

# Auslegung und Untersuchung des Gemischbildungssystems für ein motorisches H<sub>2</sub>-DI Diffusionsbrennverfahren

Dissertation

René Heindl

Eingereicht am:

Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik  
der Technischen Universität Graz



2010



*Einen steinigen, jedoch zielführenden Weg vor sich hat  
Jener, der das Wesen der Dinge zu ergründen sucht.*



## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig 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 24.03.2010

---

René Heindl



## Vorwort

„Der Verbrennungsmotor ist tot.“ Ist man bereit, der derzeit vorherrschenden Meinung Glauben zu schenken, so gehört unsere mobile Zukunft eindeutig der Brennstoffzelle – und natürlich dem reinen Elektroantrieb.

Eingehende Betrachtung bringt schnell ans Licht, dass wir in jüngerer Vergangenheit immer wieder mit steter Regelmäßigkeit und Euphorie an diesen auch jetzt wieder in Aussicht gestellten und quasi unmittelbar bevorstehenden Technologiewechsel herangeführt – oder vielmehr herangetrieben – worden sind. Allen Unkenrufen auf die „alte“ Technologie zum Trotz konnten sich diese hoch gepriesenen Konzepte bis heute gegen den Verbrennungsmotor bestenfalls in sehr kleinen Nischen behaupten. Das hat gleichwohl wirtschaftliche und infrastrukturelle Gründe, basiert aber auch auf technischen Gegebenheiten, die – und weiter soll dies an dieser Stelle auch nicht vertieft werden – meist darauf zurückzuführen sind, dass sowohl Brennstoffzellen- als auch Elektroantriebe ihre durchaus beeindruckenden theoretischen Potenziale im reinen Fahrbetrieb in Kundenhand bei weitem nicht voll ausschöpfen können. Zieht man zusätzlich in Betracht, dass ein modernes und komfortables Straßenfahrzeug durchaus auch Bedarf an Wärmeenergie aufweist und hohe Anforderungen an das Instationärverhalten seines Antriebsaggregates stellt, dann macht der klassische Verbrennungsmotor als Energieversorger für Gesamtfahrzeugkonzepte sogar bei rein systemegoistischer Betrachtung nach wie vor eine respektable Figur.

Trotz alledem muss er sich den Vorwurf gefallen lassen, allein durch seine weite Verbreitung und damit seinen Einsatz in unzähligen Fahrzeugen, Stationäranlagen und sonstigen Geräten rund um den Globus einen wesentlichen Anteil zur Schadstoffbelastung beizutragen. Durch das Zusammenwirken von immer weiter verschärften gesetzlichen Vorgaben und akribisch durchgeführter Forschungsarbeit auf Seiten von Herstellern, Universitäten und sonstigen Forschungsinstitutionen konnten, vor allem was die klassischen motorspezifischen Schadstoffe wie Kohlenmonoxid, Kohlenwasserstoffe, Stickoxide und Partikel angeht, seit der breiten Einführung des Verbrennungsmotors als Antriebsquelle enorme Fortschritte erzielt werden.

Was bleibt, ist der Ausstoß von Kohlendioxid, den der Verbrennungsmotor mit jeder Technologie gemein hat, bei der Kohlenwasserstoffe verbrannt werden. Während sein Beitrag zur globalen Erwärmung in Zusammenhang mit in der Natur auftretenden Mechanismen durchaus kontrovers diskutiert wird, ist Kohlendioxid mittlerweile als sehr treibhauswirksames Gas bestätigt, dessen Ausstoß aus einem Fahrzeug zudem in direktem Verhältnis zum Verbrauch festgeschrieben ist. Eine CO<sub>2</sub>-Reduktion ist demnach nur über eine Verbrauchsminderung, vollständige CO<sub>2</sub>-Freiheit jedoch nur durch einen Wechsel des Kraftstoffs darstellbar.

Der Energieträger Wasserstoff bietet, eingesetzt in einer Verbrennungskraftmaschine, als einziger Kraftstoff die Möglichkeit, ein vollkommen CO<sub>2</sub>-freies Fahrzeug mit konventionellem Antriebsaggregat zu realisieren – allein dadurch ist diese Kombination schon reizvoll. Die Schwierigkeiten und Unzulänglichkeiten bei der Herstellung und Speicherung des Kraftstoffs sind in sehr ähnlicher Weise auch bei den zuvor genannten konkurrierenden Technologien vorhanden und nach wie vor verbesserungswürdig, so dass die Wasserstoff-VKM diesbezüglich keine Sonderstellung einnimmt.

Im Widerspruch zum einleitenden Zitat räume ich demnach dem wasserstoffbetriebenen Verbrennungsmotor durchaus reales Potenzial zur Bereicherung künftiger umweltverträglicher Mobilitätskonzepte ein, und so beschäftigt sich diese Dissertationsschrift mit der Auslegung und Untersuchung eines Gemischbildungssystems für ein hochverdichtendes Brennverfahren für PKW-Motoren mit Wasserstoffantrieb.



## Ein Gedanke zur Forschung

Einen Wunsch für die Zukunft zu formulieren, sei mir an dieser Stelle noch gestattet:

Während es auf technischer Seite nach wie vor akribische Arbeit, Genauigkeit und Hingabe sind, die uns in die Lage versetzen, Potenziale und Grenzen neuer Technologien gewissenhaft auszuloten und bei positiver Bewertung darauf basierende Produkte zu entwerfen, so ist es auf Seiten des Marketings und der wirtschaftlichen Protagonisten für oder wider die eine oder andere Technologie leider immer mehr Usus, recht ungeniert mit Superlativen um sich zu werfen und so unberechtigt hohe Erwartungshaltungen zu generieren.

Dies führt dazu, dass – anstatt den Wettbewerb konkurrierender und aus einer eingehenden Bewertung sinnvoll erscheinender Technologien über jene Zeitspanne aufrecht zu erhalten, die für seriöse technische Forschung nun einmal notwendig ist – für eine kurze Zeit ein Großteil der Anstrengungen und finanziellen Aufwände in nur eine einzige Richtung gelenkt werden. Abseits der vollmundigen Ankündigungen ist aus technischer Sicht relativ schnell klar, dass die generierten Erwartungen nicht erfüllt werden können. Dies bleibt natürlich auch den Befürwortern der konkurrierenden Technologien nicht verborgen, und so finden sich, während die eigene Lobby ein wenig leiser wird, auf halbem Wege und bevor irgendetwas zu Ende gedacht werden kann, die Marktschreier eines Konkurrenzkonzeptes ein, um lautstark den Schwenk auf die nächste und einzig wahre, weltverbessernde Technologie einzuläuten.

Trauriger Effekt dieses auf alle Bereiche der technischen Forschung gut anwendbaren Prinzips ist, dass durch die langen Zeitspannen, die zwischen dem zumeist schlagartigen Abbruch der Anstrengungen in eine bestimmte Richtung und deren Wiederaufnahme – die ebenfalls mit beeindruckender Konsequenz kommt – kaum jemand mit entsprechender Erfahrung mehr greifbar ist, so dass ein eingeschränkter und nicht selten unvollständiger Informationsstand aus Aufzeichnungen mühevoll rekonstruiert und damit sehr viel Arbeit zum wiederholten Male durchgeführt werden muss. Tritt man einen Schritt zurück und betrachtet das Gesamtbild, so wird hier – oft aus nicht höheren Gründen als dem eigenen finanziellen Interesse – kontinuierlich sehr viel Zeit und Geld unnötig verschwendet.

Ein weiterer Punkt betrifft die jedem Oberstufenschüler bekannte Verknüpfung des „ausschließenden Oder“. Damit wird nämlich gearbeitet, wenn es um unsere mobile Zukunft geht. Es sei die Brennstoffzelle oder der Verbrennungsmotor, es sei eines der beiden oder der Elektroantrieb, welche(r)/welches uns schließlich zum allumfassenden Vorteil gereichen würde – so die transportierte Meinung. Ich denke, wir sind heute auf einem viel zu hohen technologischen Niveau, als dass wir sämtlichen Fragestellungen mit ausschließlich einem einzigen Konzept vorteilhaft begegnen könnten. Es wäre demnach vielmehr ein logisches „Und“, das uns die Möglichkeit an die Hand gäbe, die jeweilige Technologie dort einzusetzen, wo sie ihre Vorteile ausspielen und die Wirksamkeit ihrer Nachteile in Grenzen halten könnte.

Ich würde mir daher für die Zukunft der Forschung wünschen, dass ein wenig leiser und sachlicher, vor allem aber mit deutlich mehr Affinität zur Wahrheit an Entscheidungsträger, Geldgeber und Öffentlichkeit herantreten wird. Es wäre vorteilhaft, ließe man jene, die über den entsprechenden technischen Hintergrund verfügen, zumindest mitentscheiden, welche Informationen in die Köpfe der Menschen transportiert werden sollen, anstatt immer neue, hochdotierte Jobs im Wirtschaftsbereich zu erfinden – welche Art der Nachhaltigkeit durch rein gewinnorientiertes Gebaren von jenen, die es zu einer Art Allheilmittel erhoben haben, zu erwarten ist, kann man an der gegenwärtigen Finanzkrise sehr gut festmachen.



## Danksagung

Allen voran möchte ich mich beim Vorstand des Institutes für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik an der Technischen Universität Graz, Herrn Univ.Prof.Dr. Helmut Eichlseder dafür bedanken, dass er nunmehr seit einigen Jahren konsequent und mit Überzeugung zum Wasserstoffprojekt steht, dass er mit sehr viel persönlichem Einsatz und auch finanziellem Risiko den Zugriff auf modernste und entsprechend teure Entwicklungswerkzeuge ermöglicht und so an seinem Institut eine Arbeitsumgebung nicht nur aufrecht erhält, sondern sogar laufend erweitert, die seriöse technische Forschung auf hohem Niveau erst möglich macht.

Mein Dank gilt auch den Kollegen der BMW Forschung und Technik GmbH, namentlich den Herren Falk Gerbig und Klaus Heller, die beide mit wertvollen Beiträgen und interessanten Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, wiewohl auch die BMW Forschung und Technik zusammen mit dem Österreichischen Bundesministerium für Verkehr, Innovation und Technologie den finanziellen Rahmen für jenes Forschungsprojekt bereitgestellt hat, welches dieser Arbeit zu Grunde liegt.

Für die laufende Betreuung und Erstbegutachtung meiner Arbeit gebührt mein Dank Herrn Ao.Univ.Prof.Dr. Andreas Wimmer, die Zweitbegutachtung hat Herr Univ.Prof.Dr.-Ing.habil Günter Merker übernommen – auch dafür meinen herzlichen Dank.

Auch bedanken möchte ich mich bei der Kollegenschaft des H<sub>2</sub>-Teams am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, die gleichwohl gemeinschaftlich für ein sehr angenehmes und inspirierendes Arbeitsklima gesorgt, aber auch durch ihre Expertise und ihren Einsatz das Zustandekommen dieser Arbeit maßgeblich unterstützt hat.

Allen voran möchte ich diesbezüglich Herrn Dr. Dieter Messner nennen, den ich für einen im Wortsinn hervorragenden Techniker halte und von dem ich nicht nur auf dem Gebiet der CFD-Simulation sehr viel habe lernen dürfen.

Herr Dr. Peter Grabner und Herr DI. Christian Spuller haben als die Verantwortlichen für den thermodynamischen Forschungsmotor einerseits durch die Bereitstellung von zur Validierung notwendigen Messergebnissen und andererseits durch die Unterstützung eines „Simulanten“ auf dem Gebiete der motorischen und messtechnischen Zusammenhänge in gleicher Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen wie es Herr DI. Rainer Haslacher für die Belange der optischen Messtechnik getan hat. Schlussendlich sei auch den Mitarbeitern der mechanischen Werkstätte des Institutes, Herrn Michael Barth, Herrn Günter Rumpf und Frau Nicole Schweiger, für ihre Unterstützung gedankt.

Dank gebührt selbstverständlich auch meinen Eltern, die vor allem mit der Ermöglichung des Diplomstudiums maßgeblich dazu beigetragen haben, mir den Weg für weitere fachliche Vertiefung zu ebnen.

Für ein jederzeit offenes Ohr und aufrichtige Anteilnahme an allen meinen, nicht nur die Dissertation betreffenden, Belangen möchte ich mich bei Herrn Ewald Hochschwarzer bedanken, mit dem mich eine langjährige und außergewöhnliche Freundschaft verbindet.

Den weitaus größten Dank aber schulde ich meiner Lebensgefährtin, Frau Doris Eibinger, die meiner Hingabe zur Technik und zum Studium stets mit Verständnis gegenüber gestanden und mir so den zeitlichen Freiraum zur Durchführung meiner Studien eingeräumt hat.

Gewidmet schlussendlich sei diese Arbeit Herrn Franz Siegl, der mir wie ein Großvater war. Die Fertigstellung dieser Arbeit und somit den Abschluss meiner Studien mitzuerleben war ihm leider nicht mehr vergönnt.



# Kurzfassung

## Ausgangssituation und Aufgabenstellung

Ottomotorische DI-Wasserstoff-Brennverfahren leiden unter anderem daran, dass der je nach geometrischer Auslegung und abhängig von den Einblaseparametern unterschiedlich große Vormischanteil das Verfahren anfällig macht auf klopfende Verbrennung, was einer Wirkungsgradsteigerung durch Erhöhung der Verdichtung entgegen steht. In dieser Arbeit soll einerseits an einer bekannten Geometrie eine Modellierungsstrategie für die CFD-Gemischbildungsrechnung als primäres Werkzeug erarbeitet und mit Hilfe von Messungen an einem optisch zugänglichen Forschungsmotor validiert werden. Auf Basis dieser Ergebnisse soll mit Hilfe der 3D-CFD Simulation eine aus Sicht der Gemischbildung für den motorischen Wirkungsgrad vorteilhafte Kombination aus Kolben- und Injektorgeometrie zur Darstellung eines zur Selbstzündung tauglichen Wasserstoffbrennverfahrens mit hoher Verdichtung und hohem nicht vorgemischtem Verbrennungsanteil gefunden, diese Auslegung in Hardware umgesetzt und damit die Darstellbarkeit eines solchen Brennverfahrens mittels Messungen an einem entsprechend ausgestatteten thermodynamischen Forschungsmotor typischer PKW-Größe nachgewiesen und von Gemischbildungsseite näher untersucht und bewertet werden.

## Tätigkeiten und Ergebnisse

Bei CFD-Berechnungen an einer vorhandenen ottomotorischen DI-Geometrie hat sich vor allem bei frühen Einblasezeitpunkten, wo entsprechend große Wirbel im Brennraum ausgebildet werden können, die Wahl des Turbulenzmodells insofern als kritisch herausgestellt, als dass ein Standard- $k\epsilon$  Modell die Messergebnisse eines optischen Motors im Bezug auf die Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt nicht hinreichend genau wiedergeben kann, weshalb die Anwendung eines Realizable- $k\epsilon$  oder im Idealfall eines RSM-Modells erforderlich ist.

Nach einer Literaturstudie und einer Abschätzung von für den Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff tauglichen Betriebsstrategien und Motorparametern wurden an einer ottomotorischen Geometrie mit hochverdichtendem Aufbaukolben erste Untersuchungen durchgeführt. Darauf aufbauend konnte durch Modellierung unterschiedlicher Kolben- und Injektorgeometrien schlussendlich eine aus Sicht der Gemischbildung für die  $H_2$ -Selbstzündung und Diffusionsverbrennung vorteilhafte geometrische Auslegung, bestehend aus einer Omega-mulde bei  $\epsilon = 18$  bzw. 22 und einem zentral eingebauten 16-Loch Injektor mit je 0.3 mm Lochdurchmesser, erarbeitet werden, die in die Konstruktion eines neuen Einzylinder-Forschungsmotors eingeflossen ist. An diesem Motor konnte – wenn auch in sehr eingeschränktem Lastbereich – stabiler Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff als Kraftstoff am Motorenprüfstand dargestellt werden.

Begleitend zu diesen Untersuchungen wurde ein Ladungswechselmodell für das gegenständliche Aggregat erstellt und wurde die CFD-Modellierungsstrategie für die Gemischbildung durch Abbildung eines Teiles der Injektorinnenströmung an die speziellen Anforderungen eines  $H_2$ -Hochdruck-DI-Diffusionsbrennverfahrens angepasst, so dass sowohl die Ladungsbewegung, als auch ein eventueller Umschlag der Einblasung von über- zu unterkritisch während eines Einblasevorganges vom Modell berücksichtigt werden können.

## Empfehlung und weitere Vorgehensweise

Auf dem Gebiet der CFD-Simulation wäre als nächster Schritt die Abbildung der Prozesse während der Verbrennung angezeigt. Die weitere Steigerung des Wirkungsgrades sowie die Ausdehnung der Anwendbarkeit des dargestellten Brennverfahrens auf das gesamte für PKW-Anwendungen typische Motorenkennfeld scheint über einen Wechsel von der Selbst- zur Fremdzündung unter Beibehaltung von sowohl hoher Verdichtung als auch Diffusionsverbrennung zu führen – dazu ist derzeit eine weitere Dissertation in Vorbereitung.



# Abstract

## Initial Situation and Task

Depending on their geometrical layout, on the parameters of injection and the subsequent different amount of premixed fuel spark ignited hydrogen-DI combustion systems inter alia suffer from being susceptible for engine knocking, which inhibits a further boost in engine efficiency via the increase of compression ratio. Within the presented work on the one hand a modelling strategy for CFD mixture formation simulation shall be set up for known and existing engine geometry. The results of the simulations shall then be validated by comparison with measurements from an optical research engine. Making use of this modelling strategy one primary task is to find a geometrical combination of piston and injector nozzle layout, which, according to what can be derived from the investigation of the mixture formation process, appears to be beneficial for the implementation of a high-pressure DI hydrogen combustion system featuring the capability of auto ignition, high compression ratio and a diffusion type of combustion. On a thermodynamic research engine equipped with parts manufactured according to the results from this layout process the general feasibility of such a combustion system shall be demonstrated while with the help of 3D CFD the mixture formation process shall be investigated and reviewed thoroughly.

## Performed Work and Results

During calculations performed using an existing SI-DI engine geometry the choice of the turbulence model has proven most critical, inasmuch as especially at early injection timings, where big eddies occur within the cylinder during the injection and mixture formation phase, the standard  $k\epsilon$ -model is not able to correctly predict the mixture stratification at ignition point. In this case making use of a realizable- $k\epsilon$  or – even better – RSM model seems inevitable.

After an estimation of both initial operation strategies and engine parameters likely to allow for hydrogen auto ignition operation preliminary experimental investigations were performed employing an existing SI-DI engine geometry featuring a superstructure-piston for high compression ratio. A CFD based calculation method underlying enduring supercritical circumstances during injection was employed to find a geometrical combination of piston and injector nozzle design likely to allow for the best possible auto ignition operation. It features a  $\omega$ -shaped piston bowl and a centrally mounted injector nozzle equipped with 16 bores with a diameter of 0.3 mm each. The so found layout was transferred into hardware and implemented into a new single cylinder research engine. With the help of this engine stable hydrogen auto ignition operation – albeit only for the low range of engine loads – could be demonstrated successfully.

Accompanying to the test bed runs a gas exchange model was set up for the new engine, while a model of the inner geometry of the high-pressure DI injector could be attached to the CFD model for mixture formation in order to take into account not only the charge movement, but also an eventual change of flow-condition from super- to subcritical during hydrogen injection, which may occur at late direct injections followed by a diffusion type of combustion.

## Recommendations and Future Work

In the field of CFD simulation the consecutive work will mainly have to deal with the processes taking place within the cylinder during combustion. A further increase of engine efficiency together with an extension of the combustion system to the entire map typical for passenger care engines while at the same time maintaining high compression ratios and a diffusion type of combustion seems to lead over a change of the ignition system from auto ignition to an induced ignition with the help of either a glow- or a spark-plug – referring to this a separate thesis is under construction at the time being.



# Inhaltsverzeichnis

Vorwort .....	i
Ein Gedanke zur Forschung .....	iii
Danksagung.....	v
Kurzfassung.....	vii
Abstract.....	ix
Inhaltsverzeichnis .....	xi
1 Einleitung.....	1
1.1 Motivation.....	1
1.2 Energieträger Wasserstoff .....	2
1.3 Wasserstoff in der Verbrennungskraftmaschine .....	4
2 Ausgangssituation und Aufgabenstellung .....	7
2.1 Entwicklungsstand des H <sub>2</sub> -Verbrennungsmotors.....	7
2.1.1 Einteilung nach Gemischbildungsort und -zeit.....	7
2.1.1.1 Warme äußere Gemischbildung.....	8
2.1.1.2 Kryogene äußere Gemischbildung.....	9
2.1.1.3 Innere Gemischbildung .....	10
2.1.1.4 Emissionsverhalten des Wasserstoffmotors .....	12
2.2 Aufgabenstellung .....	13
2.3 Projektlandschaft .....	15
2.3.1 HyICE.....	15
2.3.2 H2BVplus .....	15
3 Die 3D-CFD Simulation als Entwicklungswerkzeug .....	16
3.1 Theoretische Grundlagen .....	17
3.1.1 Mathematische Beschreibung von Strömungsvorgängen.....	18
3.1.2 Turbulenz .....	20
3.1.2.1 Das $k\epsilon$ -Turbulenzmodell.....	22
3.1.2.2 Das Reynolds Stress Turbulenzmodell .....	23
3.1.3 Gasgemische .....	24
3.1.4 Behandlung wandnaher Strömungen.....	25
3.1.4.1 Beschreibung der Geschwindigkeitsgrenzschicht.....	25
3.1.4.2 Beschreibung der Temperaturgrenzschicht .....	27
3.1.4.3 Wandbehandlung im verwendeten CFD-Code.....	28
4 Experimentelle Validierungsbasis.....	31
4.1 Thermodynamische Forschungsmotoren .....	32
4.1.1 Forschungsmotor mit Ottogeometrie (H <sub>2</sub> -SI).....	32
4.1.2 Forschungsmotor mit Dieselgeometrie (H <sub>2</sub> -CI) .....	34

---

4.1.3	Prüfstands Aufbau .....	37
4.1.4	Standardmesstechnik.....	39
4.2	Optisch zugängliche Versuchsträger .....	41
4.2.1	Transparentmotor.....	41
4.2.2	Einblasekammer .....	44
4.2.3	Optische Messtechnik und Messaufbau .....	46
4.2.3.1	Laser-Induzierte Fluoreszenz (LIF) .....	46
4.2.3.2	Optischer Messaufbau .....	47
4.3	Hochdruckinjektoren für den DI-Betrieb mit Wasserstoff .....	50
4.3.1	Westport J43P3.....	51
4.3.2	Hörbiger Doppelmagnet-Hochdruckinjektor .....	53
5	3D-CFD Methodik am Verbrennungsmotor .....	57
5.1	Zeitliche Abfolge der Simulation bei H <sub>2</sub> -DI .....	57
5.2	Berechnung des Ladungswechsels .....	58
5.2.1	Aufbau des Ladungswechselmodells.....	59
5.2.2	Gittertopologie beim Ladungswechselmodell.....	60
5.2.3	Initialisierung und Randbedingungen am LW-Modell.....	61
5.2.4	Ergebnisse des Ladungswechselmodells .....	62
5.3	Gemischbildungsrechnung und deren Verifikation .....	63
5.3.1	Aufbau des Gemischbildungsmodells .....	63
5.3.2	Gittertopologie beim Gemischbildungsmodell.....	65
5.3.3	Initialisierung und Randbedingungen am GB-Modell.....	66
5.3.4	Validierung der GB-Rechnung mittels Transparentmotor .....	69
5.3.4.1	Validierung bei früher Einblasung .....	71
5.3.4.2	Validierung bei später Einblasung.....	76
5.3.4.3	Fazit zur Validierung der Gemischbildungssimulation.....	84
6	H <sub>2</sub> -DI Diffusionsbrennverfahren.....	86
6.1	Arbeitshypothese Selbstzündung .....	86
6.2	Voruntersuchungen an der H <sub>2</sub> -SI Geometrie .....	89
6.2.1	Betriebsstrategien für Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo.....	89
6.2.2	Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo im Experiment.....	91
6.2.2.1	Saugbetrieb mit Ansaugluftvorwärmung .....	92
6.2.2.2	Kombination von Luftvorwärmung und Aufladung.....	94
6.2.2.3	Kombination von Luftvorwärmung und Abgasrückführung.....	95
6.2.2.4	Fazit zu den experimentellen Voruntersuchungen am H <sub>2</sub> -SI Motor .....	96
6.2.3	Einfluss von Aufbaukolben und Brennraumgeometrie .....	96
6.3	Berechnungen zur Auslegung des H <sub>2</sub> -CI Motors .....	100
6.3.1	Betriebsstrategien für Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -CI FoMo.....	100

---

6.3.2	Auslegung von Kolbenmulde und Injektorstrahlbild .....	105
6.3.2.1	Muldenform 1: Flache $\omega$ -Mulde .....	106
6.3.2.2	Muldenform 2: Tiefe $\omega$ -Mulde .....	109
6.3.2.3	Muldenform 3: $\omega$ -Mulde mit zurückgezogenem Injektor .....	113
6.4	Gemischbildung am H <sub>2</sub> -CI FoMo mit HVT-Injektor .....	119
6.4.1	Theoretische Überlegungen .....	119
6.4.2	Modellierung der inneren Injektorgeometrie .....	120
6.4.3	2D-Ersatzmodellierung .....	123
6.4.3.1	2D-Modell des Injektors .....	123
6.4.3.2	Ergebnisse des 2D-Injektormodells bei konstantem Gegendruck .....	126
6.4.3.3	Druckverteilung während der Einblasung bei konstantem Gegendruck ..	127
6.4.3.4	Variation des Gegendruckes .....	134
6.4.3.5	Veränderlicher Gegendruck .....	138
6.4.3.6	Initialisierung des Injektorschadraumes mit Luft .....	140
6.4.3.7	Kombiniertes 2D-Ersatzmodell aus Injektor und Brennraum .....	143
6.4.3.8	Zwischenfazit zu den Berechnungen an den 2D-Ersatzmodellen .....	150
6.4.4	3D-Modellierung mit vereinfachter Geometrie .....	151
6.4.4.1	Berechnungsdurchlauf mit einfacher Genauigkeit .....	153
6.4.4.2	Doppelte Genauigkeit und Variation des Kraftstoffvordruckes .....	155
6.4.5	3D-Modellierung der finalen Motorgeometrie .....	168
6.4.5.1	Simulation des Ladungswechsels bei 2000 min <sup>-1</sup> .....	170
6.4.5.2	Simulation der Gemischbildung .....	174
6.4.5.3	Zwischenfazit zur 3D-Modellierung .....	180
6.5	Experimentelle Untersuchungen an der H <sub>2</sub> -CI Konfiguration .....	181
6.5.1	Untersuchungen am HVT-Injektor mit 16 x 0.3 mm – Strahlbild .....	181
6.5.1.1	Strahlbildanalyse .....	181
6.5.1.2	Zyklische Stabilität der HVT-Injektoren .....	186
6.5.1.3	Leckageuntersuchungen an den HVT-Injektoren .....	187
6.5.2	Experimentelle Untersuchungen am H <sub>2</sub> -CI Motor .....	188
6.5.2.1	Selbstzündungsbetrieb .....	188
6.5.2.2	Fremdzündung mittels Glühstift .....	194
6.5.2.3	Fremdzündung mittels Zündkerze .....	197
7	Zusammenfassung und Ausblick .....	200
7.1	Zusammenfassung .....	200
7.2	Ausblick .....	202
	Abbildungen .....	203
	Abkürzungen .....	209
	Formelzeichen .....	211

Gleichungen.....	214
Tabellen.....	215
Literatur.....	216

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Der weltweit ohnehin schon kontinuierlich steigende Energiebedarf erhält vor allem durch die rasant fortschreitende Industrialisierung der überwiegend sehr bevölkerungsreichen Schwellenländer – man denke diesbezüglich nur an China und Indien – eine neue Dimension und stellt die Frage nach ausreichender Energieversorgung nach jener der Nahrungs- und Trinkwasserversorgung an ganz zentrale Stelle. Während es in einzelnen Ländern, wie beispielsweise Österreich mit seinem hohen Anteil an aus Wasserkraft produzierter elektrischer Energie, durchaus Potenzial zu umweltverträglicherer Stromerzeugung gibt, verlässt sich der Transportsektor, der mit etwa einem Drittel der gesamt aufgewendeten Energie einer der größten Verbraucher ist, vor allem was den nicht schienengebundenen Verkehr angeht nahezu ausschließlich auf fossile Primärenergie wie Rohöl oder Erdgas.

Deren Vorkommen sind jedenfalls begrenzt, wenngleich seit vielen Jahren in unzähligen zu diesem Thema durchgeführten Studien, zum Teil auch abhängig davon, wer diese in Auftrag gegeben hat, unterschiedliche Zeiträume der Versorgungssicherheit in Aussicht gestellt werden. Immer wieder neue Funde machen eine diesbezügliche Abschätzung auch schwierig, wohingegen eben diese Vorkommen oft nur schwer zugänglich und somit nur mit erhöhtem Kosteneinsatz verfügbar zu machen sind.

Neben dem Umstand, dass man sich bei nahezu ausschließlichem Rückgriff auf die genannten Primärenergien in energiepolitische Abhängigkeit einiger weniger Erdöl und Erdgas fördernder und exportierender Länder begibt, die zumal in einigen Fällen aufgrund politischer Instabilität ihre Liefervolumina und Preise je nach zum jeweiligen Zeitpunkt vorherrschender politischer Affinität zu den Abnehmerländern anpassen bzw. durchaus auch als Druckmittel zur Erfüllung etwaiger Forderungen einsetzen könnten, steht jedenfalls außer Frage, dass mit steigendem Verbrauch von Erdöl und Erdgas in einem je nach Kohlenstoffgehalt festgeschriebenen Verhältnis der Ausstoß an Kohlendioxid ansteigt. Während der Wirkanteil des anthropogen emittierten Kohlendioxids an der globalen Erwärmung durchaus auch kontrovers diskutiert wird, gilt seine grundsätzliche Treibhauswirksamkeit mittlerweile als nachgewiesen. Es macht daher nicht nur aus energiepolitischer Sicht Sinn, sondern ist vor allem aus klimapolitischer Sicht notwendig, sich mit möglichen Alternativen zu befassen.

Für diese Alternativen gibt es verschiedene Ansätze, von denen der Großteil darauf abzielt, möglichst rasch einen geschlossenen CO<sub>2</sub>-Kreislauf zu bewerkstelligen, indem auf nachwachsende pflanzliche Energielieferanten zurückgegriffen wird, die während ihres Wachstums theoretisch jene Menge an CO<sub>2</sub> wieder verbrauchen, die bei der energetischen Umsetzung frei wird. Aufgrund von Düngung und maschineller Bearbeitung während des Wachstums, unabdingbarer Umwandlungsprozesse sowie Distribution der Endprodukte ist eine vollkommen neutrale Bilanz heute realistisch nicht erreichbar. Auch entbrennt derzeit eine gesellschaftspolitische Diskussion, inwieweit es aus humanitärer Sicht gerechtfertigt ist, landwirtschaftliche Flächen in großem Stil zur Produktion von Kraftstoffen anstatt von Nahrungsmitteln zu nutzen. Nationale Regierungen sowie die Europäische Union erlassen derzeit als ersten Schritt und tragfähigen Kompromiss Vorgaben, die eine über die Jahre schrittweise Erhöhung des Biokraftstoffanteils, vielfach auch durch Beimengung zu konventionellen Kraftstoffen, vorsehen.

Eine Alternative unterscheidet sich insofern grundlegend von den oben beschriebenen Konzepten, als dass bei Verwendung von Wasserstoff als Energieträger nicht nur ein CO<sub>2</sub>-freies Fahrzeug, sondern bei regenerativer Herstellung des Wasserstoffs mit Hilfe von Sonnenenergie auch ein weitgehend CO<sub>2</sub>-freier Gesamtzyklus – zumindest theoretisch – realisiert werden könnte. Dies ist ein Alleinstellungsmerkmal und macht die Beschäftigung mit diesem Energieträger als Kraftstoff für die Brennstoffzelle oder, wie im hier behandelten Fall, die Verbrennungskraftmaschine so interessant.

## 1.2 Energieträger Wasserstoff

Wasserstoff ist ein Energieträger. Das heißt, er kommt in unserer Umwelt nicht wie beispielsweise Erdöl oder Erdgas als förderbare Primärenergie vor, sondern muss erst aus den chemischen Verbindungen, in denen er aufgrund seiner ausnehmend hohen Reaktivität gebunden ist, mit mehr oder weniger aufwändigen und energieintensiven technischen Verfahren extrahiert und somit „erzeugt“ werden. Erst danach steht Wasserstoff als zweiatomiges Molekül  $H_2$  in Form eines unsichtbaren und geruchlosen Gases zur Verfügung.

Einigen hier nicht näher beschriebenen unkonventionellen Gewinnungsmethoden steht einerseits die Elektrolyse von Wasser gegenüber, die unter der Voraussetzung der Deckung des dazu notwendigen Energiebedarfes aus regenerativen Quellen, wie beispielsweise der Sonnenenergie, eine vollkommen  $CO_2$ -freie Erzeugung von Wasserstoff ermöglicht und somit wünschenswert ist. Derzeit wird der hauptsächlich für technisch-chemische Prozessführungen benötigte Wasserstoff aus wirtschaftlichen Gründen nahezu vollständig aus Kohlenwasserstoffen reformiert. Bei der Reformierung fällt allerdings  $CO_2$  an, wodurch sich durch den Einsatz des Wasserstoffes als Kraftstoff das Problem der Entstehung von  $CO_2$  bei Verbrennungsanwendungen aus ökologischer Sicht nicht lösen, sondern nur verlagern lässt.

Zudem ist der Wasserstoff im gesamten Periodensystem der Elemente das kleinste Molekül mit der geringsten Gasdichte und stellt somit sehr hohe Anforderungen an die Dichtigkeit von Speichersystemen. Um beispielsweise für Fahrzeuganwendungen ausreichende Kilometerleistungen gewährleisten zu können, kann die Speicherung der dazu notwendigen Wasserstoffmasse nur entweder in gasförmiger Form mit sehr hohem Druck ( $CGH_2$  – Compressed Gaseous Hydrogen) oder mit reduziertem Druck in flüssiger Form ( $LH_2$  – Liquefied Hydrogen) erfolgen. Beide Verfahren bedingen je nach gewünschter Speicherdichte erheblichen Energieeinsatz, wie das nachfolgende Bild 1–1 [1] zeigt.

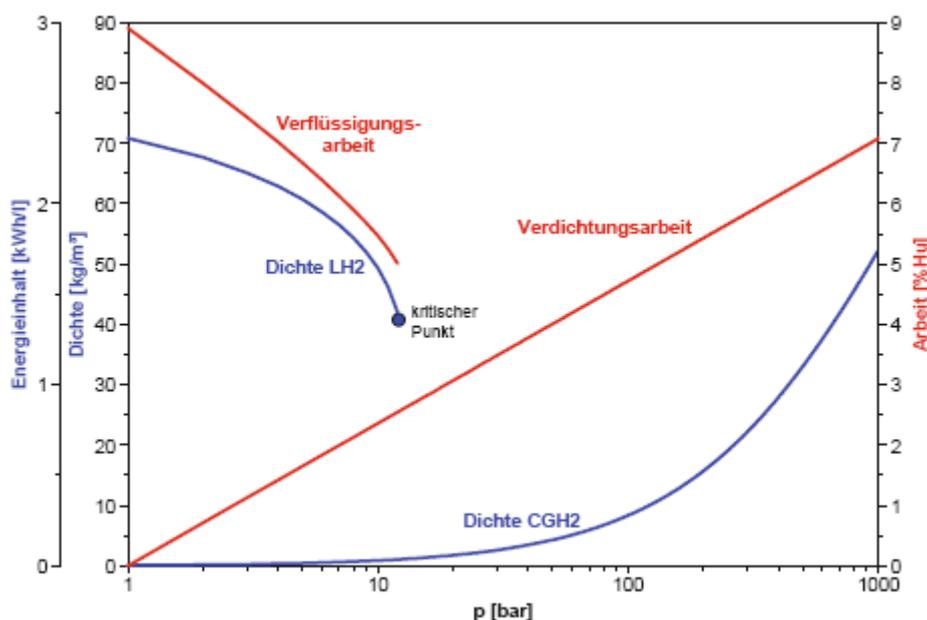


Bild 1–1: Dichte (blau) und Arbeit (rot) bei Verdichtung bzw. Verflüssigung von Wasserstoff

Legt man für einen konventionellen Otto-Kraftstoff einen unteren Heizwert von  $H_u = 43 \text{ MJ/kg}$  und eine Dichte von etwa  $\rho = 0,75 \text{ kg/l}$  zugrunde, so ergibt sich eine Speicherdichte von etwa  $32 \text{ MJ/l}$  beziehungsweise etwa  $8,9 \text{ kWh/l}$  [2]. Es lässt sich ablesen, dass derartige Speicherdichten mit Wasserstoff unabhängig von der gewählten Speichermethode keinesfalls erreichbar sind.

Bei  $\text{CGH}_2$  erlaubt beispielsweise ein 300 bar Drucktank eine Speicherdichte von nur etwa einem Zehntel jener des Benzins, während der zur Verdichtung notwendige Energieeinsatz bereits mehr als 6 % des Kraftstoffheizwertes beträgt. Höhere Speicherdichten mit Wasserstoff erreicht man durch kryogene flüssige Speicherung. So lässt sich etwa ein Viertel der Speicherdichte von Benzin bei einem Druck von etwa 4 bar erreichen, wohingegen die für die Verflüssigung notwendige Arbeit im Vergleich zur zuvor besprochenen Verdichtung um lediglich einen Prozentpunkt auf etwa 7 % des Heizwertes ansteigt. Die Flüssigspeicherung von Wasserstoff, wie sie beispielsweise von BMW in deren Hydrogen7 bereits realisiert worden ist, findet im Nassdampfgebiet im Siedezustand bei sehr tiefen Temperaturen von nur wenigen Kelvin statt. Dies bedingt eine hochwertige Isolierung der Tanks, wobei geringe Wärmeeinträge trotz allen Aufwandes nicht verhindert werden können. Diese führen unweigerlich zu einer Verdampfung von  $\text{LH}_2$  und mit Zunahme der Gasphase zu einem Druckanstieg im Tank, der durch einen kontrollierten „Boil-Off“ wieder kompensiert werden muss – der Flüssigtank entleert sich also sukzessive bei gleichzeitig laufender Abnahme der volumetrischen Speicherdichte. Näheres zur Anwendung von  $\text{LH}_2$  findet man beispielsweise in [3]. Beiden Verfahren gemein sind jedenfalls die hohen energetischen Aufwände für Verdichtung beziehungsweise Verflüssigung, zu deren Berechnung im obigen Diagramm zudem Idealprozesse herangezogen worden sind. Mit Wirkungsgraden der realen Prozesse von lediglich 0.3 bis 0.5 erhöhen sich diese Energieaufwände noch einmal beträchtlich und können derzeit im Fahrzeug nicht aufgebracht werden.

Als weitere herausragende Eigenschaft weist Wasserstoff im Bereich hoher Drücke einen negativen Joule-Thomson Koeffizienten auf. Dieser wird nach Glg. 1-1 [1] bestimmt und stellt die Änderung der Temperatur mit dem Druck bei isenthalper Prozessführung dar.

$$\mu_{JT} = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_{h=\text{const.}}$$

Glg. 1-1: Joule-Thomson Koeffizient

Ausgehend von hohem Vordruckniveau tritt eine derartige Zustandsänderung beispielsweise bei der Drosselströmung während eines Betankungsvorganges eines  $\text{CGH}_2$ -Drucktanks auf und soll nachfolgend in Bild 1–2 schematisch dargestellt werden.

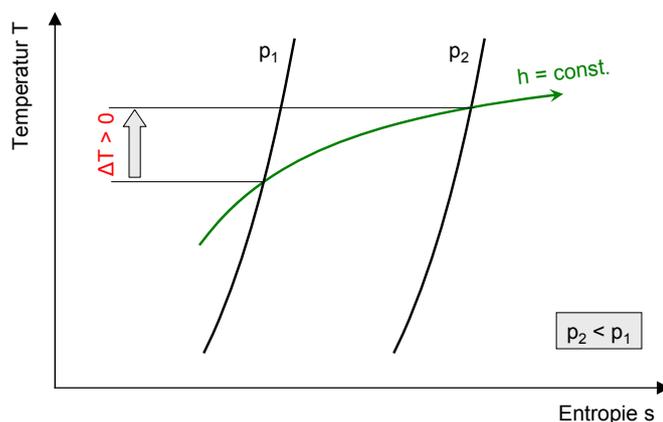


Bild 1–2: Expansion bei negativem Joule-Thomson Koeffizienten (schematisch)

Während eines solchen Betankungsvorganges erfolgt die Zustandsänderung entlang einer Linie  $h = \text{const.}$  von sehr hohem zu niedrigerem Druckniveau. Im Unterschied zu den meisten anderen Gasen, die bei Expansion abkühlen, kann es beim Wasserstoff zu einer Temperaturerhöhung kommen, die ihrerseits zu einer Verringerung der Masse im Tank sowie zu einem nach langsamer Abkühlung des Tankinhaltes auf Umgebungstemperatur verringerten Druckniveau führt. Umgehen kann man dieses Massendefizit durch Betankung auf ein erhöhtes Druckniveau, das die Auswirkungen des Joule-Thomson Koeffizienten mit berücksichtigt, oder durch so genannte „Cold Fill“-Betankungssysteme [1].

### 1.3 Wasserstoff in der Verbrennungskraftmaschine

Wasserstoff besitzt Eigenschaften, die sich in einigen Punkten ganz wesentlich von denen konventioneller Kraftstoffe unterscheiden. Einige davon begünstigen seine Anwendung in einer Verbrennungskraftmaschine, wohingegen andere dieses Vorhaben sehr schwierig machen bzw. auch von Beginn an die Integration bestimmter technischer Lösungen notwendig erscheinen lassen. Zur Verdeutlichung stellt Tabelle 1-1 die Eigenschaften des Wasserstoffs jenen konventioneller gasförmiger und flüssiger Kraftstoffe gegenüber [1].

Eigenschaft	Einheit	Wasserst.	Benzin (Super Plus)	Diesel	Methan	Erdgas (OMV)
Dichte (flüssig) <sup>1)</sup>	kg/m <sup>3</sup>	70.8	750 ÷ 770	820 ÷ 845	423	-
bei	°C	-253	15	15	-162	
Dichte (gasförmig) <sup>1) 2)</sup>	kg/m <sup>3</sup>	0.090	-	-	0.716	0.749
Molare Masse	kg/kmol	2.016	≈ 98	≈ 190	16.043	16.71
Siedepkt. bzw. -bereich <sup>1)</sup>	°C	-252.8	30 ÷ 190	210 ÷ 355	-161.5	-
Stöchiometr. Luftbedarf	kg <sub>Luft</sub> /kg <sub>Br.</sub>	34.3	14.0	14.7	17.2	16.9
Unterer Heizwert	MJ/kg	120	41.4	42.9	50	47.6
Gemischheizwert <sup>1) 2) 3)</sup> (gemischansaugend)	MJ/m <sup>3</sup>	3.19	3.76	-	3.40	3.30
Gemischheizwert <sup>1) 2) 3)</sup> (luftansaugend)	MJ/m <sup>3</sup>	4.52	3.83	3.77	3.76	3.64
Zündgrenzen <sup>1) 4)</sup> (Luftverhältnis λ)	-	0.13 ÷ 10	0.4 ÷ 1.4	0.48 ÷ 1.35	0.6 ÷ 2.28	0.7 ÷ 2.1
Selbstzündungstemp. <sup>1) 4)</sup>	°C	585	230 ÷ 450	250	595	540 ÷ 560
Min. Zündenergie <sup>3) 4)</sup>	mJ	0.017	0.24	0.24	0.29	0.28
Diffusionskoeffizient <sup>4)</sup>	cm <sup>2</sup> /s	0.61 <sup>1) 2)</sup> 8.5·10 <sup>-2</sup> <sup>7)</sup>	0.05 <sup>1) 2)</sup> -	-	0.16 <sup>1) 2)</sup> 1.9·10 <sup>-2</sup> <sup>7)</sup>	-
Laminare Flammengeschwindigkeit <sup>1) 2) 3) 4)</sup>	cm/s	230	40	40	42	42
ROZ	-	-	100	-	130	120 ÷ 130
MZ	-	0	88	-	100	95
CZ	-	-	-	52 ÷ 54	-	-
CO <sub>2</sub> -Emission (pro kg Br.)	kg <sub>CO2</sub> /kg <sub>Br.</sub>	-	3.21	3.16	2.75	n/a

<sup>1)</sup> bei 1.013 bar <sup>2)</sup> bei 0°C <sup>3)</sup> bei λ = 1 <sup>4)</sup> in Luft <sup>5)</sup> bei 700 bar, 20°C <sup>6)</sup> bei 200 bar, 20°C

<sup>7)</sup> bei 100 bar, 1000K

Tabelle 1-1: Eigenschaften von Wasserstoff im Vergleich zu konventionellen Kraftstoffen

Augenfällig ist allen voran die geringe Dichte des Wasserstoffes. Sie liegt im flüssigen Aggregatzustand bei etwa einem Zehntel jener von Benzin und Diesel. Die Flüssigspeicherung findet bei geringem Druck in tiefkaltem Zustand (bei Atmosphärendruck bei etwa  $-253^{\circ}\text{C}$ ) statt und erfordert sehr aufwändige Isolationsmaßnahmen an den jeweiligen Tanks. Trotzdem erfolgt aus solchen Tanks auch bei Flüssigspeicherung die Entnahme des Wasserstoffs in der Gasphase. Während seiner Verweildauer in den kraftstoffführenden Leitungen kommt es unweigerlich zu einer Erwärmung, so dass auch bei kryogener Gemischbildung nur ein Bruchteil der Flüssigdichte genutzt werden kann.

Die Dichte in der Gasphase ist die niedrigste aller Gase und liegt um drei Größenordnungen unter jener der konventionellen Flüssigkraftstoffe und immer noch um eine Größenordnung unter der des Erdgases. Bei äußerer Gemischbildung (AGB) wird der Kraftstoff in den Ansaugtrakt des Motors eingeblasen und expandiert dort auf das Druckniveau der im Saugrohr befindlichen Ansaugluft. Im Falle eines gasförmigen Kraftstoffes wie Wasserstoff ist diese Expansion mit einer starken Volumszunahme verbunden. Dies führt dazu, dass ein nicht unerheblicher Teil der im Saugrohr befindlichen Luft vom eingebrachten Wasserstoff verdrängt wird und es so zu einer erheblichen Dichteabnahme des entstehenden Gemisches kommt, was mit einer signifikanten Abnahme des Gemischheizwertes verbunden ist, der nach Glg. 1-2 [2] definiert ist und jene Energiemenge bezeichnet, die pro Kubikmeter Frischladung in den Motorbrennraum eingebracht wird.

$$H_G = \rho_G \frac{H_u}{1 + \lambda L_{St}} \qquad \bar{H}_G = \rho_L \frac{H_u}{\lambda L_{St}}$$

Glg. 1-2: Gemischheizwert für gemischansaugende (links) und luftansaugende (rechts) Motoren

Für einen mit Wasserstoff betriebenen Ottomotor mit äußerer Gemischbildung kommt demnach die linke der beiden Bestimmungsgleichungen zur Anwendung. Darin bezeichnen  $\rho_G$  die Dichte des Gemisches und  $\lambda$  das Luftverhältnis des jeweiligen Betriebspunktes. Bei gegebenem Kraftstoff ist der Gemischheizwert durch diese beiden Größen bestimmt, weil der untere Heizwert  $H_u$  und der stöchiometrische Luftbedarf  $L_{St}$  kraftstoffspezifische Konstanten sind. Den Mitteldrucknachteil, der sich durch den verringerten Gemischheizwert ergibt, kann ein  $\text{H}_2$ -AGB-Motor durch Aufladung bestenfalls teilkompensieren. Um im Vergleich zum Stand der Technik bei Flüssigkraftstoffen auch mit Wasserstoff bei AGB akzeptable Absolutwerte von Drehmoment und Leistung erzielen zu können, sind aufgeladene Motoren mit sehr großen Hubvolumina erforderlich.

An der Bestimmungsgleichung für den Gemischheizwert beim luftansaugenden Motor zeigt sich unmittelbar der Vorteil einer Direkteinblasestrategie (DI), weil in diesem Fall der Gemischheizwert durch die Ansaugluftdichte anstelle der Gemischdichte bestimmt wird. Trotzdem spielt auch in diesem Fall die geringe Dichte des Wasserstoffs dahingehend eine Rolle, als dass auch bei hohen Luftmassen im Zylinder eine im Vollastfall ausreichende Wasserstoffmasse in die Brennräume transportiert werden muss. Zieht man beispielsweise eine Kombination aus Aufladung und hohen Drehzahlen in Betracht, dann muss auch dafür in der zur Verfügung stehenden Zeit die Kraftstoffmasse für stöchiometrische Verhältnisse eingebracht werden können. Eine Vergrößerung der Strömungsquerschnitte des Injektors ist für Fahrzeuganwendungen nicht beliebig steigerbar, weil mit ein und demselben Einblaseventilen die Mengenspreizung von Leerlauf bis Vollast darzustellen ist. Demnach führt der Weg über einen hohen Kraftstoffvordruck und damit eine Erhöhung der Kraftstoffdichte, um jedenfalls kritische Einblaseverhältnisse und somit dadurch eine Erhöhung des Massenstromes bei gleichbleibendem Volumenstrom zu gewährleisten. Dies stellt entsprechend hohe Anforderungen an die Injektortechnologie.

Der gravimetrische Heizwert  $H_u = 120 \text{ MJ/kg}$  ist der höchste aller Kraftstoffe, wird aber von der niedrigen Dichte deutlich überkompensiert, so dass er sich in einer Verbrennungskraftmaschine als Volumenförderer nicht positiv auswirken kann. Die geringe Dichte des Wasserstoffs stellt demnach seinen größten Nachteil für motorische Anwendung dar.

Dem Einsatz in der Verbrennungskraftmaschine jedenfalls förderlich sind die weiten Zündgrenzen von Wasserstoff in Luft zwischen  $0.13 \leq \lambda \leq 10$ . Vor allem die ausgezeichnete Abmagerungsfähigkeit ermöglicht auch bei ottomotorischer Anwendung eine Lastregelung rein über die Gemischzusammensetzung, so dass die für den konventionellen Ottomotor typischen und den Wirkungsgrad in der Teillast beschränkenden Drosselverluste hier nicht auftreten.

Im stöchiometrischen Betrieb ist die zur Entflammung notwendige Zündenergie um etwa eine Größenordnung kleiner als bei konventionellen Kraftstoffen. Es gilt jedoch zu beachten, dass diese mit steigender Abmagerung des Gemisches um bis zu zwei Größenordnungen ansteigt. Es ist somit bei der Auslegung eines Zündsystems sicherzustellen, dass dieses die Zündenergie für ein qualitätsgeregeltes ottomotorisches Wasserstoffbrennverfahren auch im mageren Bereich des Gemisches zur Verfügung stellen kann.

Der Diffusionskoeffizient ist ein Maß für die Fähigkeit eines Stoffes, in einen anderen einzudiffundieren und zeigt damit die Vermischungsneigung einer Stoffpaarung an. Für die Paarung Wasserstoff/Luft liegt dieser Koeffizient vergleichsweise hoch. Gute Durchmischungseigenschaften dürfen daher bei der Gemischbildung erwartet werden.

Die laminare Flammgeschwindigkeit des Wasserstoffs ist bei stöchiometrischen Verhältnissen mit  $s_l = 230$  cm/s um etwa den Faktor fünf größer als bei konventionellen Kraftstoffen. Diese Basis ermöglicht hohe turbulente Flammgeschwindigkeiten im Motor und damit sehr kurze und kompakte Verbrennungen, die dem Ideal der Gleichraumverbrennung im Vergleich zu bekannten Kraftstoffen am nächsten kommen und so hohe Wirkungsgrade erwarten lassen. Gleichzeitig kann dies aber auch je nach Brennverfahren zu akustisch inakzeptablen Druckanstiegsraten führen, die einerseits mit erhöhten Bauteilbelastungen und andererseits mit gleichzeitig hohen Temperaturen im Brennraum verbunden sind, wobei letztere ihrerseits den Wandwärmeübergang und die damit verbundenen Prozessverluste wieder erhöhen können.

Als letzte und für diese Arbeit ganz maßgebliche Eigenschaft für die motorische Anwendung sei auf die Selbstzündungstemperatur von Wasserstoff in Luft hingewiesen, die trotz geringerem Zündenergiebedarf bei stöchiometrischen Verhältnissen mit  $T_{SZ} = 585$  °C deutlich über jener der konventionellen Flüssigkraftstoffe liegt, jedoch im Vergleich zu reinem Methan unwesentlich niedriger ist. Erdgas weist je nach seiner Herkunft und damit Zusammensetzung eine etwas niedrigere Selbstzündungstemperatur auf.

Die herausragendste Eigenschaft des Wasserstoffes für die motorische Anwendung ist seine Zusammensetzung. Konventionelle Kraftstoffe stellen faktisch immer ein Gemenge vieler Kohlenwasserstoffverbindungen dar, die sich in ihren Zusammensetzungen und Molekülstrukturen – und somit auch in ihren Eigenschaften – teilweise stark voneinander unterscheiden, was beispielsweise durch unterschiedliche Flüchtigkeit zu stark ausgedehnten Siedebereichen führt. Der Wasserstoff hingegen ist ein chemisches Element und verfügt demgemäß über Schmelz- und Siedepunkte, die aber aufgrund ihrer tiefen Temperaturlage für die Anwendung im Verbrennungsmotor nicht von Relevanz sind. Wohl aber relevant ist die Kohlenstofffreiheit, die den Wasserstoff als einzigen Motorenkraftstoff auszeichnet, mit dem eine vollkommen CO<sub>2</sub>-freie Verbrennung im Fahrzeug darstellbar ist.

Es lässt sich also festhalten, dass der Wasserstoff abgesehen von seiner geringen Dichte Eigenschaften aufweist, die ihn als hervorragenden Kraftstoff für die Anwendung in der Verbrennungskraftmaschine ausweisen. Im nachfolgenden Kapitel soll kurz der derzeitige Stand auf dem Gebiet der Entwicklung der Wasserstoff-VKM beschrieben werden. Dabei sei vorab darauf hingewiesen, dass die Brennverfahrensentwicklung auch jetzt schon einen sehr hohen technischen Stand hat und momentan bestehender Nachholbedarf eindeutig eher auf Seiten der Erzeugung, Verteilung und Speicherung liegt.

## 2 Ausgangssituation und Aufgabenstellung

### 2.1 Entwicklungsstand des H<sub>2</sub>-Verbrennungsmotors

Das Vorhaben, Wasserstoff als Kraftstoff in einer Verbrennungskraftmaschine einzusetzen, ist keineswegs neu. Theoretische und praktische Arbeiten in diese Richtung wurden in der Vergangenheit mehr oder weniger regelmäßig durchgeführt, motiviert durch beispielsweise die proklamierte Verknappung fossiler Rohstoffe, durch Wellen massiver Teuerungen bei konventionellen Kraftstoffen, durch den Wunsch nach Unabhängigkeit von Erdöl und Erdgas exportierenden Ländern und natürlich nicht zuletzt durch die Möglichkeit, eine motorische Verbrennung ohne Ausstoß von CO<sub>2</sub> darstellen zu können. Als Beispiel einer sehr frühen Umsetzung dieses Vorhabens gilt das bereits im Jahre 1939 von Erren [4] vorgestellte Aggregat.

Wie der besagte Motor basieren auch die meisten bekannten Umsetzungen auf dem Otto-Prinzip, bei dem das Wasserstoff/Luft-Gemisch mit Hilfe einer externen Zündquelle entzündet wird. Motoren der jeweiligen Hersteller für den Fahrzeugeinsatz sind dabei zumeist von bestehenden Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung abgeleitet, werden aber oftmals zur Darstellung höherer Leistungsdichten zusätzlich mit einer Aufladung versehen. Zudem müssen kraftstoffführende Bauteile sowie das Saugsystem in Hinblick auf die speziellen Anforderungen des Wasserstoffes adaptiert werden.

Neben grundsätzlichem akademischem Interesse bietet der Wasserstoffmotor einige durchaus reizvolle Aspekte. Einer davon ist zweifellos die Möglichkeit, eine über mehr als 100 Jahre hindurch entwickelte und damit sehr ausgereifte Antriebsquelle auch mit einem unkonventionellen Kraftstoff weiter verwenden und damit auf ein weitreichendes Werkstätten- und Servicenetz ohne große Umstellungen zurückgreifen zu können. Zudem lassen sich Wasserstoffmotoren mit einigen Abstrichen nicht nur monovalent, also für den ausschließlichen Wasserstoffbetrieb, sondern in Form eines so genannten Bi-Fuel Aggregats auslegen, bei dem man quasi auf Knopfdruck zwischen reinem Wasserstoffbetrieb und dem Betrieb mit konventionellem Ottokraftstoff umschalten und so der derzeit bei weitem noch nicht hinreichend vorhandenen H<sub>2</sub>-Versorgungsinfrastruktur Rechnung tragen kann.

#### 2.1.1 Einteilung nach Gemischbildungsort und -zeit

Die wie oben bereits erwähnt derzeit hauptsächlich als Ottomotoren ausgeführten Wasserstoffmotoren lassen sich nach [5] nach dem angewendeten Gemischbildungsverfahren sowie nach dem Zeitpunkt der Einbringung des Kraftstoffes gemäß Bild 2–1 einteilen.

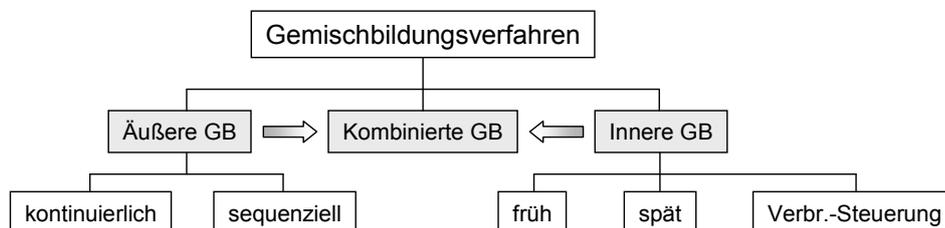


Bild 2–1: Gemischbildungskonzepte für Wasserstoffmotoren

Bei der äußeren Gemischbildung (H<sub>2</sub>-AGB) wird der Kraftstoff ins Saugrohr eingebracht. Dabei unterscheidet man einerseits die kontinuierliche Einblasung, bei welcher der Kraftstoff durchgängig eingeblasen und damit den Einlassventilen vorgelagert wird, und andererseits die sequenzielle Einblasung, die zumeist zylinderselektiv und saugsynchron ausgeführt wird. Aufgrund der Verbrennungsanomalien, zu denen Wasserstoff bei äußerer Gemischbildung neigt, wird für ausgeführte Fahrzeugmotoren praktisch ausschließlich auf die zuletzt genannte Variante zurückgegriffen.



Die Kombination aus niedriger Zündenergie des Wasserstoffes und der Vormischung im Saugrohr macht das Brennverfahren zusätzlich anfällig auf Verbrennungsanomalien. Bei den so genannten Rückzündungen entzündet sich bereits aufbereitetes Gemisch bei noch offenen Einlassventilen an heißen Stellen im Brennraum noch vor dem eigentlichen Zündzeitpunkt, worauf sich die Verbrennungsdruckwelle, zum Teil aber auch die Verbrennung selbst, über die offenen Einlassventile ins Saugrohr ausbreitet, was eine Adaptierung der Saugrohrkonstruktion für H<sub>2</sub>-Motoren mit AGB jedenfalls notwendig macht. Als Zündquellen für diese Rückzündungen kommen gleichermaßen Bauteile, heißes Restgas oder verbrannte Schmiermittelreste in Frage. Um die Menge an vorgelagertem, zündfähigem Gemisch im Saugrohr so gering wie möglich zu halten, hat sich die saugsynchrone Einblasung nahe den Einlassventilen im Vergleich zur kontinuierlichen Einblasung als die vorteilhaftere Methode herausgestellt.

Beim Klopfen hingegen kommt es nach der Zündungseinleitung an anderer Stelle im Brennraum zu einer spontanen Entflammung des weitgehend homogenen Gemisches, was zu den charakteristischen hochfrequenten Druckschwingungen und der damit verbundenen Bauteilbelastung führt. Prozessstarttemperaturen auf Umgebungstemperaturniveau sowie erwärmtes, homogenes Gemisch machen den Wasserstoffmotor mit warmer AGB auch dafür anfällig, so dass zur Vermeidung klopfenden Betriebes Verdichtungsverhältnis und Vorzündung beschränkt werden müssen und so das Wirkungsgradpotenzial des Kraftstoffes nicht vollständig ausgenutzt werden kann.

Trotz dieser Einschränkungen hat sich die warme AGB bei bisher realisierten Fahrzeugen aufgrund der Einfachheit des Systems weitgehend durchgesetzt und darf demnach als Stand der Technik bei Wasserstoffmotoren angesehen werden.

#### **2.1.1.2 Kryogene äußere Gemischbildung**

Bei der kryogenen äußeren Gemischbildung wird der Wasserstoff ebenfalls gasförmig ins Saugrohr des Motors eingeblasen, jedoch im Vergleich zur warmen AGB in tiefkaltem Zustand. Den tiefkalten Zustand des Wasserstoffgases erreicht man am besten durch Kombination dieses Gemischbildungssystems mit einem Flüssigtank, in dem der Wasserstoff bei bis zu 5 bar Druck nahe dem Siedezustand gespeichert ist. Somit bleibt der Vorteil der gut nutzbaren Speicherdichte bestehen.

Die niedrige Temperatur des Wasserstoffes bedingt im Vergleich zur warmen AGB auch eine Erhöhung der Gasdichte, so dass der Volumenbedarf des eingeblasenen Gases im Saugrohr geringer ist und somit auch der oben beschriebene Verdrängungseffekt weniger stark ausgeprägt auftritt. Dies führt insgesamt zu einer Erhöhung der Gemischdichte und somit auch des Gemischheizwertes, was sich wiederum positiv auf das Mitteldruckpotenzial auswirkt, wie im vergleichenden Prinzipbild (Bild 2–2 [6]) zu sehen ist.

Zudem startet der motorische Prozess durch das vergleichsweise kühlere Gemisch auf einem niedrigeren Temperaturniveau, was die Anfälligkeit des Brennverfahrens auf Verbrennungsanomalien wie Rückzündungen und Motorklopfen deutlich minimiert. Anders betrachtet ermöglicht also die kryogene Gemischbildung die Ausnutzung wirkungsgradförderlicher Maßnahmen wie Verdichtungserhöhung und/oder weiter reichende Beeinflussung der Schwerpunktlage der Verbrennung.

Gravierender Nachteil dieses Gemischbildungssystems ist neben der erhöhten Anforderung an die Einblaseorgane vor allem das Kraftstoffversorgungssystem. Am Flüssigtank selbst ist trotz aufwändigster Isolationsmaßnahmen ein Wärmeeintrag von außen nicht vollständig zu verhindern, wodurch es zum kontinuierlichen Verdampfen von Kraftstoff kommt, der zur Systemdruckregelung abgelassen werden muss – der Flüssigspeicher entleert sich demnach sukzessive selbst. Im ausgeführten Fahrzeug kommt es darüber hinaus auch an den kraftstoffführenden Leitungen zu Wärmeeinträgen, wodurch die realen Gemischtemperaturen über den theoretisch erreichbaren liegen werden.

Aufgrund der beschriebenen Herausforderungen ist die kryogene Saugrohrenblasung mit Wasserstoff derzeit noch als reines Forschungsthema anzusehen.

### 2.1.1.3 Innere Gemischbildung

Bei der inneren Gemischbildung ( $H_2$ -IGB oder  $H_2$ -DI) wird der Wasserstoff direkt in den jeweiligen Motorbrennraum eingeblasen. Gemäß Bild 2–1 kann eine mögliche Unterteilung dieses Verfahrens anhand des Einblasezeitpunktes vorgenommen werden. Dabei wird grundsätzlich unterschieden zwischen früher Einblasung, bei der der Kraftstoff im zeitlichen Bereich unmittelbar nach Schließen der Einlassventile eingebracht wird, und später Einblasung, die zeitlich im Bereich knapp vor dem Zündzeitpunkt angesiedelt ist. Beide genannten Bereiche für den Einblasebeginn stellen Grenzfälle dar, dazwischen ist faktisch jeder Einblasezeitpunkt je nach Brennverfahren wählbar. Bei der frühen Einblasung steht für die Homogenisierung des Kraftstoff/Luft-Gemisches der größtmögliche Zeitraum zur Verfügung, während die späte Einblasung die Ausbildung eines möglichst stark geschichteten Gemisches zum Ziel hat. Im nachfolgenden Bild 2–3 soll dies anhand der Ergebnisse einer CFD-Simulation an einer ottomotorischen Geometrie für drei unterschiedliche Einblasezeitpunkte verdeutlicht werden. Die Bilder zeigen dazu die Gemischzusammensetzung zum jeweiligen Zündzeitpunkt.

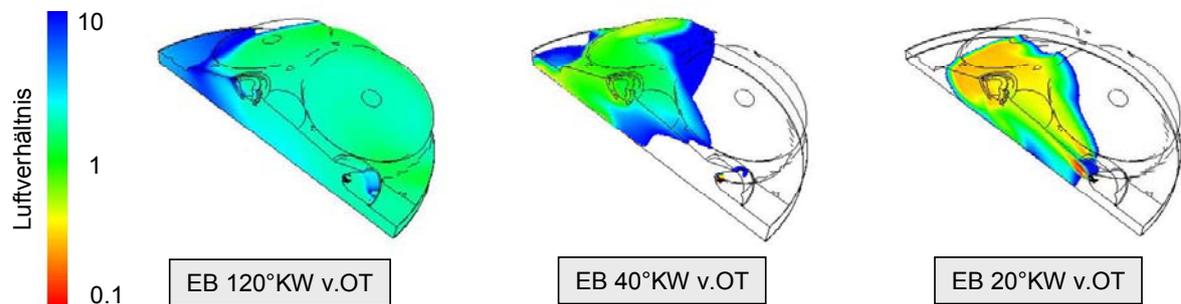


Bild 2–3: Gemischzusammensetzung für unterschiedliche Einblasezeitpunkte

Bei der frühen Einblasung (Einblasebeginn  $120^\circ\text{KW v.ZOT}$ ) zeigt sich mit Ausnahme des auslassseitigen Quetschspaltes eine weitgehend homogene Gemischverteilung im Brennraum. Bei der späten Einblasung (EB  $40^\circ\text{KW v.ZOT}$ ) sind weite Teile des Brennraums überhaupt nicht von Kraftstoff erfasst, während die Kraftstoffwolke selbst in sich bereits teilweise homogenisiert ist. Eine weitere Spätverschiebung des Einblasebeginns zeigt ähnliche Ergebnisse, wobei hier (EB  $20^\circ\text{KW v.ZOT}$ ) auch die Gemischwolke in sich stark geschichtet ist.

Geht man von einer Kraftstoffeinblasung jedenfalls nach Schließen der Einlassventile aus, so kann das Auftreten von Rückzündungen bei Direkteinblasung gänzlich vermieden werden. Frühzündungen, eine andere Art von Verbrennungsanomalie, bei der sich das Gemisch nach Schließen der Einlassventile, aber noch vor dem eigentlichen Zündzeitpunkt während der Kompressionsphase im Brennraum entzündet, können auch bei Direkteinblasung nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Ihre Auftrittswahrscheinlichkeit ist aber vor allem bei später Einblasung aufgrund des geringeren Anteils zündfähigen Gemisches im Brennraum tendenziell deutlich geringer als bei der äußeren Gemischbildung. Aus selbigem Grunde hat die sehr späte Direkteinblasung auch Vorteile in Bezug auf das Motorklopfen.

Der weitaus größte Vorteil der inneren Gemischbildung liegt aber, wie in Bild 2–2 gezeigt, im damit darstellbaren Mitteldruckpotenzial. Der ungedrosselt betriebene Motor saugt über die Einlassventile reine Luft an, deren Druckniveau im Falle des Saugbetriebes in unmittelbarer Nähe des Umgebungsdruckes bzw. im Falle des Aufladebetriebes entsprechend dem Aufladegrad höher liegt. Erst nach Schließen der Einlassventile wird den mit reiner Luft gefüllten Brennräumen die zum Erreichen der gewünschten Motorlast notwendige Kraftstoffmasse zugeführt. Ein Verdrängungseffekt wie bei der äußeren Gemischbildung kann somit bei  $H_2$ -DI nicht auftreten und demnach kann sich die geringe Kraftstoffdichte auch nicht auf den Gemischheizwert auswirken.

Während gemäß Bild 2–2 [6] der theoretisch zu erzielende Vorteil im Leistungspotenzial gegenüber der warmen  $H_2$ -AGB bei etwa 41% und gegenüber dem Benzinbetrieb mit Saugrohrinspritzung bei etwa 17% liegt, zeigt Bild 2–4 [6] die an einer ottomotorischen Konfiguration am Prüfstand gemessenen Unterschiede.

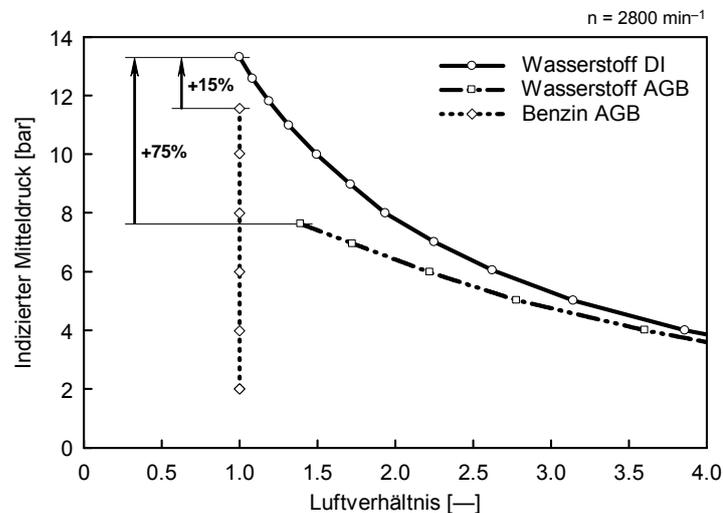


Bild 2–4: Volllastpotenzialvergleich zwischen  $H_2$  (AGB, DI) und Benzin

Im Vergleich zur warmen AGB zeigt sich ein im Vergleich zum theoretischen Potenzial sogar noch größerer Vorteil, weil letzteres aufgrund von Klopferscheinungen im realen Motorbetrieb nicht gänzlich umgesetzt werden kann. Dahingegen zeigt der messtechnische Vergleich zum Benzinbetrieb eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten.

Ein weiterer Freiheitsgrad bei der inneren Gemischbildung ergibt sich durch die Möglichkeit, den Verlauf des Gemischbildungsprozesses gezielt durch die geometrische Ausführung von Injektordüse und Kolben zu beeinflussen. Dabei sind sowohl wandgeführte Verfahren als auch strahlgeführte Varianten darstellbar. Bei ersteren wird der eingeblasene Kraftstoff durch Kolbenaufbauten oder -mulden gezielt umgelenkt, um beispielsweise ein ausreichend kraftstoffreiches Gemisch an die Zündkerze zu transportieren, während bei letzteren durch die geometrische Gestaltung des Injektoraustrittsbereiches auf die Form und Richtung der Einblasestrahlen bzw. auf jene der sich ausbildenden Kraftstoffwolke Einfluss genommen werden kann. Ein Beispiel für den Auslegungsprozess einer Düsengeometrie, mit deren Hilfe ein wirkungsgradgünstiges, strahlgeführtes Gemischbildungskonzept für die ottomotorische Anwendung realisiert werden kann, findet sich in [7].

Den zahlreichen Vorteilen der inneren Wasserstoffgemischbildung stehen aber auch definitive Nachteile gegenüber bzw. muss einigen Herausforderungen in Zukunft noch mit konsequenter Entwicklungsarbeit begegnet werden. So ist beispielsweise das Druckniveau für die Kraftstoffeinbringung – will man über den gesamten Verlauf der Einblasung überkritische Strömungsverhältnisse garantieren – bei gegebener Verdichtung an den spätesten Einblasezeitpunkt anzupassen. Bei der frühen Einblasung knapp nach Schließen der Einlassventile ist das Brennraumdruckniveau noch niedrig, so dass für kurze Einblasefenster auch moderate Einblasedrücke in der Größenordnung von 50 bar ausreichen. Es ist jedoch zu bedenken, dass zur Realisierung hoher Motorlasten bedingt durch den Injektorquerschnitt, der aufgrund der Notwendigkeit zur Abdeckung einer großen Mengenspreizung nicht einfach erhöht werden kann, zumeist auch bei früher Lage des Einblasebeginns lange Einblasefenster gewählt werden müssen und somit der Brennraumdruck während des Einblasevorganges signifikant ansteigt. Denkt man darüber hinaus an aufgeladenen Motorbetrieb bei später innerer Gemischbildung und die Möglichkeit, dass dann bei hohen Lasten die Verbrennung noch vor Ende der Einblasung eingeleitet werden und damit ein weiterer Druckanstieg auftreten kann, wird schnell offenkundig, dass dafür sehr hohe Einblasedruckniveaus mit Größenordnungen von bis zu 300 bar zu wählen sind.

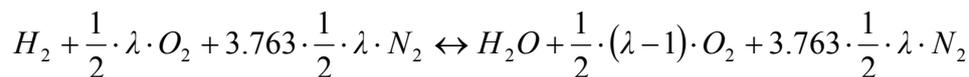
Die Anforderungen an die Einblaseventile sind demnach enorm. Sie müssen bei höchsten Kraftstoffvordrücken zuverlässig und aufgrund der zu erzielenden Mengenspreizung auch schnell schalten. Weitere Herausforderungen sind die gerade bei Wasserstoff kritische Dichte und vor allem die für Fahrzeuganwendungen unabdingbare Langzeitstabilität. Diesbezüglich ist sicher noch einiges an akribischer Entwicklungsarbeit notwendig.

Weiters lässt sich durch die hohen Kraftstoffvordrücke die Speicherdichte eines Drucktanks weniger gut nutzen als bei äußerer Gemischbildung, weil letzterer nur bis zum gewählten Einblasedruckniveau entleert werden kann. Für höchste Wasserstoffvordrücke ist demnach eine Anhebung des Tankdruckniveaus erforderlich – angedacht sind derzeit bis zu 700 bar gasförmig. Denkbar wäre auch ein Flüssigspeicher mit kryogener Onboard-Druckerhöhung.

Es ist daher die innere Gemischbildung bei Wasserstoffmotoren trotz aller Vorteile derzeit als reines Forschungsthema zu klassifizieren, wobei nach Weiterentwicklung der Kraftstoffversorgungssysteme die Darstellung erster Demonstrationsfahrzeuge in naher Zukunft realistisch scheint.

### 2.1.1.4 Emissionsverhalten des Wasserstoffmotors

Bei der stöchiometrischen bis überstöchiometrischen Verbrennung von Wasserstoff/Luft-Gemischen entsteht entsprechend der Reaktionsgleichung (Glg. 2-1) als Endprodukt nur reines Wasser. Zusätzlich bleiben der nicht für die Umsetzung herangezogene Luftsauerstoff sowie der Luftstickstoff übrig.



Glg. 2-1: Verbrennungsgleichung für Wasserstoff/Luft-Gemische

Nachdem der Wasserstoff als chemisches Element frei von Kohlenstoff ist, können einerseits die typischen damit verbundenen Schadstoffkomponenten (CO, HC, Partikel) und andererseits auch das treibhauswirksame Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>) bei motorischer H<sub>2</sub>-Verbrennung nicht entstehen. Im realen Motorbetrieb können trotzdem Spuren dieser Schadstoffe im Abgas nachgewiesen werden, die der Verbrennung von in den Brennraum gelangenden Schmierstoffanteilen zugerechnet werden können und jedenfalls an der Nachweisgrenze liegen.

Die einzig verbleibenden Schadstoffkomponenten sind daher die Stickoxide (NO<sub>x</sub>). Sie treten beim Wasserstoffmotor hauptsächlich in Form von thermischem NO auf, dessen Bildungsgeschwindigkeit stark temperaturabhängig ist [8]. Nachdem die Temperatur bei der Verbrennung von H<sub>2</sub>/Luft-Gemischen vom Mischungsverhältnis abhängig ist, lässt sich für homogene Mischungen, wie sie bei der äußeren Gemischbildung auftreten, eine Korrelation zwischen Stickoxidbildung und Luftverhältnis angeben, die in Bild 2–5 [9] gezeigt ist.

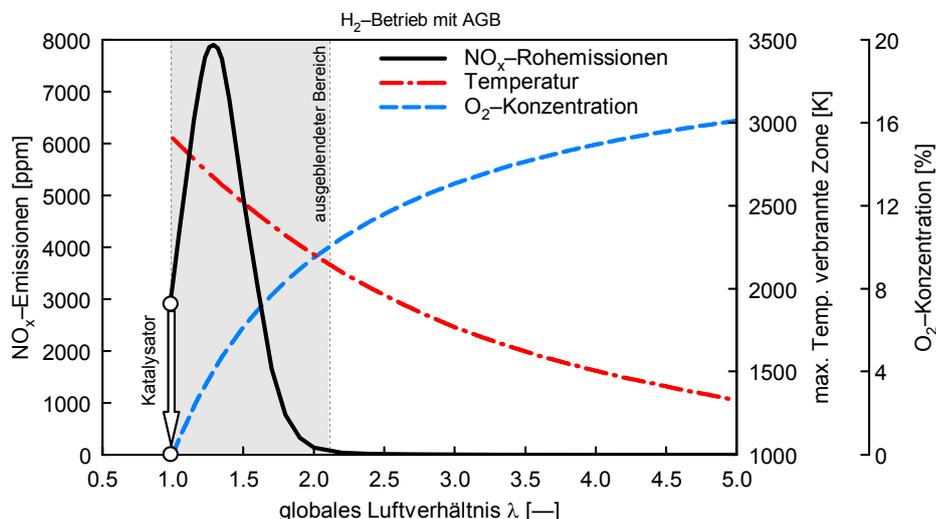


Bild 2–5: NO<sub>x</sub>-Emissionen beim H<sub>2</sub>-AGB Motor

Aus reaktionskinetischen Gründen treten bereits bei stöchiometrischer Verbrennung Stickoxidemissionen auf, die aber bei  $\lambda = 1$  mittels 3-Wege-Katalysator reduziert werden können. Im Bereich zwischen  $1 \leq \lambda \leq 2$  treten gleichermaßen ausreichend hohe Temperaturen und ausreichendes Sauerstoffangebot auf, so dass es vor allem in diesem Bereich zu hohen Stickoxidrohmissionen kommt, die durch ein Aussparen dieses Bereiches im motorischen Betrieb unterbunden werden könnten. Bei Betriebspunkten mit einem Luftverhältnis von  $\lambda > 2$  sind die Verbrennungstemperaturen für die Stickoxidbildung trotz Sauerstoffüberschusses bereits zu gering, so dass in diesem Bereich nahezu emissionsfreier Betrieb möglich ist.

Bei der inneren Gemischbildung weicht vor allem bei später Einblasung das lokale Luftverhältnis vom globalen zum Teil sehr stark ab, so dass eine vergleichbare Voraussage der  $\text{NO}_x$ -Emissionen hier nur sehr schwer möglich ist. Vorausberechnungen wären jedenfalls auf eine zuverlässige dreidimensionale Modellierung nicht nur der Gemischbildung, sondern vor allem auch der Verbrennung, angewiesen, wobei letztere in kommerziell verfügbaren Codes derzeit noch nicht in befriedigender Form verfügbar ist.

In jedem Falle aber bleiben die Stickoxide die einzig kritische Schadstoffkomponente des Wasserstoffmotors. Zu ihrer Reduktion wird vor allem für die Darstellung von Fahrzeugen mit innerer Gemischbildung noch einiges an Entwicklungs- und Applikationsarbeit für geeignete Abgasnachbehandlungsstrategien notwendig sein. Die Möglichkeit zur Unterschreitung der schärfsten Abgasgrenzwerte im Fahrzeugbetrieb mit äußerer Gemischbildung hat BMW mit dem Hydrogen7 bereits eindrucksvoll nachgewiesen [10].

## 2.2 Aufgabenstellung

Allein schon aufgrund der Möglichkeit zur Darstellung eines vollkommen  $\text{CO}_2$ -freien Fahrzeugbetriebes bei gleichzeitigem Rückgriff auf bewährte Antriebstechnologie ist die Kombination einer konventionellen Verbrennungskraftmaschine mit dem alternativen Kraftstoff Wasserstoff äußerst reizvoll.

Wie weiter oben bereits ausgeführt konzentrierte sich der Großteil der bisher diesbezüglich durchgeführten Arbeiten auf ottomotorische Brennverfahren. Dabei wird für nahezu alle bis jetzt dargestellten Fahrzeuganwendungen der Einfachheit halber auf die Methode der äußeren Gemischbildung zurückgegriffen, während die mit zahlreichen Vorteilen behaftete innere Gemischbildung derzeit noch als reines Forschungsthema angesehen werden muss. Experimentelle Aktivitäten beschränken sich deshalb nahezu ausschließlich auf Prüfstandsuntersuchungen an Einzylinder-Forschungsmotoren.

Das Konzept der Direkteinblasung beherbergt mit Größen wie dem Einblasezeitpunkt, dem Kraftstoffvordruck und der Kombination aus Kolben- und Injektorgeometrie gegenüber der äußeren Gemischbildung eine erweiterte Zahl an Freiheitsgraden, die den Gemischbildungsprozess vor allem bei der Realisierung von Schichtladekonzepten zunehmend komplexer werden lassen. Die während der Gemischbildungsphase im Zylinder ablaufenden Prozesse bestimmen ganz wesentlich die Ladungszusammensetzung zum Zündzeitpunkt und beeinflussen so auch maßgeblich den Verbrennungsablauf, die Verluste und damit letztlich den motorischen Wirkungsgrad.

Eine eingehende Untersuchung der Gemischbildung im Brennraum und deren möglichst genaue Vorhersage ist demnach der Schlüssel zur Abbildung eines wirkungsgradstarken Wasserstoff-DI-Brennverfahrens. Die 3D-CFD Simulation bietet sich als Werkzeug hierfür an, weil sie im gesamten Strömungsgebiet nahezu uneingeschränkter Zugriff auf alle relevanten Strömungsgrößen ermöglicht, was in dieser Form von keinem Messverfahren geleistet werden kann. Andererseits basiert die CFD-Methode auf mathematischer Modellierung, deren Anwendbarkeit auf innermotorische Prozesse erst nachgewiesen werden muss. Eine erste Aufgabenstellung für diese Arbeit ist demnach die Erarbeitung einer geeigneten Modellierungsstrategie an einer für ottomotorische Wasserstoff-DI-Brennverfahren eingesetzten Geometrie sowie vor allem die Validierung der Rechenergebnisse mit Hilfe eines am Institut vorhandenen optischen Forschungsmotors.

Ottomotorische Brennverfahren mit Wasserstoff als Kraftstoff leiden auch bei Direkteinblasung unter anderem daran, dass der je nach geometrischer Auslegung und abhängig von den Einblaseparametern unterschiedlich große Vormischanteil des Gemisches das Verfahren anfällig macht auf Verbrennungsanomalien. Dabei ergeben sich vor allem durch die ausgeprägte Klopfneigung Schwierigkeiten bei der Anwendung wirkungsgradförderlicher Maßnahmen, wie beispielsweise der Erhöhung der Verdichtung oder aber der Einstellung des für bestmöglichen Wirkungsgrad ausreichenden Vorzündungsbedarfes. Bild 2–6 [25] vergleicht dazu exemplarisch für einen ausgewählten Messpunkt eines ottomotorischen  $H_2$ -DI Brennverfahrens den bei ausreichender Vorzündung theoretisch erreichbaren Wirkungsgrad mit den tatsächlichen Messwerten, die im Wirkungsgrad aufgrund von Klopfen sehr stark limitiert sind.

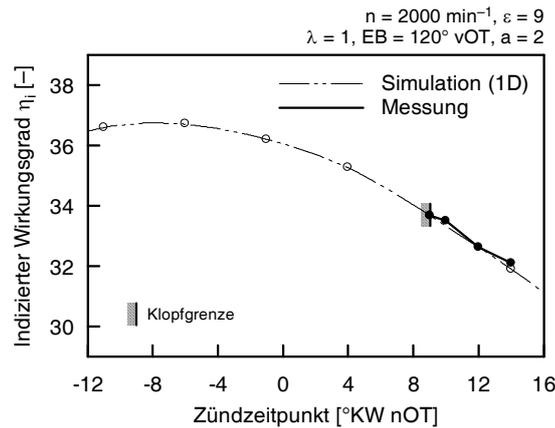


Bild 2–6: theoretisches und gemessenes Wirkungsgradpotenzial für ein ottomotorisches Brennverfahren

Um diesen Unzulänglichkeiten aus dem Weg gehen zu können, wäre auch für den Kraftstoff Wasserstoff ein Diffusionsbrennverfahren wünschenswert, bei dem ähnlich wie beim klassischen Dieselmotor der Kraftstoff spät im Verdichtungshub eingebracht und durch die während der Verdichtung erhitzte Ansaugluft so weit erwärmt wird, dass es zur Selbstzündung mit anschließender Diffusionsverbrennung noch vor der Bildung klopfrelevanter Vormischanteile kommt.

Dabei ist jedenfalls auch ein Ansteigen der Wandwärmeverluste zu vermeiden, da im gegensätzlichen Fall der durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses erzielbare theoretische Wirkungsgradgewinn durch die erhöhten Wandwärmeverluste wieder kompensiert würde, so dass auch bei klopfrei erzielbarer Verdichtungserhöhung ein Wirkungsgradgewinn überkompensiert würde [12].

Primäre Aufgabenstellung für diese Arbeit ist es daher, mit Hilfe der 3D-CFD Methode als vordringliches Werkzeug und unter Berücksichtigung der methodischen Erkenntnisse aus den Untersuchungen an der ottomotorischen Geometrie eine aus Sicht der Gemischbildung vorteilhafte Kombination aus Kolben- und Injektorgeometrie zur Darstellung eines zur Selbstzündung tauglichen Wasserstoffbrennverfahrens mit hoher Verdichtung und Diffusionsverbrennung bei gleichzeitigem Bedacht auf die Wandwärmeverluste zu finden, diese geometrische Auslegung in Hardware umzusetzen und damit die grundsätzliche Machbarkeit eines derartigen Brennverfahrens mittels Experimenten am entsprechend ausgestatteten thermodynamischen Forschungsmotor nachzuweisen.

Zusätzlich soll die Berechnungsmethodik zur Abbildung des Gemischbildungsprozesses so angepasst werden, dass sie den besonderen Gegebenheiten eines hochverdichtenden Diffusionsbrennverfahrens, wie beispielsweise dem durch hohe Verdichtungsdrücke bzw. durch während der Einblasung beginnende Verbrennung bedingenen Umschlag der Einblaseströmung von über- zu unterkritisch, hinreichend Rechnung zu tragen im Stande ist und damit als Basis für weiterführende Arbeiten auf dem Gebiet der Verbrennungsrechnung dienen kann.

## 2.3 Projektlandschaft

Neben der laufenden Zusammenarbeit mit der BMW Forschung und Technik GmbH. in München sind die in dieser Dissertation vorgestellten Umfänge und Ergebnisse vor allem im Rahmen zweier Förderprojekte entstanden, die im Folgenden kurz vorgestellt werden sollen.

### 2.3.1 HyICE

HyICE steht für „Hydrogen Internal Combustion Engine“ und ist der Titel eines im 6. EU-Rahmenprogramm angesiedelten Förderprojektes, das unter Beteiligung namhafter Vertreter aus Industrie und Forschung in den Jahren 2004 bis 2006 durchgeführt und im Nachlauf als eines der erfolgreichsten Projekte des Förderprogramms prämiert worden ist.

Im Themengebiet des Wasserstoffmotors wurden umfangreiche Aufgabenstellungen bearbeitet, wie etwa die Entwicklung und motorische Erprobung ottomotorischer  $H_2$ -Brennverfahren für Direkteinblasung und kryogene Saugrohrreinblasung, die Entwicklung neuer und die unterstützende Anwendung kommerziell verfügbarer CFD-Codes und nicht zuletzt auch der Aufbau und Einsatz eines für Wasserstoff geeigneten Transparentmotors am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der Technischen Universität Graz, der die Visualisierung von Gemischbildung und Verbrennung im Motor mittels laseroptischer Messverfahren ermöglicht. Damit eignet er sich vorzüglich zur Validierung von Simulationsergebnissen im Rahmen der Ausarbeitung einer CFD-Modellierungsstrategie inklusive der Wahl geeigneter Berechnungsmodelle, was die in HyICE angesiedelten Umfänge dieser Arbeit zusammenfasst.

### 2.3.2 H2BVplus

H2BVplus ist ein vom Österreichischen Bundesministerium für Verkehr, Innovation und Technologie im Rahmen des A3-Forschungsprogrammes national gefördertes Projekt, das in den Jahren 2007 und 2008 unter Konsortialführung des Institutes für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der TU Graz gemeinsam mit den Partnern BMW Group Forschung und Technik GmbH in München, Hörbiger Valve Tec in Wien und HyCentA Research GmbH in Graz durchgeführt worden ist. Das Kürzel steht dabei für „Hocheffizientes, sauberes Brennverfahren für  $H_2$ -Motoren als Automobilantrieb“.

Maßgebliches Projektziel war die Erhöhung des Wirkungsgrades über das Niveau der in HyICE untersuchten ottomotorischen Anwendungen hinaus. Ermöglicht werden sollte dies durch Direkteinblasung des Kraftstoffes sehr spät im Verdichtungshub und eine im Idealfall sofort nach Beginn der Kraftstoffeinbringung einsetzende Zündung mit angeschlossener Diffusionsverbrennung. Damit sollte die Bildung größerer zündfähiger Vormischbereiche verhindert, die Klopfneigung verringert und so eine Wirkungsgradsteigerung durch Erhöhung der Verdichtung bei gleichzeitiger Reduzierung der Wandwärmeverluste möglich gemacht werden.

Insbesondere sollte dabei in Anlehnung an den konventionellen Dieselmotor die Machbarkeit eines selbstgezündeten Brennverfahrens mit dem Kraftstoff Wasserstoff im Mittelpunkt stehen. Die CFD-gestützte Auslegung des neu aufzubauenden Systems Brennraum/Injektorstrahlbild, die punktuelle experimentelle Verifikation der Ergebnisse an einem entsprechend ausgestatteten Einzylinder-Forschungsmotor sowie die eingehende numerische Untersuchung der Gemischbildung inklusive Abbildung des Verhaltens des eingesetzten Hochdruck- $H_2$ -Injektors bilden im beschriebenen Rahmen die Eckpfeiler für diese Arbeit.

Nach erfolgreichem Abschluss des Projektes Ende 2008 konnte gemeinsam mit den Partnern eine Pressemeldung [13] lanciert werden, die zu erfreulich hoher Resonanz seitens einer breiten Palette von sowohl Print- als auch Online-Medien geführt hat.

### 3 Die 3D-CFD Simulation als Entwicklungswerkzeug

Für die vorliegende Arbeit war die 3D-CFD Simulation das vorrangige Entwicklungswerkzeug. Für alle vorgestellten Berechnungen wurde das bei ANSYS kommerziell verfügbare Programmpaket FLUENT in Version 6.3.26 zur Anwendung gebracht. Die folgende Tabelle 3-1 gibt einen Überblick über die maßgeblichen Berechnungsmodelle und Einstellungen, die allen Berechnungen zu Grunde gelegt sind.

Programmpaket	Ansys FLUENT, Version 6.3.26
Solvereinstellungen	3d, unsteady, species transport
Turbulenzmodelle	Realizable- $k\epsilon$ bzw. RSM
Wandbehandlungsmodell	non equilibrium wall functions

Tabelle 3-1: Grundlegende Solvereinstellungen für die CFD-Rechnung

Das herausragende Alleinstellungsmerkmal der 3D-CFD Simulation ist vor allem der uneingeschränkte Zugriff auf alle thermodynamischen und strömungsrelevanten Größen praktisch überall im untersuchten Strömungsgebiet. Hohe zeitliche und örtliche Auflösungen erlauben sowohl sehr übersichtliche dreidimensionale Visualisierungen der Vorgänge im untersuchten Gebiet, als auch die Durchführung detaillierter Analysen lokaler Phänomene und deren Auswirkungen auf die Ausbildung des Strömungsverlaufes. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit einerseits zur genauen Identifikation etwaig vorhandener Unzulänglichkeiten einer Auslegung sowie andererseits zur darauf folgenden gezielten Optimierung der geometrischen Verhältnisse in Bezug auf das jeweilig formulierte Auslegungsziel.

Beides kann auch von aufwändiger optischer Messtechnik in dieser detaillierten und übersichtlichen Form nicht geleistet werden. Bei den meisten optischen Verfahren ist das einsehbare Beobachtungsgebiet beschränkt auf entweder kleinste Volumina, wie etwa bei der Laser-Doppler Anemometrie oder der Ramanspektroskopie, oder auf durch Lichtschnitte gebildete Ebenen, wie bei LIF- oder PIV-Anwendungen. Ein umfassender Überblick über das Strömungsgebiet lässt sich damit nur durch Abrastern im Rahmen mehrerer Messkampagnen erreichen, was – sofern hinreichende optische Zugänglichkeit überhaupt gegeben ist – aufwändige Justierungsmaßnahmen erfordert.

Zudem ist die CFD-Simulation nicht an die Einschränkungen von Versuchsträgern und Messverfahren gekoppelt. Verbrennungsmotoren sind je nach Einsatzzweck und Auslegung aus Festigkeitsgründen immer in Bezug auf ihre Maximaldrehzahl, den erreichbaren Spitzendruck und ihre thermische Belastbarkeit eingeschränkt. Dies betrifft gleichermaßen alle Aggregate, insbesondere aber aufgrund der Glaskomponenten jene mit optischer Zugänglichkeit. Die CFD-Simulation ermöglicht demnach Untersuchungen jenseits der Möglichkeiten des Versuchs und kann somit helfen, Potenziale technischer Ansätze vorab auszuloten und so die Sinnhaftigkeit der Entwicklung teurer Hardware bereits im Vorfeld je nach Ergebnis zu untermauern oder in Frage zu stellen. Zusätzlich zeigen sich vor allem bei laseroptischen Messverfahren häufig starke und meist auch nicht lineare Druck- und Temperaturabhängigkeiten des jeweiligen Messsignals, die mit Hilfe von mathematischen Korrelationen nur teilweise kompensiert werden können, so dass Messverfahren trotz gegebener optischer Zugänglichkeit unter gewissen Bedingungen physikalisch bedingt versagen.

Trotz besagter Vorteile muss man sich vor Augen halten, dass jede Simulation immer nur eine mehr oder weniger genaue Abbildung der Realität sein kann. Die CFD-Methode basiert dabei auf einer Reihe von zum Teil sehr komplexen mathematischen Modellen, die trotz ihres derzeit schon recht hohen Reifegrades zumeist nur für einfache Anwendungsfälle mit bekannten Lösungen, wie etwa Rohrströmungen oder Umströmungen einfacher geometrischer Formen, verifiziert worden sind. Ihre Anwendung in komplexen Geometrien, wie den Brennräumen von Verbrennungskraftmaschinen, bedarf daher jedenfalls einer messtechnischen Verifikation.

Hinzu kommt, dass die Berechnung der inneren Gemischbildung am H<sub>2</sub>-Motor durch die hohen Einblasedrücke zu lokal begrenzten Überschallgebieten führt [14], die der verwendete CFD-Code zusammen mit der geometrischen Veränderung des Gitters zur Berücksichtigung der Kolbenbewegung stabil abbilden können muss. Das Programmpaket FLUENT hat sich diesbezüglich als gut geeignet erwiesen.

Die beiden vordringlichen Aufgaben der CFD-Simulation sind einerseits die Vorausberechnung und Vorabschätzung zur Erarbeitung von im Hinblick auf die formulierten Ziele günstig erscheinenden Konzepten, und andererseits die genaue Analyse der Verhältnisse und der lokalen Phänomene an bereits ausgeführten Aggregaten. Dabei spielen die den Berechnungen unterlegten Anfangs- und Randbedingungen eine ganz wesentliche Rolle. Genügt es diesbezüglich in ersterem Falle noch, auf einige Erfahrung auf dem jeweiligen Sachgebiet zurückgreifen zu können, ist für die zweite der genannten Aufgabenstellungen eine genaue messtechnische Erfassung der Anfangs- und Randbedingungen im Sinne einer möglichst realistischen Abbildung der realen physikalischen Prozesse unumgänglich. Damit soll keineswegs zum Ausdruck gebracht werden, dass die in den CFD-Codes eingesetzten mathematischen Modellierungen die Wirklichkeit perfekt nachzubilden in der Lage wären, sondern soll nur darauf hingewiesen werden, dass auch das Berechnungsergebnis eines theoretisch perfekten Modells nur so gut sein kann, wie es die hinterlegten Rahmenbedingungen zulassen. Dieser Umstand sollte jedenfalls bedacht werden, bevor die in Vergleichen zwischen Simulation und Experiment gefundenen Unterschiede leichtfertig ausschließlich den Berechnungsmodellen zugeschrieben werden.

Zusammenfassend kann daher gesagt werden, dass die CFD-Simulation ein sehr mächtiges Werkzeug zur Unterstützung von Entwicklungs- und Analyseprozessen auf dem breiten Gebiet technischer Anwendungen darstellt. Dies gilt natürlich auch für die Auslegung komplexer motorischer Brennvorgänge. Auf diesem Gebiet ist die CFD-Methode aber gegenwärtig keineswegs in der Lage, die bekannten auf Messtechnik basierenden Entwicklungswerkzeuge der Motorenforschung vollständig zu ersetzen, sondern kann sie vielmehr helfen, diese zu unterstützen und deren Einsatz auf ein notwendiges Maß zu reduzieren und damit Kosten zu sparen.

### 3.1 Theoretische Grundlagen

Wie eingangs erwähnt gestalten sich die Strömungsvorgänge im Brennraum eines Verbrennungsmotors gerade bei Direkteinblasung mit hohem Druck sehr komplex. Neben den bereits weiter oben beschriebenen lokalen Überschallgebieten treten für den CFD-Code zusätzliche Herausforderungen auf, wie beispielsweise ein während der Einblasung veränderlicher Strömungsraum, der durch ein während der Berechnung veränderliches Gitter berücksichtigt werden muss, oder ungewollte Nacheinblasungen, die durch ein am real ausgeführten Injektor auftretendes Prellen des Injektorventils in seinem Sitz nach der eigentlichen Haupteinblasung auftreten können. Nicht alle kommerziell verfügbaren CFD-Softwarepakete sind dem simultanen Auftreten dieser Anforderungen in gleicher Art und Weise gewachsen, das eingesetzte Programmpaket FLUENT hat sich in dieser Hinsicht jedoch als gut geeignet erwiesen.

Diesen bei der Gemischbildung auftretenden Phänomenen liegen unterschiedliche physikalische Prozesse zu Grunde, die mit Hilfe der theoretischen Grundlagen der Strömungsmechanik mathematisch erfasst werden können. Letztere sind in der Literatur [15, 16] hinreichend dokumentiert. Trotzdem soll im vorliegenden Abschnitt in Form eines Auszuges aus den genannten Literaturstellen und nicht zuletzt auch in Anlehnung an die Arbeit von Messner [7] ein kurzer Überblick gegeben werden, der die für die Berechnung der Gemischbildung relevanten Grundgleichungen und Modelle darstellt bzw. beschreibt. Vor diesem Hintergrund können einige bei den Rechnungen auftretende Phänomene und Unterschiede besser verstanden bzw. auf die Eigenheiten der gewählten Modellierungsansätze zurückgeführt werden.

### 3.1.1 Mathematische Beschreibung von Strömungsvorgängen

Bei der im Allgemeinen für die mathematische Beschreibung von Strömungsvorgängen herangezogenen Euler'schen Betrachtungsweise wird ein ortsfestes Koordinatensystem unterlegt. Betrachtet wird ein so genanntes Kontrollvolumen, dessen Ausdehnung sich im Falle kartesischer Koordinaten mit infinitesimaler Länge in jede der drei Koordinatenrichtungen erstreckt. Bei einer Bilanzierung über dieses infinitesimal kleine Kontrollvolumen werden die zeitliche Veränderung einer beliebigen, volumenbezogenen Strömungsgröße  $X$  im Inneren dieses Volumens und deren Flüsse über die Begrenzungsflächen des Kontrollvolumens ebenso berücksichtigt wie deren Diffusion bzw. etwaige Quellen oder Senken.  $X$  wird dabei als die Transportgröße bezeichnet, der zur Modellierung herangezogene mathematische Formalismus ist die so genannte Transportgleichung, deren grundsätzlicher Aufbau von der transportierten Größe unabhängig und nachfolgend in (Glg. 3-1) dargestellt ist.

$$\frac{\partial}{\partial t}(X) + K(X) = D(X) + S(X)$$

Glg. 3-1: Allgemeine Transportgleichung

Auf der linken Seite der Gleichung werden die zeitliche Veränderung der Transportgröße sowie deren konvektiver Transport  $K(X)$  – also der Transport von  $X$  in Hauptströmungsrichtung – beschrieben. Auf der rechten Seite der Gleichung befinden sich der Diffusionsterm  $D(X)$ , der den diffusiven Transport von  $X$  beschreibt, sowie ein Quellterm, der die Produktion von  $X$  in einer Quelle bzw. die Vernichtung von  $X$  in einer Senke berücksichtigt.

Durch Variation der Transportgröße lassen sich dann die verschiedenen, die Strömung beschreibenden Grundgleichungen ableiten. Die Massenerhaltungs- bzw. Kontinuitätsgleichung erhält man durch Einsetzen der Dichte  $\rho$  als transportierte Größe (Glg. 3-2). Gemäß der hier zur Anwendung gebrachten Einstein'schen Summenkonvention bezeichnen Indizes „i“ die jeweils betrachtete Koordinatenrichtung, während Indizes „j“ eine Summierung des jeweiligen Terms über alle drei Koordinatenrichtungen anzeigen. Im Falle der Kontinuitätsgleichung tritt keinerlei diffusiver Transport auf und aufgrund der Tatsache, dass Masse weder produziert, noch vernichtet werden kann, kann auch kein Quellterm vorkommen – die Gleichung reduziert sich demnach auf die linke Seite der allgemeinen Transportgleichung und stellt somit die einfachste der beschreibenden Gleichungen dar.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0$$

/
/

Instationär-  
term

Konvektiver  
Transport

Glg. 3-2: Massenerhaltungsgleichung

Die Anwendung des Impulssatzes führt zu weiteren Grundgleichungen zur Beschreibung der Strömung. Diese Impulserhaltungsgleichungen werden auch als Momentumgleichungen oder Navier/Stokes-Gleichungen bezeichnet. Die transportierte Größe ist demnach der Impuls  $\rho u_i$ , also das Produkt aus Dichte und Geschwindigkeit. Letztere ist eine vektorielle Größe, wodurch sich im Falle kartesischer Koordinaten in Summe drei Gleichungen mit identischem Formalismus ergeben.

Eine sehr anschauliche Methode zur Ableitung dieser Gleichungen ist nachfolgend für eine der drei Koordinatenrichtungen dargestellt. Dabei werden entsprechend dem Impulssatz der zeitlichen Änderung des Impulses einerseits die Impulsströme (Bild 3–1, links) über die Begrenzungsflächen eines infinitesimal kleinen Kontrollvolumens und andererseits die an diesen Flächen angreifenden Kräfte (Bild 3–1, rechts) gegenübergestellt.

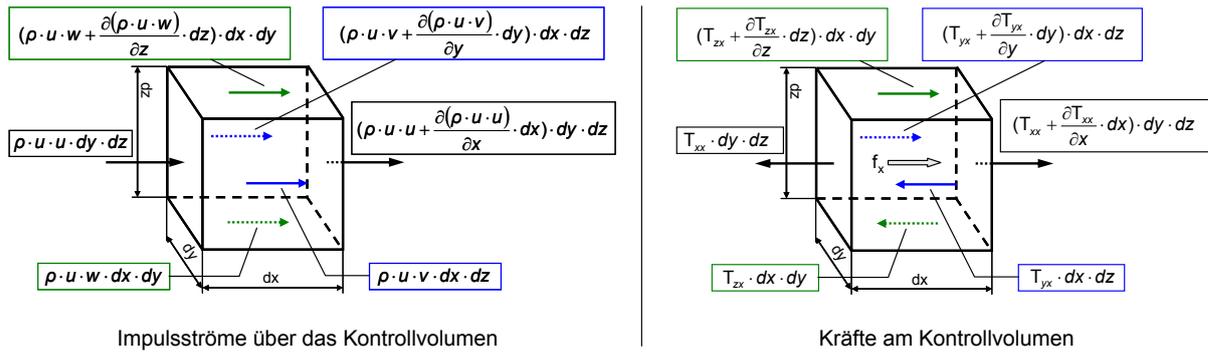


Bild 3-1: Ableitung der Navier/Stokes-Gleichungen (schematisch)

Die am Kontrollvolumen angreifenden Kräfte bestehen einerseits aus Scher- und Normalspannungen  $\tau_{ab}$  und andererseits aus den Massenkraften  $f$ . Der erste Index „a“ bei den Spannungen bezeichnet immer die Richtung des Normalenvektors jener Fläche, an der die jeweilige Spannung angreift, wohingegen der zweite Index „b“ die Wirkrichtung der jeweiligen Spannung bezeichnet. Der Newton'sche Normalspannungsansatz und der Stokes'sche Reibungsansatz, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, bringen im zuerst genannten Fall den Druck explizit in die Gleichungen bzw. schaffen im letztgenannten Fall eine Korrelation zwischen Spannung und Geschwindigkeit. Bei Bilanzierung über das Kontrollvolumen und Berücksichtigung der beiden genannten Ansätze ergibt sich schließlich die bekannte Form der Navier/Stokes-Gleichungen, die in Glg. 3-3 in Indeschreibweise dargestellt ist. Scher- und Normalspannungen beschreiben darin eine Art diffusiven Transport, während Druck- und Massenkraftterme als treibende Kräfte und somit als Quellterme des Impulses angesehen werden können, womit die Navier/Stokes-Gleichungen ebenfalls dem Formalismus der allgemeinen Transportgleichung untergeordnet werden können.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \underbrace{\mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Scher- spannungen}} - \underbrace{\frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij}}_{\text{Normal- spannungen}} \right] + f_i$$

Instationär-  
term
Konvektions-  
term
Druckterm
Scher-  
spannungen
Normal-  
spannungen
Massenkraft

Glg. 3-3: Navier/Stokes-Gleichungen in Indeschreibweise

Die dritte Grundgleichung zur mathematischen Beschreibung von Strömungen ist die Energiegleichung (Glg. 3-4). In der dargestellten Formulierung wird die innere Energie  $\rho c_v T$  als Transportgröße herangezogen. Der Temperaturleitungsterm beschreibt dabei den diffusiven Transport. Zusätzlich treten Terme auf, die als Quellen bzw. Senken verstanden werden können, wie beispielsweise die dissipative Erwärmung aufgrund von viskoser Reibung.

$$\frac{\partial(\rho c_v T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_v T u_j)}{\partial x_j} = -\lambda_T \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} - p \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \Phi_\mu + S$$

Instationär-  
term
Konvektions-  
term
Wärme-  
leitung
Volumen-  
änderung
Viskose  
Reibung
Allgemeiner  
Quellterm

Glg. 3-4: Energiegleichung

Damit stehen fünf Gleichungen zur Bestimmung ebenso vieler Unbekannter zur Verfügung. Geschlossene Lösungen dieses Gleichungssystems sind im Bereich der angewandten Technik nicht möglich. Deswegen werden diese Gleichungen zeitlich und örtlich diskretisiert und in einen CFD-Solver zur iterativen numerischen Lösung implementiert.

### 3.1.2 Turbulenz

Die in der technischen Anwendung auftretenden Strömungen sind zum überwiegenden Teil turbulent. Im Falle der Verbrennungsmotoren sorgt allein schon die während der Ladungswechselphase initiierte Ladungsbewegung für turbulente Strömungsverhältnisse im Brennraum. Bei direkter Gaseinblasung in den Brennraum führen die hohe Geschwindigkeit der eindringen Gasjets und die damit in Zusammenhang stehende Anfachung von Wirbeln zu hochturbulenten Strömungsfeldern, die während der Gemischbildungsrechnung entsprechend berücksichtigt werden müssen.

Eine sehr anschauliche Erfassung des Wesens der Turbulenz ist durch die Vorstellung möglich, dass sich in jeder turbulenten Strömung Wirbel unterschiedlicher Größe ausbilden. Die Charakterisierung dieser Wirbel erfolgt mittels eines Wirbeldurchmessers  $l_e$  und jener Zeit  $t_e$ , die ein Wirbel für eine vollständige Umdrehung benötigt – sie wird in der Literatur als Eddy-Turnover-Time bezeichnet [17].

Nachfolgend stellt Bild 3–2 die so genannte Energiekaskade turbulenter Strömungen dar. Darin wird der Energieinhalt eines Wirbels in doppelt logarithmischer Skalierung seiner Größe zugeordnet.

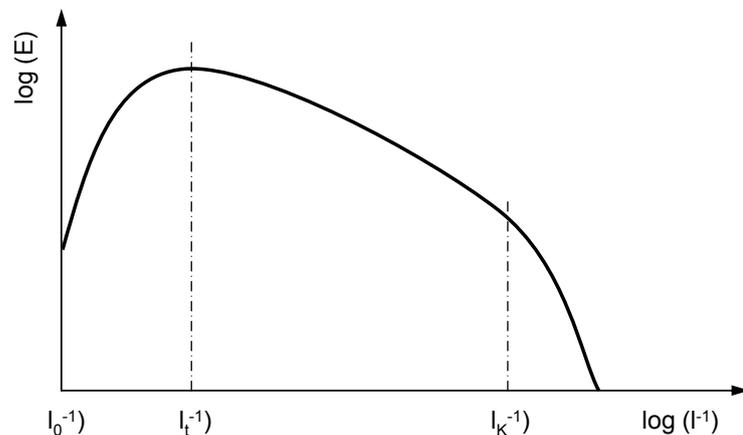


Bild 3–2: Energiekaskade turbulenter Strömungen

Dabei stellt man sich vor, dass durch die Instabilität der turbulenten Strömung laufend neue Wirbel gebildet werden, deren maximaler Durchmesser  $l_0$  durch die geometrischen Abmaße des Strömungsraumes begrenzt ist. Dabei sind die energiereichsten Wirbel im Bereich des so genannten integralen Längenmaßes  $l_t$  zu finden. Es wird also – so die allgemeine Anschauung in der Turbulenzforschung – Bewegungsenergie in großen Skalen in das strömende Fluid eingebracht. Danach kommt es zu einer Reihe von Energieübertragungsprozessen, bei denen die großen Wirbel in einem durchgängig ablaufenden Prozess aufbrechen bzw. zerfallen und somit ihre Bewegungsenergie auf kleinere Strukturen übertragen. Nach unten hin wird die Kaskade durch  $l_k$  begrenzt. Dieser Wert wird als Kolmogorov-Längenmaß bezeichnet und stellt den Durchmesser der kleinsten lebensfähigen Wirbel innerhalb der turbulenten Strömung dar. Wirbel mit noch kleineren Durchmessern werden dann vom viskosen Fluid dissipiert, es wird also Bewegungsenergie in Wärme umgewandelt.

Um ein turbulentes Strömungsfeld mathematisch erfassen zu können stehen drei grundsätzliche Ansätze zur Verfügung:

- Direkte Numerische Simulation (DNS)
- Large Eddy Simulation (LES)
- Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichungen (RANS)

### **Direkte Numerische Simulation (DNS)**

Bei der Direkten Numerischen Simulation (DNS) wird die Strömung ohne weitere Modellierung der Turbulenz direkt über die oben beschriebenen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben. Die DNS stellt somit die genaueste der möglichen Beschreibungsarten dar, weil sowohl zeitliche, als auch örtliche Prozesse bis in die kleinsten Skalen aufgelöst werden. In der Anwendung ergeben sich dadurch Berechnungsgitter mit einer enormen Anzahl sehr kleiner Zellen, die darüber hinaus mit kürzesten Zeitschritten berechnet werden müssen. Die heute zur Verfügung stehende Rechenleistung lässt eine direkte numerische Simulation für technische Problemstellungen nicht zu, die Methode bleibt derzeit daher der Grundlagenforschung vorbehalten.

### **Large Eddy Simulation (LES)**

Abseits der Grundlagenforschung ist derzeit auch für eine Reihe technischer Anwendungsgebiete ein Anstieg beim Einsatz der so genannten „Large Eddy Simulation“ (LES) zu verzeichnen. Bei der LES werden makroskopische turbulente Vorgänge – anschaulich die großen Wirbelstrukturen – wie bei der DNS direkt aufgelöst, während mikroskopische Turbulenzerscheinungen mittels Sub-Grid-Scale Ansatz von einem Turbulenzmodell behandelt werden. Da im Vergleich zu den kleinen gerade die großen Wirbel wesentlich stärker von der umgebenden Geometrie und damit von der Richtung der Wirbelachse abhängig sind, lässt sich durch deren direkte Auflösung eine im Vergleich zur durchgängigen Turbulenzmodellierung höhere Genauigkeit erzielen, ohne wie bei der DNS sämtliche Grenzen momentan verfügbarer Hardware bereits im Vorfeld sprengen zu müssen. Im Vergleich zur durchgängigen Turbulenzmodellierung verlangt aber auch die LES ein Vielfaches an Rechenleistung und steht somit für die komplexe Motorinnengeometrie noch am Anfang ihrer Anwendung.

### **Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)**

Für die Bearbeitung von Strömungsproblemen auf dem Gebiet der technischen Anwendung wird mit Abstand am häufigsten auf die Lösung der so genannten RANS-Gleichungen zurückgegriffen. In diesen Gleichungen wird davon ausgegangen, dass sich der Momentanwert jeder turbulenten Strömungsgröße zu jedem Zeitpunkt als Summe eines zeitlich gemittelten Anteiles und einer diesem überlagerten Schwankungsgröße bzw. Fluktuation darstellen lässt, was hier für die Geschwindigkeit gezeigt werden soll (Glg. 3-5, links). Der angesprochene Mittelwert wird durch zeitliche Mittelung über den Beobachtungszeitraum erhalten (Glg. 3-5, Mitte), während für die zeitliche Mittelung der turbulenten Schwankungsgrößen gilt, dass sie sich über den Beobachtungszeitraum zu Null summieren muss (Glg. 3-5, rechts).

$$u = \bar{u} + u' \quad \bar{u} = \lim_{t \rightarrow T} \left( \frac{1}{T} \int_0^t u(t) dt \right) \quad \bar{u}' = \lim_{t \rightarrow T} \left( \frac{1}{T} \int_0^t u'(t) dt \right) = 0$$

Glg. 3-5: Turbulenzgrößen bei der RANS-Formulierung

Ein analoger Ansatz, wie oben für die Geschwindigkeit gezeigt, wird für alle turbulenten Größen getroffen und wird dieser in die Navier/Stokes-Gleichungen eingesetzt. Nochmalige Mittelung führt dann zu den RANS-Gleichungen. Dass neben zeitlicher Mittelung auch Favre- oder Ensemblemittelungen bemüht werden können [18], soll hier nicht weiter vertieft werden.

Es ergeben sich jedenfalls durch die Berücksichtigung der Turbulenz in den so erhaltenen RANS-Gleichungen Terme, wie beispielsweise die als Reynolds-Spannungen bezeichneten Mittelwerte von Produkten turbulenter Schwankungsgrößen, mit denen zusätzliche Unbekannte in das beschreibende Gleichungssystem eingebracht werden. Dies führt somit zu einem Schließungsproblem, dem man mit zusätzlicher Modellierung – den so genannten Turbulenzmodellen – begegnet. Im Folgenden sollen jene, die in der vorliegenden Arbeit Anwendung finden, kurz beschrieben werden.

### 3.1.2.1 Das $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell

Auf dem Gebiet der technischen Anwendungen kommt zur Modellierung der Turbulenz am häufigsten das  $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell in einer seiner Varianten zum Einsatz. Alternativ zur in Bild 3–2 gezeigten Beschreibung der Turbulenz anhand von Längen- und Zeitskalen bietet sich eine Modellierung mittels der turbulenten kinetischen Energie  $k$  (bzw. TKE) und deren Dissipationsrate  $\varepsilon$  an. Für beide Größen werden eigene Transportgleichungen gelöst, man bezeichnet die Familie der  $k\varepsilon$ -Modelle demgemäß als Zweigleichungsmodelle.

Die turbulente kinetische Energie errechnet sich dabei aus den turbulenten Schwankungsgrößen der Geschwindigkeit in die einzelnen Koordinatenrichtungen  $u_i'$  bzw. aus deren gemitteltem Wert  $u'$  (Glg. 3-6).

$$k = \frac{1}{2} (u_1'^2 + u_2'^2 + u_3'^2) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 u_i'^2 = \frac{3}{2} u'^2$$

Glg. 3-6: Turbulente kinetische Energie (TKE)

Bei dieser Formulierung wird demnach die Turbulenz isotrop, also unabhängig von der Richtung, betrachtet. Das bedeutet, dass an jedem Ort des Strömungsfeldes lokal die in Richtung der drei Koordinatenachsen zumeist unterschiedlich großen Schwankungsgeschwindigkeiten in eine einzige Größe zusammengefasst werden und damit die Information über die Ausrichtung der Fluktuationen verloren geht.

Die Beeinflussung der Strömung durch die Turbulenz wird mit Hilfe des Wirbelviskositätsansatzes von Boussinesq [15] berücksichtigt. Dabei wird als neue Größe die so genannte Wirbelviskosität (Glg. 3-7) aus der turbulenten kinetischen Energie und deren Dissipationsrate abgeleitet.  $C_\mu$  ist eine Modellkonstante und wird in der Standardformulierung auf  $C_\mu = 0.09$  gesetzt [19].

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Glg. 3-7: Wirbelviskosität im  $k\varepsilon$ -Modell

Die effektive Viskosität  $\mu_{\text{eff}}$  errechnet sich nach Glg. 3-8 aus der Summe aus molekularer und Wirbelviskosität. Bei der Lösung der Impulsgleichungen, die im Falle der RANS-Gleichungen nur die mittlere Geschwindigkeit beschreiben, ersetzt  $\mu_{\text{eff}}$  lokal die entsprechende molekulare Stoffgröße.

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$$

Glg. 3-8: Effektive Viskosität

Das  $k\varepsilon$ -Modell zeichnet sich durch seine Robustheit in Bezug auf sein Konvergenzverhalten, seinen vergleichsweise geringen Bedarf an Rechenleistung und den damit verbundenen moderaten Rechenzeiten sowie durch seine relativ zuverlässige Abbildung einfacher Strömungsprozesse aus und stellt daher die weit verbreitete Standardlösung zur Modellierung der Turbulenz auf dem Gebiet der technischen Anwendung dar.

Vor allem bei komplexen Strömungen, die starken Drall, Strömungsablösungen oder hohe Druckgradienten aufweisen, wie sie beispielsweise an Staupunkten vorkommen, versagt dieses Zweigleichungsmodell prinzipbedingt aufgrund der isotropen Turbulenzbehandlung. Verschiedene Derivate dieses Standard  $k\varepsilon$ -Modells, wie zum Beispiel das  $k\varepsilon$ -RNG Modell oder das Realizable  $k\varepsilon$ -Modell, verhelfen dem Zweigleichungsmodell in speziellen Anwendungsfällen zu deutlich besserer Übereinstimmung mit zur Validierung durchgeführten Messungen und somit zu nachgewiesenen höherer Genauigkeit.

### 3.1.2.2 Das Reynolds Stress Turbulenzmodell

Das Reynolds Stress Model (RSM) ist das aufwändigste Turbulenzmodell, das bei der RANS-basierten Beschreibung der Turbulenz eingesetzt werden kann. Anders als bei den zuvor vorgestellten Zweigleichungsmodellen werden bei diesem als Mehrgleichungsmodell bezeichneten Ansatz die bei der Mittelung der Navier/Stokes-Gleichungen entstehenden Reynolds-Spannungen  $\tau_{ij}$  (Glg. 3-9) – sechs Stück bei dreidimensionaler Formulierung der Impulserhaltungsgleichungen – direkt modelliert und mit je einer Transportgleichung gelöst.

$$T_{ij} = \rho \cdot \overline{u'_i u'_j}$$

Glg. 3-9: Reynolds-Spannungstensor

In den für die Erhaltung des Impulses zu lösenden RANS-Gleichungen bleibt bei Anwendung dieses Turbulenzmodells die molekulare Viskosität  $\mu$  als solche unverändert. Der Einfluss der Turbulenz auf die Hauptströmung wird hingegen separat und vor allem richtungsabhängig (anisotrop) über die direkte Modellierung der Reynoldsspannungen berücksichtigt, was nachfolgend in Glg. 3-10 schematisch gezeigt ist.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \underbrace{\mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij} \right)}_{\text{viskose Spannungsterme}} \right] - \underbrace{\frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j}}_{\text{Reynolds Spannungsterme}}$$

Glg. 3-10: RANS-Gleichung mit Reynolds-Spannungstensor

Zusammen mit jener für die Dissipationsrate müssen im dreidimensionalen Fall bei Anwendung des RSM-Modells für die Modellierung der Turbulenz in Summe sieben Transportgleichungen gelöst werden. Dabei verlässt sich jedoch auch das RSM-Modell auf eine Modellierung, was demnach bedeutet, dass das weiter oben angesprochene Schließungsproblem bei der Berücksichtigung der Turbulenz in den Erhaltungsgleichungen nach wie vor bestehen bleibt, dieses aber durch die Anwendung des RSM-Modells auf eine im Vergleich zu konventionellen Zweigleichungsmodellen höhere Ebene unter Berücksichtigung des physikalischen Hintergrundes der Anisotropie verschoben wird.

Die Notwendigkeit zur Lösung von sieben zusätzlichen Transportgleichungen zur Beschreibung turbulenter Vorgänge beim RSM-Modell anstatt derer zwei bei den Zweigleichungsmodellen bedingt einen erheblichen Mehraufwand an Rechenleistung, der sich auf identischer Hardware in deutlich längeren Rechenzeiten niederschlägt. Zudem verfügt das Reynolds Stress Model nicht über die zuvor schon angesprochenen, guten Konvergenzeigenschaften der weitaus einfacheren Zweigleichungsmodelle.

Demgegenüber bietet dieses Modell gerade bei komplexen Strömungen klare Vorteile im Vergleich zu den einfacheren Turbulenzschlüssen der Zweigleichungsmodelle. Im Verbrennungsmotor treten durch hohe Drall- bzw. Tumblezahlen nicht nur stark verdrallte Strömungen auf, sondern wird auch die Turbulenz bei Annäherung des Kolbens an den oberen Totpunkt durch die sich verändernde Geometrie in den drei Koordinatenrichtungen unterschiedlich stark bedämpft, was den Einsatz des RSM-Modells aufgrund seiner richtungsabhängigen Beschreibung der Turbulenz zumindest sinnvoll erscheinen und höhere Genauigkeit bei den Ergebnissen erwarten lässt.

Zudem treten im speziellen Anwendungsfall der direkten Hochdruckeinblasung von Wasserstoff die beschriebenen Phänomene in Kombination mit starken Expansionsströmungen und hohen Eintrittsimpulsen sowie eventuell Aufstauungen und Strömungsablösungen auf, die ebenfalls für die Anwendung eines Mehrgleichungsmodells sprechen.

### 3.1.3 Gasgemische

Bei der Simulation von Gemischbildung und Verbrennung im Brennraum eines Motors ist die Modellierung der Eigenschaften von Gasgemischen von zentraler Bedeutung. Anders als bei mit flüssigen Kohlenwasserstoffen betriebenen Motoren muss beim Wasserstoffmotor die Verdampfung des bereits gasförmig eingebrachten Kraftstoffes nicht berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil für die Berechnungsmethodik ergibt sich daraus, dass im Falle des H<sub>2</sub>-Motors der eingesetzte Kraftstoff, obwohl real fast immer mit geringer Verunreinigung beladen, rechnerisch als Reinstoff behandelt werden kann und somit aus nur einer Spezies besteht, während Kraftstoffe auf Kohlenwasserstoffbasis als Gemenge aus vielen unterschiedlichen Molekülen aufgebaut sind. Man ersetzt daher dieses Gemenge beispielsweise durch einen einmolekularen Ersatzkraftstoff mit möglichst ähnlichen Eigenschaften und greift zur Bestimmung thermodynamischer und teilweise auch strömungsmechanischer Eigenschaften des Verbrennungsgasgemisches auf vorab generierte Stoffwertetabellen zurück. Dadurch wird es möglich, auch komplexe Gaszusammensetzungen mit Hilfe von nur wenigen zusätzlich im Strömungsfeld transportierten Größen, wie beispielsweise Luftverhältnis und Verbrennungsfortschritt, zu beschreiben [20].

Im Falle der Beschränkung auf die Gemischbildungsrechnung mit Wasserstoff als Kraftstoff müssen jedoch nur wenige Spezies in Betracht gezogen werden, namentlich Sauerstoff (O<sub>2</sub>), Stickstoff (N<sub>2</sub>), Wasserstoff (H<sub>2</sub>) und eventuell Wasserdampf (H<sub>2</sub>O) als verbliebenes Verbrennungsendprodukt aus dem vorangegangenen Zyklus. Dafür bietet sich als Berechnungsmethode der so genannte Speziestransport an, bei dem in einem System mit n Spezies n-1 Transportgleichungen (Glg. 3-11) für die Massenanteile Y<sub>k</sub> der jeweiligen Spezies k gelöst werden. Der verbleibende Massenanteil ergibt sich aus der Forderung, dass die Summe aller Massenanteile 1 ergeben muss.

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Y_k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \rho D_k + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) + S_k$$

/

|

|    |

|

zeitliche  
Änderung

Konvektions-  
term

lam. / turb.  
Diffusion

Quellterm  
(Reaktion)

Glg. 3-11: Speziestransportgleichung

Neben dem konvektiven Transport mit der Hauptströmung kommt vor allem dem Diffusions-term für die Durchmischung von Gasen untereinander besondere Bedeutung zu. Die turbulente Diffusion wird dabei mit Hilfe der turbulenten Viskosität  $\mu_t$  und der turbulenten Schmidt-Zahl  $Sc_t$  modelliert, die ein Vielfaches des vergleichbaren laminaren Wertes betragen kann. Obwohl Wasserstoff einen sehr hohen laminaren Diffusionskoeffizienten aufweist, spielt dieser im Vergleich zum turbulenten Wert auch bei diesem Kraftstoff eine nur untergeordnete Rolle [21].

Die Stoffwerte des Gemisches werden dann aus den jeweiligen Größen der einzelnen Spezies berechnet. Die spezifische Wärme, die Enthalpie und die Entropie einer Komponente des Gemisches werden mittels Polynomfunktionen approximiert, wobei die nötigen Koeffizienten – zumeist für zwei angrenzende Temperaturbereiche – einer Stoffwertedatenbank des Softwarepakets Chemkin [22] entnommen werden, die auf den bekannten NASA-Polynomen aufsetzt. Die spezifische Wärme  $c_p$  wird dabei entsprechend Glg. 3-12 beschrieben.

$$\frac{c_p}{R} = a_0 + a_1 \cdot T^1 + a_2 \cdot T^2 + \dots + a_n \cdot T^n = \sum_{i=0}^n (a_i \cdot T^i)$$

Glg. 3-12: Polynomansatz für die spezifische Wärmekapazität  $c_p$

Die Enthalpie bei einer bestimmten Temperatur  $T$  errechnet sich bezogen auf eine Referenztemperatur  $T_0$  entsprechend Glg. 3-13, wobei links die Bestimmungsgleichung und rechts der daraus abgeleitete Polynomansatz gezeigt sind.

$$h(T) = h_0 + \int_{T_0}^T c_p(T) \cdot dT \quad \frac{h}{RT} = a_0 + a_1 \frac{T}{2} + a_2 \frac{T^2}{3} + \dots + a_n \frac{T^n}{(n+1)} = \sum_{i=0}^n \left( a_i \frac{T^i}{(i+1)} \right)$$

Glg. 3-13: Polynomansatz für die Enthalpie  $h$

Wieder in Bezug auf eine Referenztemperatur  $T_0$  ergeben sich in analoger Weise eine Bestimmungsgleichung (links) und ein zugehöriger Polynomansatz (rechts) für die Entropie  $s$  (Glg. 3-14).

$$s(T) = s_0 + \int_{T_0}^T \frac{c_p(T)}{T} \cdot dT \quad \frac{s}{R} = a_0 \cdot \ln(T) + a_1 T + a_2 \frac{T^2}{2} + a_3 \frac{T^3}{3} + \dots + a_n \frac{T^n}{n} = a_0 \cdot \ln(T) + \sum_{i=1}^n a_i \frac{T^i}{i}$$

Glg. 3-14: Polynomansatz für die Entropie  $s$

Zusätzliche zur Berechnung notwendige Stoffwerte, wie die Viskosität  $\mu$ , die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_T$  und der Diffusionskoeffizient, lassen sich mit Hilfe der im CFD-Code implementierten kinetischen Gastheorie [23] berechnen. Weitere Information hierzu finden sich in der Dokumentation zum verwendeten Programmpaket [19].

Im Rahmen dieser Arbeit kommt im Rahmen der Gemischbildungssimulation für die Berechnung von Gasgemischen ausschließlich ein Species-Transport-Model zum Einsatz, da sich dieses vor allem bei der stark überkritischen Direkteinblasung von Wasserstoff als sehr robust hinsichtlich seiner numerischen Stabilität erwiesen hat [7].

### 3.1.4 Behandlung wandnaher Strömungen

In turbulenten Strömungen kommt es in der Nähe begrenzender Wände zu Strömungszuständen, die mit Hilfe der Gleichungen für die freie, voll turbulente Strömung nicht mehr beschrieben werden können. Dabei bilden sich so genannte Grenzschichten sowohl in Bezug auf die Geschwindigkeit, als auch in Bezug auf die Temperatur. Zwischen beiden Grenzschichten gibt es entsprechend der Reynolds'schen Analogie [17] eine Ähnlichkeitsbeziehung. In der 3D-CFD Rechnung gilt es dabei, einerseits diese lokalen Strömungszustände in Wandnähe zu berücksichtigen und andererseits ihren Einfluss auf den turbulenten Strömungskern richtig wiederzugeben. Zu diesem Zweck sind in den CFD-Codes entsprechende Wandbehandlungsmodelle implementiert.

#### 3.1.4.1 Beschreibung der Geschwindigkeitsgrenzschicht

Zur Beschreibung der Geschwindigkeitsgrenzschicht bedient man sich – wie auf dem Gebiet der Strömungslehre üblich – dimensionsloser Formulierungen. Mit Hilfe der so genannten Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  (Glg. 3-15, links), die sich aus dem Quotienten aus Wandschubspannung  $\tau_w$  und lokaler Gasdichte  $\rho$  errechnet, werden einerseits der Normalabstand  $y$  von einer Wand und andererseits die lokale Geschwindigkeit  $u$  in jeweils dimensionslose Größen übergeführt.  $y^+$  (Glg. 3-15, Mitte) wird dabei als „dimensionsloser Wandabstand“,  $u^+$  (Glg. 3-15, rechts) in Analogie dazu als „dimensionslose Geschwindigkeit“ bezeichnet.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau}$$

Glg. 3-15: dimensionslose Größen zur Wandbehandlung bei turbulenten Strömungen

Eine voll ausgebildete turbulente Grenzschicht lässt sich entsprechend Bild 3–3 in drei Zonen unterteilen [19]. In jeder dieser Zonen lässt sich eine den Strömungszustand beschreibende Beziehung zwischen den beiden zuvor eingeführten dimensionslosen Größen finden, wobei entsprechend der Gesetze der Ähnlichkeitstheorie gleiche dimensionslose Kennzahlen auch vergleichbare Strömungen in Wandnähe bedingen.

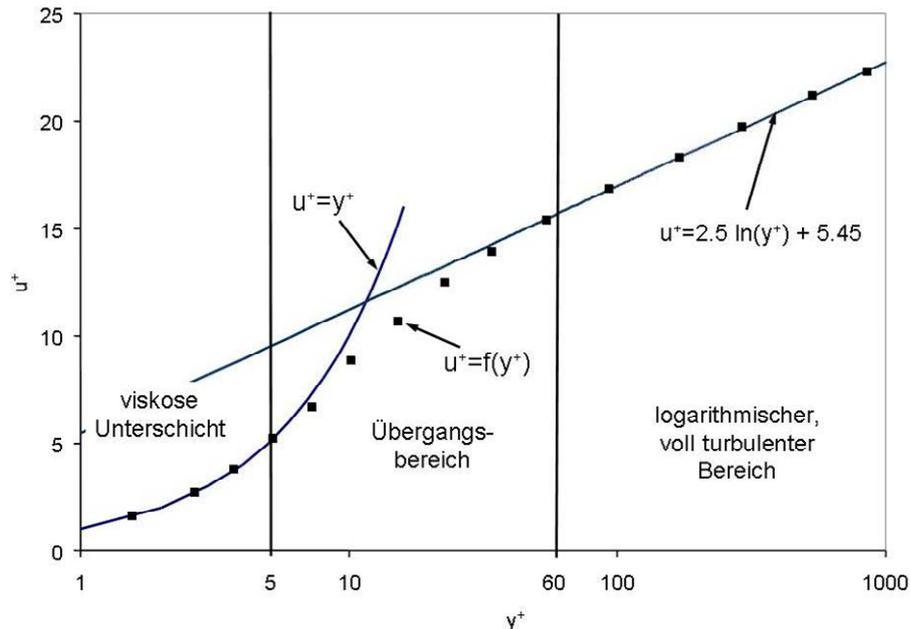


Bild 3–3: Zonen innerhalb einer turbulenten Grenzschicht

In direktem Anschluss an die begrenzende Wand bildet sich eine so genannte viskose Unterschicht aus, in der die molekulare Viskosität dominant ist und sich demnach ein laminarer Strömungszustand einstellt. Diese Schicht liegt im Bereich  $y^+ < 5$  und wird auch entsprechend der ausgebildeten Strömung als „laminare Unterschicht“ bezeichnet. Mathematisch beschreiben lässt sie sich mit Hilfe der nachfolgenden einfachen Beziehung (Glg. 3-16) zwischen dimensionslosem Wandabstand und dimensionsloser Geschwindigkeit.

$$u^+ = y^+$$

Glg. 3-16: dimensionslose Geschwindigkeit in der viskosen Unterschicht

In der äußersten – von der betrachteten Wand also am weitesten entfernten – Zone der Grenzschicht dominieren hingegen die turbulenten Fluktuationen über die viskose Dämpfung, wodurch sich eine voll turbulente Randzone der Grenzschicht im Bereich  $y^+ > 60$  einstellt. Auch für diesen Bereich lässt sich ein Geschwindigkeitsprofil in dimensionsloser Form in Abhängigkeit vom dimensionslosen Wandabstand entsprechend Glg. 3-17 ansprechen. Aufgrund der hinterlegten mathematischen Funktion wird dieser voll turbulente Bereich der Grenzschicht auch als „logarithmischer Bereich“ und untenstehende Formulierung entsprechend als „logarithmisches Wandgesetz“ bezeichnet.

$$u^+ = 2.5 \cdot \ln(y^+) + 5.45$$

Glg. 3-17: dimensionslose Geschwindigkeit im logarithmischen Bereich der Grenzschicht

Zwischen der viskosen Unterschicht und dem voll turbulenten Bereich der Grenzschicht stellt sich ein Übergangsbereich ein, der gleichermaßen von viskosen und turbulenten Effekten beeinflusst wird. Beispielhafte Messungen des Geschwindigkeitsverlaufes in diesem Bereich der Grenzschicht [19] sind in Bild 3–3 mittels schwarzer Punkte markiert und zeigen zwischen viskosem und voll turbulentem Bereich einen verlaufenden Übergang, der jedoch im Vergleich zu den beiden erstgenannten Bereichen nicht mit Hilfe einer einfachen algebraischen Beziehung beschrieben werden kann.

Durch die Kenntnis des typischen Verlaufes der wandnahen Geschwindigkeit vom voll turbulenten Bereich einer turbulenten Strömungsgrenzschicht bis hin zur viskosen Unterschicht ist es möglich, aus einer im Gültigkeitsbereich des logarithmischen Wandgesetzes berechneten Geschwindigkeit auf den Verlauf der Geschwindigkeit in der Grenzschicht rückzuschließen. Solange der dimensionslose Wandabstand die Bedingung  $y^+ > 60$  erfüllt, bedeutet das für den CFD-Code, dass der reale Geschwindigkeitsverlauf im Übergangsbereich unberücksichtigt bleiben kann, da für die Wandinteraktion ohnehin die viskose Unterschicht von vergleichsweise höherer Bedeutung ist, weil selbst bei turbulenter Strömung – ein so genanntes Newton'sches Fluid vorausgesetzt – unmittelbar an der Wand der Newton'sche Schubspannungsansatz [16] gemäß Glg. 3-18 Gültigkeit hat.

$$\tau_w = \mu \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}$$

Glg. 3-18: Newton'scher Schubspannungsansatz

Dies eröffnet die Möglichkeit, im CFD-Modell die Grenzschicht im Berechnungsgitter nicht zwingend örtlich auflösen zu müssen, sondern anstatt dessen auf ein in den Programmpaketen implementiertes Wandbehandlungsmodell zurückzugreifen, das die vom voll turbulenten, freien Strömungsbereich abweichenden Gegebenheiten in der Nähe von Wänden mittels der oben gezeigten Beziehungen zu berücksichtigen erlaubt.

### 3.1.4.2 Beschreibung der Temperaturgrenzschicht

In Analogie zur Geschwindigkeitsgrenzschicht bildet sich auch eine so genannte Temperaturgrenzschicht aus. Wegen der im Vergleich zur Gemischbildung während der Verbrennung deutlich höheren Temperaturdifferenz zwischen Arbeitsgas und Brennraumwand, die den so genannten gaseitigen Wärmeübergang treibt, fallen die durch den Wandwärmeübergang bedingten Verluste während der Verbrennung jedenfalls höher aus. Wärmeübergangsphänomene – in deutlich abgeschwächter Form und meist in umgekehrte Richtung, also von der Brennraumwand an das Arbeitsgas – treten aber bei direkt einblasenden Motoren in Abhängigkeit der Strahlführung bei der Einblasung auch während der Gemischbildungsphase auf [7]. Obwohl sich diese Arbeit ausschließlich mit der Simulation von Gemischbildungsvorgängen beschäftigt, sei aus den oben genannten Gründen auch hier der Vollständigkeit halber ein sehr knapper theoretischer Überblick gegeben.

Wie bereits angeführt ist für die Beschreibung des gaseitigen Wärmeübergangs die treibende Temperaturdifferenz – oder bei differenzieller Betrachtung der Gradient der Temperatur an der Wand – maßgeblich. Die zugehörige mathematische Formulierung stellt das Fourier'sche Gesetz [16] entsprechend Glg. 3-19 dar, wobei  $\lambda_T$  die stoffspezifische Wärmeleitfähigkeit des Fluides bezeichnet.

$$q_w = -\lambda_T \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}$$

Glg. 3-19: Wärmeleitungsgleichung

Bereits eingangs dieses Kapitels wurde die Reynolds'sche Analogie angesprochen, der zufolge sich in einer turbulenten Strömung Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht zueinander ähnlich ausbilden. Demzufolge kann für den Temperaturgradienten an der Wand eine Ähnlichkeitsbeziehung gemäß Glg. 3-20 angeschrieben werden.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = F \left( \text{Pr}, \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \right)$$

Glg. 3-20: Ähnlichkeitsbeziehung zwischen Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht

Diese Gleichung setzt den Temperaturgradienten an der Wand mit dem Geschwindigkeitsgradienten und mit der dimensionslosen Prandtl-Zahl  $Pr$  in Beziehung. Die Prandtl-Zahl wird gemäß Glg. 3-21 als Quotient aus der kinematischen Viskosität  $\nu$  und der Temperaturleitfähigkeit  $a$  gebildet und kann als Verhältnis von durch innere Reibung gebildeter und durch thermische Diffusion abgeführter Wärme interpretiert werden.

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda_T}$$

Glg. 3-21: Definitionsgleichung der Prandtl-Zahl

Für weitere Information sei an dieser Stelle auf einschlägige Literatur [z.B. 16] und auf das Benutzerhandbuch zum verwendeten CFD-Paket [19] verwiesen.

### 3.1.4.3 Wandbehandlung im verwendeten CFD-Code

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich RANS-basierte Turbulenzmodelle angewendet, wie zum Beispiel verschiedene Formulierungen des  $k\varepsilon$ -Modells oder das RSM-Modell (vgl. 3.1.2). Der eingesetzte kommerzielle CFD-Code Fluent bietet dazu die folgenden zwei prinzipiellen Ansätze zur Berücksichtigung turbulenter Grenzschichten, auf die im Folgenden kurz eingegangen werden soll:

- Wandmodelle (Wall Functions)
- Detaillierte Wandbehandlung (Enhanced Wall Treatment)

#### Wandmodelle

Wandmodelle sind anzuwenden, wenn die an die Wand angrenzenden Zellen des Berechnungsgitters so groß – bzw. aus Sicht der Wand hoch – sind, dass sich jener voll turbulente Außenbereich der Grenzschicht, für den das logarithmische Wandgesetz Gültigkeit hat, bereits innerhalb dieser Zelle ausbildet. Für den dimensionslosen Wandabstand muss also  $y^+ > 60$  gelten (vgl. Bild 3–3). Fluent verwendet für die Bestimmung der dimensionslosen Kennzahlen alternative Formulierungen, die sich von den bisher gezeigten im Wesentlichen dadurch unterscheiden, als dass anstelle der Schubspannungsgeschwindigkeit die turbulente kinetische Energie zu ihrer Bestimmung herangezogen wird. Der dimensionslose Wandabstand  $y^*$  errechnet sich dann entsprechend Glg. 3-22.

$$y^* = \frac{\rho \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2} \cdot y}{\mu}$$

Glg. 3-22: dimensionsloser Wandabstand (alternative Formulierung)

In analoger Form kann auch dazu eine alternative Formulierung für die dimensionslose Geschwindigkeit in Wandnähe gefunden werden (Glg. 3-23), die sich mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie, der Wandschubspannung, der dynamischen Viskosität und einer Modellkonstante  $C_\mu$  aus der mittleren Geschwindigkeit  $u$  ableiten lässt.

$$u^* = \frac{u \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2}}{\tau_w / \rho}$$

Glg. 3-23: dimensionslose Geschwindigkeit (alternative Formulierung)

Im Außenbereich der Grenzschicht kommt auch hier wieder das logarithmische Wandgesetz in der Formulierung gemäß Glg. 3-24 zur Anwendung, wobei  $E$  eine Modellkonstante und  $\kappa_K$  die Karmann'sche Konstante [19] repräsentieren.

$$u^* = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln(E \cdot y^*)$$

Glg. 3-24: logarithmisches Wandgesetz (alternative Formulierung)

Fluent empfiehlt die Verwendung der Wandfunktionen für einen auf  $30 < y^* < 300$  eingeschränkten Bereich des dimensionslosen Wandabstandes. Für jene an die Wand grenzenden Zellen im Gitter, für die  $y^* < 30$  gilt und die somit einer zu feinen Auflösung unterliegen, schaltet das Modell für  $y^* < 11.2$  selbsttätig auf das laminare Wandgesetz (Glg. 3-25) um.

$$u^+ = y^+ = y^* \Big|_{y^* < 11.2}$$

Glg. 3-25: laminares Wandgesetz

Dieser Ansatz ist für  $y^+ \leq 5$  – im Bereich der laminaren Unterschicht gilt  $y^* = y^+$  – uneingeschränkt gültig, er führt jedoch in jenen Fällen, in denen der dimensionslose Wandabstand in der in Bild 3–3 gezeigten Übergangszone liegt, zu einer unzureichenden Abbildung des Geschwindigkeitsprofils und zu niedrigen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand. Diese Funktionserweiterung ist deshalb als eine Überbrückung für lokal begrenzte Zonen zu verstehen, in denen das Gitter nicht die erforderliche „Grobheit“ aufweist.

Gerade bei der Anwendung des Codes im Brennraum direkt einblasender Verbrennungsmotoren ist diese Funktion willkommen, weil sich durch die zeitlich begrenzte Einblasung stark unterschiedliche Strömungszustände einstellen, die auf die dimensionslosen Formulierungen durchschlagen und denen man mit einem einzigen Gitter kaum hinreichend gerecht werden kann. Es besteht hier also eine Ungenauigkeitsquelle, der man mit vertretbarem Aufwand – also ohne die Generierung multipler Gitter für einen einzelnen Berechnungsfall – mittels der eingebauten Adaptierungsmechanismen nur unzureichend begegnen kann. Letzteres deswegen, weil mit den im Code implementierten Mechanismen zwar eine automatisierte Verfeinerung des Gitters im Falle zu großer Zellen – und damit für die empfohlene Anwendung der Wandfunktionen zu großen dimensionslosen Wandabständen – möglich ist, wohingegen eine Vergrößerung des Gitters im Falle einer zu feinen Initialauflösung beim derzeitigen Softwarestand nicht automatisiert durchführbar ist.

In Fluent finden sich zwei Formulierungen der Wandfunktionen, die als Standard-Wandfunktion („Standard Wall Function“) respektive als Nichtgleichgewichts-Wandfunktion („Non Equilibrium Wall Function“) geführt werden. Im Unterschied zu den Standard-Wandfunktionen, die sich als sehr robust und in Bezug auf die benötigte Rechenleistung auch als ressourcenschonend erwiesen haben, erlaubt der Nichtgleichgewichtsansatz laut [24] auch die Berücksichtigung von Strömungsablösungen und darauf folgendes Wiederauflegen sowie wandnahe Druckgradienten, wie sie beispielsweise bei Aufstauungen auftreten können.

Die Strömungsvorgänge im Brennraum einer direkt einblasenden Verbrennungskraftmaschine sind sehr komplex und beinhalten in der Regel alle der genannten Phänomene, so dass bei ihrer Berechnung jedenfalls auf den Nichtgleichgewichtsansatz zurückgegriffen und der dadurch bedingte zusätzliche Rechenaufwand in Kauf genommen werden sollte.

### **Detaillierte Wandbehandlung**

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Wandfunktionen wird bei der detaillierten Wandbehandlung die Strömungsgrenzschicht nicht überbrückt, sondern direkt aufgelöst. Die Anwendung dieser Methode ist daher auf den noch engeren Bereich  $y^+ \leq 5$  des dimensionslosen Wandabstandes angewiesen. Die darauf folgenden Zellschichten decken dann sowohl den Übergangsbereich, als auch die voll turbulente Zone der Grenzschicht ab.

Die Anwendung dieses Modells verspricht zwar auf der einen Seite eine genaue Beschreibung der Strömungsvorgänge innerhalb der Grenzschicht, bedingt aber auf der anderen Seite ein Berechnungsgitter, das fein genug zu deren örtlicher Auflösung ist. Der damit verbundene massive Anstieg der Zellanzahl im Berechnungsnetz führt aber seinerseits wieder zu gesteigertem Rechenaufwand sowie Speicherbedarf und damit zu längeren Durchlaufzeiten. Die Notwendigkeit zur Modellierung sowohl laminarer, als auch turbulenter Effekte innerhalb der Grenzschicht macht die mathematischen Formulierungen zunehmend komplex, so dass an dieser Stelle erneut auf die Dokumentation zum eingesetzten Softwarepaket [19] verwiesen werden soll.

Ähnlich wie bei den Wandfunktionen gibt es auch bei der detaillierten Wandbehandlung eine Überbrückungsfunktion, die zur Anwendung kommt, wenn die Randzellen des Gitters nicht die zur Anwendung dieses Modells geforderte „Feinheit“ aufweisen. Eine automatisierte Adaptierung der Randzellen an den geforderten  $y^*$ -Wert ist im Sinne einer Verfeinerung des Netzes bei bestimmten Zelltypen möglich. Die implementierte Überbrückungsfunktion hat sich im Rahmen vergangener Berechnungen als sehr stabil herausgestellt, so dass in Einzelfällen Rechnungen, die trotz passenden  $y^*$ -Bereiches bei Anwendung der Wandfunktionen unzureichendes Konvergenzverhalten gezeigt haben, durch Wechsel auf die detaillierte Wandbehandlung stabilisiert werden konnten. Der physikalische Hintergrund dieser Maßnahme – und damit deren Sinnhaftigkeit und Berechtigung – ist jedenfalls zu hinterfragen.

### **Auswahl der Wandmodellierung**

Aufgrund obiger Abhandlung und der Tatsache, dass die direkte Auflösung von Grenzschichteffekten für den Großteil der in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen nicht notwendig war, wurde für nahezu alle Berechnungen auf das in Fluent implementierte Wandmodell mit Nichtgleichgewichtsansatz zurückgegriffen.

Dies wird im Bezug auf den avisierten dieselmotorischen Wasserstoffbetrieb dadurch erleichtert, dass im Allgemeinen nur sehr späte Einblasungen in der Nähe des ZOT berücksichtigt werden müssen und zudem der Zeitpunkt der Gemischentflammung noch während oder kurz nach der Einblasung angesetzt sein soll. Demnach ändern sich die Strömungszustände zum Zeitpunkt des zu betrachtenden Gemisches weder durch starke Kolbenbewegung, noch durch große Zeitfenster zwischen Einblasung und Entflammung, deutlich im Vergleich zu jenen während der Einblasung, was die Aufbereitung eines Berechnungsgitters für die Anwendung des gewählten Wandmodells erheblich einfacher macht als beispielsweise bei der Gemischbildungssimulation einer frühen Einblasung bei einem ottomotorischen DI-Brennverfahren mit Wasserstoff, wie es z.B. in [7] dokumentiert ist.

## 4 Experimentelle Validierungsbasis

Wie weiter oben bereits beschrieben werden die meisten der in kommerziellen CFD-Codes implementierten Modelle, seien sie zur Berücksichtigung der Effekte wandnaher Strömungen oder zur Abbildung des Turbulenzeinflusses und dergleichen Dinge mehr eingesetzt, nur an vergleichsweise einfachen Geometrien messtechnisch verifiziert, wie beispielsweise kreisrunden Rohren oder ebenen Platten, welche jedenfalls nicht die komplexen geometrischen Strukturen von Motorbrennräumen aufweisen. Hinzu kommt, dass am realen Bauteil vorhandene geometrische Details mit Bedacht auf sowohl die manuelle Erstvernetzung einer Geometrie, als auch auf die – im verwendeten CFD-Paket – während der Berechnung autark ausgeführten Gitteradaptierung, häufig nicht in das der Berechnung zugrunde liegende Geometriemodell übergeführt werden können. Dies einerseits deswegen, weil eben eine hinreichende Gitterqualität unter Umständen nicht mehr erzielt werden kann, oder andererseits die Zellanzahl im Modell in einem Ausmaß ansteigen würde, das die damit verbundenen Durchlaufzeiten der Simulationen nicht mehr gerechtfertigt erscheinen lässt.

Für die Simulation der einzelnen Phasen des innermotorischen Prozesses ist demnach als erster Schritt eine Modellierungsstrategie auszuarbeiten, die gleichermaßen aus einem aus Sicht der Vernetzbarkeit bereinigten Geometriemodell samt zugehöriger Gittertopologie sowie aus einem Satz geeignet erscheinender Berechnungsmodelle besteht. In einem weiteren Schritt ist dann dieses Setup jedenfalls mit experimentellen Untersuchungen punktuell abzugleichen und ist dieser Prozess gegebenenfalls so lange zu wiederholen, bis eine zufriedenstellende Übereinstimmung gefunden ist und für spätere Voraussimulationen demnach davon ausgegangen werden kann, dass das derart gefundene Modellierungssetup die im Motor real zu erwartenden Abläufe bestmöglich wiedergibt.

Jedoch macht der Umstand, dass sich die gegenständliche Arbeit im Kern mit der Gemischbildung in einem direkt einblasenden Wasserstoffmotor beschäftigt, die Anwendung der in der Brennverfahrensentwicklung üblichen Standardwerkzeuge insofern schwierig, als dass deren Aussagekraft in Bezug auf den Gemischbildungsprozess stark beschränkt ist. Die damit angesprochenen thermodynamischen Forschungsmotoren ermöglichen durch die Auswertung der bekannten schnellen und langsamen Messdaten zwar eine eingehende Analyse des motorischen Gesamtprozesses hinsichtlich Drehmoment, Leistung, Wirkungsgrad und Emissionsverhalten, um nur einige zu nennen, können aber keinerlei Aussage über die sich während und nach der Direkteinblasung im Brennraum einstellende örtliche Gemischzusammensetzung liefern. Aus den im Rahmen der Druckverlaufsanalyse errechneten Brennverlaufskurven lassen sich zwar Rückschlüsse auf den Gemischbildungsprozess ziehen, sie sind aber jedenfalls abhängig von der Erfahrung des Motorenentwicklers und schlussendlich Gegenstand der Interpretation.

Wesentlich bessere Voraussetzungen bieten diesbezüglich optisch zugängliche Versuchsträger gepaart mit entsprechenden Messverfahren, die einen direkten Einblick in den Brennraum des Motors möglich machen. Die verfügbare Palette auf dem Gebiet der Verbrennungskraftmaschinen reicht dabei von einfachen Fensteranwendungen, die eine punktuelle Vermessung der Strömung beispielsweise mit Hilfe der LDA (Laser-Doppler-Anemometrie) ermöglichen, bis hin zu sogenannten Transparentmotoren, bei denen mittels laseroptischer Messverfahren je nach optischer Zugänglichkeit ganze Ebenen vermessen werden und somit zweidimensionale – und mit Hilfe von Abrasterungen mehrerer Ebenen auch bedingt dreidimensionale – Abbildungen der Vorgänge im Brennraum erfasst werden können. Kann auf die Nachbildung innermotorischer Zustände verzichtet werden, bieten sich für Grundsatzuntersuchungen zudem so genannte Einspritzkammern an.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde in den jeweiligen Phasen zur Validierung sowohl auf Ergebnisse eines thermodynamischen bzw. optischen Einzylinder-Forschungsmotors, als auch auf jene einer Einspritzkammer zurückgegriffen. Versuchsträger und Messtechnik sollen daher im Folgenden überblickshaft und in Anlehnung an [7, 25, 26] vorgestellt werden.

## 4.1 Thermodynamische Forschungsmotoren

Für die experimentellen Voruntersuchungen zur Wasserstoff-Selbstzündung unter innermotorischen Bedingungen konnte auf ein aus dem Vorprojekt „HyICE“ vorhandenes Einzylinder-Aggregat für den ottomotorischen Wasserstoffbetrieb zurückgegriffen werden.

Nach diesen Voruntersuchungen bestand eine der Kernaufgaben für diese Arbeit in der CFD-gestützten Auslegung eines Brennraumkonzeptes für einen Einzylinder-Forschungsmotor für den dieselmotorischen Wasserstoffbetrieb, der innerhalb des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit vordringlich von BMW unter Berücksichtigung der Ergebnisse der weiter unten vorgestellten Auslegungsarbeiten aufgebaut worden ist.

Beide Ausführungen sind jedenfalls Einzylinder-Motoren, die sich insbesondere für grundsätzliche Untersuchungen an motorischen Brennverfahren gegenüber Mehrzylinderaggregaten aufgrund ihrer Flexibilität als besser geeignet erweisen. So können Konfigurationsänderungen, wie beispielsweise das Ändern des Verdichtungsverhältnisses, ohne allzu großen Aufwand und damit einigermaßen rasch vorgenommen werden. Zudem fallen sowohl Kosten, als auch Umrüstzeiten, wesentlich geringer aus, wenn Prototypenteile – wie beispielsweise neue Hochdruckinjektoren oder alternative Zündsysteme – zur Anwendung kommen sollen.

Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass sich beim Vollmotor je nach Zylinderzahl und Auslegung des Saugsystems die Ladungswechselvorgänge der einzelnen Zylinder durch die Druckwellen, die beim Öffnen der Ladungswechselorgane an jedem Zylinder entstehen und demgemäß durch Ansaug- und Auslasssystem laufen, gegenseitig beeinflussen, was so beim Einzylindermotor nicht auftreten kann.

Ein Nachteil des Einzylindermotors besteht darin, dass er von sich aus nicht mittels Abgas-turbolader aufladefähig ist und daher eine dem Brennverfahren aufgeprägte Aufladung mit Hilfe externer Aufladeaggregate realisiert werden muss.

### 4.1.1 Forschungsmotor mit Ottogeometrie (H<sub>2</sub>-SI)

Der Einzylinder-Forschungsmotor mit Ottogeometrie ist für den Wasserstoffbetrieb mit Fremdzündung ausgelegt. Die Brennraumgeometrie orientiert sich an jener aktueller Serienottomotoren der BMW AG, die für die Zylinderkopfkonstruktion verantwortlich zeichnet. Die zugehörigen Basisdaten zeigt Tabelle 4-1.

Bohrung	84 mm
Hub	90 mm
Hubvolumen	499 cm <sup>3</sup>
Verdichtung	9.0 – 16.5 (einstellbar mittels Unterlegscheiben und Kolben)
max. Drehzahl	6000 min <sup>-1</sup>
max. Zylinderdruck	150 bar
Ventiltrieb	4 Ventile, DOHC, Zahnriemen, VANOS Ventilspielausgleich über Hydrostößel
Spreizungen (Standard)	Einlass: 80 – 160 (110) °KW n.WOT Auslass: 160 – 80 (110) °KW v.WOT
Steuerzeiten	Einlass (EÖ / ES): 8 °KW v.WOT / 114 °KW v.ZOT Auslass (AÖ / AS): 132 °KW n.ZOT / 18 °KW n.WOT
Massenausgleich	1. Ordnung

Tabelle 4-1: Basisdaten des Forschungsmotors mit Ottogeometrie

Der Motor kann sowohl mit Wasserstoff bei äußerer und innerer Gemischbildung, als auch zu Vergleichszwecken mit Benzin bei äußerer Gemischbildung betrieben werden. Der Aufbau des Aggregates ist in Form eines Schnittes durch die Zylinderachse in Bild 4–1 gezeigt.

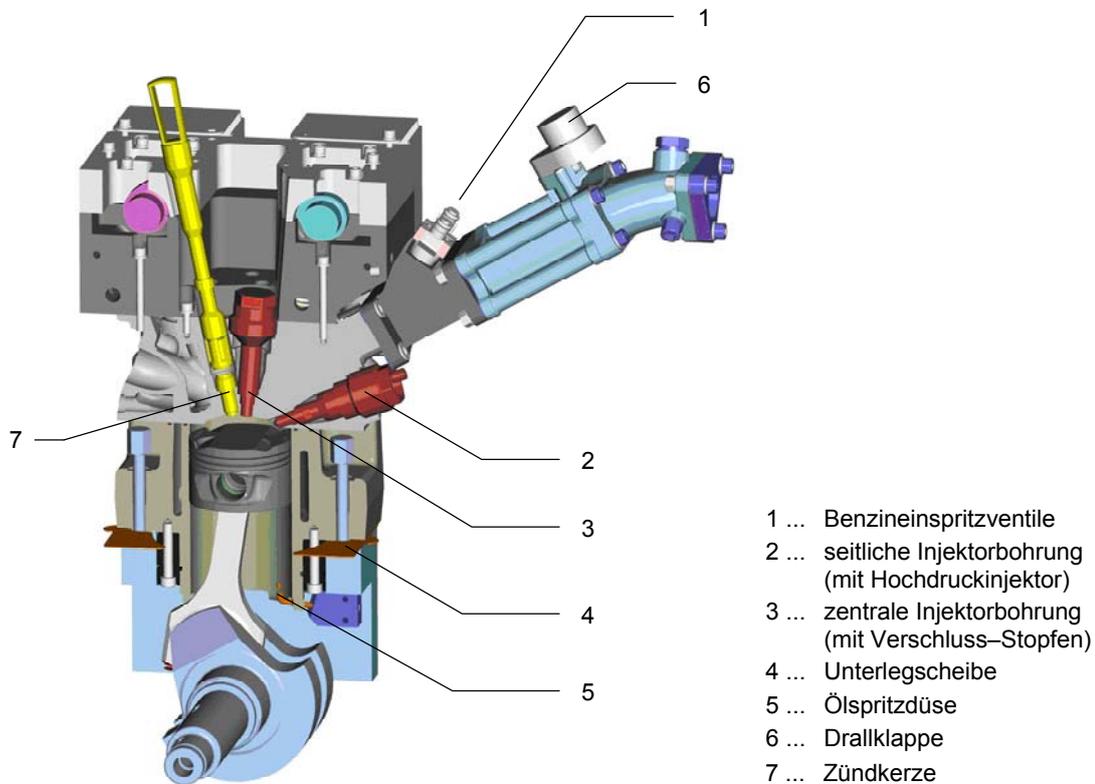


Bild 4–1: Schnitt durch den Forschungsmotor mit Otto-Geometrie

Für den Benzinbetrieb sind am motorseitigen Ende des Saugrohres zwei Benzineinspritzventile – in Bild 4–1 mit Position (1) bezeichnet – angeordnet, die den flüssigen Kraftstoff nahe den Einlassventilen saugsynchron einbringen. Ein Gasmischer für die äußere Gemischbildung mit Wasserstoff kann an der vom Motor abgekehrten Seite des Saugrohres angebracht werden, er ist in Bild 4–1 jedoch nicht dargestellt.

Für den direkt einblasenden Wasserstoffbetrieb stellt der Zylinderkopf zwei Einbaupositionen für Hochdruckinjektoren – namentlich eine seitliche und eine zentrale – zur Verfügung. In Bild 4–1 mit Position (2) bezeichnet ist ein in seitlicher Lage eingebauter Hochdruckinjektor, während Position (3) einen in der zentralen Injektorbohrung neben der ebenfalls zentral angeordneten Zündkerze – Position (7) in Bild 4–1 – eingebauten Verschluss-Stopfen bezeichnet, der quasi als Dummy anstelle des Hochdruckinjektors fungiert und dementsprechend den Brennraum nach außen hin abdichtet.

Position (4) bezeichnet eine von mehreren unterschiedlich starken Unterlegscheiben, deren Materialstärke so gewählt ist, dass mit ihrer Hilfe das Verdichtungsverhältnis bei Anwendung des Standardkolbens relativ einfach und rasch auf unterschiedliche diskrete Werte (9.0, 10.5, 12.0, 13.5) eingestellt werden kann. Darüber hinaus lässt sich die Verdichtung an diesem Aggregat mittels zweier Aufbaukolben noch auf die Werte  $\varepsilon = 15.0$  bzw.  $\varepsilon = 16.5$  steigern. Position (5) bezeichnet eine von zwei vorhandenen Ölspritzdüsen, mit deren Hilfe die heiße Kolbenunterseite mit Motoröl beaufschlagt und so über konvektiven Wärmeübergang zusätzlich gekühlt wird. Im rechten der beiden – in ihrem letzten Abschnitt jeweils einzeln – zu den beiden Einlassventilen führenden Saugrohrkanäle ist eine Drallklappe (6) eingebaut, mit der sich der Ansaugluftdrall für den Brennraum gezielt beeinflussen lässt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der gegenständliche Motor aufgrund der für die Voruntersuchungen zur motorischen Wasserstoff-Selbstzündung gegebenen Notwendigkeit zur Darstellung hoher Verdichtungsverhältnisse ausschließlich mit jenem Aufbaukolben (Bild 4–2) betrieben, mit dem sich das maximale Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 16.5$  realisieren lässt. Die Auswirkungen der stark zerklüfteten Brennraumform, die sich bei Anwendung dieses Kolbens ergibt, werden später genauer dokumentiert.



Bild 4–2: Aufbaukolben für den Forschungsmotor mit Ottogeometrie ( $\varepsilon = 16.5$ )

Der Forschungsmotor mit Ottogeometrie, der im Folgenden auch fallweise mit „H<sub>2</sub>-SI FoMo“ – SI steht dabei für „Spark-Ignition“, der englische Begriff für „Funkenzündung“ – bezeichnet wird, verfügt zusätzlich zu den oben beschriebenen Einrichtungen noch über einige weitere Ausstattungsmerkmale. Dazu gehört beispielsweise das bei BMW-Ottomotoren auf breiter Basis eingesetzte VANOS-System (VARIABLE NOckenwellen-Steuerung) zur ein- und auslassseitigen Verstellung der Ventilsteuerzeiten. Nachdem aber diese und weitere Systeme im Rahmen dieser Arbeit entweder keine Anwendung gefunden oder für die Ergebnisse auch nicht von Bedeutung waren, sei für weiterführende Informationen dazu auf [25] verwiesen.

#### 4.1.2 Forschungsmotor mit Dieselgeometrie (H<sub>2</sub>-CI)

Aufbauend auf den Erfahrungen mit dem zuvor beschriebenen, ursprünglich für den ottomotorischen Wasserstoffbetrieb ausgelegten Einzylinder-Triebwerk wurde bei BMW ein neuer Zylinderkopf konstruiert und damit ein für den dieselmotorischen Wasserstoffbetrieb geeigneter Forschungsmotor aufgebaut. Die Basisdaten des im Folgenden fallweise auch als „H<sub>2</sub>-CI FoMo“ – CI steht dabei für „Compression Ignition“, dem englischen Begriff für Kompressionszündung – bezeichneten Aggregates sind in Tabelle 4-2 zusammengefasst.

Bohrung	84 mm
Hub	90 mm
Hubvolumen	499 cm <sup>3</sup>
Verdichtung	variabel mittels Kolbenmulde; vorerst $\varepsilon = 18$ & $\varepsilon = 22$
max. Drehzahl	4500 min <sup>-1</sup>
max. Zylinderdruck	180 bar
Ventiltrieb	4 Ventile, DOHC, Schleppebel, Hydrostößel
Spreizungen	Einlass: 100 °KW n.WOT Auslass: 108 °KW v.WOT
Steuerzeiten	Einlass (EÖ / ES): 8 °KW v.WOT / 152 °KW v.ZOT Auslass (AÖ / AS): 140.7 °KW n.ZOT / 2.6 °KW n.WOT
Massenausgleich	1. Ordnung

Tabelle 4-2: Basisdaten des Forschungsmotors mit Dieselgeometrie

Im Vergleich zum Forschungsmotor mit Otto-Geometrie sind für ein dieselmotorisches Wasserstoffbrennverfahren deutlich höhere Verdichtungsverhältnisse zu realisieren, die am gegenständlichen Motor nicht mehr mittels Aufbaukolben, sondern über die geometrische Ausprägung einer Kolbenmulde – und damit des Brennraumes – bei flachem Zylinderkopfdach zu realisieren sind. Entsprechend voluminöse Kolbenmulden erlauben so Verdichtungsverhältnisse analog jenen am Forschungsmotor mit Otto-Geometrie, während das unbearbeitete – also noch nicht mit einer Kolbenmulde versehene – Kolbenrohteil theoretisch zu einem Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon \approx 61$  führt, welches natürlich von keiner praktischen Bedeutung ist. Jedoch lassen sich auch in der Praxis unter Bedacht auf den für die Gemischbildung nötigen Raum in der Kolbenmulde durchaus Verdichtungen bis  $\varepsilon = 25$  darstellen. Die hohe Verdichtung und die erwartete dieselartige Verbrennung führen jedenfalls zur Notwendigkeit, den tolerierbaren Spitzendruck zu steigern. Diese Maßnahme führt ihrerseits zu schwereren und massiver ausgeführten Bauteilen, wodurch sich in Summe der  $H_2$ -CI Motor von seinem ottomotorischen Pendant zwar durch einen von 150 bar auf 180 bar gesteigerten Spitzendruck, jedoch gleichzeitig durch eine von  $6000 \text{ min}^{-1}$  auf  $4500 \text{ min}^{-1}$  reduzierte Maximaldrehzahl unterscheidet. Ein Schnitt durch diesen Forschungsmotor ist in Form eines CAD-Modells nachfolgend in Bild 4–3 dargestellt.

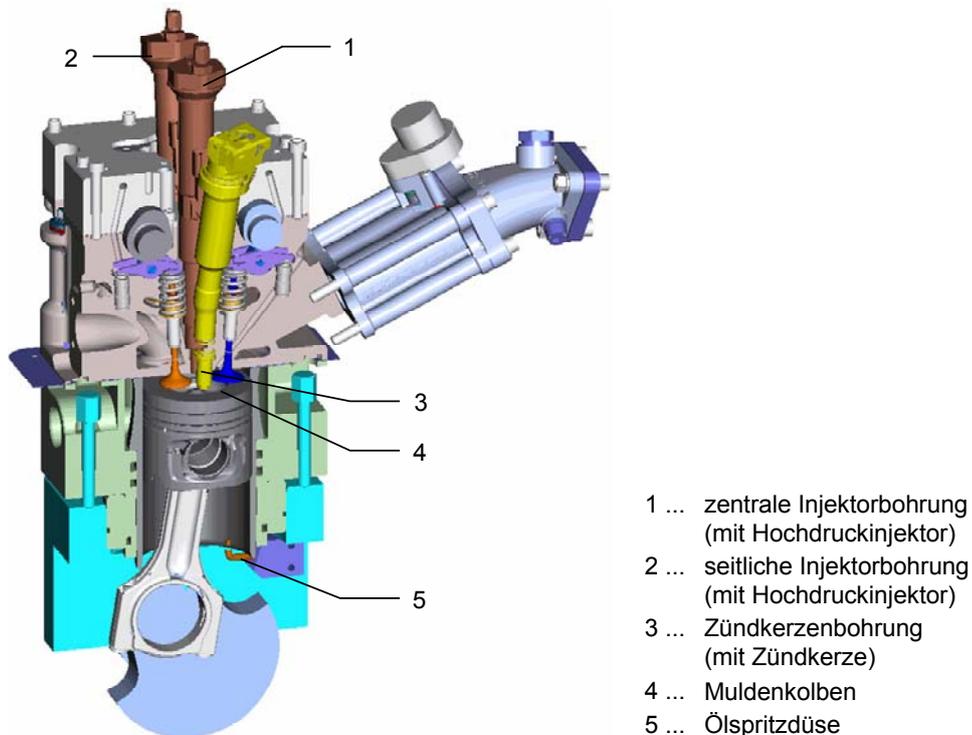


Bild 4–3: Schnitt durch den Forschungsmotor mit Dieselgeometrie

Wie das Aggregat für ottomotorischen Wasserstoffbetrieb verfügt auch dieser Motor über zwei Positionen – eine seitliche und eine zentrale – zum Einbau von Wasserstoff-Hochdruckinjektoren. Position (1) in Bild 4–3 zeigt einen in zentraler Lage eingebauten Hochdruckinjektor. Diese Einbauposition unterscheidet sich von ihrem Pendant am  $H_2$ -SI FoMo dadurch, dass es hier nicht mehr zu einem leicht aussermittigen und angewinkelten Injektoreinbau zu Gunsten der Zündkerzenposition kommt. Die Achse eines zentral eingebauten Injektors deckt sich in diesem Falle exakt mit der Zylinderachse. Position (2) bezeichnet einen in seitlicher Lage eingebauten Hochdruckinjektor. Die Zündkerze selbst sollte der ursprünglichen Auslegung des Brennverfahrens entsprechend bestenfalls als Hilfszündquelle dienen und musste deshalb aus Gründen des Packagings an einer stark exponierten Stelle angebracht werden – siehe Position (3) in Bild 4–3. Position (4) schließlich zeigt den Muldenkolben und Position (5) referenziert wieder auf eine der beiden auch im Falle des  $H_2$ -CI FoMo vorhandenen Ölspritzdüsen, die für zusätzliche Kühlung des thermisch hoch belasteten Kolbenbodens sorgen sollen.

Zur Drallerzeugung kann auch hier wieder ein Einlasskanal angedrosselt werden, auf die starre Ausführung eines Kanals als Drallkanal wurde verzichtet.

Der gesamte Zylinderkopf inklusive dem Ventiltrieb orientiert sich an der Geometrie der aktuellen BMW Dieselmotoren. Die für das Brennverfahren relevanten Änderungen betreffen hauptsächlich die Winkel und Position der Ladungswechselventile und resultieren einerseits aus dem Anspruch einer möglichst hohen Variabilität hinsichtlich der Positionierung von Injektor, Zündkerze, Glühstift sowie Drucksensor, und andererseits aus den für gasförmige Kraftstoffe erheblich größeren Injektorquerschnitten, welchen mit einem erhöhten Bauteildurchmesser des gesamten Injekorkörpers Rechnung getragen werden muss. Die Anordnung der entsprechenden Bohrungen am Zylinderkopfdach zeigt dazu Bild 4–4.

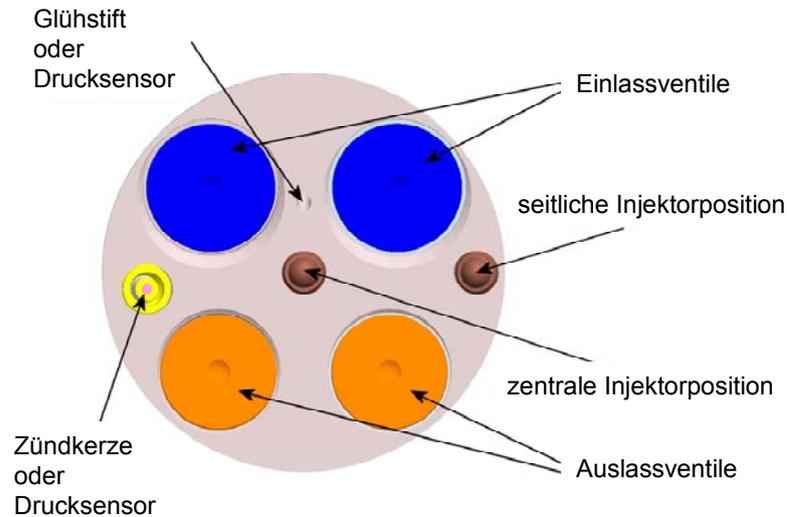


Bild 4–4: Bohrungen im Brennraumdach des H<sub>2</sub>-Motors mit Dieselgeometrie

Kolbenrohrtteil und Pleuel werden von einem BMW-Serienmotor weitgehend übernommen, die Geometrie der Pleuelmulde wird aber dem neuen Brennverfahren entsprechend der CFD-gestützten Auslegungsrechnung angepasst, die in einem der folgenden Kapitel (vgl. 6.3.2.3) detailliert vorgestellt wird. Der Vollständigkeit und Übersicht halber seien die im gegenständlichen Forschungsmotor eingesetzten Kolben an dieser Stelle vorweggenommen und in Bild 4–5 dargestellt. Darin sind die ausgeführten Muldenkolben (links und mittig) einem noch nicht mit einer Mulde versehenen Halbfertigteile (rechts) gegenübergestellt.



Bild 4–5: Kolben im H<sub>2</sub>-CI-Motor (v.l.n.r.):  $\epsilon = 18$ ,  $\epsilon = 22$ , Halbfertigteil für neue Muldengeometrien

### 4.1.3 Prüfstands Aufbau

Zur Aufnahme der oben beschriebenen thermodynamischen Forschungsmotoren steht ein so genannter Kompaktprüfstand der Firma AVL zur Verfügung. Kompaktprüfstände zeichnen sich dadurch aus, dass sämtliche zum Prüfstandsbetrieb notwendigen Nebenaggregate, wie beispielsweise eine Leistungsbremse oder eine Konditionieranlage für Kühl- und Schmiermittel, bereits auf einem gemeinsamen selbsttragenden Rahmen in einer kompakten Einheit integriert sind. Die gesamte Einrichtung ist dann in der Prüfzelle auf einem federnd gelagerten Betonfundament aufgebaut, damit die beim Motorbetrieb entstehenden Schwingungen nicht auf das Prüfstandsgebäude übertragen werden können. Der grundsätzliche Aufbau ist Bild 4–6 [25] zu entnehmen und wiegt ohne Forschungsmotor etwa 2400 kg.

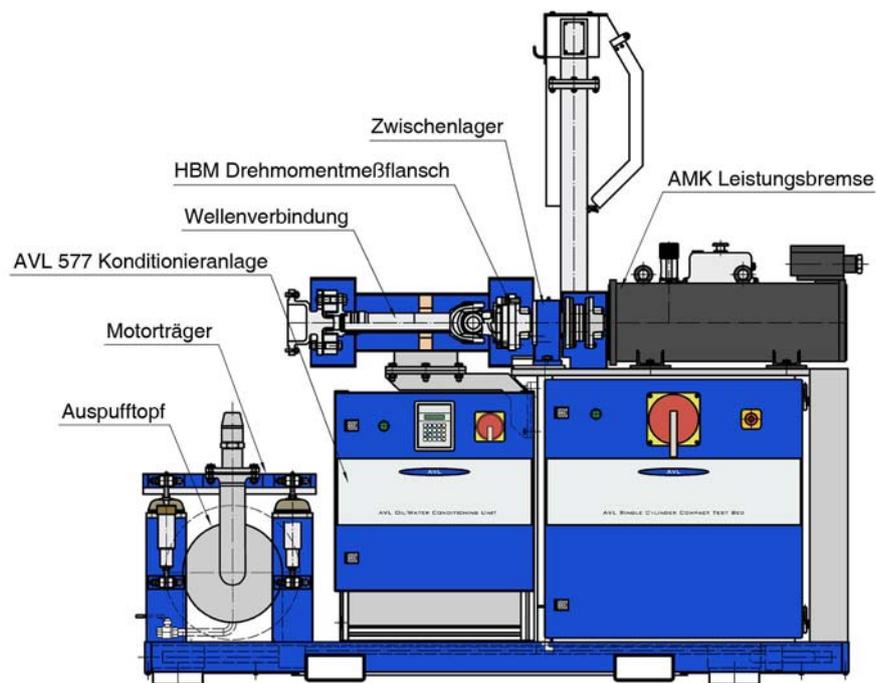


Bild 4–6: Aufbau des AVL-Kompaktprüfstandes

Als Leistungsbremse steht eine Drehstrom-Asynchronmaschine vom Typ AMK DW 13 (Hersteller: Arnold Müller GmbH & Co. KG) zur Verfügung, die den 4-Quadranten-Betrieb beherrscht und demnach in beiden Drehrichtungen sowohl als Motor, als auch als Generator arbeiten kann. Angesteuert wird die Leistungsbremse mit einem im Kompaktprüfstand integrierten Frequenzumrichter Typ AMKASYN KU 50, der seinerseits über ein System AVL EMCON 300 geregelt wird. Die durch die Leistungsbremse vorgegebenen Motorbetriebsgrenzen – wobei eine 20%ige Überlastfähigkeit für kurze Zeit möglich ist – finden sich in Tabelle 4-3.

Betriebsbereich	Quadranten	4
Nenn Drehzahl	$\text{min}^{-1}$	3000
Maximaldrehzahl	$\text{min}^{-1}$	7000
Nenn Drehmoment	Nm	120
Nennleistung	kW	38

Tabelle 4-3: Betriebsgrenzen am Kompaktprüfstand

Zur Konditionierung von Kühl- und Schmiermittel ist eine Konditionieranlage Typ AVL 577 in den Kompaktprüfstand integriert. Beide Medien werden über Pumpen umgewälzt und können mittels Heizeinrichtung erwärmt bzw. mittels Wasser-Wärmetauscher gekühlt werden. Die wesentlichen technischen Daten der Konditionieranlage sind in Tabelle 4-4 zusammengefasst.

		<i>Kühlmittel</i>	<i>Schmiermittel</i>
Nenndurchfluss	m <sup>3</sup> /h	6	1.2
Nennkühlleistung	kW	40	6
Nennheizleistung	kW	2.5	2.5
Temperaturregelbereich	°C	50 – 110	40 – 120
Nenndruck	bar	1.4	6

Tabelle 4-4: Kenndaten der Konditionieranlage

Für den aufgeladenen Betrieb der Forschungsmotoren steht ein externes Aufladeaggregat vom Typ Atlas Copco GA30 zur Verfügung, mit dem unabhängig von den motorischen Parametern ein Ladedruck von bis zu 7.5 bar erzeugt werden kann. An ausgeführten Vollmotoren wird der Ladedruck zumeist mittels Abgasturbolader in Kombination mit einem Ladeluftkühler erzeugt. Um die dabei entstehende Erwärmung der Ansaugluft ebenso wie den durch die im Abgasstrang befindliche Turbine ansteigenden Abgasgegendruck am Prüfstand nachstellen zu können, stehen eine in die Luftversorgung geschaltete Heizeinrichtung und eine elektrisch verstellbare Abgasgegendruckklappe zur Verfügung.

Die Gasversorgung erfolgte im Rahmen der Voruntersuchungen an der ottomotorischen Geometrie über Flaschenbündel, in denen der Wasserstoff im Auslieferungszustand mit 300 bar gespeichert war. Die Hochdruckeinblasung mit 150 bar oder darüber führt dazu, dass nur ein Teil des in den Flaschen gespeicherten Wasserstoffs für den Motorbetrieb verwendet werden kann und Flaschenwechsel demnach in kurzen Intervallen notwendig sind. Für die Messungen am dieselmotorischen Brennverfahren wurde der Aufbau in ein neues Prüfstandsgebäude übersiedelt, das über eine direkte Anbindung an die erste österreichische Wasserstoffabgabestelle HyCentA (Hydrogen Center Austria) verfügt, von der aus Wasserstoff mit einem Versorgungsdruck von bis zu 300 bar direkt in die Prü fzelle geliefert werden kann. Somit gibt es die Versorgungsdrücke und Entnahmemengen betreffend keine nennenswerten Restriktionen mehr.

In Bezug auf die sicherheitstechnische Ausrüstung einer Prü fzelle stellt der Betrieb mit Wasserstoff Anforderungen, die von jenen bei Motorbetrieb mit konventionellen Kraftstoffen in einigen Punkten sehr deutlich abweichen. Die niedrige Dichte und somit die „Leichtigkeit“ des Wasserstoffs führen dazu, dass er bei Austritt in Luft im Gegensatz zu konventionellen Kraftstoffdämpfen nicht absinkt, sondern aufsteigt. Demnach müssen die Zuluftversorgung der Prü fzelle von unten und die Absaugung der Abluft von oben erfolgen.

Wasserstoff/Luft-Gemische sind zudem in einem weiten Mischungsbereich zwischen etwa 4 und 76 Vol-% mit vergleichsweise geringer Zündenergie zündfähig [1]. Die weitgehende Vermeidung der Entstehung solcher Gemische im Prü fraum macht weitere Maßnahmen nötig, von denen mit einer starken Belüftungsanlage mit Luftwechselzahlen von bis zu 150 Prü fstandsluftumwälzungen pro Stunde, mit an mehreren Stellen angebrachten Wasserstoffdetektoren unterschiedlicher Empfindlichkeit oder mit der Anbringung zahlreicher Absperrventile im Leitungsweg zur Verringerung der austretenden Masse im Falle einer Leckage nur einige genannt werden sollen. Um Explosionen im Abgasstrang zu verhindern, wird auch der Abgasmassenstrom bis unter die untere Explosionsgrenze verdünnt. Weiterführende Informationen zur komplexen Sicherheitsmatrix am Wasserstoffprü fstand der TU Graz finden sich in [5, 25].

#### 4.1.4 Standardmesstechnik

Unter Standardmesstechnik wird hier das an den thermodynamischen Forschungsmotoren verwendete Messequipment zur Erfassung der so genannten schnellen – also kurbelwinkel aufgelösten – und der im Gegensatz dazu geringer aufgelösten langsamen Messdaten zusammengefasst.

##### Langsame Messdaten

Die Messung der Drehmomente und Drehzahlen ist bereits im Kompaktprüfstand integriert. Das Drehmoment wird über eine Drehmomentenmesswelle mit berührungslosem Abgriff erfasst, während für die Drehzahl ein mit optischer Aufnehmereinheit ausgestatteter Drehwinkelgeber vom Typ AVL 365C verwendet wird.

Zur Messung der Ansaugluftmenge wird deren Volumenstrom noch örtlich vor der bereits beschriebenen Ansaugluftvorwärmung mittels Drehkolbengaszähler vom Typ Aerzener G160 erfasst, dessen Messbereich zwischen  $5 \text{ m}^3/\text{h}$  und  $250 \text{ m}^3/\text{h}$  liegt. Um den gemessenen Volumenstrom in einen Massenstrom überführen zu können, sind am Messgerät jeweils eine Druck- und eine Temperaturmessstelle angebracht.

Zur Kraftstoffmengenmessung kommt ein auf dem Coriolis-Massenmessprinzip basierendes Gerät vom Typ Micro Motion ELITE CMF010P zum Einsatz, das im Vergleich zu auf anderen Messprinzipien aufbauenden Geräten in der Lage ist, Massenströme auf direktem Wege erfassen zu können. Der Umweg über eine Dichtebestimmung zur Umrechnung von gemessenen Volumen- in Massenströme muss daher nicht besprochen werden.

Obwohl das Luftverhältnis  $\lambda$  entsprechend seiner Definition aus Luft- und Kraftstoffmassenstrom bestimmt werden kann, ist zur schnellen Ablesung während des Prüfstandsbetriebes im Abgasstrang zusätzlich eine breitbandige Lambdasonde vom Typ Bosch LSU 4.2 verbaut, deren Messwerte mittels eines Lambdameters ETAS LA4 angezeigt werden.

Die Temperatur der Ansaugluft sowie die Ein- und Austrittstemperaturen von Kühl- und Schmiermittel werden über Widerstandstemperatursensoren vom Typ Pt100 erfasst. Die im Falle hoher Lasten wesentlich höheren Abgastemperaturen werden hingegen mit einem NiCr-Ni Thermoelement (Typ K) gemessen.

Zur Funktionsüberwachung werden am Forschungsmotor zusätzlich zum kurbelwinkel aufgelösten Zylinderdruckverlauf auch Kühlmitteldruck und Öldruck – letzterer am Motoreintritt und zusätzlich im Nockenwellengehäuse – mit Hilfe von piezoresistiven Druckaufnehmern erfasst.

Die Blow-By-Menge, also jener Volumenstrom, der hauptsächlich über die Kolbenringe aus dem Brennraum verloren geht, wird mit einem Blow-By-Meter vom Typ AVL 442 gemessen, wobei dem Messgerät ein Beruhigungsbehälter AVL 442.D/150 vorgeschaltet ist. Der Messbereich liegt zwischen  $1.5 \text{ l/min}$  und  $75 \text{ l/min}$ .

Als einzige relevante Schadstoffe treten beim Wasserstoffmotor die Stickoxide auf. Ihre Messung erfolgt mit einem Chemilumineszenzdetektor des Typs Eco Physics CLD 700 ELht. Die Menge des im motorischen Prozess unverbrannten und damit ins Abgas transportierten Wasserstoffes wird mit einem auf dem Prinzip der Massenspektroskopie basierenden Messgerät des Typs H-Sense der Firma V+F Analyse- und Messtechnik GmbH. gemessen.

Zur Prüfstandssteuerung steht als Softwarepaket das Programmpaket „Tornado“ der Firma Kristl, Seibt & Co. zur Verfügung. Diese Software zeichnet neben der Erfassung der langsamen Messdaten auch für die Steuerung der Abgasanalysegeräte und die Überwachung der sicherheitsrelevanten Grenzwerte verantwortlich.

Eine weiterführende Beschreibung der verwendeten Geräte und deren Funktionsprinzipien findet sich in [25].

### **Schnelle Messdaten (Indiziermesstechnik)**

Unter dem Begriff „Indizieren“ versteht man in der Motorenforschung ganz allgemein die kurbelwinkelaufgelöste Erfassung von Messgrößen. Dazu gehören beispielsweise der Zylinderdruck, die Drücke in den Ein- und Auslasskanälen oder der Nadelhub eines Einspritzventils, um nur einige zu nennen. Gemeinsam ist allen indizierten Messgrößen, dass ein direkter Bezug zur momentanen Kolbenstellung hergestellt wird, der eine Zuordnung zur jeweiligen motorischen Arbeitsphase ermöglicht. Der Großteil der am Kompaktprüfstand eingesetzten Indiziermesstechnik stammt von der Firma AVL List GmbH. in Graz und beinhaltet neben dem zuvor schon bezeichneten Drehwinkelgeber die Drucksensoren selbst, die zugehörigen IFEM-Ladungsverstärker, die Signalaufbereitungseinheit IndiSet Advanced 631, sowie die Erfassungsoftware IndiCom.

Als Druckaufnehmer kommt für die Erfassung des Zylinderdruckes ein ungekühlter Sensor des Typs AVL GH12D zum Einsatz, während für die kurbelwinkelaufgelöste Erfassung der Drücke in den Ladungswechselkanälen ein Sensor vom Typ AVL GU21C verwendet wird, wobei im Gegensatz zum Einlasskanal im permanent mit heißem Abgas beaufschlagten Auslasskanal auf die wassergekühlte Variante zurückgegriffen wird. Die Spezifikationen der Drucksensoren sind in Tabelle 4-5 zusammengefasst.

Hersteller		AVL	AVL
Handelsbezeichnung		GU21C	GH12D
Messelement		GaPO <sub>4</sub>	GaPO <sub>4</sub>
Kühlung		ungekühlt <sup>1</sup> Wasser <sup>2</sup>	ungekühlt
Montage		gesteckt ø6.12	geschraubt M5 x 0.5
Messbereich	bar	0 – 250	0 – 250
Empfindlichkeit	pC/bar	≈ 35	≈ 15
Linearität	% FSO	< ± 0.3	< ± 0.3
Temperaturbereich	°C	≤ 400	≤ 400

<sup>1</sup> Saugrohr

<sup>2</sup> Auspuff

Tabelle 4-5: Spezifikationen der eingesetzten Druckaufnehmer

Beide Drucksensoren verfügen über piezoelektrische Aufnehmerelemente und können demnach nur Druckänderungen messen. Zur Einpassung des Druckniveaus müssen deshalb Referenzwerte des Absolutdruckes hinterlegt werden, die am Prüfstand mit Hilfe der auf dem piezoresistiven Druckmessprinzip aufbauenden Absolutdrucksensoren des Typs PMP 4070 der Firma Druck Inc. gemessen werden. Ihr Messbereich liegt zwischen 0 bar(abs) und 5 bar(abs), womit auch ein eventueller Hochaufladebetrieb abgedeckt werden kann.

Die IFEM-Module verstärken die aufgrund der kleinen Ladungen am Piezostack ebenfalls kleinen Spannungen und leiten das Signal an das Indiziermessgerät IndiSet Advanced 631 weiter, das seinerseits mit der AVL-Software IndiCom V1.3 betrieben wird.

Fehler bei der Indizierung können durch ungenaue OT-Einpassung sowie Driftphänomene entstehen. Dabei unterscheidet man die zyklische Drift, die durch veränderliche Wärmeeinträge während eines Zyklus zur Beeinflussung der Messgröße führt, und die so genannte Lastwechsel- oder Langzeitdrift, bei der die Messgröße durch die Temperaturänderung im gesamten Sensor nach einem Lastwechsel verfälscht wird. Eine genauere Beschreibung der eingesetzten Messtechnik sowie der Auswirkungen von zyklischer und Langzeitdrift findet sich in [25] und soll hier nicht weiter vertieft werden.

## 4.2 Optisch zugängliche Versuchsträger

Wie bereits weiter oben ausgeführt ist die Verifikation von Gemischbildungssimulationen auf bildgebende Messverfahren angewiesen. Dies gilt insbesondere für die Direkteinblasung, weil in diesem Fall alle für die Ausprägung der Ladungszusammensetzung maßgeblichen Effekte direkt im Brennraum des Motors auftreten. Zu deren Erfassung bieten sich optisch zugängliche Versuchsträger in Kombination mit entsprechenden Messverfahren an, die einen direkten Einblick in den Brennraum des Motors möglich machen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte in den jeweiligen Phasen der Validierung sowohl auf Ergebnisse eines, im Folgenden fallweise auch als Transparentmotor bezeichneten, optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotors, als auch auf jene einer Einspritzkammer zurückgegriffen werden. Versuchsträger und Messprinzip sollen daher nachfolgend in Anlehnung an [26, 37] vorgestellt werden.

### 4.2.1 Transparentmotor

Der am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der TU Graz zur Verfügung stehende Transparentmotor ist ebenfalls als Einzylinder-Forschungsmotor für den ottomotorischen Wasserstoffbetrieb ausgelegt und setzt wie sein thermodynamisches Pendant auf die aktuelle Geometrie moderner BMW-Ottomotoren auf. Er verfügt mit Ausnahme einiger Anpassungen zur Aufnahme der Transparentmotor-spezifischen Komponenten grundsätzlich über den gleichen Zylinderkopf, weicht aber durch den optischen Aufbau in seinen Basisdaten vom thermodynamischen Forschungsmotor in einigen Punkten ab, wie nachstehender Tabelle 4-6 zu entnehmen ist.

Bohrung	86 mm
Hub	86 mm
Hubvolumen	499 cm <sup>3</sup>
Verdichtung	9.2
max. Drehzahl	2000 min <sup>-1</sup>
max. Zylinderdruck	60 bar
Ventiltrieb	4 Ventile, DOHC, Zahnriemen Ventilspielausgleich über Hydrostößel
Spreizungen	Einlass: 110 °KW n.WOT Auslass: 110 °KW v.WOT
Steuerzeiten	Einlass (EÖ / ES): 8 °KW v.WOT / 114 °KW v.ZOT Auslass (AÖ / AS): 132 °KW n.ZOT / 18 °KW n.WOT
Massenausgleich	1. Ordnung
Optische Zugänge	Glasring (min. Höhe 44 mm, Glasstärke 18 mm) Kolbenboden aus Glas (ø 74.7 mm, Glasstärke 18 mm)

Tabelle 4-6: Basisdaten des Transparentmotors

Unter allen optischen Diagnoseverfahren stellt für die motorische Anwendung der Transparentmotor insofern die eleganteste Variante dar, als dass er im gesamten Kurbelwinkelbereich des Verbrennungszyklus, aber auch bei Direkteinblasung über einen immer noch weiten Kurbelwinkelbereich der Gemischbildungsphase auch bei früher Einblasung, einen großflächigen optischen Zugang zum Brennraum bietet, ohne dass im für die Strömung und die Verbrennung empfindlichen Bereich des Zylinderkopfes einschneidende Änderungen vorgenommen werden müssten. Mit dem Transparentmotor gelingt es somit mit einigen Einschränkungen in Bezug auf Last und Drehzahl, Gemischbildung und Verbrennung unter motorischen Bedingungen zu untersuchen.

Der optische Zugang wird am gegenständlichen Aggregat einerseits durch einen unterhalb des Zylinderkopfes zu montierenden Glasring mit einer minimalen Höhe von 44 mm – immerhin der halbe Hub der untersuchten Motorkonfiguration – und andererseits über einen als Kolbenboden fungierenden Glaseinsatz realisiert. Die beiden Glasbauteile sind nachfolgend in Bild 4–7 in bereits eingebautem Zustand dargestellt. Die Form des Glasringes (Bild 4–7, rechts) zeigt dabei eine dem Zylinderkopf folgende Konturierung, die einen Einblick in die Bereiche der Ladungswechselorgane, in jene der Zündkerze und der Injektoren ermöglicht.



Bild 4–7: Bauteile für den optischen Zugang am Transparentmotor

In Bild 4–8 sind das optische Setup des Transparentmotors und die Strahleinkoppelung beim eingesetzten LIF-Messverfahren, das weiter unten noch gesondert beschrieben wird, schematisch dargestellt. Die dabei notwendigen planaren Laserstrahlen (1) werden mit Hilfe eines in den Strahlengang integrierten und aus verschiedenen Spiegeln und Linsen (2) bestehenden optischen Systems geformt und in den Motor eingekoppelt. Die Einkoppelung erfolgt dabei einerseits von der Seite über den Glasring (6) und andererseits von unten über den Glaseinsatz im Kolben (5). Für die zuletzt genannte Methode ist die ortsfeste Anbringung eines unter  $45^\circ$  angestellten Umlenkspiegels (3) innerhalb des Kolbens notwendig, der zu diesem Zweck mit einer Kolbenausnehmung in Form eines Langloches (4) versehen ist, deren Höhe so zu wählen ist, dass der Laser-Lichtschnitt in jedem Fall entlang des gesamten Kolbenhubes sicher den Umlenkspiegel (4) trifft. In Bild 4–8 ist das Setup für einen in Bezug auf den Zylinder achsparallelen Lichtschnitt gezeigt, der die Bereiche um den Injektor (7) und die Zündkerze (8) optimal ausleuchtet. Durch eine alternative Konfiguration des Strahlenganges lassen sich aber auch achsnormale Schnitte legen.

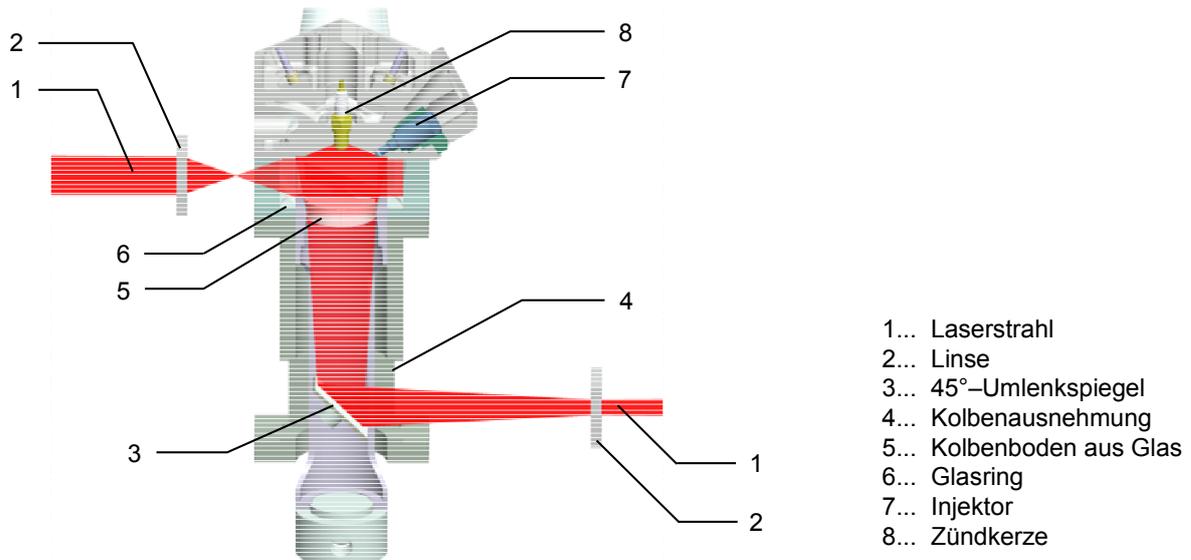


Bild 4–8: Aufbau und Strahleinkoppelung am Transparentmotor

Der gesamte als Zwischenaufbau fungierende optische Anbau vergrößert die Bauhöhe des Aggregates erheblich, was in einer erhöhten Schwingungsanfälligkeit resultiert. Zudem ist der erste Kolbenring vom Kolbenboden etwa 80 mm entfernt und läuft ungeschmiert, was einerseits die mechanische Reibung erhöht und andererseits über den etwa 0.3 mm messenden, ebenfalls großen radialen Spalt zwischen Kolbenaufbau und Führung zu einem sehr großen Volumen im Bereich des Feuersteiges führt, das im oberen Totpunkt etwa 10% des gesamten Schadvolumens einnimmt.

Dies und der oben beschriebene, äußerst schwere Kolben einerseits, sowie die mechanisch und thermisch nur beschränkt belastbaren Glaskomponenten andererseits, führen am Transparentmotor zu deutlichen Einschränkungen der Motorbetriebsparameter im Vergleich zu jenen, die an den thermodynamischen Forschungsmotoren möglich sind. So ist – wie in Tabelle 4-6 bereits angeführt – die Drehzahl für einen Maximalwert von lediglich  $2000 \text{ min}^{-1}$  freigegeben und der Spitzendruck auf 60 bar beschränkt.

Bild 4–9 schließlich zeigt auf der linken Seite den Aufbau des Forschungsmotors auf dem Prüfstand sowie auf der rechten Seite als Detail eine Ansicht durch den Glasring, der in diesem Fall die Sicht auf die geöffneten Einlassventile freigibt.

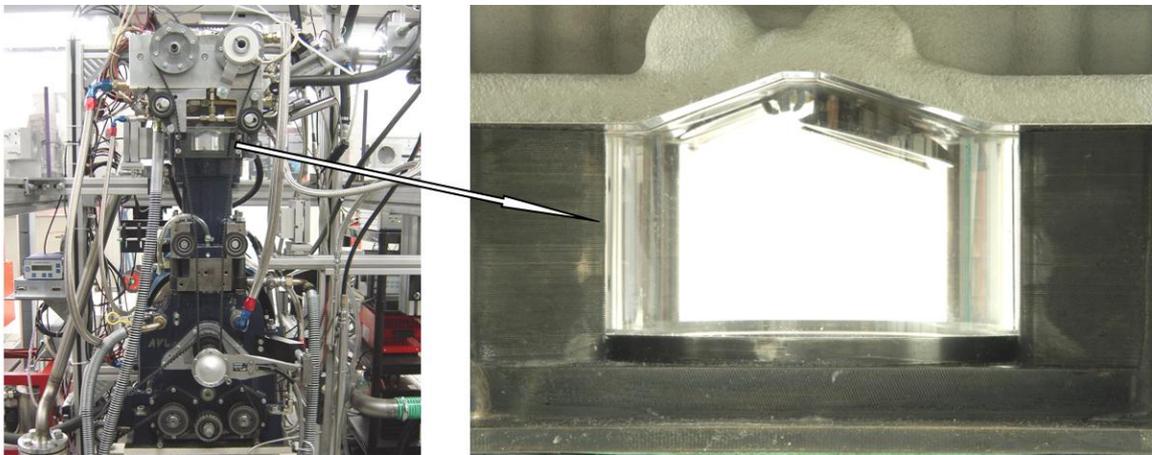


Bild 4–9: Optikmotor am Prüfstand (links) und Blick durch den Glasring (rechts)

Entsprechend den obigen Ausführungen eignet sich der Transparentmotor demnach hervorragend für Grundsatzuntersuchungen im Bereich der Gemischbildung und Verbrennung auf dem Gebiet der Entwicklung und Untersuchung von motorischen Brennverfahren, er kann allerdings die speziell für PKW-Anwendungen typischen Last- und Drehzahlbereiche bei weitem nicht vollständig abdecken.

Als Validierungswerkzeug für die 3D-CFD Simulation ist er allerdings wie kein anderes Werkzeug hervorragend geeignet, weil nur mit einem derartigen Aufbau an der realen Motorgeometrie und unter motorischen Betriebsbedingungen mit Hilfe berührungsloser laser-optischer Messverfahren untersucht werden kann, ob bzw. mit welchem Genauigkeitsgrad ein Simulationsmodell in Hinblick auf die gewählte Gittertopologie und auf die gewählten Modellierungsansätze in der Lage ist, die tatsächlichen Verhältnisse im Brennraum des untersuchten Motors abzubilden. Sobald dies gewährleistet ist, erscheint eine Anwendung des Modells auf Motorbetriebsparameter jenseits der Möglichkeiten der optischen Messung gerechtfertigt und dürfen auch bei der Vorausberechnung belastbare Ergebnisse bei Geometrieadaptationen, beispielweise bei Änderung der Injektorstrahlgeometrie oder der Kolbenmulde, erwartet werden.

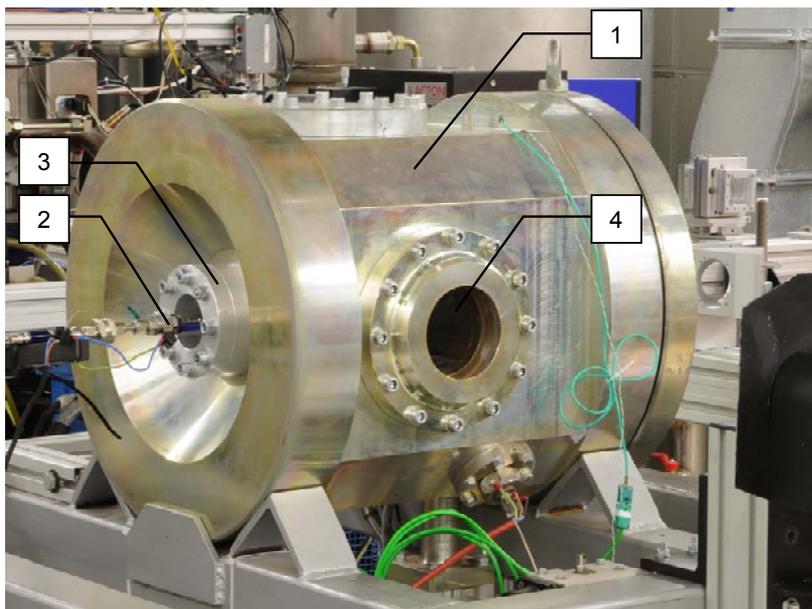
Die am Transparentmotor eingesetzte Standardmesstechnik ist im Bezug auf die Sensorik ident mit jener der thermodynamischen Forschungsmotoren. Der Motor ist jedoch nicht auf einem Kompaktprüfstand aufgebaut, Bremse und Konditionierung sind der verminderten Leistungsfähigkeit angepasst. Auf eine weitere Beschreibung kann daher hier verzichtet werden.

## 4.2.2 Einblasekammer

Die Strahlbildanalyse für die bei Hoerbiger für den neuen H<sub>2</sub>-Forschungsmotor mit Dieselgeometrie unter Berücksichtigung des weiter unten dokumentierten CFD-gestützten Auslegungsprozesses hergestellten Hochdruckinjektoren wurde nicht am optischen Forschungsmotor, sondern an einer am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der TU Graz entwickelten Spray-Kammer [36] durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die ursprünglich für den Betrieb mit flüssigen Kraftstoffen entwickelte Kammer am Prüfstand des Optikmotors aufgebaut und für den Betrieb mit gasförmigen Kraftstoffen adaptiert [37].

Neben den bereits oben erwähnten ist ein weiterer Vorteil der Entscheidung, die gegenständlichen Untersuchungen an der Einblasekammer anstatt am optischen Motor durchzuführen, darin zu finden, dass sich am Motor das Strömungsfeld der Zylinderinnenströmung mit jenem der eingeblasenen Kraftstoffstrahlen überlagert, so dass nach der auf die Einblasung folgende Abbremsung und Impulsreduktion der Einblasestrahlen letztere durch die Zylinderinnenströmung abgelenkt werden können und sich dadurch eine Beeinflussung des Strahlbildes ergibt. Darüber hinaus können durch die periodische Bewegung des Kolbens im Motor veränderliche Reflexionen an den Zylinderwänden auftreten, die auf das Messsignal rückwirken und dieses ebenfalls beeinflussen. Letzteres führt allerdings nur im Falle der Quantifizierung des Messsignals zu erhöhtem Aufwand und ist für die hier vorgestellte, rein qualitative Auswertung nicht von Belang.

An dieser Stelle soll aber auch ein wesentlicher Nachteil der Einblasekammer gegenüber dem optischen Motor genannt werden. Während auch bei reinen Gemischbildungsuntersuchungen in der Ladungswechselphase des Motors das nach erfolgter Einblasung mit Kraftstoff und Tracer beladene Gas nahezu vollständig aus dem Brennraum abtransportiert wird, verbleibt der mit Tracer versetzte Kraftstoff im Falle der Einblasekammer im Kammervolumen und vermischt sich mit dem darin befindlichen Medium. Für das eingesetzte Messprinzip der LIF bedeutet das, dass mit jeder Einblasung die Konzentration von fluoreszenzfähigem Material zunimmt – und mit letzterer auch das Hintergrundrauschen bei aufeinanderfolgenden Messungen. Eine Zwangsspülung der Kammer nach etwa 10 Einblasungen ist daher trotz des großen Kammervolumens unumgänglich. Das nachfolgende Bild 4–10 zeigt den Aufbau der optischen Kammer am Motorenprüfstand und bezeichnet die wesentlichen Teile.



- 1... Einblasekammer
- 2... Hochdruckinjektor
- 3... Injektor-Aufnahmeflansch
- 4... optisches Fenster

Bild 4–10: Optisch zugängliche Einblasekammer

Position (3) in Bild 4–10 bezeichnet einen eigens für den HVT-Hochdruckinjektor konstruierten Aufnahmeflansch [37]. Zur Schonung des Injektors verfügt dieser über einen Kühlwasseranschluss. Die Kühlung ist notwendig, weil bei der Einblasekammer – anders als beim Einbau des Injektors in den wassergekühlten Zylinderkopf des optischen Motors – kein Kühlwasserkreislauf vorhanden ist und somit der Injektor bei auf hohe Temperaturen konditioniertem Kammergas permanent hohem Wärmeintrag ausgesetzt wäre. Zudem ist die Frequenz der aufeinander folgenden Einblasungen im Vergleich zu jener bei einem mit  $1000 \text{ min}^{-1}$  betriebenen Motor im Falle des Kammerbetriebes mit etwa 10 Hz deutlich kleiner, sodass eine Innenkühlung des Injektors durch die Durchströmung mit verhältnismäßig kaltem Kraftstoff ebenfalls weniger stark zum Tragen kommt. Die Einhaltung des für den Injektor vorgesehenen Betriebstemperaturbereiches muss somit über eine Wasserkühlung mit entsprechender thermischer Anbindung des Injektors an den Aufnahmeflansch sichergestellt werden.

Das zylindrische Kammervolumen beträgt bei einer Innenlänge von 350 mm etwa 25 Liter. Der Druck des in der Kammer befindlichen Mediums ist mit 150 bar begrenzt. Die Befüllung erfolgt aus einem Flaschenbündel mit synthetischer Luft oder Stickstoff über einen Druckregler. Der Füll- und Entleervorgang wird über pneumatisch betätigte Ventile gesteuert. Die Temperatur des Mediums kann mittels einer innerhalb der Kammer angeordneten Heizwendel bis zu einem Maximalwert von  $750 \text{ °C}$  konditioniert werden. Aufgrund des großen Kammervolumens darf davon ausgegangen werden, dass sich die Zustände in der Kammer durch die verhältnismäßig kleinen über den Injektor eingeblasenen Gasmengen nicht wesentlich ändern. Die sich in einem Motor durch den Ladungswechsel in Form von Drall und/oder Tumble ausprägenden Strömungen treten in der Kammer nicht auf. Ladungsbewegungen, die sich durch die Einblasung selbst ergeben, sollten keinen nennenswerten Einfluss auf das Strahlbild ausüben können.

Für die Anwendung der optischen Messtechnik ist die Kammer mit insgesamt vier optischen Zugängen ausgestattet, die jeweils als 100 mm durchmessende, kreisrunde Fenster ausgeführt sind. Über diese Zugänge wird bei Anwendung der nachfolgend noch näher beschriebenen LIF-Methode einerseits der Laser-Lichtschnitt eingekoppelt und andererseits wird durch ein zweites Fenster mittels Kamera das Fluoreszenzlicht der Messebene eingefangen. Durch die zahlreichen optischen Zugänge ist es möglich, sowohl achsparallele als auch achsnormale Lichtschnitte in Bezug auf die Injektorachse zu platzieren.

In der folgenden Aufstellung (Tabelle 4-7) sind die Kenndaten der optischen Einblasekammer noch einmal zusammengefasst.

Kammervolumen	24.7 dm <sup>3</sup>
Innenlänge	350 mm
Innendurchmesser	300 mm
max. Kammerdruck	100 bar
max. Füllgastemperatur	750 °C
elektrische Heizleistung	11 kW
optische Zugänge (Fenster)	4
Fensterdurchmesser	100 mm
Füllgase	synthetische Luft Stickstoff

Tabelle 4-7: Kenndaten der Einblasekammer

Das eingesetzte Messverfahren und der zugehörige Messaufbau sollen am Beispiel der Einblasekammer nachfolgend näher erläutert werden.

## 4.2.3 Optische Messtechnik und Messaufbau

### 4.2.3.1 Laser-Induzierte Fluoreszenz (LIF)

Für die im Rahmen dieser Arbeit dokumentierten optischen Untersuchungen kam als Messmethode die Laser-Induzierte Fluoreszenz – kurz LIF – zum Einsatz. Sie basiert im Wesentlichen auf der Fähigkeit bestimmter Substanzen, nach einer energetischen Anregung Licht zu emittieren. Die mittels Laser angeregte Substanz ist aufgrund unzureichender Fluoreszenzeigenschaften in der Regel nicht jene, die detektiert werden soll, sondern zumeist ein geeigneter Tracer, der zusammen mit der zu detektierenden Substanz eingebracht wird (Tracer-LIF). Die untenstehende Abbildung (Bild 4–11) stellt schematisch die dem LIF-Prozess zugrunde liegenden Mechanismen dar.

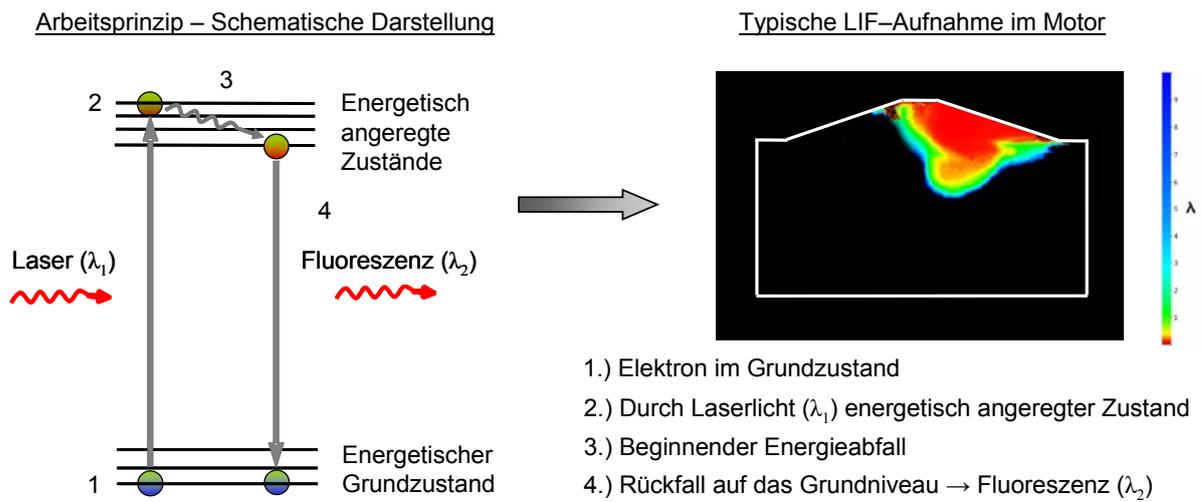


Bild 4–11: LIF-Arbeitsprinzip (links) und typische LIF-Aufnahme (rechts)

Zu Beginn des LIF-Prozesses befinden sich die Elektronen in der Tracersubstanz auf einem von weiteren Parametern, wie Druck und Temperatur, abhängigen energetischen Ausgangsniveau (Grundzustand). Durch das energiereiche Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda_1$  nehmen die Elektronen durch Absorption eine gewisse Energiemenge auf und werden dadurch auf ein höheres Energieniveau angehoben (energetisch angeregter Zustand). Nachdem aber dieses angeregte Energieniveau nicht stabil ist, beginnen die Elektronen ihre zuvor aufgenommene Energie bis zum Erreichen eines Schwellenwertes wieder abzugeben. Von diesem Schwellenwert ausgehend beginnen die Elektronen schlagartig eine gewisse Energiemenge in Form von Licht in einem von der jeweiligen Substanz abhängigen Wellenlängenbereich  $\lambda_2$  abzugeben und damit wieder auf das ursprüngliche Energieniveau (Grundzustand) zurückkehren. Die beschriebene Lichtemission wird als Fluoreszenz bezeichnet und kann mittels Kamerasystem detektiert werden, was dann typischerweise zu Aufnahmen wie jener in Bild 4–11 (rechts) führt.

Es ist zudem möglich, eine lineare Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität vom Luftverhältnis zu nutzen, um die Ergebnisse der Messungen zu quantifizieren. Der dazu notwendige, sehr aufwändige Kalibrierungsprozess basiert auf der Verrechnung von mehreren, jeweils zum gleichen Zeitpunkt aufgenommenen Bildern und erlaubt die Kompensation der Druck- und Temperaturabhängigkeit des Messsignals ebenso wie die Filterung des Hintergrundrauschens. Genauere Informationen zu dieser hier nicht näher behandelten Thematik finden sich beispielsweise in [26].

Als geeignete Tracersubstanzen haben sich TEA (Triethylamin) und TMA (Trimethylamin) herausgestellt. Sie werden vorgemischt mit dem Kraftstoff in den Versuchsträger eingebracht. Das nachfolgende Bild 4–12 [26] zeigt für beide Substanzen ein typisches Emissionsspektrum für eine Anregung bei  $\lambda_1 = 248 \text{ nm}$ .

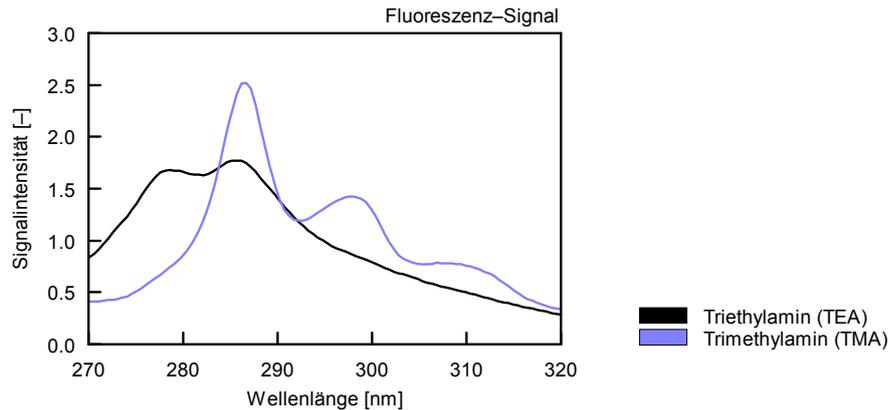


Bild 4–12: Fluoreszenz-Emissionsspektrum für TEA und TMA

#### 4.2.3.2 Optischer Messaufbau

Das optische Setup zum Einsatz der LIF-Technik soll hier am Beispiel des Aufbaues für die Messungen an der Einblasekammer dokumentiert werden. Für die Messungen am optischen Forschungsmotor wird grundsätzlich ein identischer Aufbau verwendet, bei dem – wie bereits weiter oben in Bild 4–8 dokumentiert – lediglich der Strahlengang für den Laser adaptiert werden muss.

#### Laser und Kamerasystem

Bei dem für diesen Versuchsaufbau verwendeten Laser handelt es sich um einen KrF-Excimerlaser der Firma Lambda Physik, Typ COMPex 150, der bei einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 248 \text{ nm}$  betrieben wird. Durch den speziellen Aufbau, bestehend aus einer abstimmbaren Oszillator- und einer Verstärkerröhre, kann dabei Laserlicht mit einer Bandbreite von  $< 3 \text{ pm}$  in einem Verstellbereich von  $0,8 \text{ nm}$  erzeugt werden, was eine Voraussetzung für die Eignung für selektive LIF-Methoden ist. Bei alleinigem Betrieb mit der Verstärkerröhre ist die Erzeugung von UV-Laserlicht mit Pulsenergien  $> 400 \text{ mJ}$  möglich, was einen effizienten Einsatz bei Tracer-LIF erlaubt.

Die Signaldetektion erfolgt mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (1280 x 1024 Pixel,  $f = 8 \text{ Hz}$ ). Über Hardware-Binning (Zusammenfassen einzelner Bildpunkte zu einem Gesamtpunkt) lassen sich Wiederholrate und Empfindlichkeit steigern, was allerdings eine Reduktion der Bildauflösung zur Folge hat. Als bester Kompromiss hat sich bei den LIF-Messungen ein  $2 \times 2$  – Binning herausgestellt [26], wodurch eine Bildrate von  $16 \text{ Hz}$  erzielt werden kann. Die Kamera ist mit einem UV-tauglichen Objektiv ausgestattet. Um Störlicht, wie beispielsweise Metallfluoreszenzen oder Streulicht des Lasers, bei den Messungen zu unterdrücken, wird der Kamera ein dielektrischer Filter ( $307 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$ ) vorgesetzt.

#### Strahlführung

Bei der LIF-Methode müssen die Ebenen, in denen die Messungen vorgenommen werden sollen, mittels Laserlicht ausgeleuchtet werden. Die im Laser selbst erzeugte rechteckige Strahlkontur muss mittels einer Anordnung aus verschiedenen Linsen und Filtern so abgewandelt werden, dass schlussendlich ein sehr dünner und ebener Lichtstrahl entsteht, der üblicherweise als „Lichtschnitt“ bezeichnet wird. Dieser Lichtschnitt wird dann über eine Anordnung von Spiegeln so umgelenkt, dass er über einen der an den Versuchsträgern angebrachten optischen Zugänge in den jeweiligen Innenraum eingekoppelt werden kann und dort jene Ebene beleuchtet, in der die Messungen durchgeführt werden sollen. Dabei entscheidet die geeignete Positionierung dieser Messebenen ganz wesentlich über die Aussagekraft der Ergebnisse.

Für die hier dokumentierten Untersuchungen wurden an der Einblasekammer zwei unterschiedliche Konfigurationen realisiert, die im Folgenden jeweils nach der Lage der Messebene relativ zur Achse des Hochdruckinjektors bezeichnet werden sollen. Für einen achsnormalen Lichtschnitt muss der Laserstrahl durch eines der seitlich an der Einblasekammer angebrachten Fenster eingekoppelt werden, während für einen achsparallelen Lichtschnitt diese Einkoppelung durch jenes Fenster erfolgt, das dem Injektor gegenüberliegt. Die Strahlführung für beide Anordnungen ist untenstehend in Bild 4–13 dargestellt.

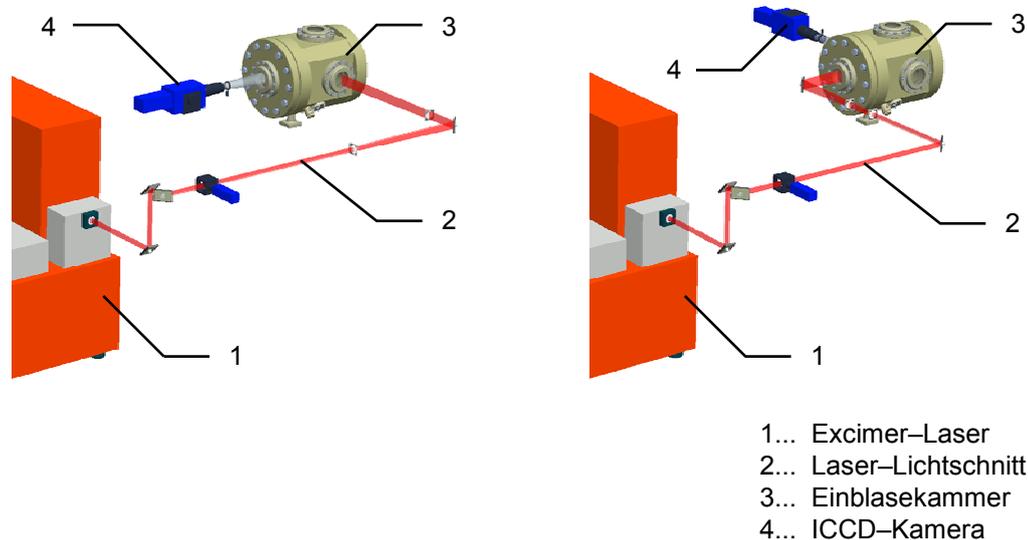


Bild 4–13: Strahlführung an der Einblasekammer für achsnormalen (links) und achsparallelen (rechts) Lichtschnitt

Die Beleuchtungsvariante mit dem achsnormalen Lichtschnitt stellt für die hier vorgestellten Untersuchungen die Standardanwendung dar, da hierbei die Strahlbildsymmetrie des Lochbildes der Injektorbohrungen insofern bewertet werden kann, als dass je nach Abstand der Lichtschnittebene von den Injektorbohrungen sämtliche Einblasestrahlen die Messebene durchlaufen und so aus dem entstehenden Bild Rückschlüsse auf den Grad der Symmetrie des Injektorstrahlbildes gezogen werden können.

Der Strahl, der mit einem rechteckigen Querschnitt von ca. 10 mm(h) x 25 mm(v) aus dem Laser austritt, wird mittels einzelner Umlenkspiegel positioniert und hierbei durch das seitliche Fenster in die Kammer eingekoppelt. Der eigentliche Laser-Lichtschnitt wird weiters durch zwei in den Strahlengang integrierte Zylinderlinsen aus dem ursprünglichen Querschnitt des Laserstrahls geformt. Mit einer Zylinderlinse ( $R = 508$  mm) wird das Laserlicht mit Brennpunkt auf der Injektorachse horizontal in die Kammer fokussiert, während mit einer zweiten Zylinderlinse ( $R = 166$  mm) die Auffächerung des Strahls in der Vertikalen erfolgt, so dass schließlich ein Lichtschnitt mit einer Restdicke von etwa 0.5 mm entsteht, der dann in den Versuchsträger eingekoppelt wird.

Die Einrichtung des gesamten Strahlenganges auf die jeweils gewünschte Messebene stellt einen nicht zu vernachlässigenden Aufwand dar, weswegen für beide Betrachtungsrichtungen nur jeweils eine Messebene eingestellt wurde. Für die achsnormalen Messungen wurde der Lichtschnitt etwa einen Millimeter von der Düsen Spitze entfernt positioniert (ca. 3.75 mm von den Mittelpunkten der Austrittsöffnungen der Injektorbohrungen, gemessen in Richtung der Injektorachse). Die Positionierung des Lichtschnittes für die achsparallele Ansicht erfolgt in der Injektorachse, wobei die Ausrichtung so gewählt ist, dass sich jeweils zwei der insgesamt – soviel sei an dieser Stelle vorweggenommen – 16 Teilstrahlen der Düse in der Messebene befinden. Zusätzlich wird die Lage der Lichtschnittoptik so gewählt, dass die gesamte lichte Weite des Fensters ( $\varnothing = 100$  mm) für die Beleuchtung ausgenutzt werden kann. Die Ausrichtung der Kamera erfolgt in beiden Fällen jeweils orthogonal zur Messebene.

### **Messdatenerfassung**

In diesem Abschnitt soll die Vorgehensweise bei der Datenerfassung der bei Anwendung der LIF-Technik eingefahrenen Messdaten anhand der Messungen an der Einblasekammer näher erläutert werden. Bei den Kammerversuchen werden für die ausgewählten Aufnahmezeitpunkte zuerst LIF-Messungen unter Einblasung von Wasserstoff durchgeführt. Dabei werden jeweils 10 – 15 Bilder bei einer Frequenz von etwa 10 Hz aufgenommen und anschließend gemittelt.

Eine entsprechende Serie wird auch ohne Gaseinblasung durchgeführt. Dabei entstehen so genannte Hintergrundbilder, die das durch den Laserstrahl auftretende Störlicht beinhalten. Sie werden ebenfalls gemittelt und am Ende der Messung vom aus den Einblaseaufnahmen gemittelten Bild abgezogen. Mit dieser Methode gelingt es, von den genannten Einflüssen weitgehend unverfälschte Bilder zu erhalten.

Jeweils am Ende jeder dieser kurzen, auf 10 – 15 Einzelaufnahmen begrenzten Messkampagnen erfolgt der Gasaustausch, d.h. der gesamte Kammerinhalt wird entleert bzw. die Kammer erneut gefüllt. Im Anschluss daran wird erst der nächste Zeitschritt vermessen. Wie oben bereits beschrieben enthalten die aufgenommenen Einzelbilder einer Messkampagne entsprechend der angewandten Methodik auch jenen Wasserstoff – und damit auch den Tracer – der im Rahmen der laufenden Messkampagne über die vorangegangenen Einblaseereignisse eingebracht worden ist. Somit erhöht sich im Laufe eines solchen Messdurchlaufes für jedes folgende Bild die Tracerkonzentration in der Kammer. Dadurch kommt es im jeweils nachfolgenden Bild innerhalb einer Messabfolge zu erhöhtem Hintergrundrauschen, welches aber aufgrund des großen Kammerinhaltes und der relativ geringen Anzahl an aufeinanderfolgenden Bildern aus einer Messreihe als unbedenklich angesehen werden kann. Die entstehenden Mittelwertbilder werden erst am Ende der Messung miteinander verrechnet. Das Inkrement der Zeitschritte wurde bei atmosphärischem Kammerzustand auf 0,05 ms (entspricht 0,6 °KW bei motorischem Betrieb mit einer Drehzahl von 2000 min<sup>-1</sup>) gesetzt, um eine ausreichende zeitliche Auflösung der Messungen gewährleisten zu können.

Bei Versuchen unter erhöhtem Kammerdruck bzw. höherer Temperatur wurde die Schrittweite zwischen den einzelnen Aufnahmen aus Gründen der Aufwandsbegrenzung deutlich angehoben. Ein Aufheizvorgang dauert beispielsweise immer mehrere Minuten, speziell bei höheren Temperaturen kommt es wegen unzureichender Isolierung der Kammer zur Erwärmung des Versuchsträgers, weswegen immer wieder ausgedehnte Abkühlphasen notwendig sind.

### 4.3 Hochdruckinjektoren für den DI-Betrieb mit Wasserstoff

Für die Realisierung der motorischen Wasserstoff-Direkteinblasung stellen die Hochdruckinjektoren das zentrale Funktionselement dar. Eine im Vergleich zur Saugrohrreinblasung deutlich erhöhte Anzahl an Freiheitsgraden zur Erzielung der gewünschten Positionierung und Zusammensetzung des Gemisches im Brennraum ergibt sich durch die Möglichkeit, auf die Positionierung des Injektors im Brennraum und auf die geometrische Ausführung der Injektordüse ebenso Einfluss nehmen zu können wie auf den Einblasezeitpunkt und den Vordruck des Kraftstoffes. Um theoretisch mögliche Vorteile im motorischen Betrieb lukrieren zu können, muss das Einblasesystem sehr hohen Anforderungen gerecht werden.

Die erforderliche Spreizung der Einblasemengen reicht an den gegenständlichen Motoren von etwa 1.5 mg/Asp im Leerlauf bis zu etwa 30 mg/Asp im aufgeladenen Vollastbetrieb, was unter Berücksichtigung der Lastregelung über die Gemischqualität, die aufgrund der weiten Zündgrenzen von  $H_2$ /Luft-Gemischen auch bei ottomotorischem Betrieb angewendet werden kann, stöchiometrischen Verhältnissen entspricht. Bei Auslegung der Düsengeometrie entsprechend der Anforderung, dass die Vollastmenge auch bei Aufladung und bei hohen Drehzahlen im zur Verfügung stehenden Zeitfenster sicher eingebracht werden kann, ist zur gleichzeitigen Abdeckung der kleinen Leerlaufmengen eine Teilhubfähigkeit des Injektors oder aber ein stabiler ballistischer Betrieb vorzusehen. Das oben erwähnte Zeitfenster für die Einblasung beginnt jedenfalls nach dem Schließen der Einlassventile, da ansonsten auch bei Direkteinblasung Kraftstoff durch die offenen Einlassventile ins Saugsystem gelangen und so auch das DI-Brennverfahren auf Rückzündungen anfällig machen kann.

Darüber hinaus ist Wasserstoff das kleinste Molekül und stellt somit hohe Anforderungen an die Dichtheit der Injektoren in geschlossenem Zustand. Diese ist an beweglichen Teilen, also zwischen Injektordüsennadel und Nadelsitz, umso schwieriger zu gewährleisten, je höher der Wasserstoffvordruck angesetzt ist. Hohe Vordrücke erweisen sich jedoch als notwendig, weil einerseits nur so auch bei späten Einblasungen ein überkritisches Druckverhältnis während der gesamten Einblasung gewährleistet und damit die eingeblasene Menge nur von der Einblasedauer abhängig gemacht werden kann, und andererseits, weil ein hoher Vordruck die Dichte des Wasserstoffs zumindest so weit anheben kann, dass im Zeitfenster der Einblasung auch die für Vollast notwendige Kraftstoffmasse eingeblasen werden kann.

Gerade beim Betrieb mit Wasserstoff sind zusätzlich kurze Schaltzeiten gefordert. Sie bestimmen, in welcher Zeitspanne die Injektornadel geöffnet bzw. auch wieder geschlossen werden kann. Steile Öffnungs- und Schließflanken geben im Vergleich zu nur moderat ansteigenden bzw. abfallenden Charakteristiken schnell große Querschnitte frei und ermöglichen somit die Einblasung größerer Kraftstoffmengen in gleichen Zeiten oder – umgekehrt betrachtet – kürzere Einblasedauern für die Einbringung gleicher Wasserstoffmassen. Zudem lassen kurze Schaltzeiten auch kleinere Einblasemengen ohne ballistischen Injektorbetrieb zu.

Für den Einsatz im PKW sind darüber hinaus noch adäquate Standzeiten der Einblaseventile zu gewährleisten. Obwohl diese Eigenschaft bei den im Prüfstandsversuch eingesetzten Prototypen nicht in ähnlicher Weise kritisch ist wie in einem möglichen Serieneinsatz, so sind doch für einige Messkampagnen ausreichende Laufleistungen gefordert. Die faktisch nicht vorhandene Schmierwirkung des gasförmigen Wasserstoffs, die ihn in Bezug auf die Direkteinblaseventile deutlich von den konventionellen flüssigen Kraftstoffen unterscheidet, und die Beschränkung auf grundsätzlich wasserstofftaugliche Materialien lassen diese Forderung als eine der am schwierigsten zu erfüllenden erscheinen. Gleichwohl als Bestätigung haben sich am Prüfstand die Standzeiten der meisten Einheiten als unzureichend erwiesen.

Im Rahmen der in dieser Arbeit punktuell dokumentierten Messkampagnen wurden Prototypen-Injektoren zweier Hersteller eingesetzt, die sich im Bezug auf das verwendete Aktuatorprinzip und ihren inneren Aufbau voneinander unterscheiden. Sie sollen nachfolgend kurz beschrieben werden.

### 4.3.1 Westport J43P3

Der bei Westport Germany bzw. Westport Innovations in Kanada entwickelte Hochdruckinjektor mit der Typenbezeichnung J43P3 greift zur Bewegung der Düsenadel auf den so genannten umgekehrten piezoelektrischen Effekt zurück. Dabei kommt es bei Anlegen einer Spannung an einem Piezokristall zu einer dieser Spannung proportionalen Längenänderung des Kristalls, mit deren Hilfe die angekoppelte Injektornadel bewegt wird. Die Längenänderung eines einzelnen Kristalls ist sehr klein und liegt im Mikrometerbereich. Um für den motorischen Einsatz mit Wasserstoff hinreichende Nadelhübe von etwa 0.15 mm gewährleisten zu können, werden mehrere Piezokristalle verwendet und elektrisch in einem so genannten Piezostack derart miteinander verschaltet, dass sich die einzelnen Längenänderungen addieren.

Der Einsatz der Piezotechnologie für automotive Kraftstoffinjektoren ist im Vergleich zu den bereits etablierten elektromagnetischen Systemen vor allem auf Seiten der Ansteuerung relativ komplex, bietet aber einige nicht zu unterschätzende Vorteile. So kann beispielsweise die Längenänderung des Stacks über die Größe der angelegten Spannung beeinflusst und auf diese Art eine Teilhubfähigkeit realisiert werden. Über eine Verminderung des Nadelhubes kann direkt der effektive Strömungsquerschnitt reduziert werden, was im Leerlauf und im niedrigen Teillastbetrieb dahingehend Vorteile bietet, als dass in diesen Bereichen – trotz Auslegung des Injektors auf rasche Einbringung der Volllastmenge mit entsprechend großen Querschnitten im Vollhub – auf einen ballistischen Betrieb des Injektors verzichtet werden kann, der bei konventionelleren Aktuatorprinzipien zwar möglich und vorgesehen, zumeist jedoch mit eingeschränkter Zyklusstabilität verbunden ist.

Ein weiterer Vorteil der Piezoaktuatorik gründet sich auf die hohe Geschwindigkeit, mit der die Längenänderung des Piezostacks der angelegten Spannung folgt. Diese nahezu verzögerungsfreie Reaktion ermöglicht nicht nur sehr schnelle Injektorschaltzeiten in der Größenordnung  $< 0.5$  ms für Öffnungs- und Schließflanke, sondern auch mehrere Injektorbetätigungen pro Zyklus trotz der großen Hübe im Vergleich zu beispielsweise modernen Common-Rail Dieselinjektoren, bei denen multiple Einspritzungen pro Zyklus den Stand der Technik darstellen.

Bild 4–14 [25] zeigt den inneren Aufbau des Westport J43P3 in Form eines Längsschnittes durch den Injektor samt Detailausschnitt der Düsen Spitze.

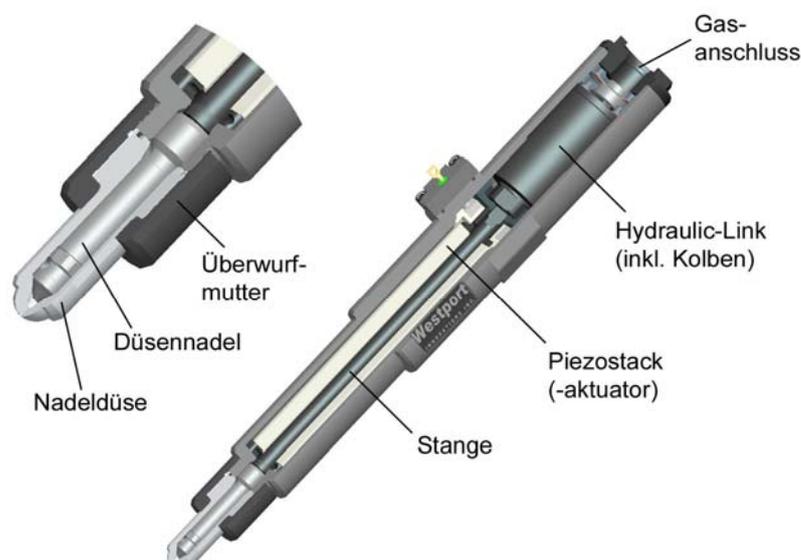


Bild 4–14: Aufbau des Westport J43P3 Hochdruckinjektors

Der Injektor ist mit kegeligem Nadelsitz in Sacklochbauweise ausgeführt, wobei das Schadvolumen im Sackloch sehr klein und damit vernachlässigbar ist. Wie Bild 4–14 zeigt, sind Düsennadel und Stange über einen so genannten Hydraulic-Link mit dem eigentlichen Piezostack verbunden. Der Hydraulic-Link enthält eine spezielle Flüssigkeit, die sich bei hoher Bewegungsgeschwindigkeit des Kolbens wie ein Festkörper verhält und so die Bewegungen von Stange und damit verbundener Düsennadel an jene des Kolbens koppelt. Ist die Kolbenbewegung jedoch langsam, wie beispielsweise bei einer thermisch bedingten Längenänderung, umströmt dieses Fluid den Kolben, ohne dass es zum Nadelhub kommen kann. Dieses Bauteil, das in seiner Funktion etwa mit einem hydraulischen Ventilspielausgleichselement verglichen werden kann, gewährleistet somit eine unabhängig von seiner thermischen Belastung dicht schließende und spielfreie Ausführung des Injektors.

Zum Öffnen der Injektornadel wird der Piezostack mit Spannungen von bis zu 1000 V beaufschlagt. Die zugehörige elektronische Ansteuerung ist zudem in der Lage, die Bewegung der Injektornadel sowohl an der Öffnungs-, als auch an der Schließflanke, über eine schrittweise Erhöhung bzw. Reduzierung dieser Spannung zu beeinflussen. Damit lässt sich vor allem das so genannte Nadelprellen vermeiden, das beim schlagartigen Absteuern der Spannung und dem damit verbundenen harten Aufsetzen der Düsennadel in ihrem Sitz durch die Elastizitäten der Bauteile auftritt. Zudem lässt sich, wie weiter oben schon beschrieben, durch die Begrenzung der Maximalspannung ein Teilhub der Düsennadel realisieren. Eine Einblaseratenformulierung – also eine Formung des Nadelhubverlaufes während eines singulären Einblaseereignisses – ist hingegen im gegenwärtigen Stand der Injektorsteuerung noch nicht implementiert, obgleich das Aktuatorprinzip das technische Potenzial dazu bietet.

Der Injektor verfügt zudem über ein Wegmesssystem für den Nadelhub, was zur Beurteilung von am Motorenprüfstand identifizierten Phänomenen hilfreich ist. Bild 4–15 [25] zeigt den einbaufertigen Injektor mit Gasanschluss, Ansteuerkabel und Nadelhubsensorkabel, die Ausrichtung der Darstellung entspricht dabei jener der seitlichen Injektorpositionierung am Forschungsmotor mit Ottogeometrie.

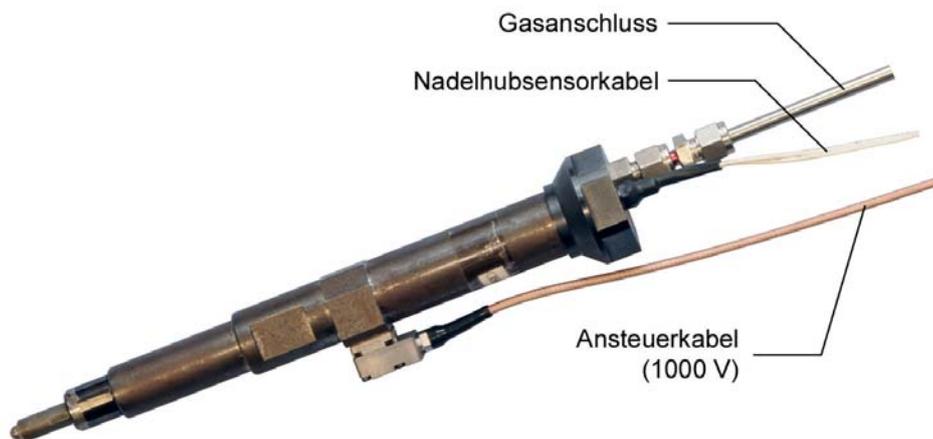


Bild 4–15: Westport J43P3 – ausgeführter Wasserstoff-Hochdruckinjektor

Zur Beeinflussung der Strahlgeometrie ist bei diesem Injektor auch eine Möglichkeit zum Austausch der Düsenspitze vorgesehen. Im Unterschied zum weiter unten noch detaillierter vorgestellten Modell von Hörbiger müssen die Fertigung der geometrieadaptierten Düsenspitze als auch die Injektorumrüstung selbst in den Labors von Westport durchgeführt werden, was allerdings im Einzelfall rasch durchgeführt werden kann.

Im Unterschied zum hier nicht näher beschriebenen Vorgängermodell von Westport (Typ SLP – Single Lever Piezo, nähere Informationen in [25]) ermöglicht das Modell J43P3 den Betrieb in einem weiten Bereich von Wasserstoff-Versorgungsdrücken zwischen  $20 \leq p_{H_2} \leq 300$  bar. Der Betrieb mit  $H_2$ -Versorgungsdrücken von  $p_{H_2} < 100$  bar ist aber mit Bedacht auf späte Einblasungen in Kombination mit aufgeladenem Motorbetrieb in der Praxis kaum von Bedeutung. Tabelle 4-8 [25] stellt nachfolgend die maßgeblichen Eigenschaften des Westport J43P3-Injektors zusammenfassend dar.

#### Westport J43P3

Aktuatorprinzip	piezoelektrisch, direkter Antrieb	
Betriebsdruckniveau	bar	20 – 300
max. Nadelhub	mm	0.15
effektiver Nadelsitzdurchmesser	mm	5.7
min. Öffnungsdauer <sup>1</sup>	ms	0.4
min. Schließdauer <sup>1</sup>	ms	0.3

<sup>1</sup> bei  $p_{H_2} = 150$  bar

Tabelle 4-8: Kenndaten des Westport J43P3-Hochdruckinjektors

### 4.3.2 Hörbiger Doppelmagnet-Hochdruckinjektor

Für die Versuche am Forschungsmotor mit Dieselgeometrie wurde ein Wasserstoff-Hochdruckinjektor der Firma Hörbiger ValveTec – nachfolgend mit HVT bezeichnet – eingesetzt. Die nachfolgend dargestellten CAD-Bilder und Spezifikationen sind den seitens HVT im Rahmen des H2BVplus-Projektes (vgl. 2.3.2) zur Verfügung gestellten Daten entnommen und somit Eigentum des Herstellers. Der HVT-Injektor besitzt einen konventionellen elektromagnetischen Antrieb und baut dabei auf ein im EU-Förderprojekt HylCE (vgl. 2.3.1) entwickeltes Vorgängermodell auf. Er unterscheidet sich von diesem jedoch dadurch, dass er über jeweils einen separaten Elektromagneten für das Öffnen und Schließen der Injektornadel verfügt, während der HylCE-Injektor mit nur einem Elektromagneten für den Öffnungsvorgang ausgerüstet war und damit die Schließkraft allein durch eine Schließfeder aufgebracht werden musste. Weitere Informationen zum Vorgängermodell finden sich in [25]. Der wesentliche Betriebsvorteil des Einsatzes zweier Aktuatoreinheiten liegt im deutlich reduzierten Nadelprellen, das durch die Elastizitäten zwischen Nadel und Nadelsitz hervorgerufen wird und sich in ungewollten Nacheinblasungen äußert. Bild 4–16 zeigt eine Außenansicht des Injektors und bezeichnet die äußeren Bauteile.

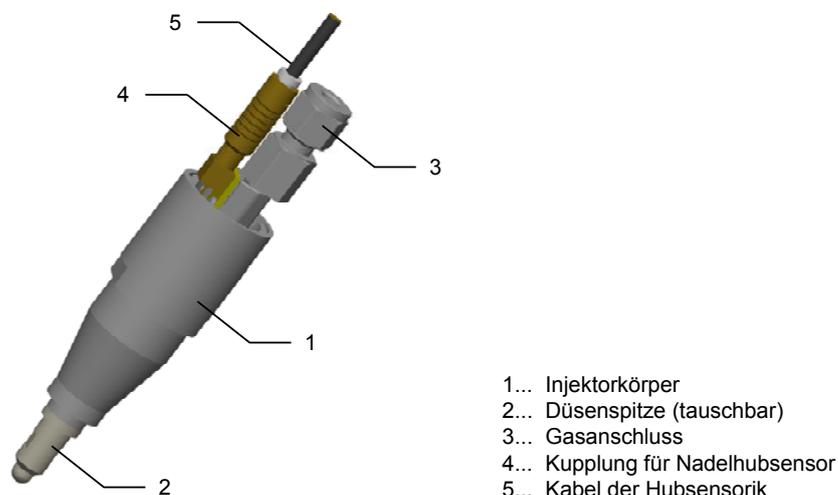


Bild 4–16: Hörbiger Doppelmagnet-Hochdruckinjektor für Wasserstoff

Position (1) in Bild 4–16 bezeichnet den Außenkörper des Injektors, dessen Verformung bei Druckbeaufschlagung und gleichzeitigem Angriff der Einspannkräfte im Laufe der Konstruktionsphase bei HVT mittels detaillierter FEM-Analyse kontrolliert wurde, so dass für den Injektor in seiner vorliegenden Form eine Betriebsfreigabe für Wasserstoffvordrücke von bis zu 300 bar erreicht werden konnte.

Ein für den Einsatz auf dem Gebiet der Brennverfahrensentwicklung nicht zu vernachlässigender Vorteil des HVT-Injektors gegenüber dem zuvor vorgestellten Modell von Westport besteht darin, dass die in Bild 4–16 mit Position (2) bezeichnete Düsenspitze direkt beim Kunden sowohl rasch gefertigt, als auch ausgetauscht werden kann. Zudem besteht die Möglichkeit zum Bezug von Düsenspitzen-Rohteilen, so dass die Injektordüsen nur mehr mit dem gewünschten Lochbild versehen werden müssen und somit rasch am Motorenprüfstand zur Verfügung stehen.

Position (3) bezeichnet den Gasanschluss, der bei diesem Prototypen mit handelsüblichen Swagelok-Verschraubungen eine einfache und rasche Ankoppelung an das prüfstandsseitige Versorgungssystem ermöglicht.

Position (4) bezeichnet die Kupplung für den elektrischen Anschluss an die verbaute Nadelhubsensorik, die im konkreten Fall von der Firma  $\mu$ Epsilon stammt. Der Sensor selbst arbeitet nach dem Wirbelstromprinzip, bei dem die durch die Bewegung der Injektornadel initiierte Änderung des Magnetfeldes einer Messspule ausgewertet wird. Position (5) schließlich bezeichnet das Kabel des elektrischen Anschlusses an die Hubsensorik.

Der HVT-Injektor unterscheidet sich nicht nur durch das eingesetzte Aktuatorprinzip vom Westport-Modell, er verfügt auch über einen vollkommen unterschiedlichen inneren Aufbau. Das grundlegende Funktionsprinzip des Hörbiger-Doppelmagnetinjektors ist nachfolgend mitsamt der Bezeichnung der funktionsbestimmenden Bauteile in Bild 4–17 dargestellt. Beide Abbildungen sind einem CAD-Modell des Injektors entnommen, das seitens HVT zur Verfügung gestellt wurde. Die linke Seite zeigt dabei einen Längsschnitt durch das CAD-Modell, in dem der Übersicht halber auf die Darstellung einiger Bauteile verzichtet wurde. In der Detailansicht rechts findet sich eine Abbildung der für den Antrieb maßgeblichen Komponenten.

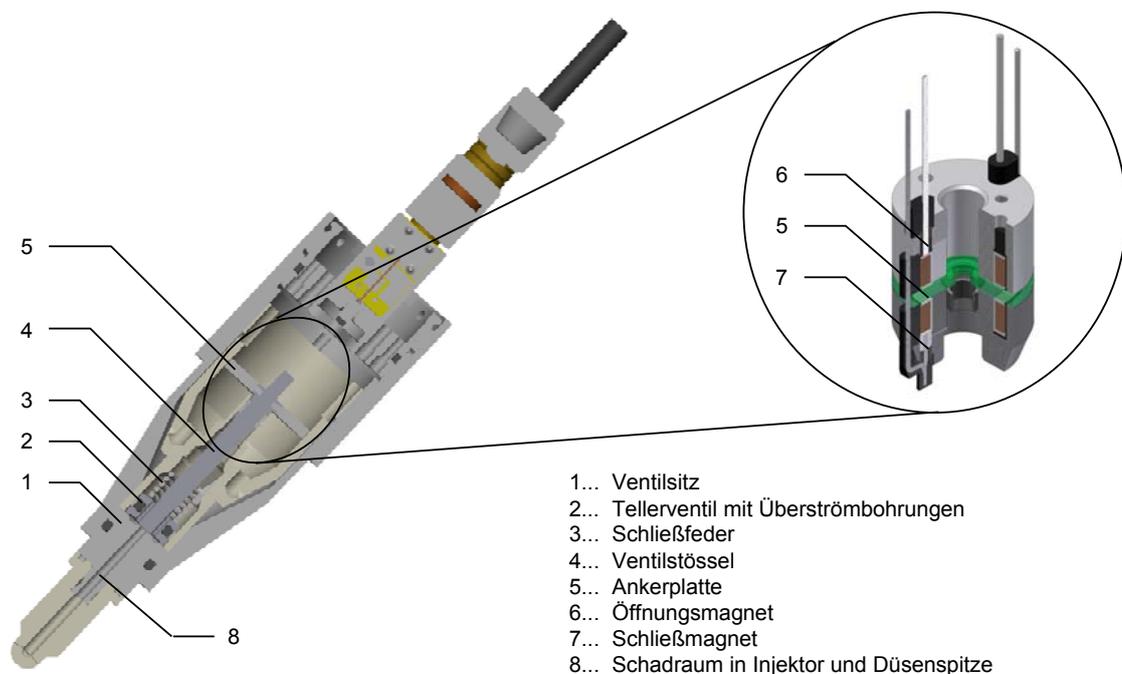


Bild 4–17: Funktionsprinzip des Doppelmagnet-Hochdruckinjektors von HVT

Hörbiger setzt, ähnlich wie bei den hauseigenen Kompressorventilen, auch in den Hochdruck-Wasserstoffinjektoren so genannte Teller- bzw. Plattenventile ein. Position (1) in Bild 4–17 bezeichnet den zum Plattenventil gehörigen Ventilsitz, Position (2) zeigt das eigentliche Ventil. Die Kontaktfläche zwischen Ventil und Ventilsitz, die im geschlossenen Zustand das Durchströmen des Injektors verhindert, ist demnach flach und besitzt die Form eines Kreisringes. Zur möglichst gleichmäßigen Verteilung der beim Schließen des Ventils auftretenden Anpresskräfte verfügt die aus gehärtetem Stahl gefertigte Sitzpaarung noch über eine zweite Auflagefläche, die ebenfalls kreisringförmig ausgeführt und weiter außen am Tellerventil angebracht ist. Um ein zuverlässiges Schließen des Injektors auch im Falle einer Beschädigung des Schließmagneten sicherstellen zu können, ist als Redundanzsystem die mit Position (3) bezeichnete Schraubenfeder vorgesehen.

Das Tellerventil ist über einen Ventilstößel (4) mit der Ankerplatte (5) der als Detail rechts in Bild 4–17 dargestellten Antriebseinheit verbunden. Die Ankerplatte selbst bewegt sich je nach Ansteuerung zwischen dem Öffnungsmagneten (6) und dem Schließmagneten (7). Sie ist zur Gewährleistung einer hinreichenden Führung mit beiden Aktuatorelementen form- und kraftschlüssig verbunden und überträgt ihre Bewegung über den Ventilstößel auf das Plattenventil.

Durch den großen Baudurchmesser des Tellerventils gelingt es nicht, dieses ähnlich wie bei der Westport-Geometrie in der Nähe der Austrittsbohrungen an der Injektordüse zu positionieren. Wie Bild 4–17 zu entnehmen ist, entsteht durch die aus Sicht der Düsenspitze weit hinten angeordnete Dichtfläche ein auf Injektorgrundkörper und Düsenspitze verteilter, relativ großer Schadraum (8), der sich für die weiteren Untersuchungen als bedeutsam herausstellen sollte.

Während der konventionelle Elektromagnetantrieb an die Möglichkeiten eines Piezoantriebes nicht heranreicht, zu denen beispielsweise Teilhubfähigkeit oder das Potenzial zur freien Formung des Nadelhubes innerhalb eines Zyklus gehören, erweist sich das Hörbiger-Konzept in Bezug auf die Schaltzeiten als absolut konkurrenzfähig. Die Schaltzeiten liegen sowohl für das Öffnen, als auch für das Schließen etwa gleichauf mit jenen des Westport-Injektors.

Nachdem die Strömungsverhältnisse innerhalb des Injektors für die weiter unten noch ausführlich dokumentierte Modellerstellung für den Forschungsmotor mit Dieselgeometrie eine wesentliche Rolle spielen werden, sollen sie bereits an dieser Stelle anhand der schematischen Darstellungen in Bild 4–18 erläutert werden.

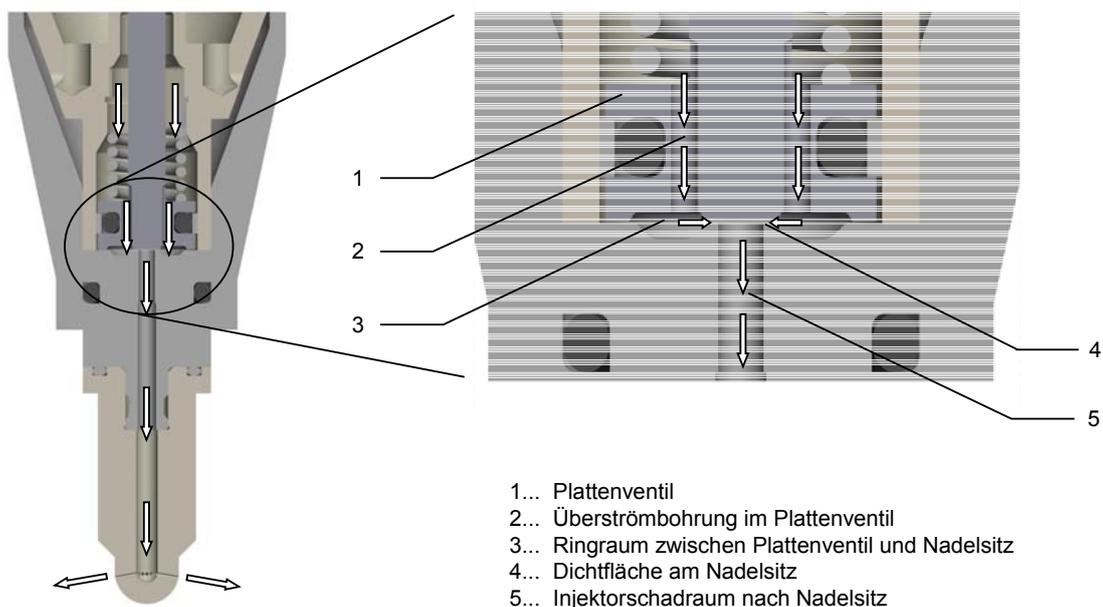


Bild 4–18: Strömungswege im HVT-Hochdruckinjektor

Der Bereich zwischen dem Gasanschluss oben am Injektor und dem Raum für den Einbau der Antriebskomponenten (vgl. Bild 4–17) sei dabei ausgespart, weil er für die weiter unten dokumentierte Modellerstellung (vgl. 6.4.2) aus Komplexitätsgründen nicht berücksichtigt werden konnte.

Der Wasserstoff im Injektor strömt am Stößel des Tellerventils entlang in Richtung der Schließfeder und erreicht danach das Tellerventil, das in Bild 4–18 mit Position (1) bezeichnet ist. Das Plattenventil selbst ist mit acht Überströmbohrungen (2) ausgestattet, die dem Wasserstoff den Durchtritt durch das Ventil ermöglichen. Ventil und Ventilsitz sind geometrisch so ausgeformt, dass im geschlossenen Zustand der Injektornadel diese Überströmbohrungen in eine Art Ringraum (3) führen, der von den beiden oben bereits dokumentierten Dichtflächen begrenzt und in dem eine geringe Menge an Wasserstoff dem Nadelsitz vorgelegt wird.

Die eigentliche Durchströmungsversperrung passiert an der inneren der beiden Dichtflächen (4). Beim Öffnen des Ventils wird schließlich ebendort ein bis zum Erreichen des Maximalhubes in seiner Höhe anwachsender, kreisringförmiger Spalt freigegeben, über den der Wasserstoff in den Injektorschadraum (5) eintritt. Dieser führt schlussendlich zur Injektordüse, von der aus der Kraftstoff dem jeweiligen Lochbild entsprechend in den Brennraum des Motors austreten kann.

Die technischen Kenndaten des Hörbiger Wasserstoff-Hochdruckinjektors mit Doppelmagnetantrieb sind untenstehend in Tabelle 4-9 zusammengefasst.

#### *HVT Doppelmagnet*

Aktuatorprinzip		elektromagnetisch, separate Magneten für Öffnen und Schließen
Betriebsdruckniveau	bar	50 – 300
max. Nadelhub	mm	0.15
H <sub>2</sub> -Versorgungstemperatur	°C	-10 – 40
Injektor-Einsatztemperatur	°C	20 – 120
max. Einblasezeit	ms	3.33 (120 °KW bei 6000 min <sup>-1</sup> )
min. Massenstrom <sup>1</sup>	mg/Puls	1.5
max. Massenstrom <sup>2</sup>	mg/ms stat.	11.4
min. Öffnungsdauer	ms	0.5
min. Schließdauer	ms	0.3
Druckfestigkeit (ohne Funkt.-Verlust)	bar	430 (330)
Nadelprellen		1. Amplitude < 5% des Vollhubes 2. Amplitude < 2% des Vollhubes
Injektordüse		ggü. Injektorgehäuse positionierbar, einfach auswechselbar
max. Baulänge ohne Filter	mm	140
max. Außendurchmesser	mm	30
max. Düsendurchmesser	mm	9.2
H <sub>2</sub> -Anschluss		Swagelok (SS-6MO-7-2RG)

<sup>1</sup> p<sub>H2</sub> = 200 bar, T<sub>H2</sub> = 20 °C

<sup>2</sup> p<sub>H2</sub> = 300 bar, T<sub>H2</sub> = 20 °C

Tabelle 4-9: Kenndaten des HVT-Hochdruckinjektors mit Doppelmagnetantrieb

## 5 3D-CFD Methodik am Verbrennungsmotor

Wie bereits oben dokumentiert ist für den erfolgreichen Einsatz der 3D-CFD am DI-Verbrennungsmotor im Vorfeld eine geeignete Modellierungsstrategie zu entwickeln. Eine solche umfasst die Gittertopologie, die Wahl geeigneter Berechnungsmodelle, die Methodik zur Abbildung der Kraftstoffeinbringung und nicht zuletzt auch die messtechnische Verifikation des gefundenen Setups.

Die Anforderung an das Berechnungsgitter besteht einerseits darin, die in der jeweiligen Phase des motorischen Prozesses auftretenden Bewegungen abbilden zu können, ohne dass es zu für die Konvergenz der Berechnungen unzulässig hohen Zellverzerrungen kommt. Andererseits muss ausreichende Gitterauflösung an kritischen Stellen, wie beispielsweise den Injektoraustrittsbohrungen, gewährleistet und dabei gleichzeitig auf den dimensionslosen Wandabstand ( $y^*$ , vgl. 3.1.4) zwecks Anwendbarkeit des gewählten Ansatzes zur Behandlung wandnaher Strömungen Bedacht genommen werden. Diesbezüglich ist aufgrund der komplexen Geometrie im Inneren eines Verbrennungsmotors jedenfalls ein Kompromiss einzugehen.

Bei der Wahl geeigneter Berechnungsmodelle hat sich im Rahmen einer weiter unten noch ausführlich vorgestellten Messreihe zur Validierung der Simulationsergebnisse am optischen Forschungsmotor vor allem das eingesetzte Turbulenzmodell als in hohem Maße entscheidend herausgestellt. Ihm kommt daher eine sehr hohe Bedeutung zu.

Die nachfolgend dokumentierte Methodik zur Berechnung von Ladungswechsel und Gemischbildung im DI-Wasserstoffmotor mit Hochdruck-Direkteinblasung ist in Zusammenarbeit mit Messner im Rahmen des HyICE-Projektes an einem ottomotorischen Wasserstoffbrennverfahren erarbeitet worden und ist in demgemäß bereits in dessen Arbeit [7] auszugsweise dokumentiert. Sie bildet die verifizierte Basis für die in dieser Arbeit vorgestellten, weiterführenden Berechnungen an einem dieselmotorischen Wasserstoffbrennverfahren und soll deshalb auch hier in Anlehnung und Erweiterung an die Ausführungen von Messner [7] beschrieben werden.

### 5.1 Zeitliche Abfolge der Simulation bei H<sub>2</sub>-DI

Bei der Simulation des motorischen Prozesses mittels 3D-CFD wird je nach Arbeitszyklus, der rechnerisch erfasst werden soll, auf unterschiedliche Gittertypen zurückgegriffen. Das untenstehende Bild 5–1 zeigt dazu anhand eines Druckverlaufes die chronologische Reihenfolge eines typischen Simulationsablaufes für einen ottomotorischen Betriebspunkt bei früher Einblasung.

Die Berechnung wird mit dem Ladungswechsel (LW) kurz vor dem Öffnen der Auslassventile gestartet, wobei die Anfangsbedingungen, mit denen das Modell initialisiert werden muss, einer Messung entnommen werden. Bei ungedrosseltem Motorbetrieb und innerer Gemischbildung reicht diesbezüglich pro zu untersuchender Drehzahl eine Rechnung aus.

Die mit dem Ladungswechselmodell berechneten Werte – insbesondere Geschwindigkeitsfeld und Turbulenzverteilung – werden dann zur Berechnung der Gemischbildung ab dem Beginn der Einblasung (EB) auf ein zweites Berechnungsgitter übertragen, das die Geometrie der Einblaseorgane im Bereich der Düsen spitze berücksichtigen muss und somit aufgrund der kleinen Durchmesser der Injektorbohrungen hohe Zellanzahlen aufweist.

Zur Abbildung der Verbrennung (VB) kommt in jenen Fällen, in denen die Einblasung vor dem Zündzeitpunkt (ZZP) beendet ist, ein drittes Gitter zum Einsatz, das die feine Auflösung im Bereich der Injektoraustrittsöffnung aussparen kann und somit kürzere Rechenzeiten möglich macht.

Bei Verschiebung des Einblasebeginns (EB) bzw. des Zündzeitpunktes (ZPP) verschieben sich auch die zeitlichen Anwendungsbereiche der einzelnen Berechnungsgitter entsprechend. In jenen Fällen, in denen es durch beispielsweise ausgeprägtes Nadelprellen des Injektors zur Einblasung von Kraftstoff auch nach dem eigentlichen Zündzeitpunkt kommt, kann auf das vereinfachte Verbrennungsgitter nicht sofort zurückgegriffen werden. Die Verbrennung muss dann im Gemischbildungsgitter zumindest bis zum Ende der Kraftstoffeinbringung abgebildet werden, was grundsätzlich problemlos möglich, aber eben mit erhöhter Durchlaufzeit verbunden ist.

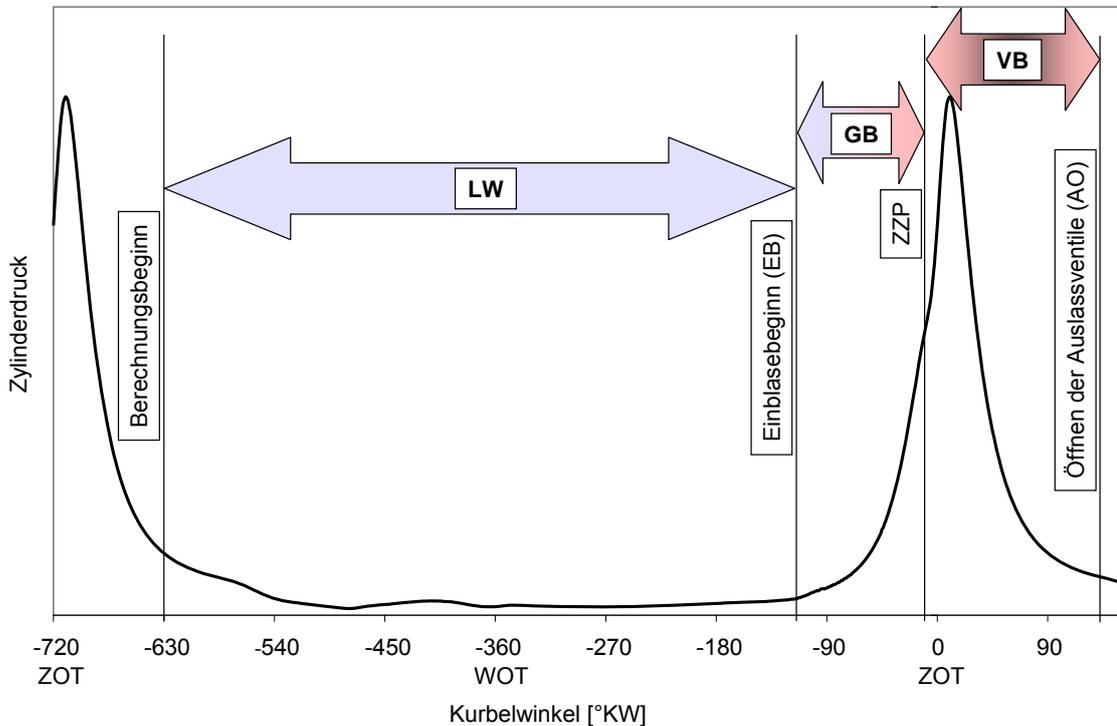


Bild 5–1: Einsatz verschiedener Gittertypen je nach Arbeitszyklus der VKM

Nachdem im Rahmen dieser Arbeit für das neu auszulegende dieselmotorische Brennverfahren nur das Gemischbildungssystem zu untersuchen war, sollen nachfolgend nur die Modelle und Berechnungsstrategien für den Ladungswechsel und für die Gemischbildung sowie eine Verifikation der Gemischbildungsrechnung mit Hilfe des in 4.2.1 beschriebenen Transparentmotors vorgestellt werden. Informationen zur Berechnung der Verbrennung inklusive der Adaptierung des Codes selbst an die Gegebenheiten bei  $H_2$ -DI finden sich in [7].

## 5.2 Berechnung des Ladungswechsels

Die Ladungswechselrechnung liefert jenen Datenstand, mit dem kurz vor Beginn der Einblasung das Gemischbildungsmodell initialisiert wird. Nachdem für die Durchführung einer belastbaren Ladungswechselrechnung die Motorinnengeometrie und jene der Kanäle und Ladungswechselorgane bereits genau bekannt sein müssen, existiert in den meisten Fällen ohnehin bereits ein aufgebauter Motor. Bei der Berechnung interessieren demnach vor allem jene Größen, die im Brennraum des Motors nicht messtechnisch erfasst werden können. Dazu zählen vor allen anderen das Geschwindigkeitsfeld und die Verteilung der Turbulenz im Brennraum. Andere Werte, wie beispielsweise der Brennraumdruck, können den Messungen entnommen werden, während wieder andere, wie die Brennraumtemperatur, mit Hilfe weiterer Werte aus den Messdaten errechnet werden können. Sie dienen dann zur Beurteilung der Genauigkeit des Ladungswechselmodells, wobei diesbezüglich für die Initialisierung des Gemischbildungsmodells noch auf Korrekturen entsprechend den Messwerten zurückgegriffen werden kann.

## 5.2.1 Aufbau des Ladungswechselmodells

Das Ladungswechselmodell setzt auf ein „bereinigtes“ Geometriemodell des zu untersuchenden Motors auf. Die Nacharbeit an der Geometrie ist notwendig, weil im Bereich sehr enger Spalte oder an Flächen, die zueinander in sehr spitzen Winkeln stehen, meist bereits bei der Erstvernetzung, spätestens jedoch bei der automatischen Gittergenerierung während der Berechnung, Gitterzellen mit hohen Verzerrungswerten auftreten, die ein Auskonvergieren der Rechnung unmöglich machen. Es kommt also zu kleinen Abweichungen von der realen Geometrie, die aber die Berechnungsergebnisse erfahrungsgemäß nur wenig von den zum Vergleich herangezogenen Messwerten abweichen lassen.

Bild 5–2 zeigt den Aufbau des Ladungswechselmodells für den in 4.1.1 vorgestellten  $H_2$ -Forschungsmotor mit Ottogeometrie und bezeichnet die wesentlichen geometrischen Elemente. Ladungswechselmodelle werden im Hinblick darauf, dass sie gleichermaßen die Kolben- und die Ventilbewegungen abbilden müssen, fallweise auch als Vollmodelle bezeichnet. Gerade in Bezug auf das hier vorgestellte Modell ist dieser Begriff jedoch verwirrend, weil der durchgängig symmetrische Motoraufbau – die Symmetrieebenen sind jeweils gelb dargestellt – den Verzicht auf die Modellierung einer Hälfte der Geometrie erlaubt. Dies gilt allerdings nur, wenn auf den Einsatz der Drallklappe zur Initiierung einer um die Zylinderachse rotierenden Ladungsbewegung – wie im gegenständlichen Fall – verzichtet werden kann.

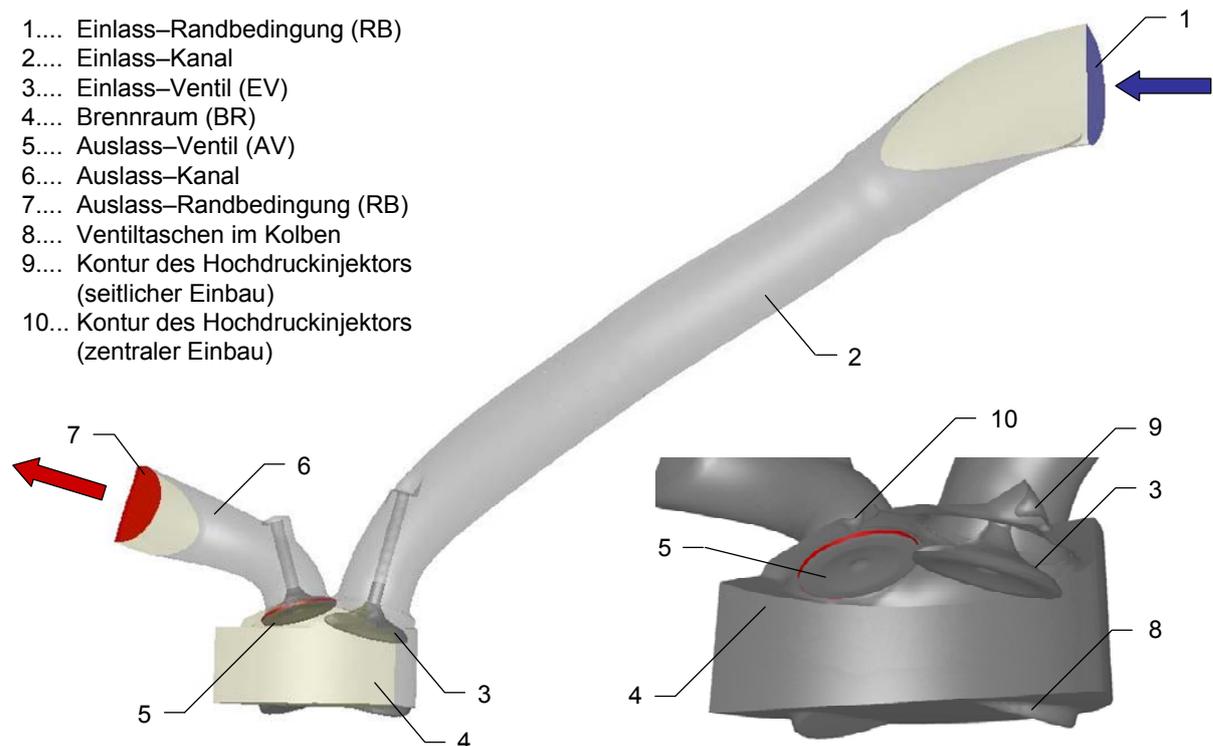


Bild 5–2: Geometrie des Ladungswechselmodells für den  $H_2$ -SI FoMo

Aus Sicht des während der Ladungswechselphase den Motor durchströmenden Fluides setzt das Ladungswechselmodell an jener Stelle (1) des Saugsystems an, an der am realen Prüfstands-aufbau ein Drucksensor zur kurbelwinkelaufgelösten Erfassung des Saugrohrdruckes appliziert ist. Dieser liefert eine der beiden Randbedingungen für die Berechnung.

Danach strömt das Fluid – im Falle eines Motors mit innerer Gemischbildung handelt es sich dabei um reine Luft – entlang des Saugrohres (2) in Richtung Motor. Am vorliegenden Aggregat ist das Saugrohr über einen relativ langen Weg bereits vor dem Motor in zwei nebeneinander laufende Rohre aufgeteilt, die jeweils zu einem der beiden Einlassventile führen.

Bild 5–2 zeigt den Motor in der Ansaugphase mit offenem Einlassventil (3), das sich in dieser Phase während der Berechnung laufend bewegt. Die Symmetrieffläche, die durch die Zylinderachse verläuft, sorgt für symmetrische Strömungsverhältnisse im Brennraum (4).

Das Auslassventil (5) ist geschlossen dargestellt, was in der Detailansicht rechts unten in Bild 5–2 durch den roten Kreisring angezeigt ist. Dieser Ring repräsentiert im verwendeten CFD-Code ein so genanntes Interface, das seinen Randbedingungstypus während der Simulation in Abhängigkeit davon, ob das zugehörige Ventil offen oder geschlossen ist, zwischen „durchströmbar“ und „nicht durchströmbar“ ändern kann.

In der Auslassphase strömt das heiße Abgas über das geöffnete Auslassventil in den Auslasskanal (6), der in Analogie zum Ansaugkanal das Modell ebenfalls an einer Stelle örtlich begrenzt, an der ein Drucksensor den indizierten Auspuffdruck als Randbedingung liefert.

Die Detailansicht rechts unten in Bild 5–2 zeigt zusätzlich die Modellierung der Ventiltaschen (8) im Kolben, die Außengeometrie der Injektordüsen Spitze (9) in seitlicher Einbauposition sowie die Außengeometrie eines entsprechend dem Hochdruckinjektor geformten Verschlussstopfens (10) in zentraler Einbaulage, der den Brennraum nach außen abdichtet.

## 5.2.2 Gittertopologie beim Ladungswechselmodell

Im Unterschied zu einigen anderen kommerziell verfügbaren Programmpaketen werden im verwendeten CFD-Code Fluent die während der Berechnung stattfindenden Bauteilbewegungen vom Code selbst innerhalb eines einzigen, vor der eigentlichen Simulationsrechnung zu erstellenden Berechnungsgitters abgebildet. Das bedeutet für die Topologie dieses Netzes, dass sich damit sämtliche Bewegungen darstellen können lassen müssen, ohne dass es zu unzulässig hohen Gitterverzerrungen kommt. Die Bewegungen werden dabei für einzelne Geometrielemente (Flächen bzw. Volumina) in so genannten Profilen vordefiniert – im Falle der Ladungswechselorgane sind das die Ventilhubkurven. Bild 5–3 zeigt das Berechnungsgitter des Ladungswechselmodells in der Symmetrieebene des Motors (links) bzw. in jener der Einlassventilachse (rechts) und bezeichnet die unterschiedlichen Gitterzonen.

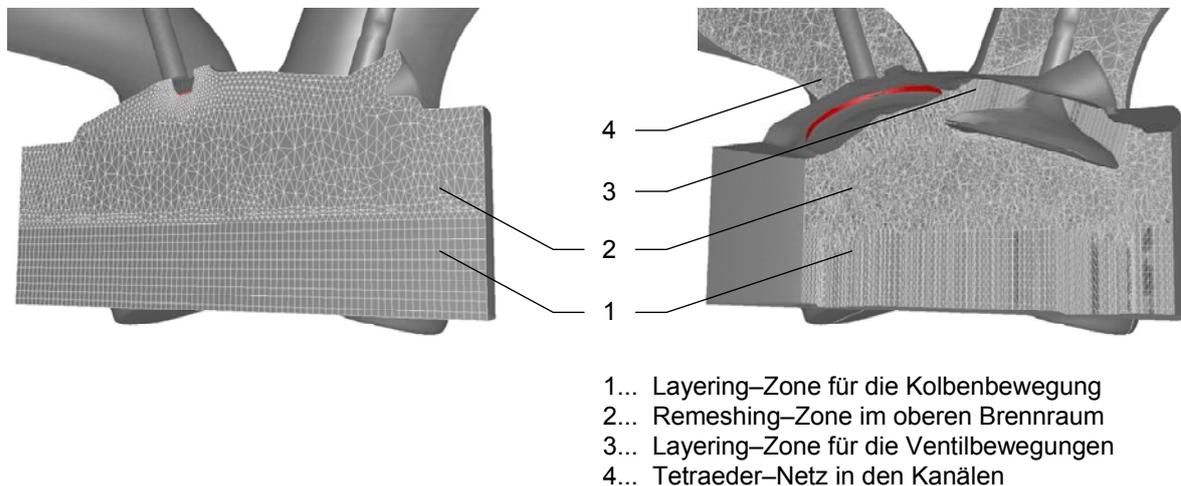


Bild 5–3: Gittertopologie des Ladungswechselmodells für den H<sub>2</sub>-SI FoMo

Position (1) in Bild 5–3 bezeichnet eine so genannte Layering-Zone für die Kolbenbewegung. Sie befindet sich zwischen zwei geometrisch exakt gleichen Begrenzungsflächen, deren Flächennetz ebenfalls identisch sein muss. Dazwischen werden Zellschichten bestimmter Höhe eingezogen, deren Querschnittsform von den angesprochenen Flächennetzen bestimmt wird. Bei der Bewegung des Kolbens wird dann je nach Einstellung die unterste oder oberste dieser Schichten so lange gestreckt (Expansion, Saughub) oder gestaucht (Kompression, Ausschieben), bis ein vordefinierter Schwellenwert erreicht und die verformte Schicht dann gesplittet bzw. mit der angrenzenden verschmolzen wird.

Bei geschickter Wahl dieser Schwellenwerte entstehen dabei Gitterzellen, deren Verzerrungswerte größtenteils vom zugrunde gelegten Flächennetz abhängen. Die Ventilbewegung wird in analoger Form mittels Layering-Zone (3) dargestellt. Während die obere Begrenzungsfläche des Layerings gemäß der Darstellung rechts in Bild 5–3 an den in diesem ventilhohen Bereich fix mit Tetraederzellen vernetzten Ansaugkanal (4) angrenzt und somit verhältnismäßig einfach zu handhaben ist, dringt das Ventil mitsamt der anwachsenden Layering-Zone in den Brennraum ein. In Fluent wird diesem Eindringen mittels einer so genannten Remeshing-Zone (2) im oberen Bereich des Brennraumes Rechnung getragen, in der für jeden Zeitschritt eine automatisierte Neuvernetzung mit Tetraederzellen durchgeführt wird. Remeshing-Bereich und der Bereich des Kolbenlayerings besitzen eine gemeinsame Begrenzungsfläche, die im OT bei nahezu geschlossenem Ventil knapp unterhalb der Quetschflächen positioniert ist. Nachdem ein Durchsetzen dieser Begrenzungsfläche nicht möglich ist, muss auch diese beweglich ausgeführt sein. Dies wird so dargestellt, dass beispielsweise zu Beginn des Saughubes beide Begrenzungsflächen des Kolbenlayerings synchron nach unten bewegt werden und sich somit der Remeshing-Bereich (2) sukzessive vergrößert, um dem Ventil Raum zum Eindringen in den Brennraum zur Verfügung zu stellen. Nach Erreichen eines dem Ventilhub angepassten Schwellenwertes stoppt die Bewegung der oberen Begrenzungsfläche und die weitere Kolbenbewegung wird rein über Layering (1) dargestellt. Bei der Aufwärtsbewegung des Kolbens läuft dieser Mechanismus gleich ab. Es steht somit eine Vernetzungsstrategie zur Verfügung, die durchgängig alle Bewegungen der Ladungswechselphase abbilden kann.

### 5.2.3 Initialisierung und Randbedingungen am LW-Modell

Initialisierungswerte und Randbedingungen werden für das Ladungswechselmodell einer Messung entnommen. An den geometrischen Begrenzungen des Modells sitzen am realen Motor jeweils Drucksensoren, die kurbelwinkelaufgelöst den Druck im Saugrohr bzw. im Auspuff aufzeichnen. Diese Kurven werden als Randbedingungen herangezogen und sind in Bild 5–4 zusammen mit dem Anwendungsbereich des Ladungswechselmodells und den zeitlichen Öffnungsbereichen der Ventile dargestellt.

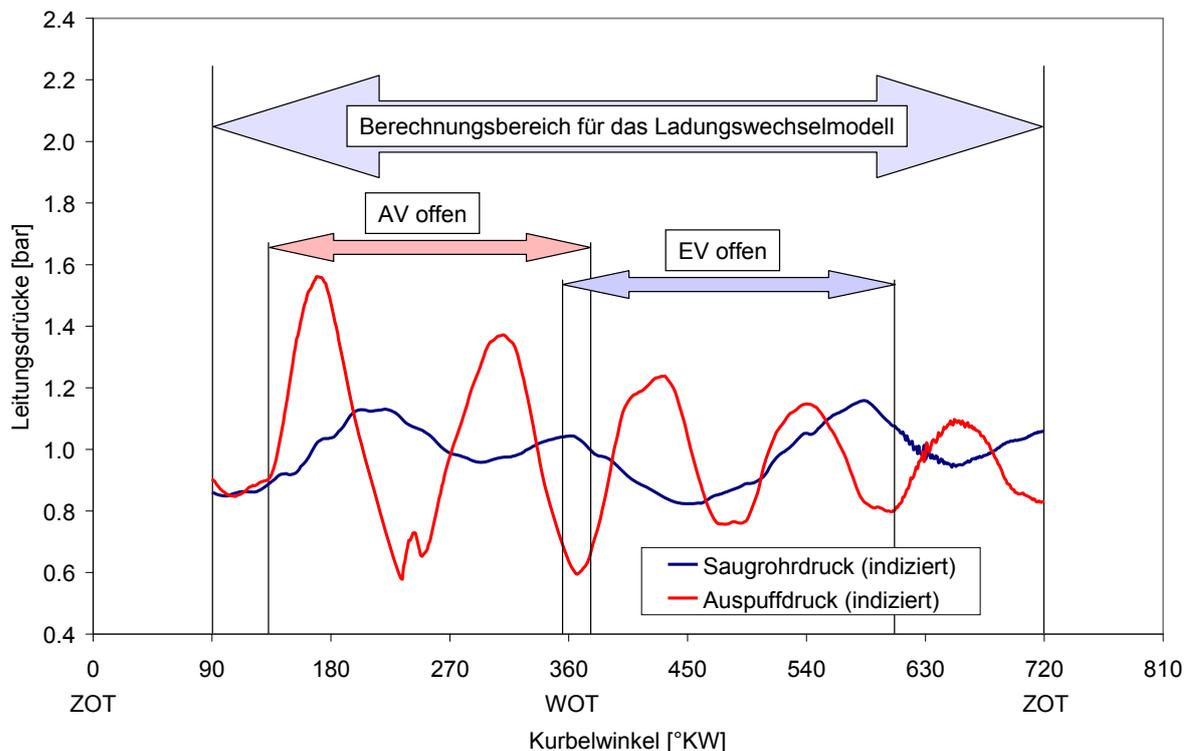


Bild 5–4: Ein- / Auslassrandbedingungen am Ladungswechselmodell für den H<sub>2</sub>-SI FoMo

Zu Berechnungsbeginn bei etwa 90°KW nach dem Zünd-OT wird das Saugrohr mit Luft bei jeweils der Messung entsprechenden Werten für Druck und Temperatur initialisiert. Im Auspufftrakt wird – ebenfalls entsprechend den Druck- und Temperaturwerten der Messung – Abgas mit einer dem jeweiligen Lastpunkt entsprechenden Spezieszusammensetzung angesetzt.

Mit eben diesem verbrannten Gemisch wird auch der Brennraum initialisiert. Der Druck wird dabei entsprechend der schnellen Zylinderdruckmessung angesetzt, während die Temperatur mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase aus der ebenfalls aus der Messung bekannten Masse errechnet wird.

Im Bezug auf die Speziesverteilung muss analog zum Auslasstrakt auch im Brennraum auf eine homogene Verteilung des Verbrennungsgases zurückgegriffen werden, weil – vor allem in Bezug auf die später vorgestellten Berechnungen am H<sub>2</sub>-Forschungsmotor mit Dieselgeometrie – in Ermangelung einer Verbrennungsrechnung die örtliche Verteilung des Verbrennungsgases zum Zeitpunkt des Berechnungsbeginnes nicht bekannt ist. Es darf jedoch an dieser Stelle als unwahrscheinlich angenommen werden, dass Speziesverteilung und Strömungswerte über die gesamte Ladungswechselphase hinaus einen maßgeblichen Einfluss auf die Parameter für den nächsten Zyklus zum Zeitpunkt des früher oder später in der Verdichtungsphase angesetzten Einblasebeginns nehmen können.

Bei den hier untersuchten luftansaugenden und ungedrosselt betriebenen Motoren kann auch der Lasteinfluss – die Motorlast definiert sich hier über die der angesaugten Luft zugeleitete Kraftstoffmenge – als gering erachtet werden. Es genügt daher, eine Ladungswechselrechnung bei beispielsweise mittlerer Last pro zu untersuchender Drehzahl durchzuführen und die interessierenden Strömungswerte zum Zeitpunkt des Einblasebeginns auch bei abweichenden Lasten dieser Rechnung zu entnehmen.

#### 5.2.4 Ergebnisse des Ladungswechselmodells

Die Ergebnisse der 3D-CFD Ladungswechselberechnung bestehen einerseits in messtechnisch verifizierbaren Größen, wie beispielsweise den üblichen Kenngrößen des Ladungswechsels [2] oder den Verläufen des Brennraumdrucks bzw. der Brennraumtemperatur. Diese Werte geben einerseits im Vergleich mit der Messung rasch Auskunft über die Güte der Modellierung und Berechnung, beinhalten aber andererseits eben auch die Ungenauigkeiten des Experiments im Bezug auf die zugrunde gelegten Randbedingungen. Kleinere Abweichungen, auch wenn sie auf die Modellierung und Berechnung zurückzuführen sind, können für die nachfolgende Initialisierung des Gemischbildungsmodells noch mit Hilfe der Messwerte korrigiert werden. Es soll daher an dieser Stelle auf eine eingehende Dokumentation von quasi nulldimensionalen Berechnungsergebnissen und deren Abgleich mit Prüfstandsläufen verzichtet und gleichzeitig diesbezüglich auf die Arbeit von Messner [7] verwiesen werden.

Vor allem für die Initialisierung des bei H<sub>2</sub>-DI nachfolgend bemühten Gemischbildungsmodells sind deswegen jene Größen von gesteigertem Interesse, die im Brennraum des Motors nicht messtechnisch erfasst werden können. Dazu zählen beispielsweise Geschwindigkeitsfelder, die Größe und Richtung der Geschwindigkeit im gesamten Strömungsraum enthalten, oder auch die örtliche Verteilung der turbulent-kinetischen Energie (TKE).

Bild 5–5 zeigt diese beiden Größen in der Ebene der Ventilachsen am Beispiel eines fremdgezündeten Betriebspunktes mit später Einblasung. Auf der linken Seite sind der eingefärbten Darstellung der Größe der örtlichen Geschwindigkeit deren Richtungen in Form von Pfeilen überlagert, während auf der rechten Seite die örtliche Turbulenzverteilung in derselben Ebene abgebildet ist. Während der Gemischbildungsberechnungen hat sich gezeigt, dass der Einblasestrahl einen weitaus stärkeren Motor für die Generierung von Geschwindigkeit und Turbulenz im Brennraum darstellt, so dass die aus dem Ladungswechselmodell errechneten Felder bei Drehzahlen  $n < 2500 \text{ min}^{-1}$  bei der Initialisierung des Gemischbildungsmodells nicht zwingend berücksichtigt werden müssen. Eine Abklärung dieser Umstände ist jedoch ohne Ladungswechselmodell nicht möglich.

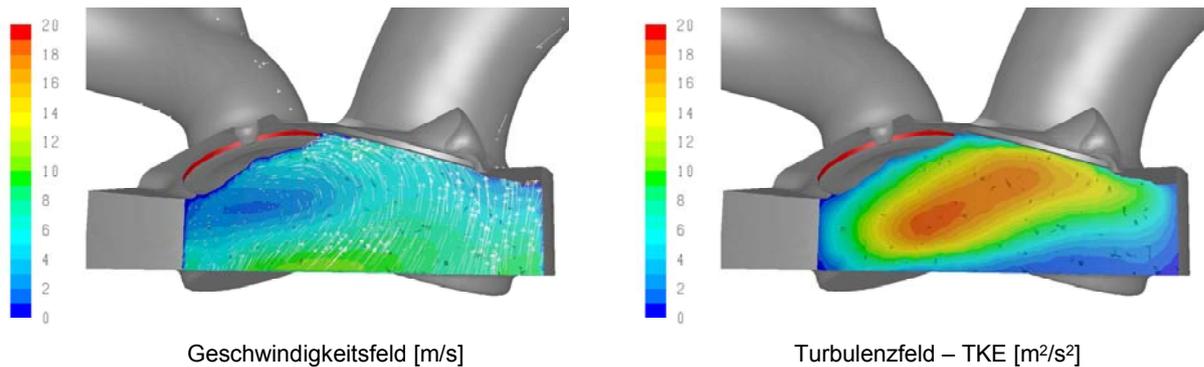


Bild 5–5: Geschwindigkeits- und Turbulenzfeld bei Einblasebeginn

### 5.3 Gemischbildungsrechnung und deren Verifikation

Bei  $H_2$ -DI Brennverfahren ist in der Gemischbildungsrechnung die eigentliche Wasserstoff-Hochdruckeinblasung und die gleichzeitig mit und auch nach der Kraftstoffeinbringung stattfindende Durchmischung mit der umgebenden Luft im Brennraum abzubilden. Seitens der Modellwahl wird dazu auf den in 3.1.3 bereits näher beschriebenen Ansatz mittels Spezies-transportgleichungen zurückgegriffen.

Die hohen Kraftstoffvordrücke, die aufgrund der niedrigen Dichte des Wasserstoffs und aufgrund der gewünschten Einhaltung durchgängig überkritischer Verhältnisse während der gesamten Einblasung auch bei hohen Brennraumgedrücken notwendig sind, stellen bei der Berechnung hohe Anforderungen an die Stabilität des CFD-Codes. Dies unter anderem dadurch, weil es nach dem Austritt des Wasserstoffs mit lokaler Schallgeschwindigkeit aus den Injektorbohrungen zu starker Expansion und damit zu lokalen Überschallströmungen kommt.

Im Folgenden soll das Gemischbildungsmodell für den in 4.1.1 beschriebenen Motor in Bezug auf seinen Aufbau, auf die Gittertopologie und auf die angesetzten Randbedingungen vorgestellt werden.

#### 5.3.1 Aufbau des Gemischbildungsmodells

Beim  $H_2$ -DI Motor wird auch für frühe Einblasungen der Zeitpunkt des Einblasebeginns im Regelfall nach dem Schließzeitpunkt der Einlassventile angesetzt, weil andernfalls Kraftstoff über die offenen Einlassventile ins Saugsystem gelangen und so das Brennverfahren anfällig auf Rückzündungen machen kann. Dadurch ergeben sich sowohl für die Modellierung, als auch für die Vernetzung Vereinfachungen, weil die Bewegung der Ventile in diesem Modell nicht berücksichtigt werden muss.

Auch für die Erstellung dieses Modells kann aufgrund des symmetrischen Motoraufbaues auf eine Modellierung und Vernetzung von lediglich einer Hälfte des Motors zurückgegriffen werden, wohingegen die Verhältnisse in der im Rahmen der Modellerstellung vernachlässigten Motorhälfte durch Vorgabe einer Symmetrierandbedingung mittels Spiegelung der errechneten Werte an der spezifizierten Symmetrieebene wiedergegeben werden können. Dadurch kann im Vergleich zur Modellierung des gesamten Brennraumes etwa die Hälfte der Berechnungszellen eingespart werden, was sich in schnelleren Durchlaufzeiten der Simulationen niederschlägt.

Bild 5–6 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Gemischbildungsmodells anhand der Geometrie für den in 4.1.1 vorgestellten  $H_2$ -Forschungsmotor mit Otto geometrie ( $H_2$ -SI).

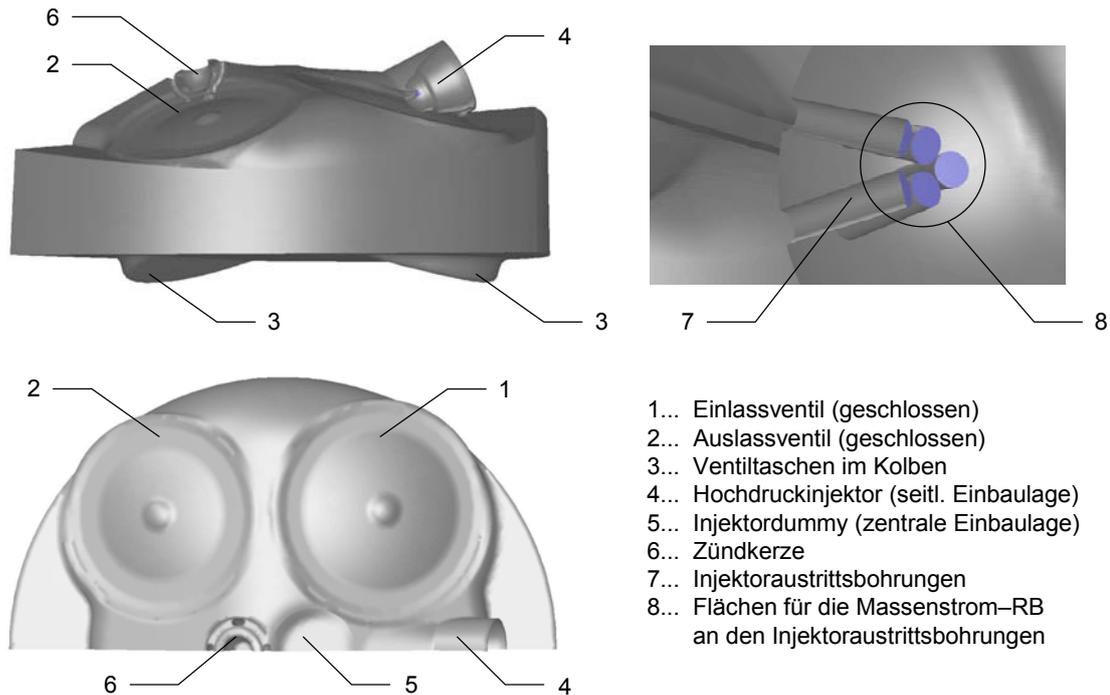


Bild 5–6: Geometrie des Gemischbildungsmodells für den H<sub>2</sub>-SI FoMo

In Bild 5–6 bezeichnen die Positionen (1, 2) die beiden geschlossenen Ladungswechselventile, deren äußere Kontur lediglich über unverschiebliche Flächen am Zylinderkopfdach berücksichtigt werden muss. (3) bezeichnet die auch schon beim Ladungswechselmodell gezeigten Ventiltaschen im Kolben, die am Gemischbildungsmodell aus Gründen der geometrischen Übereinstimmung mit der Motorhardware berücksichtigt werden, obwohl dieser geometrische Ventilfreigang nur während der Ladungswechselphase auch ausgenutzt wird.

Position (4) bezeichnet die Außenkontur eines seitlich eingebauten Injektors, während an Position (5) ein Injektordummy für die zentrale Einbaulage gezeigt ist, der den Brennraum nach außen abdichtet. An der realen Motorgeometrie ist die kreisringförmige Dichtfläche zwischen Zylinderkopf und Injektorverschlussstopfen (Dummy) innerhalb der Injektorbohrung im Zylinderkopf etwas weiter außerhalb des Brennraumes positioniert. Vom Brennraum bis zu dieser Dichtfläche zieht sich bei eingebautem Dummy – ebenso wie bei eingebautem Hochdruckinjektor – ein nur wenige Zehntel Millimeter starker kreisringförmiger Spalt, der genau genommen zum Strömungsraum gehört, aber vom Volumen her absolut vernachlässigbar und ohne maßgeblichen Einfluss auf die Zylinderinnenströmung ist und deshalb nicht modelliert wird. Ähnliche geometrische Verhältnisse zeigen sich an der Zündkerze (6), wovon ebenfalls nur der in den Motorbrennraum ragende Teil für die Modellierung berücksichtigt wird.

Wie die Detailansicht in Bild 5–6 rechts oben zeigt, werden für die Berechnung der Einblasung in Bezug auf die innere Geometrie nur die Düsenaustrittsbohrungen (7) modelliert, an deren Eintritt sich in Bild 5–6 blau markierte Flächen befinden, an denen in der Berechnung die Randbedingungen für den Eintritt des Kraftstoffes in den Brennraum angesetzt werden. Im gegenständlichen Fall handelt es sich um einen Injektor mit insgesamt acht Bohrungen, von denen aus Symmetriegründen zwei jeweils durch ihre Achse geschnitten dargestellt sind, so dass sich in Summe fünf Flächen ergeben, an denen die Randbedingungen angesetzt werden müssen.

Die Randbedingungen selbst werden weiter unten ebenso noch genauer vorgestellt wie die gezeigte Lochgeometrie, weil diese im Rahmen der ebenfalls später dokumentierten Voruntersuchungen zur H<sub>2</sub>-Selbstzündung am Forschungsmotor mit Ottogeometrie zum Einsatz gekommen ist.

### 5.3.2 Gittertopologie beim Gemischbildungsmodell

Wie weiter oben bereits beschrieben muss beim vorliegenden Gemischbildungsmodell die Bewegung der Ladungswechselorgane nicht mehr berücksichtigt werden. Dadurch vereinfacht sich die zu Grunde zu legende Gittertopologie erheblich im Vergleich zu jener des Ladungswechselmodells. Bild 5–7 zeigt das Berechnungsgitter auf der Symmetrieebene des Gemischbildungsmodells für den Forschungsmotor mit Otto-Geometrie zu Einblasebeginn am Beispiel einer späten Einblasung (40°KW v.ZOT).

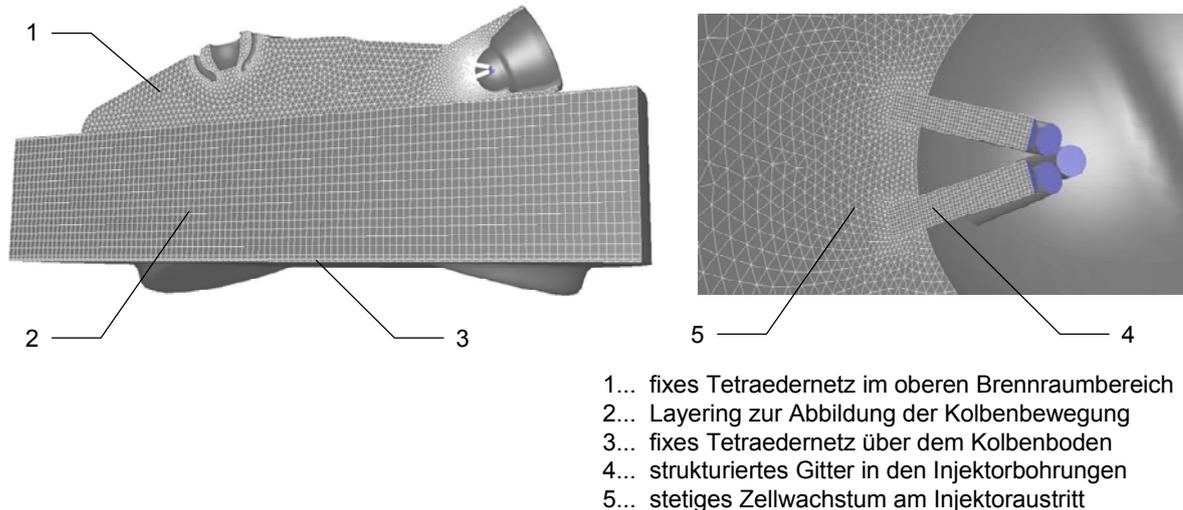


Bild 5–7: Gittertopologie des Gemischbildungsmodells für den H<sub>2</sub>-SI FoMo

Position (1) in Bild 5–7 bezeichnet den oberen Brennraumbereich, der im Falle des Gemischbildungsmodells aufgrund des Wegfalls der eindringenden Ladungswechselorgane mit einem fixen, unstrukturierten Gitter aus Tetraederzellen vernetzt werden kann.

Daran anschließend findet sich die Layeringzone (2) für die Abbildung der Kolbenbewegung. Sie besitzt, wie im Falle des Ladungswechselmodells bereits beschrieben, oben und unten identisch vernetzte Begrenzungsflächen mit dem Unterschied, dass die obere dieser beiden Flächen im Fall des Gemischbildungsmodells als starr definiert werden kann, weil ein Durchdringen der Ventile nicht auftritt. Damit beschränkt sich in diesem Modell die gesamte Beweglichkeit auf den Bereich über dem Kolbenboden und kann somit zur Gänze mit dem verhältnismäßig einfachen Layering-Ansatz abgedeckt werden, indem die untere Begrenzungsfläche der Layeringzone entsprechend der Kinematik des Kurbeltriebes verschoben wird. Unterhalb dieser Fläche befindet sich über dem Kolbenboden eine sehr schmale Zone mit fixer Tetraedervernetzung, die hauptsächlich dazu dient, die Ventiltaschen mit einem Gitter zu versehen und damit eine sehr einfache Layeringzone zwischen ebenen Begrenzungsflächen zu ermöglichen.

Die Herausforderung bei der Netzgenerierung am Gemischbildungsmodell besteht indes darin, den Bereich um die Injektorbohrungen mit einem Gitter zu versehen, dessen Zellen möglichst geringe Verzerrungswerte aufweisen. In diesem Bereich kommt es während der Hochdruckeinblasung zu starken Expansionsströmungen mit Machzahlen von  $Ma > 1$ , so dass sich mangelnde Gitterqualität vor allem der Randzellen an den Austrittsöffnungen schnell in Konvergenzproblemen niederschlagen.

Position (4) in Bild 5–7 zeigt die strukturierte Vernetzung der Injektoraustrittsbohrungen mit Prismenzellen mit jeweils dreieckiger Grund- und Deckfläche. Die Strömung in diesem Bereich ist sehr stark gerichtet, so dass sich diese Art der Vernetzung anbietet. Die Zellgröße beträgt etwa ein Zehntel des Bohrungsdurchmessers, der im gegenständlichen Fall bei lediglich 0.4 mm liegt. Zudem hat es sich im Bezug auf die Konvergenz als vorteilhaft erwiesen, diesen strukturierten Gitterbereich etwa 0.5 mm weit in den Brennraum hineinzuziehen.

Daran angeschlossen befindet sich das fixe Tetraedernetz des oberen Brennraumes (1), wobei im an die Austrittsöffnungen angrenzenden Bereich (5) mittels einer in Fluent implementierten, so genannten Sizing-Function ein stetiges Anwachsen der Berechnungszellen zum freien Strömungsraum hin erreicht wird. Das Beibehalten der sehr kleinen Zellen des injektornahen Bereiches ergäbe ein Gitter mit Zellanzahlen, die eine Berechnung mit der verfügbaren Berechnungshardware nicht mehr zulassen würden.

Alein die Längenskalen der Zellen weisen eine Spreizung über 2 Größenordnungen aus, was zu einer Spreizung der Zellvolumina über 8 Größenordnungen in ein- und demselben Gitter führt. Dadurch ergeben sich auch bei Berücksichtigung der Sizing-Function Berechnungsnetze mit Zellanzahlen von  $> 10^9$ , was aber im Hinblick auf gute Konvergenzeigenschaften des Gitters durchaus als akzeptabel erachtet werden kann und mit moderner PC-Hardware durchaus noch handhabbar ist.

### 5.3.3 Initialisierung und Randbedingungen am GB-Modell

Der Umstieg vom Ladungswechselmodell auf das Gemischbildungsmodell wird nur wenige Grad Kurbelwinkel vor Beginn der Hochdruckeinblasung vollzogen. Zur Initialisierung des Gemischbildungsmodells kann auf die Ergebnisse des Ladungswechselmodells zurückgegriffen werden. Dies gilt insbesondere für Drehzahlen von etwa  $n > 2500 \text{ min}^{-1}$ , wo die während der Ladungswechselphase generierten Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder einen Einfluss auf die Gemischzusammensetzung zu nehmen beginnen. Unterhalb dieses Drehzahlbereiches zeigen sich in Anbetracht der Dominanz der schnellen  $\text{H}_2$ -Jets während der Hochdruckeinblasung die Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder zum Zündzeitpunkt nahezu unabhängig von den Vorgängen im Zuge des Ladungswechsels.

Bei dem in diesem Kapitel betrachteten  $\text{H}_2$ -Forschungsmotor mit Ottogeometrie liegen die Restgasmengen bei etwa drei bis vier Prozent. Zudem wird der Motor aufgrund der weiten Zündgrenzen von  $\text{H}_2$ /Luft-Gemischen ungedrosselt betrieben und wird die Motorlast mittels Gemischzusammensetzung geregelt. Bei niedrigen Motorlasten ergibt sich demnach ein hohes globales Luftverhältnis, so dass das Restgas zum einen Teil aus Verbrennungsgas, zum anderen jedoch aus der Überschussluft besteht. Dadurch ergeben sich mit der Motorlast veränderliche, sehr kleine Massenanteile der Spezies  $\text{H}_2\text{O}$ . Für den im Rahmen dieser Arbeit vorrangig betrachteten Forschungsmotor mit Dieselgeometrie werden bei gleicher Lastregelung und höherem Verdichtungsverhältnis ähnliche Restgasgehalte erwartet, deren Größe und Verteilung im Brennraum zudem infolge des Mangels einer Verbrennungsrechnung einem mit homogenem Verbrennungsgas initialisiertem Ladungswechselmodell entnommen werden muss und demnach nicht genau bekannt ist. Es erscheint daher legitim, auf eine Initialisierung mit der Spezies Wasser in homogener Verteilung zu verzichten.

Die Berechnung mit dem Ladungswechselmodell wird im ZOT abgebrochen und beinhaltet somit entsprechend Bild 5–4 die gesamte Kompressionsphase. Damit stehen für beliebige Einblasezeitpunkte, beginnend bei frühen Einblasungen knapp nach dem Schließen der Einlassventile bis hin zu späten Einblasungen knapp vor dem ZOT, vollständige Datensätze zur Initialisierung des Gemischbildungsmodells zur Verfügung, die auch Druck- und Temperaturwerte zum jeweiligen Berechnungsbeginn zur Verfügung stellen.

Wie weiter oben bereits beschrieben (vgl. 5.2.1) ist vor allem bei der Erstellung des Ladungswechselmodells eine geometrische Nacharbeit des zugrunde liegenden Motormodells unumgänglich, was größtenteils mit der Abbildung der Ventilbewegungen verknüpft ist. Diese geometrischen Abweichungen führen auch zu Veränderung des Brennraumvolumens, die ihrerseits in Kombination mit den Ungenauigkeiten in den Randbedingungen zu Abweichungen bei Druck, Temperatur und Ladungsmasse im Vergleich zur Messung führen können. Es erscheint daher sinnvoll, bei der Initialisierung des Gemischbildungsmodells, bei dem zudem die notwendigen geometrischen Anpassungen infolge Vernachlässigbarkeit der Ventilbewegungen deutlich moderater ausfallen können, auf eine Korrektur entsprechend der Messung zurückzugreifen, sofern letztere verfügbar ist.

Eine weitere Herausforderung bei der Berechnung des Gemischbildungsprozesses bei innerer Gemischbildung mittels  $H_2$ -Hochdruckeinblasung ist die Abbildung des zeitlichen Verlaufes der Kraftstoffeinbringung, welcher kurbelwinkelaufgelöst am Prüfstand nicht messtechnisch erfasst werden kann. Mit den nachstehend näher erläuterten Annahmen bzw. Voraussetzungen lässt sich in Kombination mit der langsamen Kraftstoffmassenmessung die im Folgenden erläuterte Modellierungsstrategie aufstellen.

Im Unterschied zum weiter unten beschriebenen  $H_2$ -CI FoMo wird beim ottomotorischen Wasserstoffbrennverfahren der Zündzeitpunkt in der Regel auch bei späten Einblasungen nach dem Ende der Kraftstoffeinbringung angesetzt. Ein durch die Verbrennung bedingter Anstieg des Brennraumdruckes kann, solange man von Verbrennungsanomalien wie frühzeitigen Glühzündungen absieht, demnach während der Einblasung nicht auftreten. Der Bereich möglicher Brennraumgedrücke beschränkt sich daher von etwa 1 bar bei früher Einblasung knapp nach Einlassschluss im Saugbetrieb bis zu den Maximalwerten bei später Einblasung, die jeweils vom Verdichtungsverhältnis und dem Aufladegrad abhängen. So ergibt sich beispielsweise bei einer Verdichtung von  $\varepsilon = 13.5$  und einem Aufladegrad von  $a = 2$  für einen stabilen Hochlastbetriebspunkt bei  $\lambda \approx 2$  und  $p_i \approx 16$  bar inklusive der Berücksichtigung der Druckerhöhung während der Kraftstoffeinbringung ein Verdichtungsdruck von etwa 70 bar [25]. Höhere Verdichtungsdrücke ließen sich nur noch mittels höherer Aufladung oder höherem Verdichtungsverhältnis erreichen, wobei aber in beiden Fällen kloppfreier Motorbetrieb nicht mehr darstellbar ist.

Durch eine an diese Maximalwerte angepasste Einstellung des Kraftstoffvordruckes  $p_{H_2}$  lässt sich somit über den gesamten Bereich der Einblasung ein überkritisches Druckverhältnis gewährleisten, das für Wasserstoff bei  $p_{Zyl} / p_{H_2} < 0.528$  liegt und den Massenstrom vom Brennraumgedruck unabhängig macht. Während des Öffnens und Schließens der Injektornadel kommt es zu einer Drosselung des Massenstromes durch kontinuierliches Vergrößern bzw. Verringern des freigegebenen Strömungsquerschnittes.

Ein erster Modellierungsansatz für den zeitlichen Verlauf des Massenstromes ist daher ein entsprechend Bild 5–8 an das rechteckförmige elektrische Ansteuersignal angelehnter trapezförmiger Verlauf, der durch die Berücksichtigung der vom jeweiligen Injektorhersteller vorgegebenen Schaltzeiten entsteht. Die Fläche unter dem Trapez entstammt der Messung und entspricht jener Kraftstoffmasse, die pro Arbeitsspiel in den Brennraum eingebracht wird.

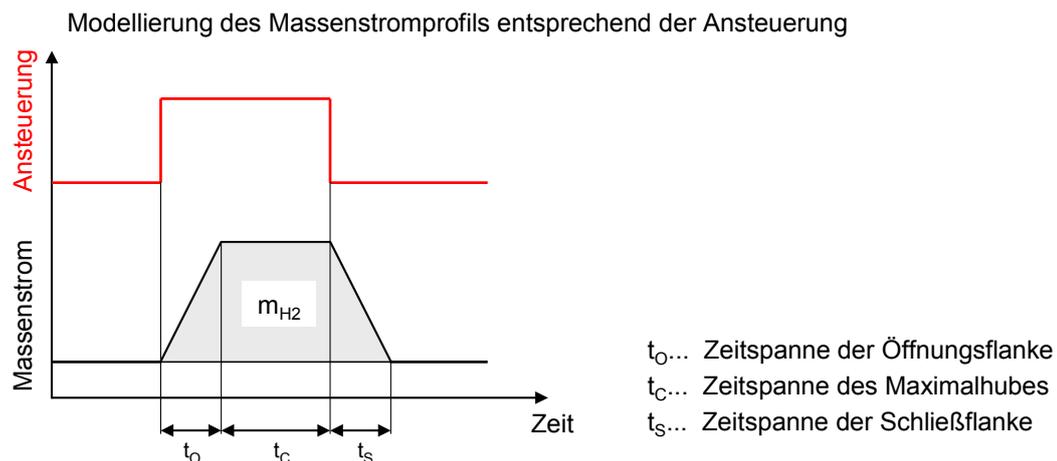


Bild 5–8: Modellierung des  $H_2$ -Massenstromverlaufs bei  $H_2$ -SI entsprechend der Ansteuerung

Eine weitere Steigerung der Genauigkeit bei der Modellierung setzt die Kenntnis des Nadelhubverlaufes voraus. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Injektoren sind sämtlich mit entsprechender Nadelhubsensorik ausgestattet, die den zeitlichen Verlauf des Nadelhubes aufzeichnen und mit Hilfe des am Prüfstand eingesetzten Indiziermessgeräts sichtbar machen kann.

Je nach eingesetztem Injektorfabrikat, aber auch für die unterschiedlichen Einheiten ein und desselben Fabrikats, zeigen die Nadelhubverläufe mehr oder weniger stark ausgeprägte Schwingungen, die gemäß dem Ansteuersignal erst nach dem eigentlichen Öffnen bzw. Schließen des Einblaseventils auftreten. Am Beispiel eines mittelmäßig stark mit Schwingungen behafteten Signals soll dieses Phänomen nachfolgend in Bild 5–9 dargestellt werden.

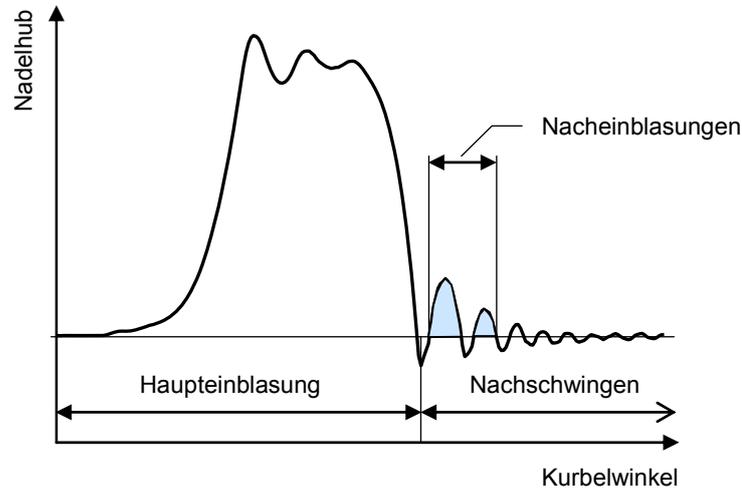


Bild 5–9: Gemessenes Nadelhubprofil mit Nachschwingungen

Bild 5–9 lässt erkennen, dass die Schwingungsphänomene nicht nur nach dem Schließen des Injektorventils, sondern auch nach der Öffnungsflanke auftreten können. Dies und der Umstand, dass es bei den Schwingungen nach dem Schließen der Injektornadel zu Unterschwingern, also laut Messung negativen Ausschlägen der Injektornadel, kommt, legen die Vermutung nahe, dass es sich bei den aufgezeichneten Schwingungen nicht ausschließlich um definitive Bewegungen der Injektornadel handelt, sondern dass diesen Bewegungen eine elastische Schwingung überlagert ist, die einerseits aus den Elastizitäten zwischen Nadel und Nadelsitz herrühren, andererseits aber auch in der Anbindung des Hubmesssystems selbst begründet sein kann.

Zudem lässt sich mittels LIF-Messung am Transparentmotor feststellen, dass lediglich bei den ersten zweien bis dreien dieser im Nadelhubsignal erkennbaren Schwingungen sichtbare Kraftstoffnacheinblasungen und damit erneute Öffnungsbewegungen des Injektorventils auftreten [26]. Ignoriert man demgemäß all jene Schwingungen, bei denen am Transparentmotor keine Nacheinblasungen sichtbar werden, und überlagert man das gemessene Nadelhubsignal mit einer gedämpften, harmonischen Schwingung in der Art, dass die negativen Ausschläge verschwinden, so ergeben sich Massenstromprofile, wie das in Bild 5–10 gezeigt.

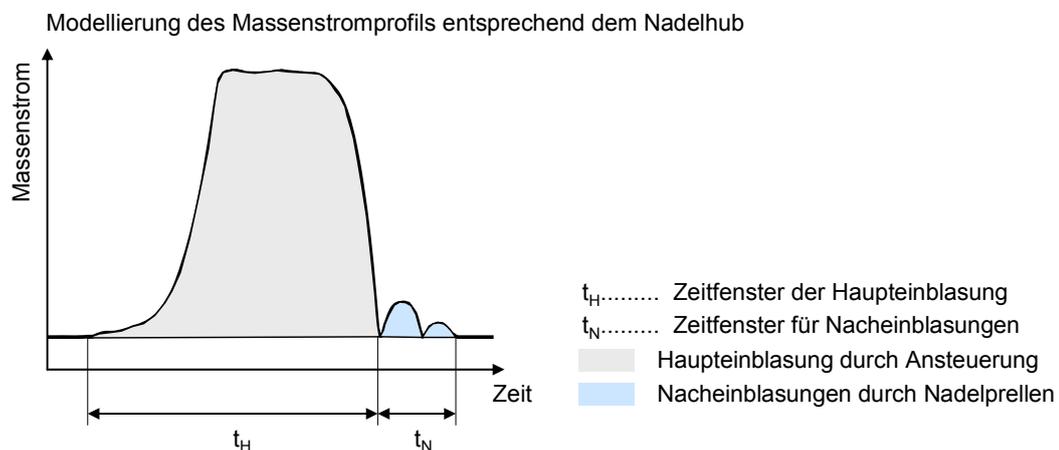


Bild 5–10: Modellierung des  $H_2$ -Massenstromverlaufs bei  $H_2$ -SI entsprechend dem Nadelhub

Damit steht eine Methodik zur Verfügung, die bei bekanntem Nadelhubsignal und unter der Prämisse, dass die Einblasung durchgängig überkritisch bleibt, eine unter den gegebenen Voraussetzungen bestmöglich verifizierte Modellierung des zeitlichen Verlaufes des  $H_2$ -Einblasemassenstromes ermöglicht.

Von den beiden eingesetzten Hochdruckinjektoren zeigt die Konstruktion von Hörbiger stärkere Anfälligkeit auf Erkennbarkeit des Nadelprellens im Messsignal als der Westport-Injektor [25]. Bei letzterem fallen auch die Amplituden der wenigen auftretenden Nachschwingungen kleiner aus, wiewohl auch in der optischen Messung die Nacheinblasemengen geringer zu sein scheinen [26]. Auf die Berücksichtigung einer harmonischen Schwingung zur Nachbesserung des zur Modellierung der Einblasung herangezogenen Messsignals konnte daher beim Injektor von Westport verzichtet werden.

### 5.3.4 Validierung der GB-Rechnung mittels Transparentmotor

Im vorliegenden Kapitel sollen zur Validierung der Berechnungsergebnisse, die unter Anwendung der oben beschriebenen Modellierungsmethodik entstanden sind, Vergleiche mit Ergebnissen von LIF-Messungen am Transparentmotor (vgl. 4.2.1) dokumentiert werden.

Für die Hochdruckeinblasung des Wasserstoffs wird dabei auf den Westport-Injektor Typ J43P3 zurückgegriffen, dessen Düsen spitze im gegenständlichen Fall acht Bohrungen mit je 0.4 mm Lochdurchmesser aufweist, was zu einem Gesamtdüsenquerschnitt von etwa  $1 \text{ mm}^2$  führt. Das Lochbild dieses so genannten 8 x 0.4 – Injektors ist in Bild 5–11 (links [25]) gezeigt. Es wurde zu Beginn des HylCE-Projektes im Jahre 2004 ausgelegt und zielt darauf ab, den gesamten Brennraum mit Wasserstoff zu versorgen und so die im Zylinder befindliche Luft insofern bestmöglich in den Gemischbildungsprozess einzubinden, als dass Überschichtungen auch bei späten Einblasungen weitgehend verhindert werden können. Unter dem Begriff Überschichtung soll hier eine Gemischzusammensetzung verstanden werden, die trotz eines mageren Betriebspunktes mit  $\lambda_{\text{global}} > 1$  örtlich sehr fette Zonen mit  $\lambda_{\text{lokal}} \ll 1$  aufweist, während andere Regionen des Brennraumes mit reiner Luft gefüllt bleiben, so dass sich insgesamt eine für ottomotorische Brennverfahren unzureichende Durchmischung ergibt.

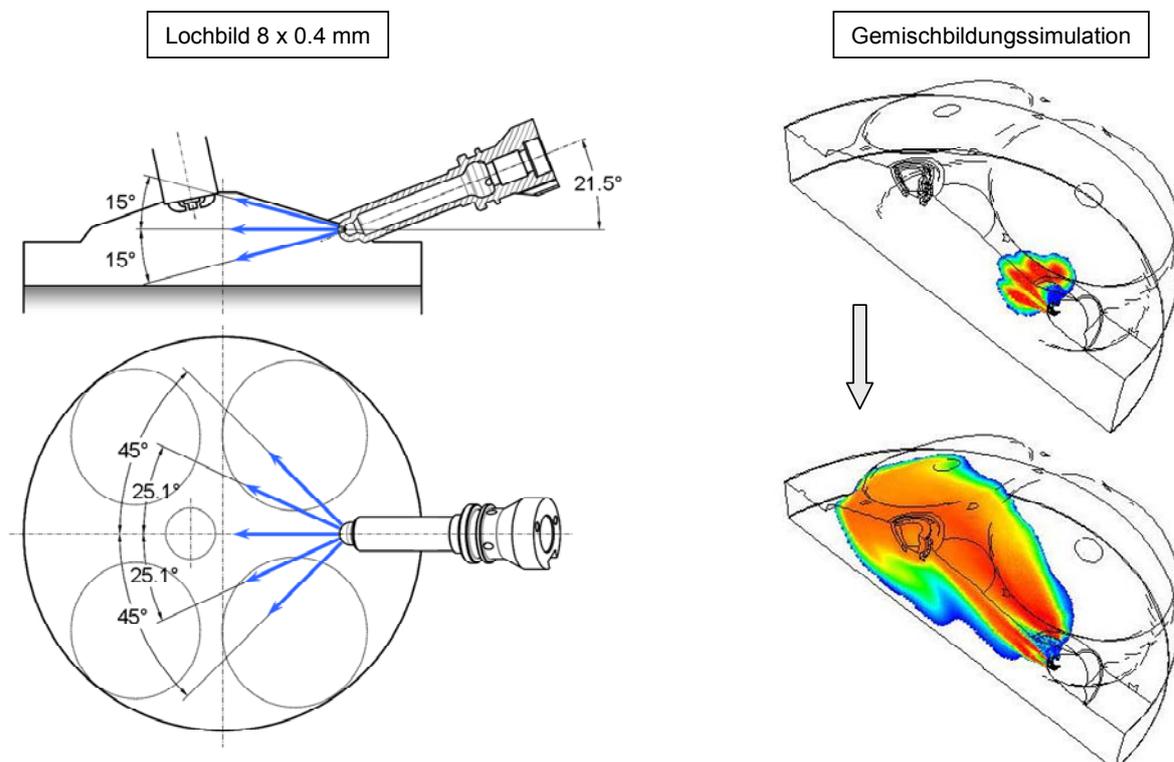


Bild 5–11: Lochbild des 8 x 0.4 mm – Injektors (links) und zugehörige Strahlausbreitung (rechts)

Rechts in Bild 5–11 sind für zwei diskrete Zeitpunkte während der Einblasung Ergebnisbilder aus einer Gemischbildungssimulation unter Verwendung des links skizzierten Lochbildes dargestellt. Dabei sind im oberen Bild, das eine Momentaufnahme nur wenige Grad Kurbelwinkel nach Beginn der Einblasung zeigt, die Strahlkerne der aus den einzelnen Düsenlöchern austretenden Wasserstoffjets noch eindeutig voneinander zu unterscheiden. Die Einblasestrahlen treten somit in der Anfangsphase der Hochdruckeinblasung entsprechend den Richtungen der Injektordüsenbohrungen in den Brennraum ein.

Für einen später im Einblasefenster gelegenen Zeitpunkt zeigt die rechts unten in Bild 5–11 dargestellte, der gleichen Gemischbildungsrechnung entnommene Abbildung eine Gemischwolke, bei der die einzelnen Teilstrahlen auch in der Nähe der Injektordüsen Spitze nicht mehr voneinander abgegrenzt erkennbar sind. Vielmehr hat sich gemäß der Simulationsrechnung eine durchgängige Gemischwolke mit fettem Kern gebildet, die ungeachtet des zugrunde liegenden Lochbildes in Form eines zusammenhängenden, kompakten Einblasestrahls am Zylinderkopfdach entlang in Richtung Zündkerze und dann weiter in Richtung der dem seitlich eingebauten Injektor gegenüberliegenden Quetschfläche strömt. Im Vergleich der beiden Simulationsbilder zeigt sich einerseits, dass im Verlauf der Einblasung der Bereich unter dem Injektor dadurch nicht mit Kraftstoff versorgt werden kann, weil sich der im oberen Bild in der Symmetrieebene schräg nach unten zeigende Einblasestrahl offensichtlich im späteren Verlauf des Einblasevorganges mit dem darüberliegenden vereinigt und dann mit diesem gemeinsam, dessen ursprünglicher Richtung folgend, weiterströmt. Andererseits scheint in Analogie zum zuvor gesagten auch der Außenbereich des Brennraumes nur unzureichend mit Kraftstoff beladen werden zu können, was offensichtlich einer ähnlichen Ausprägung der Strömung an den äußeren Einblasejets zuzurechnen ist, die ihre Strömungsrichtungen ebenfalls an jene der weiter innen liegenden Strahlen anpassen und sich mit diesen vereinigen. Gemäß den Ergebnissen der Simulationsrechnung tritt beim  $8 \times 0.4 \text{ mm}$  – Lochbild also genau jene Ausprägung der Strömung ein, der durch die geometrische Auslegung entgegengewirkt hätte werden sollen.

Das dafür verantwortliche physikalische Phänomen ist der so genannte Coandă-Effekt, der in [27, 28] eingehend beschrieben ist und daher hier nur kurz anhand Bild 5–12 vorgestellt werden soll. Die Bilder sind der Berechnung einer zeitlich früh angesetzten Einblasung entnommen und zeigen für jeweils zwei knapp aufeinanderfolgende Zeitpunkte die Druck- (obere Reihe) und Machzahlverteilungen (untere Reihe) im Bereich um den Injektoraustritt.

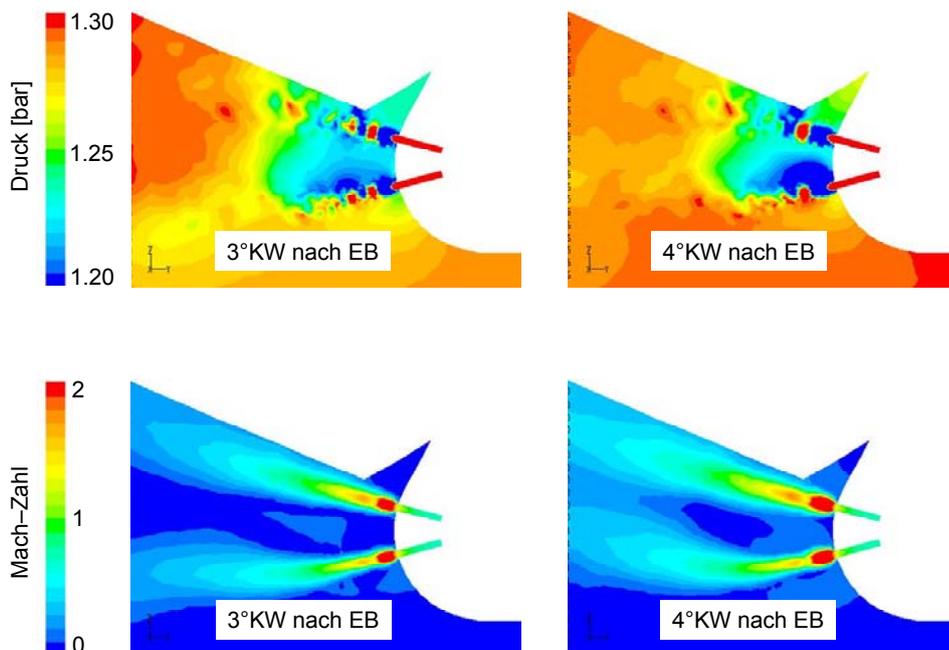


Bild 5–12: Druck- und Machzahlverteilung an der Injektordüse am Beginn der Hochdruckeinblasung

Zur gewählten Skalierung der Druckbilder (obere Reihe) ist anzumerken, dass diese bewusst innerhalb eines engen Druckbereichs aufgespannt ist, damit die auftretenden moderaten Unterschiede gut aufgelöst werden können. Neben der gut erkennbaren Visualisierung der bei der Hochdruckeinblasung auftretenden Mach'schen Knoten lässt sich bereits bei 3°KW nach Einblasebeginn (EB) die Ausbildung eines Unterdruckgebietes vor allem zwischen den schnellen Einblasestrahlen erkennen, welches sich in abgeschwächter Form aber auch in deren näherer Umgebung ausbildet. Dadurch kommt es zu Kräften, die sich einerseits zwischen den Einblasestrahlen untereinander und andererseits zwischen wandnahen Einblasejets und den Wänden aufbauen und ihrerseits eine Tendenz zur Ablenkung der Wasserstoffjets bewirken. In der darunter abgebildeten Geschwindigkeitsverteilung für diesen Zeitpunkt lässt sich diese Tendenz auch bereits in Form einer Ablenkung des unteren Einblasestrahls in Richtung des oberen erkennen.

Bereits 1°KW später zeigt sich das Unterdruckgebiet zwischen den Wasserstoffjets deutlich stärker ausgeprägt, wie rechts oben in Bild 5–12 zu erkennen ist. Die zugehörige Geschwindigkeitsverteilung (Bild 5–12, rechts unten) zeigt auch ein bereits vollständig vollzogenes Anklappen des unteren Wasserstoffjets an den oberen, so dass beide am räumlichen Ultimo ihres Eindringens zum betrachteten Zeitpunkt parallele Strömungsrichtungen aufweisen, die dem geometrischen Verlauf des Zylinderkopfdaches angepasst sind.

Die CFD-Simulation ist somit in der Lage, diesen physikalisch bedingten Effekt abzubilden. Im Nachfolgenden soll nun anhand von Vergleichen zwischen Berechnungen und optischen Messergebnissen für jeweils eine frühe und eine späte Einblasung untersucht werden, inwieweit die Simulationsrechnung die tatsächlichen Verhältnisse während der gesamten Gemischbildungsphase wiedergeben und damit in weiterer Folge auch vorausberechnen kann.

#### 5.3.4.1 Validierung bei früher Einblasung

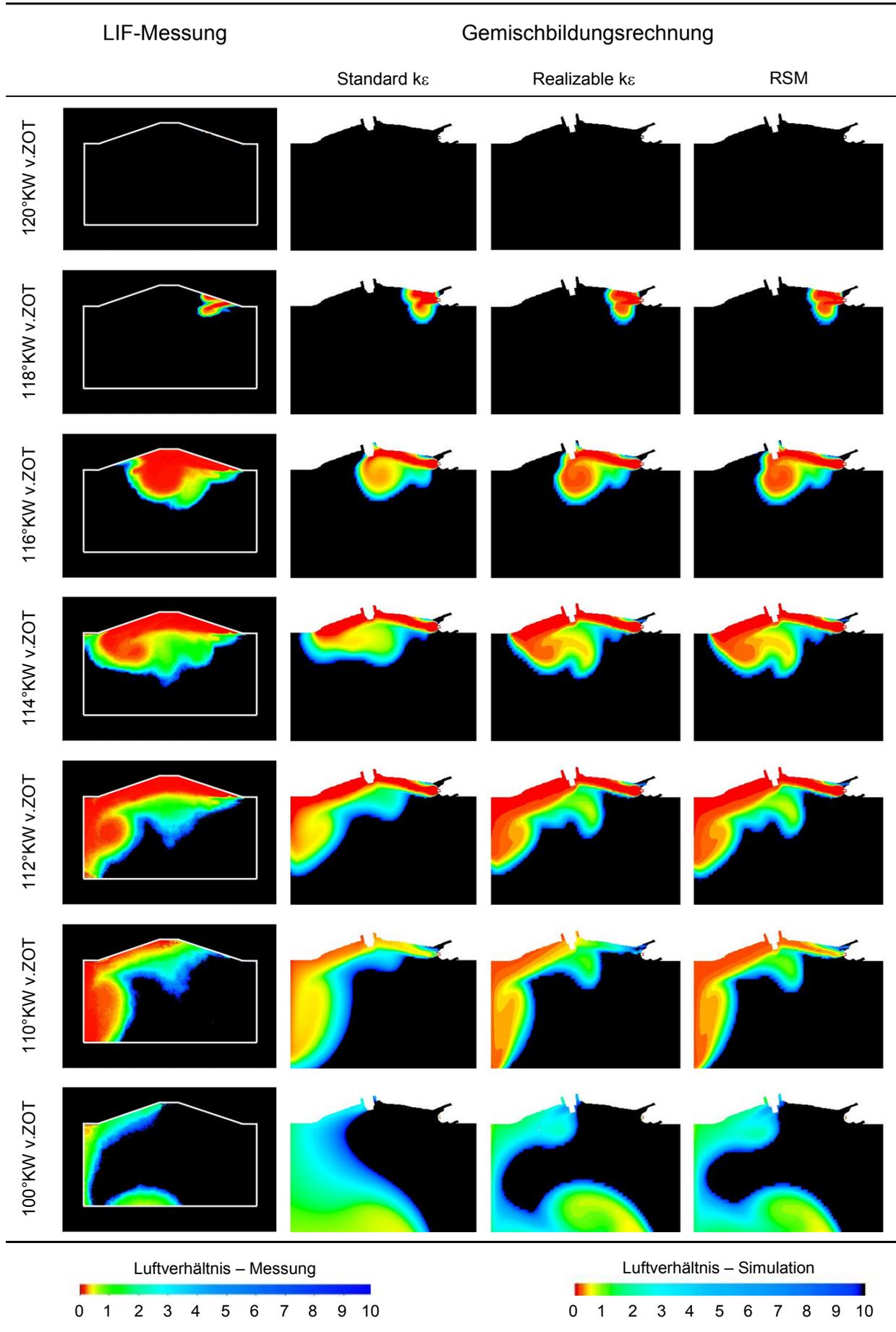
Für die erste Messreihe zur Validierung der CFD-Ergebnisse wurde am optischen Forschungsmotor ein Betriebspunkt mit früher Einblasung gewählt. Dabei wird knapp nach dem Schließen der Einlassventile der Injektor bei 120°KW v.ZOT angesteuert und so die Wasserstoff-Einblasung gestartet. Aufgrund der weiter oben schon beschriebenen, konzeptbedingten Einschränkungen des Transparentmotors in Bezug auf Drehzahl und Motorlast wurde ein niedriger Teillastbetriebspunkt bei 1000 min<sup>-1</sup> gewählt, dessen Kenndaten nachfolgend in Tabelle 5-1 zusammengefasst sind.

Drehzahl	1000 min <sup>-1</sup>
indizierter Mitteldruck	2.1 bar
Luftverhältnis	2.6
Kraftstoffvordruck	140 bar
Einblasebeginn	120°KW v.ZOT
Einblasedauer	9°KW
Zündzeitpunkt	10°KW v.ZOT
Injektor	Westport J43P3 8 x 0.4 mm

Tabelle 5-1: Kenndaten des Validierungsbetriebspunktes bei früher Einblasung

Am Transparentmotor wurde für den Einsatz der LIF-Messtechnik (vgl. 4.2.3.1) auf eine vertikale Lichtschnittebene zurückgegriffen, die so eingekoppelt wurde, dass genau die Symmetrieebene des Motors mittels Laser beleuchtet wird. Das Kamerasystem wird im rechten Winkel dazu angeordnet und liefert demgemäß Aufnahmen des Gemischbildungsprozesses in der Symmetrieebene.

Die nachfolgende Bildreihe (Bild 5–13) stellt diesen Messergebnissen zu diskreten Kurbelstellungen jeweils drei Bilder gegenüber, die aus Gemischbildungsrechnungen unter Anwendung jeweils unterschiedlicher Turbulenzmodelle entnommen sind. Dabei kommen ein Standard- $k\epsilon$  Modell, ein erweitertes Zweigleichungsmodell (Realizable  $k\epsilon$ ) und ein RSM-Modell zur Anwendung. Die Modelle sind bereits in 3.1.2 beschrieben.



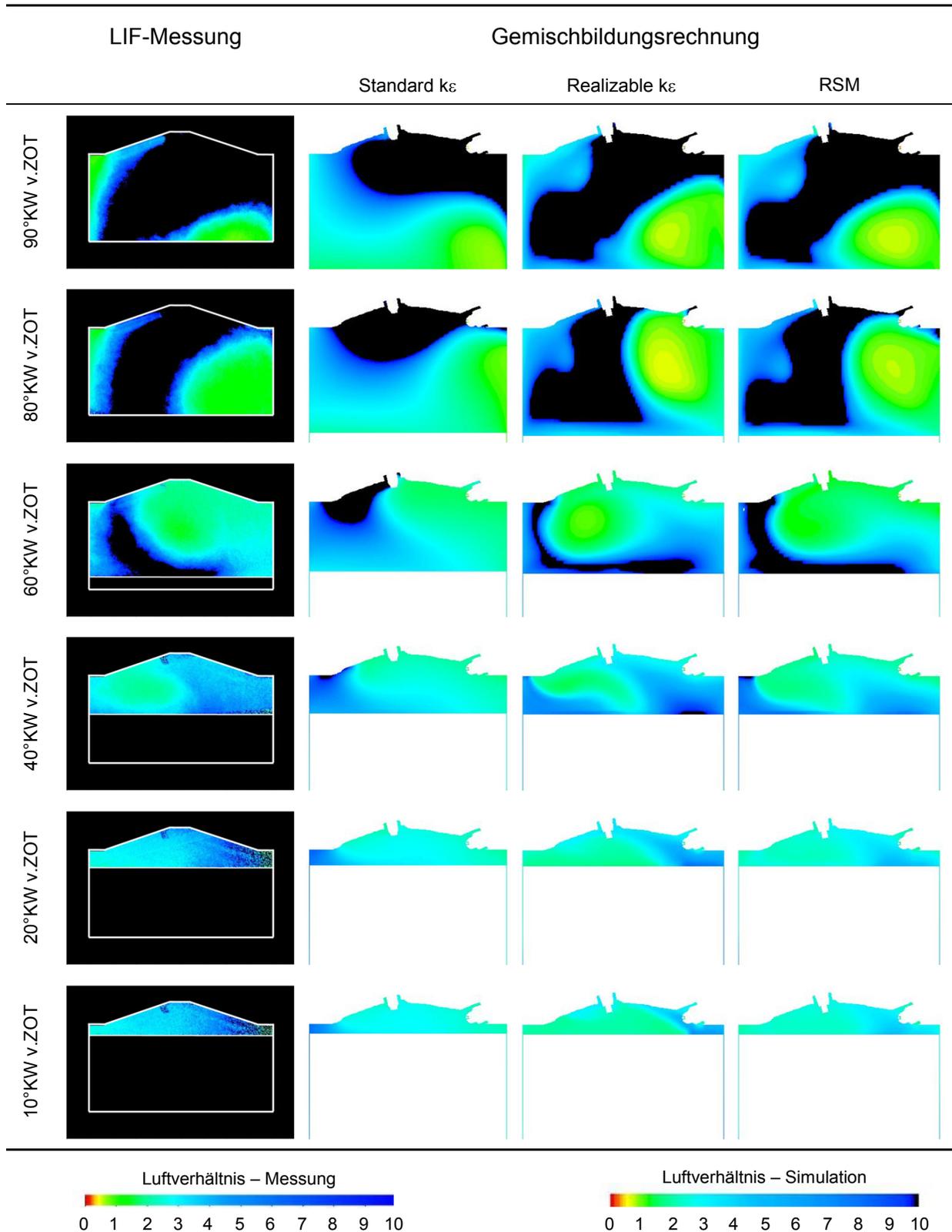


Bild 5–13: Vergleich der LIF-Messung mit CFD-Ergebnissen bei früher Einblasung

Innerhalb der Anfangsphase der Einblasung betragen die zeitlichen Abstände zwischen den LIF-Aufnahmen jeweils 1°KW, ab 105°KW v.ZOT werden diese Inkremente auf 5°KW erhöht. Grund dafür ist die notwendige Begrenzung des Messaufwandes. Wie bereits in 4.2.3.1 beschrieben ist der Prozess zur Gewinnung eines auf Basis des Luftverhältnisses quantifizierten LIF-Bildes sehr aufwändig [26]. Zudem werden bei durchgängigem Betrieb des Transpantmotors Schäden an den kostenintensiven Glaskomponenten riskiert.

Die Abbildungsreihe ganz oben in Bild 5–13 zeigt jenen Zeitpunkt bei 120°KW v.ZOT, auf den bei dieser Messreihe das Ansteuersignal für den Injektor gesetzt ist. Demgemäß zeigt sich der Brennraum noch vollkommen frei von Kraftstoff.

Das erste Eindringen von Wasserstoff in den Brennraum des Transparentmotors kann bei 118°KW v.ZOT beobachtet werden, wonach der zeitliche Versatz zwischen der Ansteuerung und dem eigentlichen Beginn der Einblasung auf etwa 2°KW beziffert werden kann. Nachdem bei der Simulationsrechnung zur Abbildung der Einblasung auf eine Modellierung des zeitlichen Verlaufes des Kraftstoffmassenstroms zurückgegriffen wird, muss dieser zeitliche Versatz bei der Wahl des Einblasebeginnes entsprechend berücksichtigt werden. Bei 118°KW v.ZOT zeigen sowohl die Messung, als auch die Rechnungen noch voneinander unterscheidbare Wasserstoffjets aus jenen Bohrungen in der Injektordüse, die in der betrachteten Symmetrieebene liegen. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Turbulenzmodelle sind zu diesem frühen Zeitpunkt noch gering. Zusätzlich ist anzumerken, dass in der Messung aufgrund der vorgegebenen Profilierung des Glasringes der einsehbare Bereich zwar sehr nahe an das Zylinderkopfdach heranreicht, dieser aber im Unterschied zur Simulation nicht den gesamten Brennraum umfasst, was an den von der realen Kontur abweichenden, gerade ansteigenden Begrenzungslinien in den Messaufnahmen festgemacht werden kann. Das führt dazu, dass im betrachteten Bild der obere der beiden H<sub>2</sub>-Jets nur teilweise sichtbar gemacht werden kann.

Bei 116°KW v.ZOT hat die Wirkung des weiter oben schon beschriebenen Coandă-Effektes die einzelnen Teilstrahlen bereits zu einem Gesamtstrahl zusammengeführt, der sich entlang des Zylinderkopfdaches weiterbewegt und bereits die Zündkerze erreicht hat. Zwischen Messung und Rechnung ergeben sich insofern Unterschiede, als dass die Messung die Gemischwolke insgesamt größer erscheinen lässt als dies bei allen Rechnungen der Fall ist. Der Wirbel, der sich im Bereich unter der Zündkerze ausgebildet hat, kann von allen Turbulenzmodellen abgebildet werden, wobei sich in diesem Bereich bei Anwendung des Standard  $k\varepsilon$ -Modells eine magerere Gemischzusammensetzung ergibt. Die Unterschiede zwischen Messung und Rechnung können zum Teil eventuell dem Einfluss der Zündkerzengeometrie zugerechnet werden, deren Einbaulage am Motor für diese Messreihe nicht dokumentiert worden ist. Zudem löst die Farbverlaufsskala der Messung den kraftstoffreichen Bereich zwischen  $0 \leq \lambda \leq 1$  nicht ausreichend fein auf, als dass dieser für die Simulationsrechnung exakt nachgestellt hätte werden können. Im CFD-Code wird die Farbzuordnung über Stützstellen mit wählbaren Farbwerten festgesetzt, wobei der Farbverlauf für die dazwischen liegenden Bereiche selbstständig interpoliert wird. Kleinere Abweichungen sind daher auch mit entsprechend vielen Stützstellen im fetten Bereich nicht gänzlich zu vermeiden, was für die als etwas kraftstoffreicher ausgewiesene Darstellung der Messaufnahmen gegenüber den CFD-Ergebnissen mitverantwortlich sein könnte.

Bei 114°KW v.ZOT hat die Gemischwolke den Übergang zwischen dem – in Strömungsrichtung gesehen – schräg abfallenden Teil des Zylinderkopfdaches zur dem Injektor gegenüberliegenden Quetschfläche erreicht. Generell bildet die Simulation also auch das Eindringverhalten des Wasserstoffs in diesem kritischen Bereich unmittelbar nach Beginn der Einblasung sehr genau ab. Als krasser Unterschied zwischen den einzelnen Turbulenzmodellen zeigt sich jedoch, dass nur die beiden höherwertigen Modelle (Realizable- $k\varepsilon$  und RSM) zur genauen Abbildung des vorne am Einblasestrahl transportierten Wirbels in der Lage sind, während dieser beim Standard  $k\varepsilon$ -Modell bereits in dieser Phase kaum mehr vorhanden ist.

Der Einblasestrahl, der zu diesem Zeitpunkt immer noch mit Kraftstoff aus dem Injektor versorgt wird, trifft dann auf die dem Injektor gegenüberliegende Zylinderwand auf der Auslassseite des Motors und wird dort in Richtung des sich aufwärts bewegenden Kolbens nach unten abgelenkt. Vorne am Einblasestrahl wird immer noch der bereits oben angesprochene Wirbel transportiert, der bei Anwendung des Standard  $k\varepsilon$ -Modells zwar ansatzweise vorhanden, aber jedenfalls als wesentlich kraftstoffärmer berechnet wird als dies bei Anwendung der höherwertigen Turbulenzmodelle in Einklang mit den LIF-Aufnahmen der Fall ist.

Im folgenden Verlauf des Gemischbildungsprozesses bewegen sich der Einblasestrahl und der Kolben aufeinander zu, wobei die Einblasung selbst etwa bei 111°KW v.ZOT endet, was in der Bildreihe für 110°KW v.ZOT auch zu erkennen ist. Ebenfalls sind in diesen Bildern Unterschiede zwischen den Ergebnissen des Standard  $k\varepsilon$ -Modells und jenen der beiden höherwertigen Modelle insofern auszumachen, als dass letztere einen deutlich schärfer abgegrenzten Übergang zwischen der Gemischwolke und der umgebenden Luft errechnen als das Standard  $k\varepsilon$ -Modell, bei dem sich ein räumlich ausgedehnter, eher verschliffener Übergangsbereich auszubilden beginnt. Entsprechend der gewählten Skalierung wird mageres Gemisch im nicht zündfähigen Bereich ab einem lokalen Luftverhältnis von  $\lambda_{\text{lokal}} \geq 10$  ebenfalls der Luft zugerechnet und mit schwarzer Farbe dargestellt. Darüber hinaus lässt sich auch in dieser Bildreihe die bessere Übereinstimmung der Berechnungen bei Anwendung der höherwertigen Turbulenzmodelle mit den Ergebnissen der Messung erkennen.

Die Gemischwolke erreicht dann den Kolbenboden und wird dort neuerlich umgelenkt, so dass sie in weiterer Folge entlang des Kolbenbodens zurück zur Einlassseite des Motors strömt. Die Bildreihe für 100°KW v.ZOT zeigt diese Situation kurz vor dem Erreichen der einlassseitigen Zylinderwand. Die Kraftstoffwolke hat sich in der Zwischenzeit weiter mit der umgebenden Brennraumluft gemischt und erscheint dadurch über den gesamten Bereich magerer, lediglich am vorderen Ende wird immer noch der kraftstoffreiche Wirbel mit der Hauptströmung mittransportiert. Die Unterschiede betreffend die Abgrenzung der Gemischwolke treten hier erstmals offenkundig zutage.

Die Gemischwolke erreicht im weiteren Verlauf dann die einlassseitige Brennraumwand und wird dort neuerlich umgelenkt, was an der Bildreihe für den Zeitpunkt 90°KW v.ZOT zu erkennen ist. Bei den Berechnungen ergeben sich neben den bereits angesprochenen Unterschieden im Übergangsbereich zwischen Gemischwolke und Luft ebenfalls sichtbare Abweichungen in der Eindringtiefe, die vom Realizable  $k\varepsilon$ -Modell vergleichsweise leicht überbetont zu werden scheint. Ungeachtet dessen geben aber die beiden höherwertigen Turbulenzmodelle die Form der Gemischwolke in wesentlich besserer Übereinstimmung mit der Messung wieder als dies beim einfachen Zweigleichungsmodell der Fall ist.

Bei etwa 80°KW v.ZOT passiert die Gemischwolke neuerlich den seitlich eingebauten Injektor und hat somit einen kompletten Umlauf im Brennraum vollzogen. Während sich die Kraftstoffwolke auf ihrem Weg durch den Brennraum mit der Umgebungsluft durchmischt und so kontinuierlich abmagert, treten die Unterschiede zwischen den unter Verwendung des Standard  $k\varepsilon$ -Modells errechneten CFD-Ergebnissen und jenen der optischen Messung immer deutlicher zutage. Abweichend dazu bildet die CFD-Rechnung bei Anwendung der höherwertigen Turbulenzmodelle die Messergebnisse hinreichend genau ab.

Bei 60°KW v.ZOT wird ersichtlich, dass der immer noch in einer leichten Drehbewegung befindliche kraftstoffreiche Teil vorne an der Gemischwolke bei Anwendung des Standard  $k\varepsilon$ -Modells in dieser Phase deutlich langsamer die begrenzenden Wänden entlang transportiert wird, als dies bei Anwendung des Realizable  $k\varepsilon$ - bzw. des Reynolds Stress-Modells der Fall ist. Während bei den beiden letztgenannten der vordere Teil der Gemischwolke bereits wieder den Übergang des schrägen Teiles des Zylinderkopfdaches zur auslassseitigen Quetschfläche erreicht hat und im Bereich unter dem Injektor bzw. den Einlassventilen weitgehend abgemagertes Gemisch vorherrscht, positioniert das Standard  $k\varepsilon$ -Modell den vorne liegenden, fetten Teil der Gemischwolke zu diesem Zeitpunkt noch in Strömungsrichtung vor der Zündkerze und füllt den einlassseitigen Bereich des Brennraums – deutlich von den Messergebnissen abweichend – mit vergleichsweise fetterem Gemisch.

Bei 40°KW v.ZOT zeigt das der LIF-Messung entnommene Bild einen im Bezug auf die Gemischverteilung zweigeteilten Brennraum. Während in der einlassseitigen Hälfte stark abgemagertes Gemisch vorherrscht, wird der auslassseitige Bereich von deutlich fetterem Gemisch ausgefüllt, das in Richtung der Zylinderwand wieder leicht abmagert. Während die beiden höherwertigen Turbulenzmodelle dies mit klaren Vorteilen für das komplexere RSM-Modell gut wiedergeben können, zeigt sich beim Standard  $k\varepsilon$ -Modell in diesem Bereich eine tendenziell umgekehrte Gemischverteilung.

Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses nähert sich der Kolben dem ZOT an und führt so zur bekannten Quetschflächenströmung, bei der es auf beiden Seiten zu einer Geschwindigkeitserhöhung der Strömung in Richtung der Brennraummitte kommt. Beim Standard  $k\varepsilon$ -Modell ist der Bereich der Quetschflächen zu dieser Zeit noch mit magerem Gemisch gefüllt, das nun mit erhöhter Geschwindigkeit dem kraftstoffreicheren Bereich entgegenströmt, diesen weiter abbremst bzw. auch durchsetzt und so dessen Eindringen in den Bereich der auslassseitigen Quetschfläche verhindert. Das Bild für den Zeitpunkt 20°KW v.ZOT zeigt demnach den fetteren Teil der Gemischwolke im Vergleich zum Ergebnis für 40°KW v.ZOT nahezu unverändert positioniert, er erscheint jedoch leicht abgemagert. Die besagte Quetschflächenströmung tritt in gleicher Weise auch bei der Simulationsrechnung mit den komplexeren Turbulenzmodellen auf, der Unterschied besteht jedoch darin, dass in diesen Fällen fetteres Gemisch aus der auslassseitigen Quetschfläche entweicht und sich so wieder in Richtung Einlassseite ausbreitet.

Der Zündzeitpunkt für diesen Betriebspunkt ist bei 10°KW v.ZOT angesetzt. Die LIF-Messung zeigt für diesen Zeitpunkt eine Gemischzusammensetzung, bei der die fettesten Regionen im Bereich der auslassseitigen Quetschfläche auftreten und es hin zur Einlassseite zu einem kontinuierlichen Abmageren des Gemisches kommt. Die Rechnung unter Anwendung des Standard  $k\varepsilon$ -Modells errechnet insofern falsche Tendenzen, als dass sich die kraftstoffreichsten Bereiche des Gemisches innerhalb der einlassseitigen Quetschfläche befinden und es in Richtung Auslass zu einer Abmagerung kommt, wobei die kraftstoffärmsten Gemischbereiche – genau konträr zu den Messergebnissen – in der auslassseitigen Quetschfläche liegen. Realizable  $k\varepsilon$ - bzw. RSM-Modell geben die Gemischverteilung hingegen korrekt wieder, wobei das Realizable  $k\varepsilon$ -Modell eine vergleichsweise etwas schärfere Abtrennung zwischen kraftstoffreicherer und kraftstoffärmerer Region errechnet als das RSM-Modell, das somit die messtechnisch erfassten Verhältnisse am besten wiedergibt.

Es lässt sich daher festhalten, dass sich für die Gemischbildungssimulation bei früher Einblasung die Berechnung mittels Standard  $k\varepsilon$ -Modell aufgrund falsch berechneter Tendenzen als ungeeignet erwiesen hat und demgemäß unbedingt auf eines der höherwertigen Turbulenzmodelle zurückgegriffen werden muss. Das RSM-Modell liefert dabei im Vergleich zum Realizable  $k\varepsilon$ -Ansatz eine nochmals höhere absolute Genauigkeit im Sinne einer besseren Übereinstimmung mit den Messergebnissen, die aber mit deutlich längeren Durchlaufzeiten erkauft werden muss.

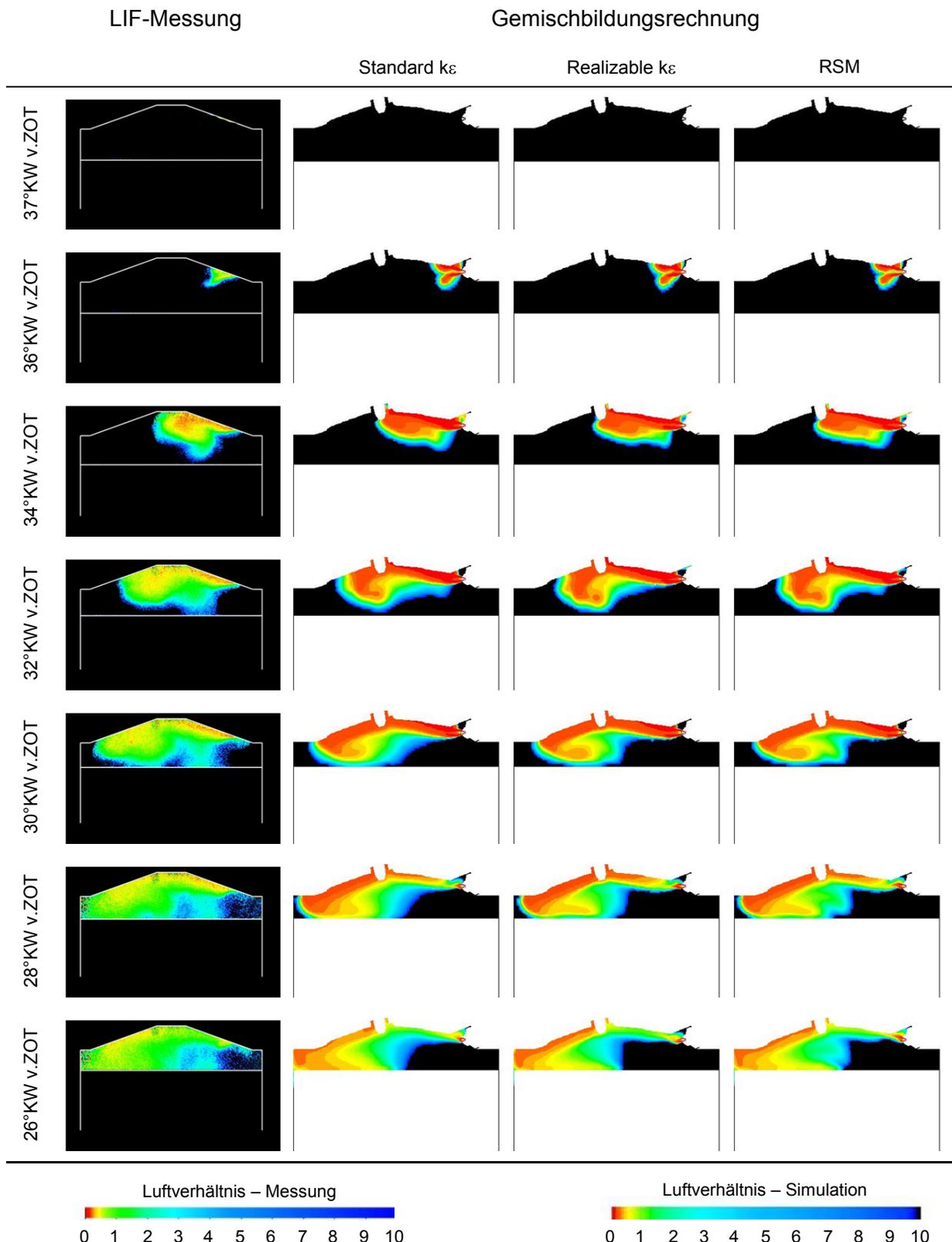
#### 5.3.4.2 Validierung bei später Einblasung

Für die zweite Messreihe zur Validierung der CFD-Ergebnisse wurde am optischen Forschungsmotor ein Betriebspunkt mit später Einblasung gewählt. Dabei wird knapp vor dem Erreichen des oberen Totpunktes der Injektor bei 37°KW v.ZOT angesteuert und so die Wasserstoff-Einblasung gestartet. Aufgrund der weiter oben schon beschriebenen, konzeptbedingten Einschränkungen des Transparentmotors in Bezug auf Drehzahl und Motorlast wurde ein niedriger Teillastbetriebspunkt bei  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  gewählt, dessen Kenndaten nachfolgend in Tabelle 5-2 zusammengefasst sind.

Drehzahl	1000 $\text{min}^{-1}$
indizierter Mitteldruck	3 bar
Luftverhältnis	2.5
Kraftstoffvordruck	140 bar
Einblasebeginn	37°KW v.ZOT
Einblasedauer	9°KW
Zündzeitpunkt	0°KW (ZOT)
Injektor	Westport J43P3 8 x 0.4 mm

Tabelle 5-2: Kenndaten des Validierungsbetriebspunktes bei später Einblasung

Die nachfolgende Bildreihe (Bild 5–14) stellt diesen Messergebnissen zu diskreten Kurbelstellungen jeweils drei Bilder gegenüber, die aus Gemischbildungsrechnungen unter Anwendung unterschiedlicher Turbulenzmodelle entnommen sind. Dabei kommen wieder ein Standard  $k_\epsilon$ -Modell, ein erweitertes Zweigleichungsmodell (Realizable  $k_\epsilon$ ) und ein RSM-Modell zur Anwendung. Die Modelle sind bereits in 3.1.2 beschrieben.



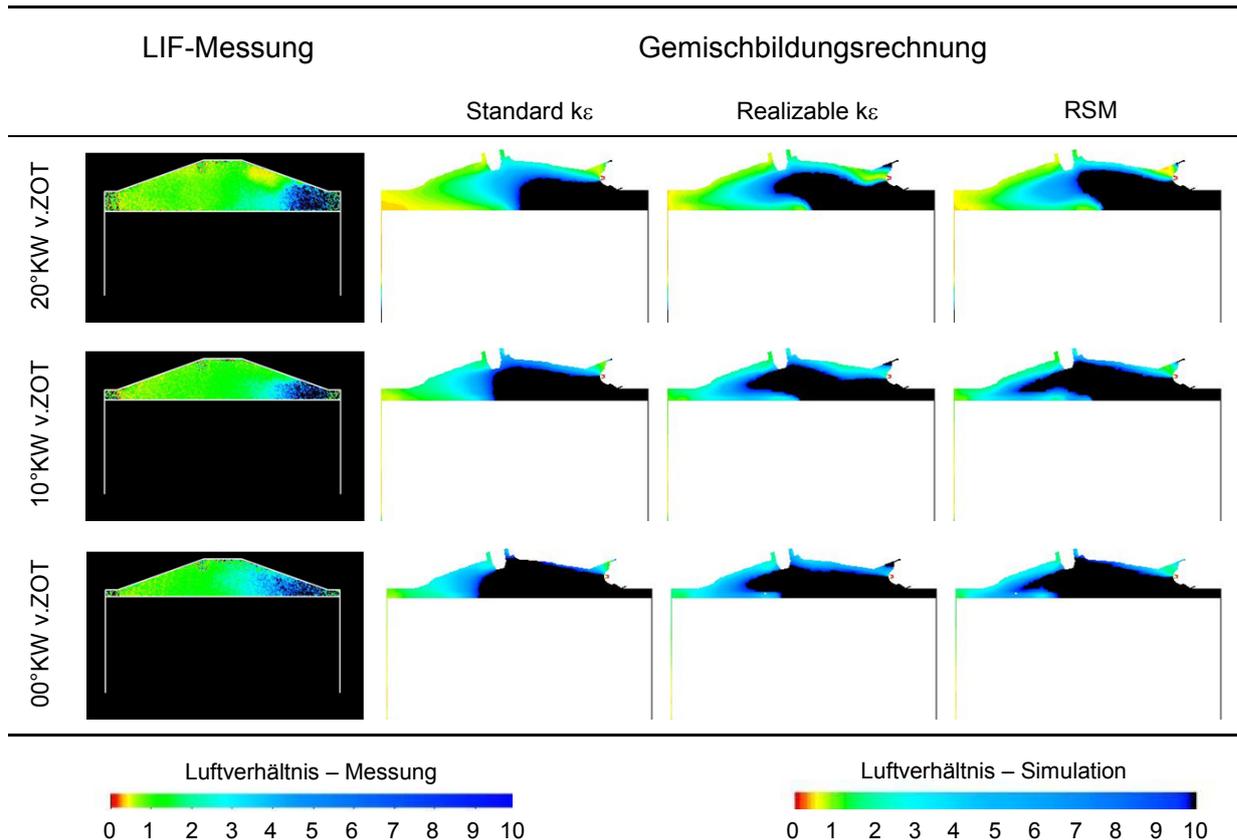


Bild 5–14: Vergleich der LIF-Messung mit CFD-Ergebnissen bei später Einblasung

Die Bildreihe bei 37°KW v.ZOT repräsentiert auch hier wieder jenen Zeitpunkt, zu dem der Injektor angesteuert wird. Im Unterschied zur frühen Einblasung (vgl. Bild 5–13) zeigt sich beim späten Einblasebeginn bereits etwa 1°KW nach Ansteuerung erstmals Kraftstoff im Brennraum. Dieser im Vergleich zur frühen Einblasung verkürzte zeitliche Verzug zwischen Ansteuerbeginn und erstem Kraftstoffeintritt könnte im größeren Brennraumgedruck insofern begründet sein, als dieser die Aufwärtsbewegung der Injektornadel gegen die Schließkraft unterstützt. In der Bildreihe zum Zeitpunkt 36°KW v.ZOT zeigen sich in der Berechnung wieder deutlich voneinander unterscheidbare Einblasestrahlen an den beiden in der Beleuchtungsebene gelegenen Düsenaustrittsbohrungen. Während zwischen den einzelnen Turbulenzmodellen keine Unterschiede auszumachen sind, zeigt die Messung vergleichsweise deutlich magerere Wasserstoffjets. Bei überkritischen Verhältnissen und identischem  $H_2$ -Vordruck wie bei der Messreihe mit früh angesetzter Einblasung ist dieses Messergebnis unwahrscheinlich, weil gemäß der Theorie die aus dem Injektor austretende Kraftstoffmasse vom Brennraumgedruck unabhängig und somit gleich groß sein muss wie im Fall der frühen Einblasung. Ein geringerer Volumenbedarf des Wasserstoffs kann nach seiner Expansion auf das Brennraumdruckniveau zwar erwartet werden und wird von der CFD-Rechnung auch so wiedergegeben, er kann aber keinesfalls aus dem Kern des Einblasestrahls verschwinden. Dies legt die Vermutung nahe, dass es bei der zugrunde liegenden Messreihe zu einem Quantifizierungsfehler gekommen ist, der sich auch konsequenterweise die gesamte Vergleichsreihe entlang durchzieht.

In den Bildern für 34°KW v.ZOT haben sich die einzelnen  $H_2$ -Jets auch hier wieder zu einem gemeinsamen Einblasestrahl zusammengezogen. Zwischen den Ergebnissen der einzelnen Turbulenzmodelle zeigen sich weder in Bezug auf die lokale Gemischverteilung, noch in Bezug auf die Eindringtiefe des Kraftstoffstrahls nennenswerte Unterschiede. An dessen – in Strömungsrichtung gesehen – vorderem Ende bildet sich auch bei spätem Einblasebeginn wieder ein im Gegenuhrzeigersinn drehender Wirbel aus, der hier aber aufgrund der räumlichen Begrenzung durch den Kolben kleiner ausfällt.

Form und Eindringtiefe der Kraftstoffwolke zeigen sich auch hier in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der LIF-Messung. Der kraftstoffreiche Bereich zeigt sich deutlich kleiner, was höchstwahrscheinlich den oben beschriebenen Unzulänglichkeiten in der Quantifizierung für diese Messreihe zuzurechnen ist.

Bei 32°KW v.ZOT zeigen die beiden höherwertigen Turbulenzmodelle (Realizable- $k_\epsilon$  und RSM), wie auch schon bei der Simulation des Betriebspunktes mit früher Einblasung, eine geringfügig größere Ausprägung des angesprochenen Wirbels. In der LIF-Messung zeigt sich auf der injektornahen Seite der Gemischwolke eine Ausbuchtung nach unten, die bis zum Kolbenboden reicht. Diese wird von keinem der Simulationsmodelle wiedergegeben und stellt demgemäß entweder ein Strömungsphänomen dar, das von der CFD-Rechnung nicht erfasst werden kann, oder aber eine in der Messung auftretende Spiegelung, die naturgemäß bei der Bildmittelung nicht herausgerechnet werden kann. Für diese Annahme spricht zudem, dass diese Erscheinung in Form eines breiten blauen Streifens zwar teilweise von Gemisch überlagert wird, ansonsten aber bis zum Zündzeitpunkt in nahezu unveränderter Form in jedem der folgenden Bilder auftritt.

Bei 30°KW v.ZOT hat die Gemischwolke den Übergang zwischen dem – in Strömungsrichtung gesehen – nach der Zündkerze schräg abfallenden Teil des Zylinderkopfdaches zur dem Injektor gegenüberliegenden Quetschfläche erreicht. Auch im Falle der späten Einblasung bildet die Simulation demnach das Eindringverhalten des Wasserstoffs in diesem kritischen Zeitraum unmittelbar nach Beginn der Einblasung sehr genau ab, wobei nennenswerte Unterschiede zwischen den Ergebnissen der einzelnen Turbulenzmodelle zu diesem Zeitpunkt nicht festgestellt werden können.

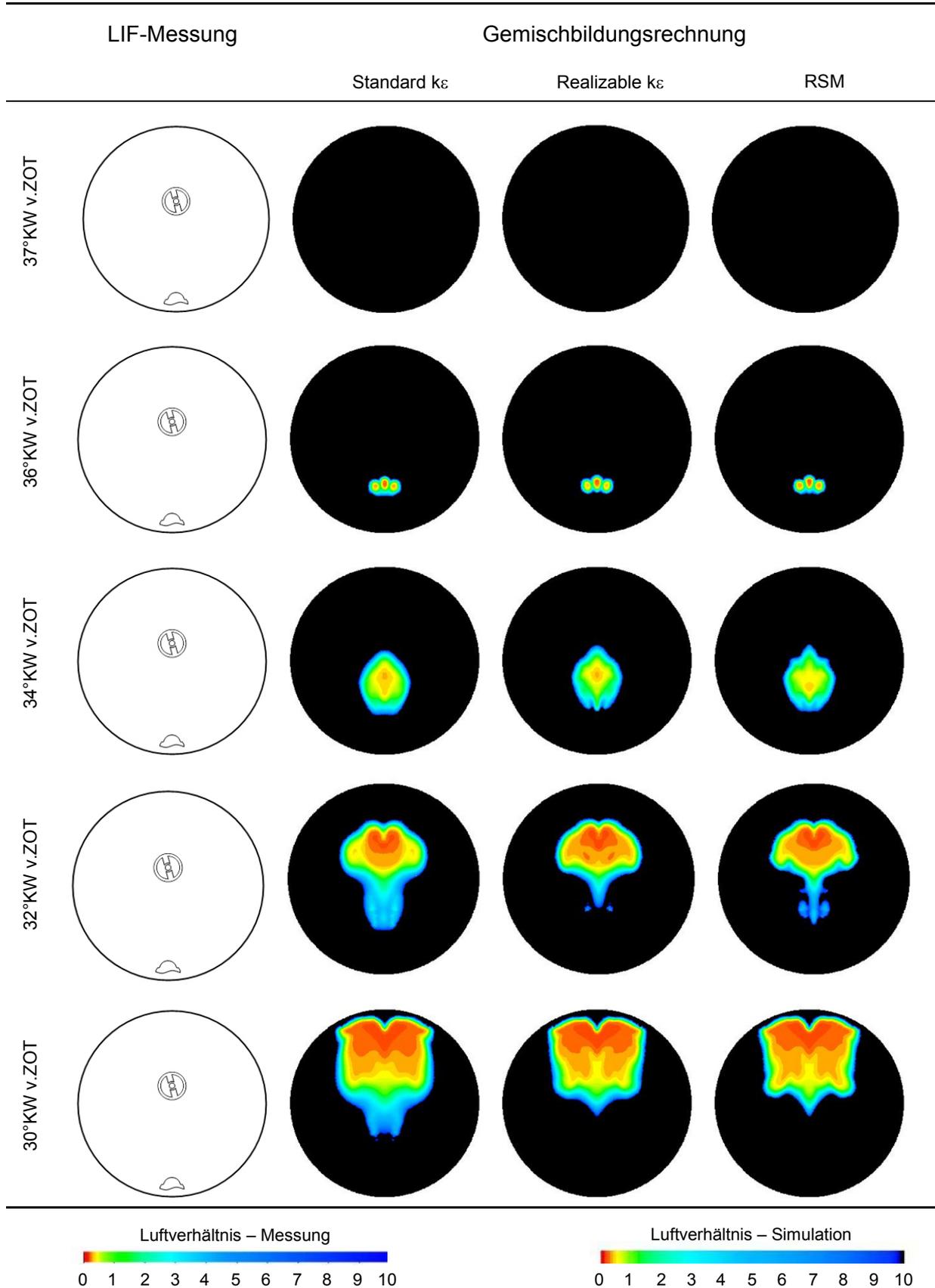
Bei 28°KW v.ZOT stoppt die Einblasung und die Gemischwolke hat die auslassseitige Brennraumwand erreicht. An der Unterseite der Gemischwolke formt sich eine zum Kolben hin zeigende Ausbuchtung aus, die von der Rechnung bei Anwendung des Standard  $k_\epsilon$ -Modells nicht wiedergegeben werden kann. Bei der Berechnung mit dem Realizable  $k_\epsilon$ -Modell zeigt sie sich bereits ansatzweise, während sie am besten mit dem aufwändigen Mehrgleichungsmodell (RSM) abgebildet werden kann. Wie zuvor bei der frühen Einblasung berechnet das Standard  $k_\epsilon$ -Modell auch im Fall der späten Einblasung einen ausgedehnten Übergangsbereich zwischen der Kraftstoffwolke und der umgebenden Luft.

Bei 26°KW v.ZOT ist schließlich die auslassseitige Hälfte der betrachteten Symmetrieebene von Kraftstoff besetzt, der im Falle der Simulationsergebnisse bei Anwendung aller drei Turbulenzmodelle eine starke Schichtung aufweist, die so in der Messung nicht zu erkennen ist. Eine sukzessive, langsame Abmagerung des Gemisches in der Symmetrieebene zeigt sich jedoch auch in den Messergebnissen, so dass lediglich der oben bereits beschriebene Unterschied in der Quantifizierung bestehen bleibt.

Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses erkennt man sowohl in den Messergebnissen, als auch in jenen der Rechnungen eine laufende Abmagerung des Gemisches, die dadurch zustande kommt, dass der Kraftstoff an der auslassseitigen Brennraumwand umgelenkt wird und den Zylinder entlang zurück zur Einlassseite strömt. Unterschiede zwischen den Turbulenzmodellen bestehen insoweit, als dass bei Realizable  $k_\epsilon$  und RSM der von der Injektorseite nachdringende, magere Gemischanteil schärfer abgegrenzt erscheint als dies beim Standard  $k_\epsilon$ -Modell der Fall ist. Zum Zündzeitpunkt, der in diesem Fall genau mit dem oberen Totpunkt zusammen fällt, lässt sich diese Form näherungsweise auch im Messergebnis wiederfinden, sie erscheint allerdings nicht so weit auslassseitig positioniert, wie die Rechnungen das ungeachtet des eingesetzten Turbulenzmodells wiedergeben.

Beim frühen Einblasezeitpunkt erstreckt sich der zu Beginn der Einblasung für den Wasserstoff verfügbare Raum in Richtung der Zylinderachse etwa gleich weit wie normal dazu. Konträr dazu ist bei der späten Einblasung der verfügbare Raum in Richtung der Zylinderachse aufgrund der örtlichen Nähe von Kolben und Zylinderkopfdach stark eingeschränkt, so dass der eingeblassene Wasserstoff keine ausgeprägte Tumblebewegung mehr vollziehen kann.

Zum Zeitpunkt der Durchführung der Validierungsmessungen war am Transparentmotorprüfstand ein horizontaler, normal zur Zylinderachse gelegter Lichtschnitt für die LIF-Messungen noch nicht einstellbar, sodass die in der nachfolgenden Bildreihe (Bild 5–15) gezeigten Simulationsergebnisse für sich allein stehen müssen.



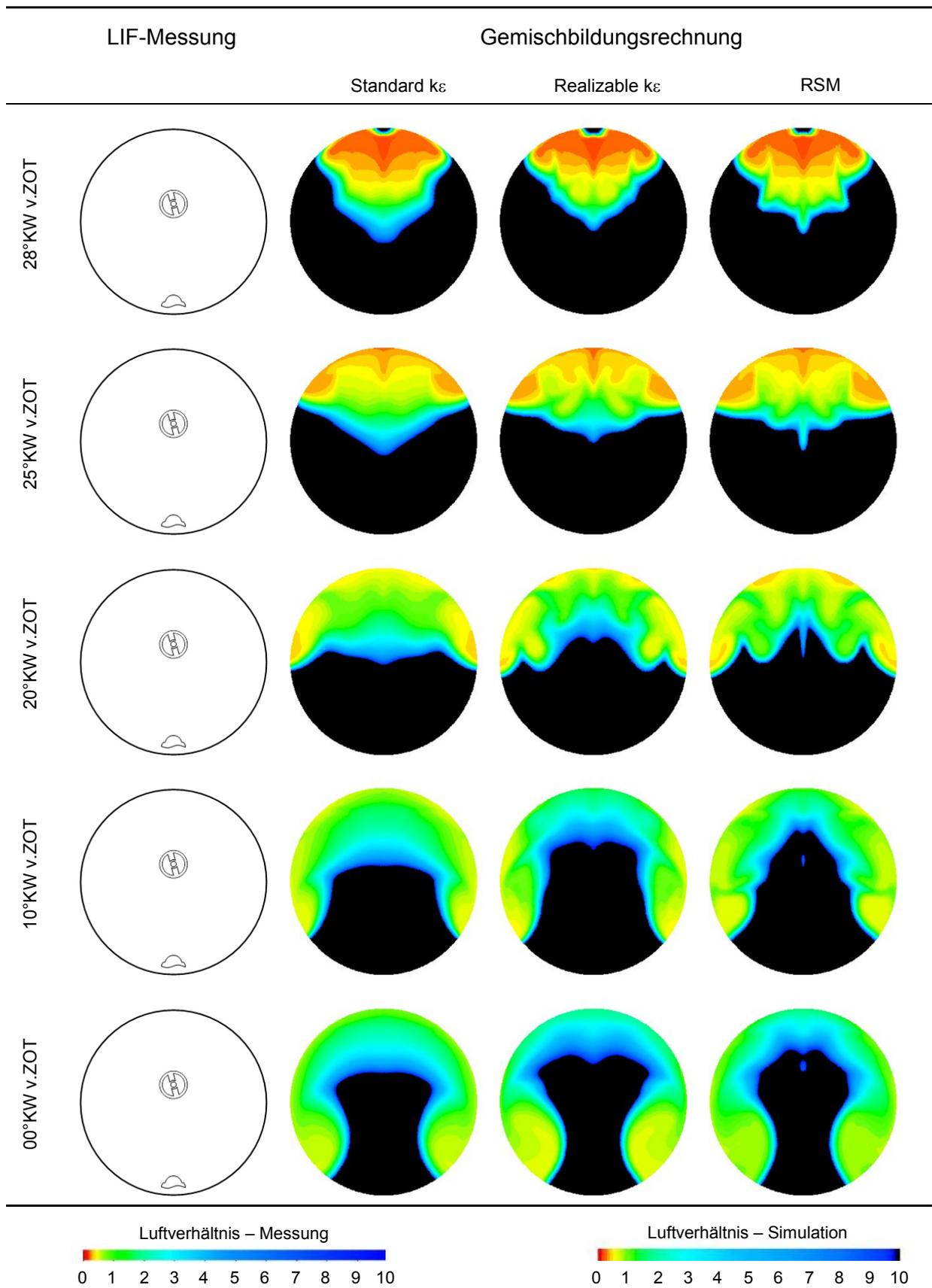


Bild 5–15: CFD-Ergebnisse bei später Einblasung im achsnormalen Schnitt

Die Betrachtungsebene ist durch den Quetschspalt des Motors gelegt und weist einen in Richtung der Zylinderachse gemessenen Abstand von etwa 1 mm zur Injektorspitze auf. Im Unterschied zum vertikalen Lichtschnitt schneidet diese Ebene keine Injektordüsenbohrungen.

Die Einblasewolke durchsetzt die Betrachtungsebene erstmals bei 36°KW v.ZOT, wobei zu diesem Zeitpunkt zwischen den einzelnen Berechnungen noch keine nennenswerten Unterschiede ausgemacht werden können. In allen drei Fällen erscheinen die Einblasestrahlen noch voneinander separiert. 2°KW später haben sich die einzelnen H<sub>2</sub>-Jets durch den Coandă-Effekt zusammengezogen und es beginnen sich bereits erste Unterschiede insofern aufzutun, als dass auch in dieser Ansicht beim Standard  $k_\epsilon$ -Modell der Übergangsbereich zwischen der Gemischwolke und der umgebenden Brennraumluft weiträumiger abgebildet wird als dies mit den beiden höherwertigen Turbulenzmodellen der Fall ist.

Bei 32°KW v.ZOT zeigen sich bei Anwendung aller Turbulenzmodelle am in Strömungsrichtung gesehen vorderen Ende des Einblasestrahls Einschnürungen, die sich bis zum Erreichen der Brennraumwand im auslassseitigen Quetschspalt bei etwa 30°KW v.ZOT weiter vergrößern. Zu diesem Zeitpunkt sind bereits die mittige Aufstauung des Einblasestrahls auf der Auslassseite, seine Auftrennung am Staugebiet und das beginnende Ausweichen der Gemischwolke jeweils nach außen zu beiden Seiten des Staugebietes zu erkennen. An den äußeren Enden der beiden umgelenkten Teilstrahlen beginnen sich zudem kleine Wirbel auszubilden. Am nächsten Bild für 28°KW v.ZOT lässt sich erkennen, dass auch in diesem Falle die angesprochenen Wirbel beim Standard  $k_\epsilon$ -Modell weniger stark ausgeprägt auftreten als dies beim Realizable  $k_\epsilon$ -Modell bzw. beim RSM-Modell der Fall ist. Diese Beobachtung deckt sich auch mit jener beim vertikalen Lichtschnitt durch die Symmetrieebene des Motors (vgl. Bild 5–13), wo der vorne am Einblasestrahl geformte Wirbel bei Anwendung des Standard  $k_\epsilon$ -Modells ebenfalls mit räumlich geringerer Ausdehnung wiedergegeben wird.

Im nachfolgenden Verlauf der Einblasung dringt der zentral im Brennraum liegende Teil der Gemischwolke aufgrund seines Eindringimpulses weiter in Richtung Staugebiet vor und zwingt so das Gemisch zum verstärkten seitlichen Ausweichen. Dabei stellt sich eine Strömung jeweils entlang der äußeren Brennraumwände ein, die das Gemisch auf diesem Weg zurück zur Einlassseite des Motors transportiert.

Beginnend bei 25°KW v.ZOT zeigen sich auch im Falle der späten Einblasung wieder deutliche Unterschiede in der Ausprägung der Gemischverteilung je nach eingesetztem Turbulenzmodell, wobei sich die Ergebnisse von Realizable  $k_\epsilon$ -Modell und RSM-Modell untereinander stark ähneln, während sie sich gleichermaßen von den Ergebnissen des Standard  $k_\epsilon$ -Modells merklich unterscheiden.

Dieser Trend zieht sich bis zum Zündzeitpunkt im ZOT durch. Im Vergleich zu den höherwertigen Turbulenzmodellen zeigt das Standard  $k_\epsilon$ -Modell durchgängig den gleichmäßiger verlaufenden Übergang zwischen der Gemischwolke und der umgebenden Brennraumluft sowie eine etwas geringere Laufweite der an beiden Seiten der Zylinderwand in Richtung Einlass laufenden Gemischanteile. Der wesentliche Unterschied zu den Berechnungen der frühen H<sub>2</sub>-Einblasung (vgl. Bild 5–13) besteht indes darin, dass im Falle der späten Kraftstoffeinbringung die tendenzielle Verteilung des lokalen Luftverhältnisses im Brennraum gleichermaßen bei Anwendung aller Turbulenzmodelle korrekt wiedergegeben werden kann.

Lange nach Durchführung der Messreihen zur Validierung der CFD-Ergebnisse ist das Setup am Transparentmotor dahingehend erweitert worden, dass auch zylinderachsnormale Lichtschnitte eingestellt werden konnten. Die rechnerische Nachstellung eines entsprechenden Messpunktes wäre zwar problemlos möglich, macht aber deswegen nur eingeschränkt Sinn, weil aufgrund einer Beschränkung der verfügbaren Indizierkanäle der Nadelhub des eingesetzten Injektors nicht indiziert worden und damit im Sinne der oben vorgestellten Berechnungsmethodik eine der wesentlichsten Eingangsgrößen nicht verfügbar ist.

Zur Bestätigung der von der CFD-Rechnung vorhergesagten Tendenzen sollen hier trotzdem die LIF-Ergebnisse [37] einer Messung bei einer Drehzahl von  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ , später Einblasung bei  $EB = 25^\circ \text{KW v.ZOT}$  und niedriger Teillast in Bild 5–16 dargestellt werden.

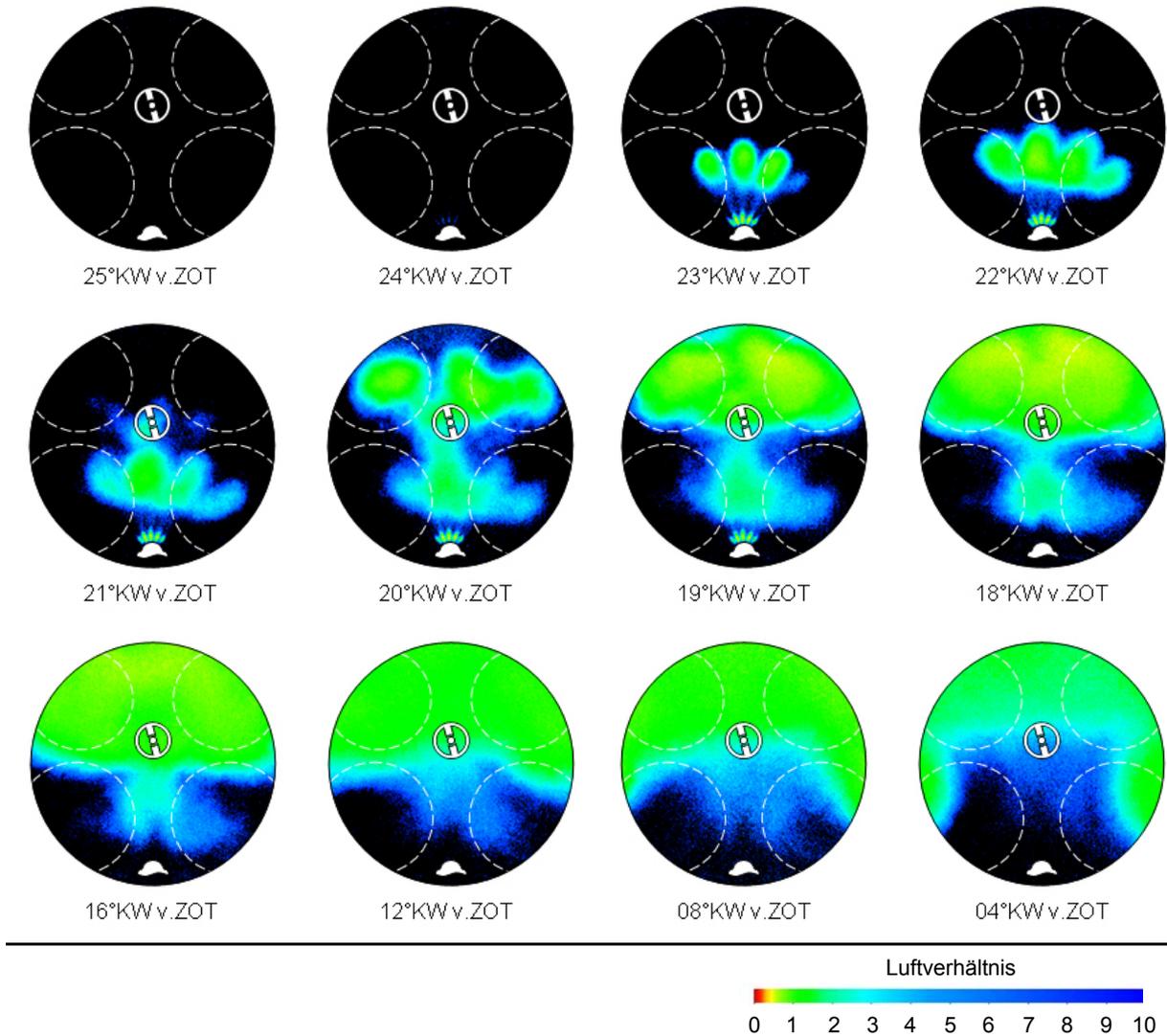


Bild 5–16: LIF-Ergebnisse einer späten Einblasung im horizontalen Lichtschnitt

In Bezug auf die Quantifizierung gilt auch für diese Messreihe, dass die schnelle und vor allem durchgängige Homogenisierung des aus dem Injektor austretenden Kraftstoffes höchst unwahrscheinlich ist. Darüber hinaus zeigen sich auch im Verlaufe des Gemischbildungsprozesses kaum weitere Durchmischungseffekte, die zu einem kontinuierlichen Abmagern der Gemischwolke führen müssten. Es scheint sich daher bei der LIF-Messung um einen systematischen Quantifizierungsfehler, der speziell bei den Bedingungen bei späten Einblasungen auftritt, zu handeln, welchen zu finden jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit sein soll. Hier soll vielmehr ein grober Vergleich zwischen Messung und Simulation anhand der Form der Gemischwolke angestellt werden. Dabei ist zu beachten, dass mit den Messungen aus Bild 5–16 lediglich Tendenzen miteinander verglichen werden können, weil die Messergebnisse nicht der gleichen Messreihe entstammen und zudem Einblasezeitpunkt und Last voneinander abweichen.

Bei  $24^\circ \text{KW v.ZOT}$  sind erstmals Ausläufer der Kraftstoffwolke in der Beobachtungsebene zu sehen.  $1^\circ \text{KW}$  später zeigten sich die Einblasestrahlen bereits deutlich. Es darf angenommen werden, dass sich die einzelnen  $\text{H}_2$ -Jets zwar bereits zusammengezogen haben, diese jedoch aufgrund ihrer keulenartigen Form auf Höhe der Lichtschnittebene separiert erscheinen.

Bei 22°KW v.ZOT ist auch in dieser Betrachtungsebene eine durchgängige Gemischwolke zu erkennen, die zudem eine Tendenz nach rechts aufweist, was vermutlich einem leicht verdreht eingebauten Injektor zuzuschreiben ist. Die Gemischwolke bewegt sich in weiterer Folge entlang des Zylinderkopfdaches und verschwindet deswegen in dieser Phase aus der Beobachtungsebene. Im Übergangsbereich zwischen dem schräg abfallenden Teil des Zylinderkopfdaches und der auslassseitigen Quetschfläche durchsetzt sie schließlich bei etwa 20°KW v.ZOT wieder die Beobachtungsebene, staut sich in weiterer Folge an der auslassseitigen Zylinderwand auf und beginnt schließlich seitlich auszuweichen.

In der Aufnahme bei 18°KW v.ZOT kann man am Fehlen der Einblasestrahlen am Injektoraustritt erkennen, dass die Hochdruckeinblasung zu diesem Zeitpunkt bereits beendet ist. Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses dringt analog zu den Berechnungsergebnissen der zentral im Brennraum positionierte Teil der Gemischwolke mit seinem langsam abnehmenden Eintrittsimpuls weiter in Richtung Auslassseite vor und zwingt das vor ihm liegende Gemisch weiter zum Ausweichen, was sich in einer beidseitigen Strömung entlang der Zylinderwände ausprägt.

Ohne in diesem Fall eine direkte Gegenüberstellung unter identischen Bedingungen anstellen zu können, belegt der Vergleich der vorliegenden Messergebnisse mit jenen der Simulationsrechnung deren tendenzielle Richtigkeit auch im Falle später Einblasungen.

#### 5.3.4.3 Fazit zur Validierung der Gemischbildungssimulation

Mit Hilfe optischer LIF-Messungen am Transparentmotor konnten die Ergebnisse der Simulationsrechnung weitgehend bestätigt werden. Speziell im Falle der frühen Einblasung lässt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment nachweisen. Dabei hat sich allerdings die Wahl des den Berechnungen zugrunde liegenden Turbulenzmodells insofern als entscheidend herausgestellt, als dass die tendenzielle Gemischverteilung im Brennraum bei Anwendung des weit verbreiteten Standard  $k\varepsilon$ -Modells nicht richtig wiedergegeben werden kann. Andererseits lassen sich bei Einsatz eines Realizable  $k\varepsilon$ -Modells bzw. des aufwändigeren RSM-Modells nicht nur die Tendenzen korrekt nachstellen, sondern auch sehr gute Übereinstimmungen in den Absolutwerten erreichen, weswegen ein Rückgriff auf eines dieser beiden Modelle zwingend notwendig erscheint.

Bei spät angesetzten Einblasungen verhindert eine Unzulänglichkeit bei der Quantifizierung der Messergebnisse den Abgleich von Absolutwerten, in Bezug auf die Ausprägung der Gemischwolke zeigt sich aber auch hier eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Darüber hinaus erweist sich bei späten Einblasungen die Wahl des Turbulenzmodells in Hinblick auf die errechnete Gemischzusammensetzung als weit weniger kritisch. Auch das Standard  $k\varepsilon$ -Modell ist in der Lage, die tendenzielle Verteilung des lokalen Luftverhältnisses im Brennraum wiederzugeben. In Bezug auf die errechneten Werte der turbulent-kinetischen Energie ergeben sich gemäß Bild 5–17 jedoch deutliche Unterschiede.

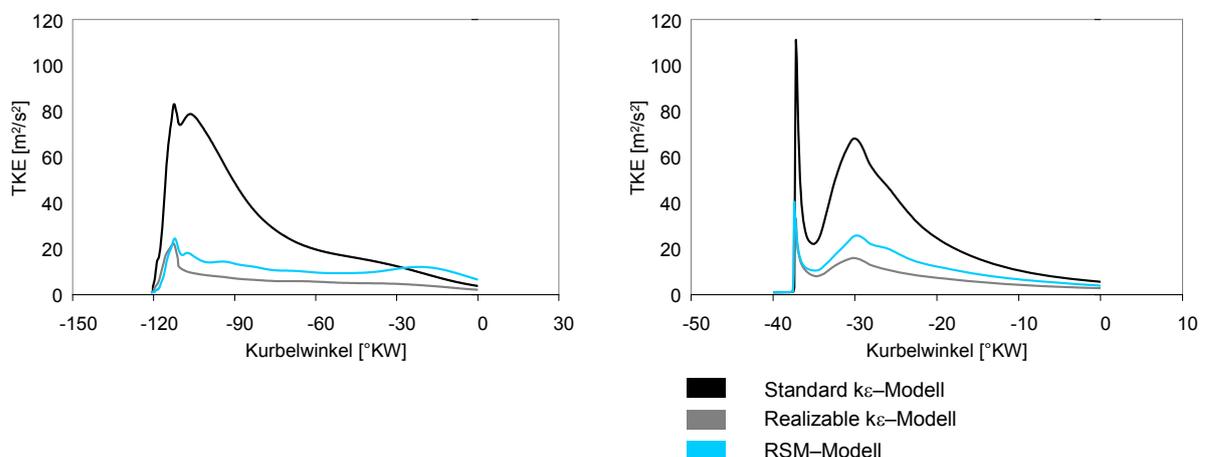


Bild 5–17: TKE während der Gemischbildung bei früher und später Einblasung

Sowohl bei früher (links), als auch bei später (rechts) Einblasung zeigt sich, dass einerseits die Hochdruckeinblasung selbst den bestimmenden Turbulenzgenerator bei  $H_2$ -DI darstellt und daher – zumindest bei niedrigen Motordrehzahlen – auf die Berücksichtigung eines Turbulenzfeldes aus der vorangegangenen Ladungswechselrechnung verzichtet werden kann, und andererseits, dass das Standard  $k\varepsilon$ -Modell deutlich höhere Turbulenzwerte errechnet als das Realizable  $k\varepsilon$ -Modell bzw. das RSM Modell. Obwohl in dieser Arbeit die Verbrennungssimulation keinen Kernpunkt darstellt, sei die Anmerkung erlaubt, dass sich eine solche zur Bestimmung turbulenter Flammengeschwindigkeiten im Falle ottomotorischer Brennverfahren auf Turbulenzgrößen verlässt, deren Startwerte zum Zeitpunkt der Zündung den Ergebnissen der Gemischbildungssimulation entnommen werden [7]. Obwohl sich zwar zum oberen Totpunkt hin die mit den einzelnen Turbulenzmodellen berechneten TKE-Werte wieder aneinander annähern, so bleiben die prozentuellen Unterschiede im Bereich in Frage kommender Zündzeitpunkte durchaus hoch, was jedenfalls Einfluss auf die Ergebnisse einer Verbrennungssimulation nehmen muss. Deshalb scheint auch im Falle später Hochdruckeinblasungen der Einsatz eines der beiden höherwertigen Turbulenzmodelle zumindest angeraten.

Am Ende der vorgestellten Untersuchungen steht eine mit Hilfe optischer Messungen verifizierte Modellierungsstrategie für die CFD-Simulation sowohl hinsichtlich der zu unterliegenden Gittertopologien und Randbedingungen, als auch hinsichtlich der einzusetzenden Berechnungsmodelle zur Verfügung, die für die nachfolgend dokumentierten Berechnungen zur Auslegung und Gemischbildungsanalyse am  $H_2$ -Forschungsmotor mit Dieselgeometrie übernommen werden kann.

## 6 H<sub>2</sub>-DI Diffusionsbrennverfahren

Ottomotorische Brennverfahren mit Wasserstoff als Kraftstoff leiden auch bei Direkteinblasung unter anderem daran, dass der je nach geometrischer Auslegung und abhängig von den Einblaseparametern unterschiedlich große Vormischanteil das Verfahren anfällig macht auf Verbrennungsanomalien. Dabei ergeben sich vor allem durch die ausgeprägte Klopfneigung Schwierigkeiten bei der Anwendung wirkungsgradförderlicher Maßnahmen, wie beispielsweise der Erhöhung der Verdichtung oder aber der Einstellung des für bestmöglichen Wirkungsgrad passenden Vorzündungsbedarfes.

Wünschenswert wäre auch für den Kraftstoff Wasserstoff ein Diffusionsbrennverfahren, bei dem ähnlich wie beim klassischen Dieselmotor der Kraftstoff spät im VerdichtungsHub eingebracht und durch die während der Verdichtung erhitzte Ansaugluft so weit erwärmt wird, dass es zur Selbstzündung mit anschließender Diffusionsverbrennung noch vor der Bildung klopfrelevanter Vormischanteile kommt. Zudem ist gleichzeitig jedenfalls auch ein übermäßiges Ansteigen der Wandwärmeverluste zu vermeiden, da im gegensätzlichen Fall der durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses erzielbare theoretische Wirkungsgradgewinn durch die erhöhten Wandwärmeverluste wieder kompensiert würde, so dass auch bei kloppfrei erzielbarer Verdichtungserhöhung ein effektiver Wirkungsgradgewinn nicht mehr zu erwarten wäre [12].

Es soll daher im Folgenden mit Hilfe der 3D-CFD Methode als vordringlichem Werkzeug und unter Berücksichtigung der oben dokumentierten methodischen Erkenntnisse aus den Validierungsberechnungen untersucht werden, unter welchen Bedingungen ein selbstgezündetes H<sub>2</sub>-Diffusionsbrennverfahren realisierbar sein kann. Erste Voruntersuchungen dazu sollen an der vorhandenen ottomotorischen Geometrie durchgeführt werden. Aufbauend darauf soll eine aus Sicht der Gemischbildung vorteilhafte Kombination aus Kolben- und Injektorgeometrie zur Darstellung eines selbstzündungstauglichen Wasserstoffbrennverfahrens mit hoher Verdichtung, weitgehender Diffusionsverbrennung und gleichzeitigem Bedacht auf die Wandwärmeverluste ausgearbeitet werden. Diese geometrische Auslegung soll dann in die Konzeption eines neu aufzubauenden H<sub>2</sub>-Forschungsmotors mit Dieselgeometrie sowie in jene neuer H<sub>2</sub>-DI-Hochdruckinjektoren einfließen, folglich in Hardware umgesetzt und soll damit die grundsätzliche Machbarkeit eines derartigen Brennverfahrens experimentell untersucht und gegebenenfalls nachgewiesen werden. Dabei beschäftigt sich die vorliegende Arbeit vorrangig mit den Aufgaben der zugehörigen CFD-Simulation, während die auf den hier gezeigten Ergebnissen aufbauende, wirkungsgradorientierte Weiterentwicklung des Brennverfahrens Gegenstand einer weiteren, am Institut abgefassten Arbeit [32] sein wird.

### 6.1 Arbeitshypothese Selbstzündung

Obwohl sich eine H<sub>2</sub>-Diffusionsverbrennung grundsätzlich nicht nur mittels Selbstzündung darstellen ließe, war der Fokus im H2BVplus-Projekt (vgl. 2.3.2), in dessen thematischem Rahmen diese Arbeit entstanden ist, klar auf die Auslotung der Möglichkeit zur Darstellung eines weitestgehend an den konventionellen Dieselmotor angelehnten Brennverfahrens mit Wasserstoff gelegt, so dass sowohl für die Voruntersuchungen am Forschungsmotor mit Ottogeometrie (H<sub>2</sub>-SI FoMo), als auch für die Auslegung des Gemischbildungssystems für den neu aufzubauenden Forschungsmotor mit Dieselgeometrie (H<sub>2</sub>-CI FoMo) die Selbstzündfähigkeit als primäre Arbeitshypothese unterlegt werden sollte. Hybride Brennverfahren, unter denen hier die Kombination typischer Merkmale klassischer Otto- bzw. Dieselkonzepte verstanden werden soll, sollten im Anschluss an die Untersuchungen zum Selbstzündungsbetrieb größtenteils auf experimenteller Seite erprobt werden, um eventuelle Grenzen bei der Darstellbarkeit des Selbstzündungsbetriebs doch noch überschreiten bzw. auch den motorischen Wirkungsgrad darüber hinaus steigern zu können.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass man sich die Option zur Ausweitung der Thematik auf hybride Brennverfahren schon allein deshalb offen lassen muss, weil keineswegs feststeht, ob sich mit dem Kraftstoff Wasserstoff ein selbstgezündetes Brennverfahren für den Bereich der PKW-Motoren überhaupt darstellen lässt. Wenn dies grundsätzlich gelingt, stellt sich darüber hinaus die Frage nach den Randbedingungen und deren Praxistauglichkeit im Fahrzeug sowie nach dem Bereich im PKW-typischen Motorenkennfeld, in dem sich ein solches Brennverfahren umsetzen lässt. Veröffentlichungen zu diesem Thema sind spärlich und beschäftigen sich zumeist entweder mit vergleichsweise großen, langsam drehenden Aggregaten [29] bzw. mit Motoren, bei denen die Selbstzündung zusätzlich mittels eines sogenannten Diesel-Zündstrahls unterstützt wird [30]. Die Adaptierung eines rein dieselartigen Brennverfahrens mit  $H_2$  an die Größen- und Drehzahlverhältnisse von PKW-Motoren ist demnach weitgehend unerforscht und stellt die wissenschaftliche Herausforderung des Projektes dar. Unter diesem Aspekt sollen die nachfolgenden Ausführungen auch verstanden werden.

Die Selbstzündungstemperatur von stöchiometrischen  $H_2$ /Luft-Gemischen wird in der Literatur mit etwa  $585^\circ\text{C}$  (vgl. Tabelle 1-1, [1]) angegeben. Dabei wird allerdings noch keinerlei Aussage über den sogenannten Zündverzug getätigt, bei dem es sich um den zwischen Beginn der Einblasung und dem Einsetzen der Verbrennung liegenden Zeitraum handelt. Innerhalb dieser Zeitspanne, welche im Motor je nach Drehzahl stark begrenzt ist, müssen der gesamte Gemischbildungsprozess, die für den Entflammungsprozess notwendigen Vorreaktionen sowie die eigentliche Entflammung stattfinden. Aus vorangegangenen, an anderer Stelle durchgeführten Arbeiten [31] lässt sich entnehmen, dass es nicht ausreicht, den motorischen Prozess so zu führen, dass die Verdichtungsendtemperatur auf dem Niveau der angegebenen Selbstzündungstemperatur liegt, sondern dass vielmehr die Kompressionsendtemperatur im Hinblick auf handhabbare Zündverzüge wesentlich höher liegen muss. Ein aus den vorgenannten Arbeiten [31] entnommenes Diagramm zeigt Bild 6–1.

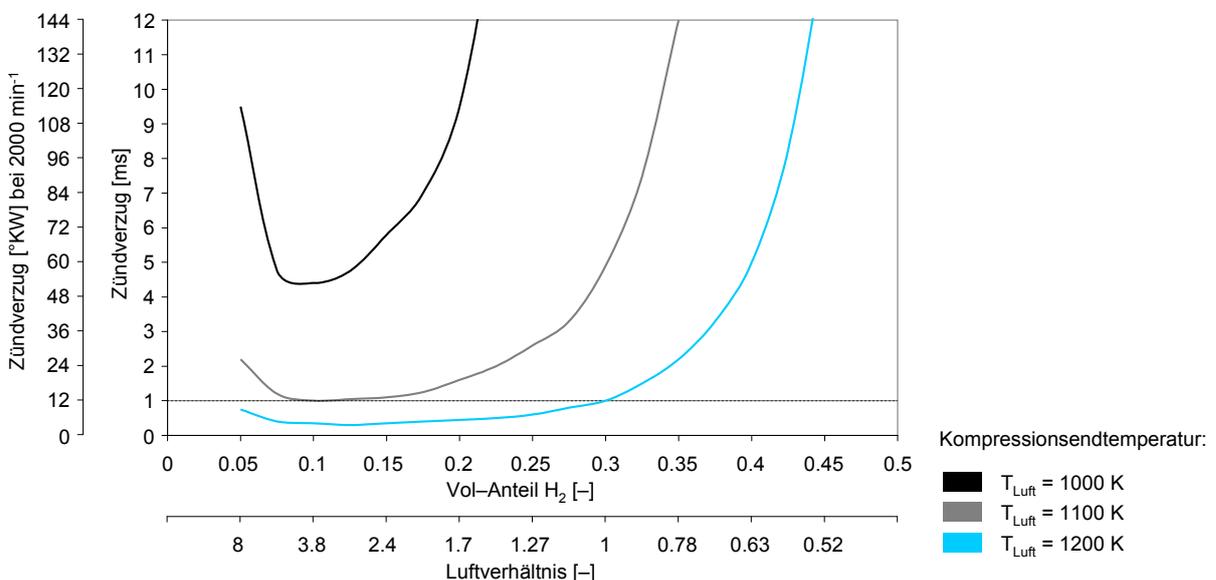


Bild 6–1: Zündverzögerungen in homogenen  $H_2$ /Luft-Gemischen in Abhängigkeit von Verdichtungsendtemperatur und  $H_2$ -Konzentration

Die Ergebnisse aus Bild 6–1 sind Berechnungen im so genannten „well-stirred reactor“ entnommen. Dabei wird Wasserstoff bei Umgebungstemperatur in unterschiedlichen Konzentrationen der Luft bei verschiedenen Temperaturen so beigemischt, dass ein vollständig homogenisiertes Gemisch entsteht. Die Mischtemperatur, die sich dabei ergibt, ist bei festgehaltener Lufttemperatur von der Wasserstoffkonzentration abhängig und führt dazu, dass die errechneten Zündverzögerungen zu fetteren Gemischen hin unverhältnismäßig stark ansteigen, was nicht der Fall wäre, wenn man die Gemischtemperatur ungeachtet des Mischungsverhältnisses konstant hielte.

Auch bei der Einblasung von kaltem Wasserstoff in die verdichtete Luft im Brennraum eines Motors kommt es zur Durchmischung mit derselben und über die Zeit zu einer Homogenisierung, die mit einer entsprechenden Abkühlung je nach eingebrachter Kraftstoffmenge verbunden ist. Bei der Direkteinblasung des Wasserstoffs beginnt die Durchmischung an den äußeren Konturen der Gasjets, wobei sich entsprechend den Mischungsverhältnissen auch die Temperaturen einstellen. Diesbezüglich müssen auch jene Temperaturänderungen in Betracht gezogen werden, die sich durch die Expansionsströmung nach dem Austritt aus den Düsenbohrungen ergeben.

In Summe kommen über die Kontur eines Gasstrahles alle Mischungsverhältnisse von reinem Wasserstoff ( $\lambda_{\text{lokal}} = 0$ ) bis zu reiner Luft ( $\lambda_{\text{lokal}} = \infty$ ) und alle Temperaturen von der Einblasetemperatur bis zur Temperatur der Brennraumluft vor, was anhand der mittels 3D-CFD gerechneten Verteilung des Luftverhältnisses und der Temperatur in einem Einblasestrahl verdeutlicht werden soll (Bild 6–2).

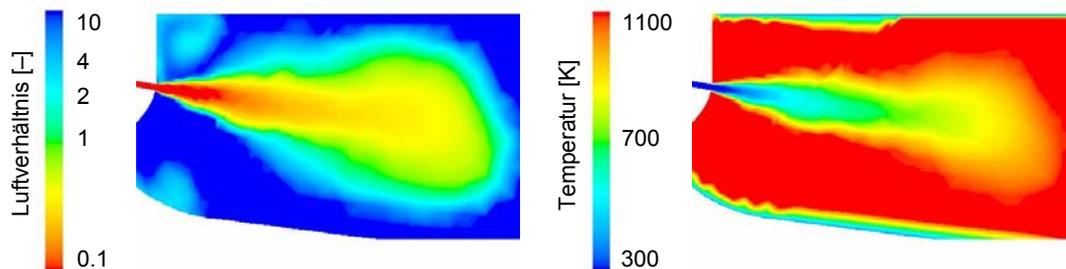


Bild 6–2: örtliche Gemisch- und Temperaturverteilung innerhalb eines Einblasestrahls

Entsprechend Bild 6–1 ergeben sich unter den oben angegebenen Randbedingungen für die Ermittlung der Zündverzüge deren niedrigste Werte bei Mischungsverhältnissen, die etwa 10 bis 20 Volumsprozent Wasserstoff enthalten. Umgerechnet in den für Motorenentwickler gebräuchlicheren Wert des Luftverhältnisses entspricht dies einem Bereich von etwa  $2 \leq \lambda_{\text{global}} \leq 4$ . Zu höheren Luftverhältnissen hin steigt zwar entsprechend den Berechnungsvoraussetzungen die Gemischtemperatur an, der geringere Wasserstoffgehalt verhindert aber kürzere Zündverzüge. Andererseits verringert sich mit steigendem H<sub>2</sub>-Volumenanteil die Gemischtemperatur, so dass es in Richtung fetterer Gemische zu einem massiven Anstieg der Zündverzüge kommt.

Es zeigt sich, dass für Zündverzüge unterhalb 1 ms – das entspricht 12°KW bei Motorbetrieb mit 2000 min<sup>-1</sup> – jedenfalls Verdichtungsendtemperaturen von  $T_{\text{KE}} > 1100$  K notwendig sind. Längere Zündverzüge erscheinen bei im PKW-Bereich ausschließlich eingesetzten Schnellläufer-Motoren nur wenig sinnvoll, weswegen die angesprochenen 1100 K für alle folgenden Betrachtungen als die zu erreichende Verdichtungsendtemperatur festgesetzt werden sollen.

Ungeachtet der Maßnahmen, die ergriffen werden müssen um diese 1100 K im Brennraum auch wirklich zu erreichen, wurde für die in Bild 6–2 gezeigte Rechnung die Luft im Zylinder mit  $T_{\text{Luft}} = 1100$  K initialisiert und wurde der Wasserstoff mittels Massenstromrandbedingung (vgl. 5.3.3) in den Brennraum transportiert. Für die Darstellung des lokalen Luftverhältnisses im Einblasestrahl wurde eine logarithmische Skalierung gewählt, um den fetten Bereich des Einblasejets besser auflösen zu können. Dies täuscht ein wenig darüber hinweg, dass der stöchiometrische Bereich und die überstöchiometrische Randzone im Vergleich zum fetten Strahlkern zum betrachteten Zeitpunkt eher schmal ausgebildet sind. Der Bereich der kürzesten Zündverzüge sollte entsprechend Bild 6–1 im Übergangsbereich zwischen den hell- bzw. dunkelblau eingefärbten Zonen liegen, für den die im Bild rechts dargestellte Temperaturverteilung noch ausreichend hohe Temperaturen zum Erreichen der Selbstzündung ausweist.

Dementsprechend werden die Ergebnisse aus [31] den folgenden Untersuchungen als erste Arbeitshypothese unterlegt und es sollen im Folgenden für beide Motoren Maßnahmen und Randbedingungen gefunden werden, die es erlauben, die für die Selbstzündung als hinreichend erachtete Verdichtungsendtemperatur von  $T_{\text{KE}} = 1100$  K zu erreichen.

## 6.2 Voruntersuchungen an der H<sub>2</sub>-SI Geometrie

Der Forschungsmotor mit Otto-Geometrie (vgl. 4.1.1) stand aus dem Vorgängerprojekt HylCE zur Verfügung und wurde daher für die Voruntersuchungen eingesetzt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dabei auf einen Aufbaukolben (Bild 4–2) zurückgegriffen, mit dem sich das für diesen Motor maximale Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 16.5$  realisieren lässt. Bild 6–3 zeigt dazu anhand zweier CAD-Schnitte die Einbausituation dieses Kolbens (1) am Forschungsmotor in OT-Lage. Die Höhe des Quetschspaltes beträgt dabei lediglich 0.8 mm. Zusätzlich erkennt man als Anbauteile einen schematisch dargestellten Hochdruckinjektor (2) in seitlicher Einbaulage, einen Verschlussstopfen (3) für die zentral angeordnete Injektorbohrung sowie die beim H<sub>2</sub>-SI Forschungsmotor ebenfalls zentral angeordnete Zündkerze (4). In der Detailansicht auf der rechten Seite von Bild 6–3 ist in einer Frontalansicht der Schnitt- bzw. Symmetrieebene die Brennraumkontur gezeigt, die sich im oberen Totpunkt bei Einsatz des Aufbaukolbens ergibt. Man erkennt, dass der Kolbenaufbau bei Anwendung des bereits bekannten 8 x 0.4 mm – Injektors (vgl. Bild 5–11) den eindringenden Gasjets den direkten Weg zum Brennraum versperrt, was bei den für das Diffusionsbrennverfahren nötigen, späten Einblasezeitpunkten zum Tragen kommen wird.

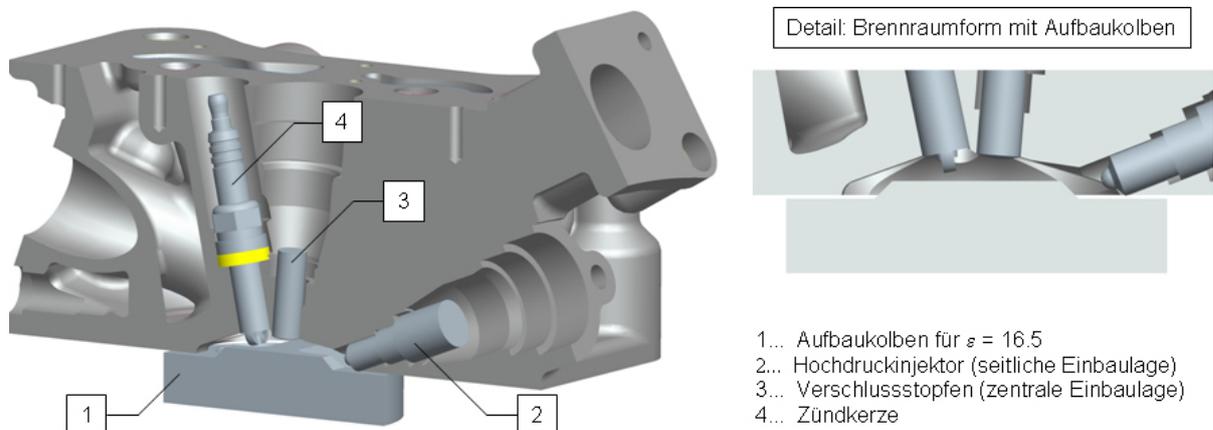


Bild 6–3: Einbausituation des Aufbaukolbens am H<sub>2</sub>-SI FoMo

Ungeachtet dieser geometrischen Einschränkungen soll trotzdem versucht werden, einen stabilen Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff am Forschungsmotor mit Otto-Geometrie zu realisieren. Dazu werden im folgenden Kapitel initiale Betriebsstrategien erarbeitet.

### 6.2.1 Betriebsstrategien für Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo

Im vorliegenden Kapitel sollen die Ergebnisse von Simulationsrechnungen dokumentiert werden, die mit Hilfe des am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der Technischen Universität Graz entwickelten 0D-Prozessrechnungsprogramms MOSES durchgeführt worden sind. Ziel dieser Rechnungen war es, unter den gegebenen geometrischen Randbedingungen durch Variation unterschiedlicher Parameter am Verdichtungsende die avisierte Kompressionsendtemperatur von  $T_{KE} = 1100$  K im Brennraum zu erreichen, wobei der errechnete Parametersatz dann als Ausgangspunkt für die motorischen Messungen dienen soll.

Berechnet werden Druck- und Temperaturkurven im Schleppebetrieb des Motors bei einer Drehzahl von  $n = 2000$  min<sup>-1</sup>. Dabei kann im Bezug auf die angesaugte Luftmasse und den Brennraumdruck zu Verdichtungsbeginn auf Messungen zurückgegriffen werden, die zugehörige Brennraumtemperatur lässt sich dann daraus bestimmen. Die Temperatur der Brennraumwände wurde auf  $T_w = 420$  K geschätzt und als Wärmeübergangsbeziehung kommt das bekannte Modell nach Woschni zum Einsatz. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Bild 6–4 zusammengefasst.

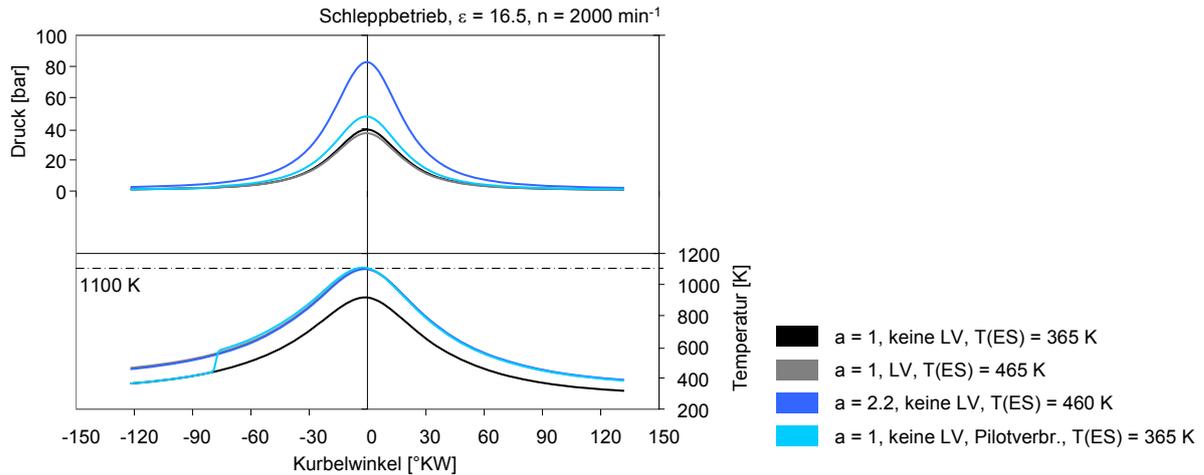


Bild 6-4: Zylinderdruck und -temperatur im Schleppbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo

Die jeweils schwarzen Linien repräsentieren Zylinderdruck und -temperatur im Schleppbetrieb für einen freisaugenden Betriebspunkt (Aufladegrad  $a = 1$ ). Dabei ergibt sich zum Zeitpunkt des Einlass-Schlusses eine Gastemperatur von etwa  $T_{ES} = 365 \text{ K}$ . Die in diesem Fall am Ende der Verdichtung errechnete Zylindertemperatur liegt mit etwa  $900 \text{ K}$  weit unterhalb der avisierten Kompressionsendtemperatur von  $1100 \text{ K}$ . Ein Selbstzündungsbetrieb ist demnach beim gegebenen Verdichtungsverhältnis im freisaugenden Betrieb nicht zu erwarten.

Die grauen Linien repräsentieren ebenfalls freisaugenden Betrieb, machen aber zusätzlich von der am Prüfstand installierten Anlage zur Vorwärmung der Ansaugluft gebrauch. Wie die Rechnung zeigt ist zum Erreichen der als günstig angenommenen Selbstzündungsbedingungen eine Vorwärmung der angesaugten Luft um mindestens  $100 \text{ K}$  notwendig, was die bestehende Anlage bereits an ihre Grenzen treibt.

Die hellblauen Linien repräsentieren eine Art hybrides Brennverfahren. Dabei wird der Motor wieder freisaugend betrieben, es wird allerdings relativ früh im Hochdruckzyklus eine kleine H<sub>2</sub>-Spende eingebracht. Im Rahmen dieser ersten Abschätzung soll unterstellt werden, dass mit Hilfe der im Brennraum zentral angeordneten Zündkerze die Entflammung der Pilot einblasemenge gelingt und der Kraftstoff folglich umgesetzt werden kann. Dies führt in dieser frühen Phase zu einem leichten Druck- und einem hinreichenden Temperaturanstieg, so dass schlussendlich die  $1100 \text{ K}$  knapp vor dem ZOT erreicht werden können. Genau genommen handelt es sich in diesem Fall aber nicht um die Verdichtungsendtemperatur, sondern um ein bewusstes Verlassen der reinen Selbstzündung mit einer geänderten Speziesverteilung im Brennraum. In diesem Zusammenhang könnten im Brennraum noch aktive Radikale aus der Verbrennung der Pilot einblasemenge einen wesentlichen Einfluss auf die Selbstzündungstendenz des mit der Haupteinblasung eingebrachten Kraftstoffs nehmen.

Die blauen Linien schlussendlich repräsentieren einen aufgeladenen Betrieb, wobei als erste Näherung die Verdichtung der Luft im fiktiven Lader isentrop, also im Wesentlichen ohne Wärmeverluste, angesetzt wurde. Dabei zeigt sich, dass bei der gegebenen und für die avisierten Ziele recht niedrigen Verdichtung der Aufladegrad mit  $a = 2.2$  relativ hoch angesetzt werden muss. Unter dem Aufladegrad soll hier der Quotient aus dem jeweiligen Saugrohrdruck bei Aufladebetrieb und jenem bei freisaugendem Betrieb verstanden werden, während in der Literatur (z.B. [2]) das Verhältnis der Dichten angegeben wird. Entsprechend der Zustandsgleichung für ideale Gase gleichen sich beide Formulierungen nur bei identischen Temperaturen, wie in Glg. 6-1 gezeigt ist.

$$a = \frac{\rho_1}{\rho_0} \qquad a_{Lit} = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right) \left( \frac{T_0}{T_1} \right) \qquad a = a_{Lit} \Big|_{T_1=T_0}$$

Glg. 6-1: Definition des Aufladegrades

Betreffend diese Vorabschätzungen sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass sie mit einigen, doch erheblichen Unsicherheiten behaftet sind. So kann in der 0D-Simulation die zerklüftete Brennraumform, die sich aus einer Kombination von Dachbrennraum und Aufbaukolben (sie wird im folgenden Kapitel noch näher betrachtet) ergibt, nicht hinreichend berücksichtigt werden. Zusätzlich basiert die Oberflächentemperatur der Brennraumwände auf einer Schätzung, wiewohl auch mit dem Wärmeübergangsmodell nach Woschni ein vergleichsweise einfaches gewählt wurde.

Schlussendlich gehen aus diesen Rechnungen Empfehlungen für drei Betriebsstrategien und zugehörige Rahmenbedingungen hervor, in deren Nähe eine Selbstzündung des eingebrachten Wasserstoffs mit praxisgerechten Zündverzügen möglich scheint. Sie sind nachfolgend in Bild 6–5 entsprechend der obigen Beschreibung noch einmal dargestellt.

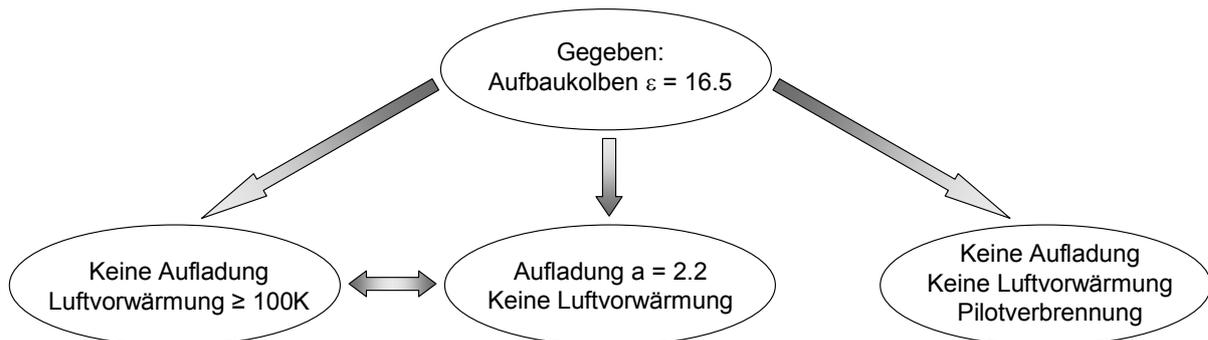


Bild 6–5: Selbstzündungs-Betriebsstrategien am H<sub>2</sub>-SI FoMo mit Aufbaukolben

Während die Pilotverbrennung sicherlich eine Sonderstellung einnimmt, stellen die beiden Betriebsstrategien mit Ansaugluftvorwärmung bzw. mit Aufladung jeweils Grenzfälle dar, zwischen denen – angedeutet durch den dazwischen liegenden Verbindungspfeil in Bild 6–5 – Kombinationen denkbar und am Prüfstand wahrscheinlich auch notwendig sein werden. Davon ausgehend soll im folgenden Kapitel untersucht werden, ob und unter welchen genauen Randbedingungen ein stabiler Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo möglich ist.

## 6.2.2 Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo im Experiment

Wie in 4.1.3 bereits beschrieben wird die Aufladung des Einzylinder-Forschungsmotors am Prüfstand mittels externem Aufladeaggregat realisiert. Die bei der Aufladung im Fahrzeug entstehende Temperaturerhöhung muss mit Hilfe eines in der Ansaugstrecke applizierten Heizers zusätzlich nachgestellt werden, dessen begrenzte Heizleistung bei steigendem Massenstrom zur Beschränkung der möglichen Temperaturerhöhung führt. Die Temperatur der erwärmten Ansaugluft wird mit einem Sensor abgenommen, der in einer Entfernung von etwa 420 mm vom Motor am Saugrohr appliziert ist. Wärmeverluste zwischen der Temperaturmessstelle und dem Motorbrennraum sind nicht zu vermeiden und führen bei Einlassschluss zu Ladungstemperaturen, die bei hohen Massenströmen und Vorwärmungen um bis zu 30 K niedriger liegen als jene, die an der Temperaturmessstelle aufgezeichnet werden [32]. Andererseits kehrt sich bei Verzicht auf die Luftvorwärmung der Wärmefluss um und die bei der jeweiligen Umgebungstemperatur angesaugte Luft erfährt im thermisch an den Motor angebundenen Saugrohr und in den Einlasskanälen eine entsprechende Erwärmung.

Seitens der Injektorgeometrie stehen zwei Strahlbildvarianten zur Verfügung. Dabei handelt es sich einerseits um einen zentral eingebauten Injektor mit 6 Düsenlöchern zu je 0.46 mm Lochdurchmesser und einem Kegelwinkel von 90°, sowie andererseits um einen seitlich eingebauten Injektor mit der bereits in Bild 5–11 gezeigten 8 x 0.4 mm – Lochgeometrie. Nachdem gerade bei den Voruntersuchungen noch nicht feststand, ob sich der Wasserstoff im Brennraum unter den gegebenen Randbedingungen entzünden lassen würde, musste, um zündfähige Gemische im Auslasstrakt zu vermeiden, eine Möglichkeit gefunden werden, den Wasserstoff nach eventuellen Zündaussetzern mittels Zündkerze noch innerhalb des Brennraums umzusetzen.

Mit der vorliegenden Lochgeometrie beim zentral eingebauten Injektor konnte eine Entflammung des Gemisches im Expansionshub aufgrund unzureichender Gemischqualität an der Zündkerze nicht erreicht werden, wohingegen dies beim seitlich eingebauten Injektor problemlos möglich war. Es wurde daher für die ersten Untersuchungen auf den  $8 \times 0.4 \text{ mm}$  – Injektor in seitlicher Einbaulage zurückgegriffen und der Zündwinkel auf  $40^\circ \text{KW}$  n.ZOT eingestellt.

### 6.2.2.1 Saugbetrieb mit Ansaugluftvorwärmung

Das Hauptaugenmerk für die hier dokumentierten ersten Versuchsreihen war darauf gelegt, trotz der nicht für dieselmotorischen Betrieb ausgelegten Brennraumkonfiguration des  $\text{H}_2$ -SI Forschungsmotors eine motorische  $\text{H}_2$ -Selbstzündung zustande zu bringen. Zündverzugszeiten und motorische Wirkungsgrade sollten demgemäß erst in zweiter Linie betrachtet werden. Die Drehzahl wurde für diese Versuchsreihen auf  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  gesetzt, während das Verdichtungsverhältnis bei  $\varepsilon = 16.5$  am Forschungsmotor mit Ottogeometrie die obere Grenze darstellt.

Erste autarke Entzündungen des Gemisches zeigten sich im Motorbetrieb bei sehr früher Einblasung ab einer Ansaugluftvorwärmung auf etwa  $T_{\text{Saug}} = 150^\circ \text{C}$  und sehr mageren Gemischen. Der Verbrennungsbeginn liegt dabei ausnahmslos immer in unmittelbarer Nähe des ZOT, so dass von einem weitgehend homogenisierten Gemisch zu Verbrennungsbeginn ausgegangen werden kann. Bei den sporadisch auftretenden Selbstzündungen handelt es sich aber jedenfalls um Einzelereignisse, während der Großteil der motorischen Zyklen insofern mit Verbrennungsanomalien behaftet war, als dass sich das Gemisch entweder überhaupt nicht entzündet hat, oder aber klopfähnliche Verbrennungsphänomene aufgetreten sind. Für einen Betriebspunkt mit auf  $T_{\text{Saug}} = 150^\circ \text{C}$  vorgewärmter Ansaugluft sind diese Verbrennungsanomalien in Bild 6–6 [32, 33] dargestellt.

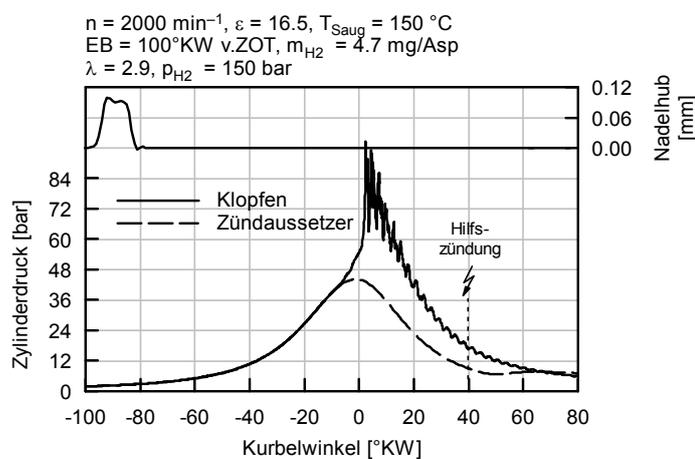


Bild 6–6: Verbrennungsanomalien bei Selbstzündungsbetrieb am  $\text{H}_2$ -SI FoMo

Bei weiterer Erhöhung der Ansauglufttemperatur konnten erste stabile Betriebspunkte mit Selbstzündung am Prüfstand eingestellt werden. Bild 6–7 [32] stellt dazu die Indizierdaten zweier Betriebspunkte bei sehr früher Einblasung und einer Ansaugluftvorwärmung auf  $T_{\text{Saug}} = 170^\circ \text{C}$  für zwei unterschiedliche Motorlasten einander gegenüber. Dabei beschreibt die Magergrenze die niedrigste mögliche Motorlast beim gewählten Einblasezeitpunkt, welche bei der angewandten Regelungsstrategie über die Gemischqualität gleichzeitig die kleinste Einblasemenge repräsentiert, bei der stabiler Selbstzündungsbetrieb noch erreicht werden kann. Eine weitere Verminderung der Einblasemenge führt dann wieder zu den in Bild 6–6 gezeigten Verbrennungsaussetzern. Im Gegensatz dazu stellt die Klopfgrenze jene Maximallast dar, bei der ein stabiler Motorbetrieb ohne Verbrennungsklopfen darstellbar ist. Innerhalb des gezeigten schmalen Bereiches lässt sich die Einblasemenge variieren, ohne dass es zu Verbrennungsanomalien kommt. Dieser Bereich stellt daher den möglichen Betriebsbereich unter den gegebenen Randbedingungen und der gewählten Luftvorwärmung dar.

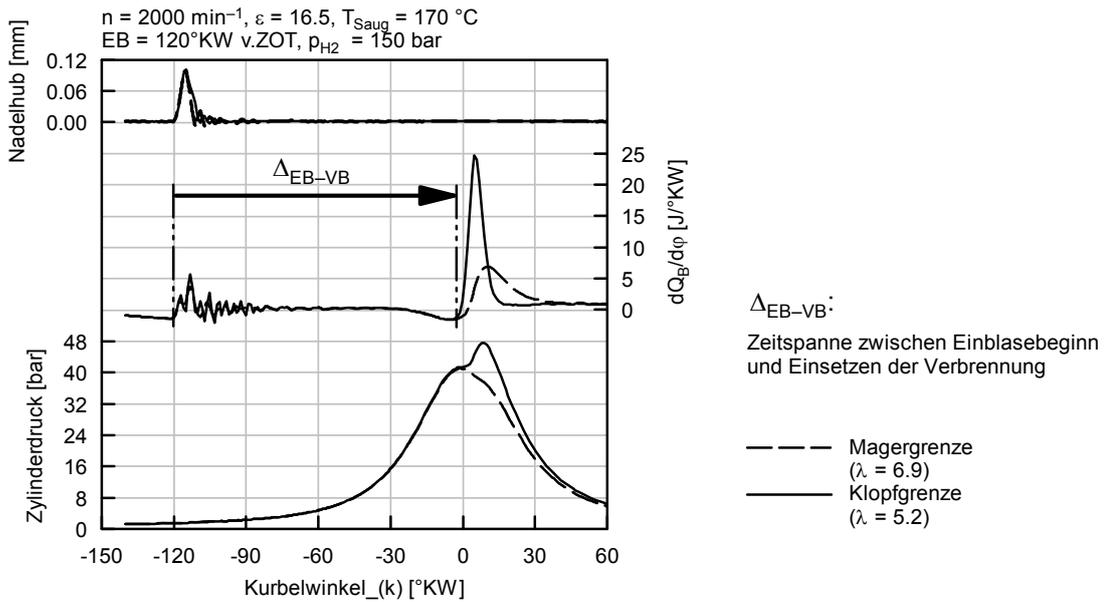


Bild 6–7: Indizierdaten für Klopfgrenze und Magergrenze bei Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo bei früher Einblasung

Beim konventionellen Dieselmotor ist der Zündverzug als jene Zeitspanne definiert, die zwischen dem Einspritzbeginn und dem Erreichen eines festzusetzenden prozentuellen Brennstoffumsatzes liegt. Dabei wird jedoch vorausgesetzt, dass zu Beginn der Einspritzung im Brennraum Zustände – allen voran Temperaturen – vorherrschen, die eine Entflammung des sich bildenden Gemisches real auch ermöglichen. Bei der in Bild 6–7 gezeigten frühen Wasserstoffeinblasung herrschen im Brennraum keinesfalls Zündbedingungen vor, so dass von einem Zündverzug im Sinne obiger Definition nicht gesprochen werden kann. Um diesem Unterschied Rechnung zu tragen, ist im Projekt vereinbart worden, diese Zeitspanne mit dem Kürzel  $\Delta_{EB-VB}$  zu bezeichnen. Diese Vereinbarung soll hier beibehalten werden.

Bestimmt man am Prüfstand bei festgehaltener Ansaugluftvorwärmung für unterschiedliche Einblasezeitpunkte jeweils Mager- und Klopfgrenze, dann lässt sich der mittels Selbstzündung abdeckbare Betriebsbereich anhand so genannter „Lambdafenster“ oder „Lastfenster“ über dem Einblasezeitpunkt darstellen [32]. Die Lambdafenster für zwei unterschiedliche Ansauglufttemperaturen sind nachfolgend in Bild 6–8 dargestellt.

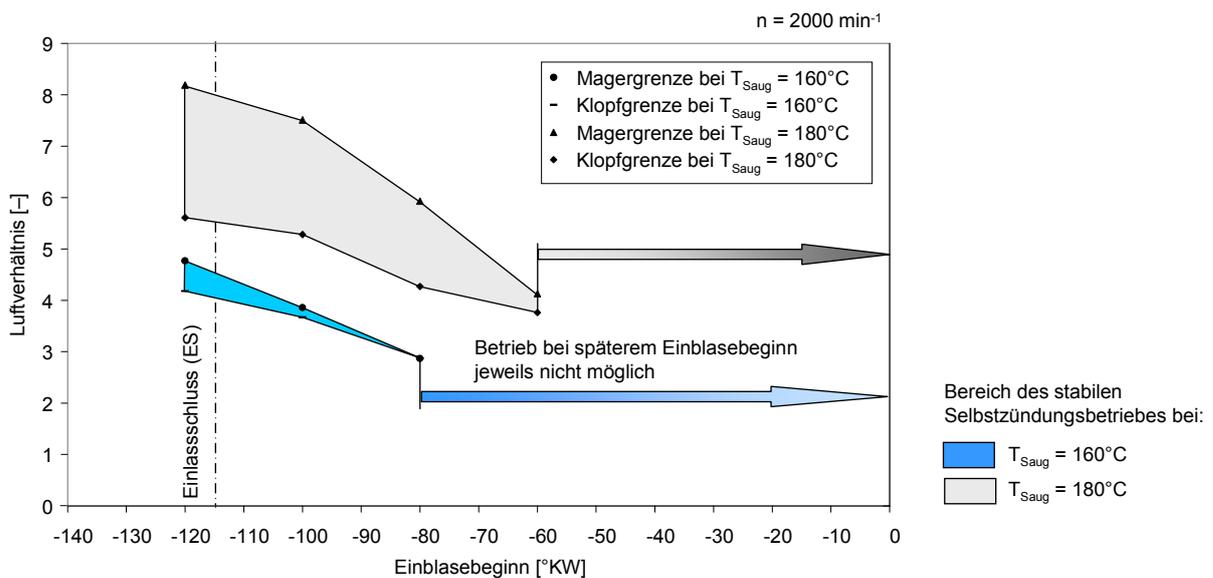


Bild 6–8: Betriebsbereich für Selbstzündung am H<sub>2</sub>-SI FoMo bei zwei Ansauglufttemperaturen

Bei  $T_{\text{Saug}} = 160^\circ\text{C}$  ist der abdeckbare Betriebsbereich sehr schmal, wobei das kürzeste  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  bei  $80^\circ\text{KW}$  liegt. Bei  $T_{\text{Saug}} = 180^\circ\text{C}$  liegt die Klopfgrenze erwartungsgemäß bei deutlich mageren Betriebspunkten, gleichzeitig verschiebt sich auch die Magergrenze zu größeren globalen Luftverhältnissen hin, so dass sich in Summe bei höherer Ansaugluftvorwärmung ein deutlich breiterer Betriebsbereich ergibt, der die Einstellung stabiler Selbstzündungsbetriebspunkte vereinfacht.

Zu späteren Einblasezeitpunkten hin werden die Betriebsbereiche schmaler, bis schließlich der jeweilige Minimalwert von  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  erreicht wird. Je früher der Zeitpunkt des Einblasebeginns angesetzt werden muss, desto mehr Zeit steht für eine Homogenisierung des Gemisches zur Verfügung, so dass in den gezeigten Fällen die Verbrennung weniger einer dieseltypischen Diffusionsverbrennung als einer HCCI-Verbrennung gleichkommt.

### 6.2.2.2 Kombination von Luftvorwärmung und Aufladung

Kleinere Zeitspannen zwischen dem Beginn der Einblasezeit und jenem der Verbrennung konnten nur mit noch weiter gesteigerter Vorwärmung der Ansaugluft realisiert werden. Etwa  $T_{\text{Saug}} = 190^\circ\text{C}$  stellt dabei die Leistungsgrenze des am Prüfstand verbauten Ansaugluftheizers dar. Bild 6–9 [32, 33] zeigt die Indizierdaten jenes Betriebspunktes, bei dem im freisaugenden Betrieb der Minimalwert von  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  bei dieser Ansauglufttemperatur erreicht werden konnte. Dem gegenüber gestellt ist ein mit 500 mbar Überdruck aufgeladener Betriebspunkt mit identischer Ansauglufttemperatur. Der Abgasgegendruck wird dabei mittels Auspuffklappe um denselben Wert angehoben, um ein neutrales Spülgefälle herzustellen. Dargestellt sind für beide Betriebspunkte von oben nach unten jeweils der Verlauf des Nadelhubes am Hochdruckinjektor, der Brennverlauf sowie der kurbelwinkelaufgelöste Zylinderdruck.

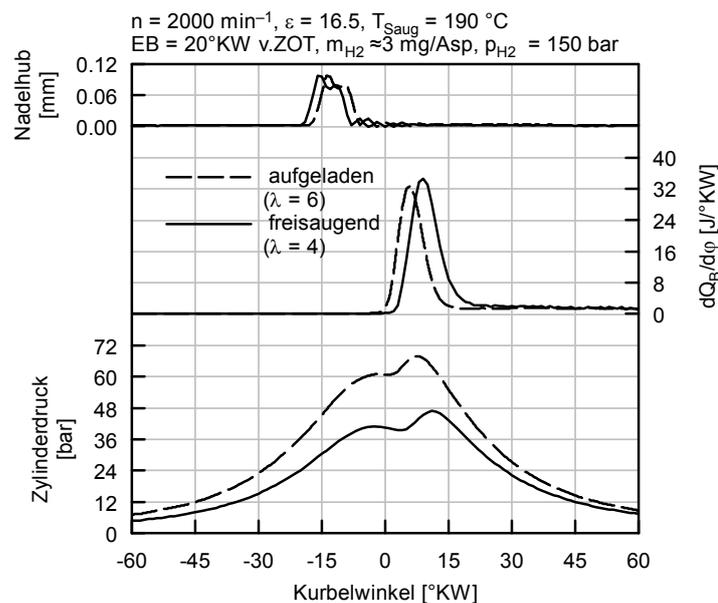


Bild 6–9: Minimale Zündverzüge bei Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-SI FoMo

Der Wert  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  konnte bei Ansaugluftvorwärmung auf  $T_{\text{Saug}} = 190^\circ\text{C}$  auf etwas unter  $20^\circ\text{KW}$  im freisaugenden Betrieb reduziert werden, wodurch dieser der klassischen Zündverzugsdefinition des Dieselmotors nahekommt. Die durch die Aufladung generierte Druckerhöhung erweist sich im Bezug auf  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  insofern als nur wenig effektiv, als dass die erzielte Reduktion bei lediglich etwa  $4^\circ\text{KW}$  liegt. Im Hinblick auf den bei gleicher Ladungstemperatur abdeckbaren Betriebsbereich zeigt sich die Aufladung jedoch dahingehend als effektiver, als dass sich jener im Vergleich zum freisaugenden Betrieb merklich aufweitet, wodurch stabile Selbstzündungsbetriebspunkte in der Praxis leichter eingestellt werden konnten. Ursachen dafür könnten einerseits die durch die Aufladung höhere Energiedichte im Brennraum und/oder das stärkere Abbremsen des Einblasestrahles durch höhere Gemischdichte bzw. höheren Gegendruck im Brennraum sein.

### 6.2.2.3 Kombination von Luftvorwärmung und Abgasrückführung

Im konventionellen Dieselmotor ist die Abgasrückführung ein probates Mittel zur Reduktion von Stickoxidemissionen. Nachdem Stickoxide vornehmlich bei hohen Temperaturen gebildet werden [8], bietet sich die Zuführung von möglichst gut gekühltem Abgas an. Konträr dazu soll hier die AGR rein zur Erhöhung der Prozesstemperatur eingesetzt werden. Dazu muss jedenfalls möglichst heißes Abgas zugeführt werden.

Am gegenständlichen Prüfstands Aufbau stehen zwei Möglichkeiten zur Abgasrückführung zur Verfügung. Eine davon ist die so genannte äußere Abgasrückführung, bei der das Abgas über eine außerhalb des Motors liegende Leitung zum Saugrohr zurückgeführt wird. Bei den niedrigen Motorlasten, auf die sich der Betriebsbereich beschränkt hat, ist die Abgastemperatur vergleichsweise gering und liegt nach Abzug der trotz Isolierung unvermeidbaren Wärmeverluste in der AGR-Leitung nur mehr unwesentlich über jener der bereits mittels Heizer vorgewärmten Ansaugluft, so dass sich in Summe eine Ansauglufttemperaturerhöhung von etwa 30 Kelvin ergibt. Andererseits beinhaltet das Abgas Wasserdampf, dessen Wärmekapazität über jener der reinen Luft liegt, so dass die Temperaturerhöhung während der Kompression vergleichsweise geringer ausfällt. Diese beiden Effekte scheinen einander in etwa zu kompensieren, so dass der äußeren, ungekühlten AGR kein vorteilhafter Einfluss auf den Selbstzündungsbetrieb zugeschrieben werden kann.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, eine gewisse Menge an heißem Abgas innerhalb des Motors zu behalten. Am Prüfstand gelingt dies in eingeschränktem Maße über eine Abgasklappe, mit der der Abgasgedruck erhöht werden kann, bzw. in weitaus stärkerem Maße durch eine Frühverstellung der Auslasssteuerzeit. Damit lässt sich im Vergleich zum AGR-freien Betrieb durchaus eine Ausweitung des Betriebsbereiches für Selbstzündung erreichen, was im nachfolgenden Bild 6–10 [32, 33] für eine Ansauglufttemperatur von  $T_{\text{Saug}} = 160^\circ\text{C}$  in Form von Lastfenstern dargestellt werden soll.

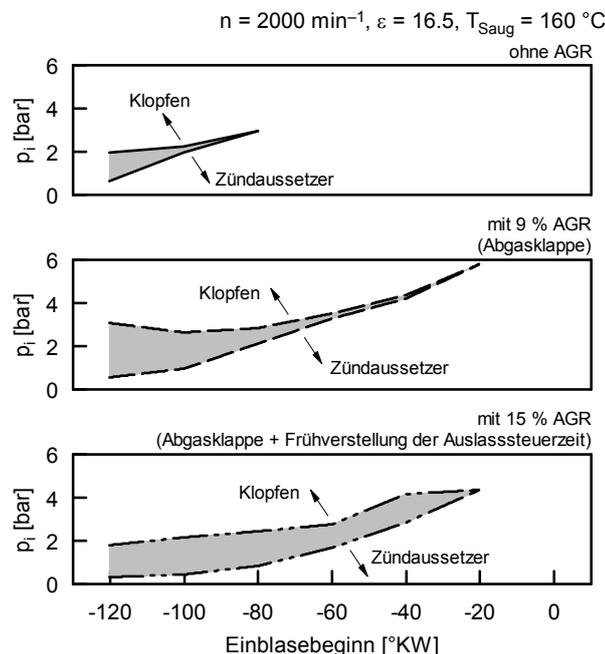


Bild 6–10: Betriebsbereich für Selbstzündung am H<sub>2</sub>-SI FoMo mit/ohne innerer AGR

Man erkennt bei Anwendung der inneren AGR in beiden Fällen die Möglichkeit zur Verringerung von  $\Delta_{\text{EB-VB}}$  sowie eine deutliche Ausweitung des Selbstzündungsbereiches, die im Falle der Kombination von Abgasklappe und Steuerzeitverstellung bis hin zu geringen  $\Delta_{\text{EB-VB}}$ -Werten von etwa  $20^\circ\text{KW}$  erhalten bleibt.

Generell bleibt der Selbstzündungsbetrieb aber auch bei Einsatz der Abgasrückführung am Forschungsmotor mit Ottogeometrie niedrigsten Lasten vorbehalten.

#### 6.2.2.4 Fazit zu den experimentellen Voruntersuchungen am H<sub>2</sub>-SI Motor

Zusammenfassend kann über die experimentellen Voruntersuchungen zur Selbstzündung am Forschungsmotor mit Ottogeometrie gesagt werden, dass sich die Realisierung eines stabilen Selbstzündungsbetriebes als ausnehmend schwierig herausgestellt hat. Das liegt einerseits sicher am auf  $\varepsilon = 16.5$  beschränkten Verdichtungsverhältnis und andererseits auch an der Brennraumform, die sich bei Anwendung des Aufbaukolbens ergibt.

Als bestimmender Einflussparameter hat sich die Brennraumtemperatur herausgestellt. Maßnahmen, die zur Erhöhung der letztgenannten gesetzt werden können, sind die Ansaugluftvorwärmung, die Aufladung ohne Rückkühlung und die ungekühlte Abgasrückführung. Trotz der nicht auf Selbstzündungsbetrieb ausgelegten Brennraumkonfiguration lassen sich bei Ansaugluftvorwärmungen ab etwa  $T_{\text{Saug}} = 160^\circ\text{C}$  stabile Selbstzündungsbetriebspunkte an der gegenständlichen Konfiguration einstellen, wobei die Einblasezeitpunkte jedenfalls früh anzusetzen sind, so dass die Verbrennung weniger einer dieselartigen Diffusionsverbrennung ähnelt als jener bei einem HCCI-Konzept.

Zudem sind die mittels Selbstzündung am Forschungsmotor mit Ottogeometrie abdeckbaren Lastfenster generell sehr schmal, so dass es ausgehend von einem stabilen Selbstzündungsbetriebspunkt bei Veränderung der Einblasemenge zur Anhebung oder Absenkung der Motorlast schnell zu Verbrennungsanomalien kommt, was sich in klopfendem Motorbetrieb beziehungsweise Zündaussetzern niederschlägt.

Eine – wenn auch nur leichte – Aufweitung der Betriebsfenster bzw. eine Verringerung der  $\Delta_{\text{EB-VB}}$ -Werten lässt sich an der Ottogeometrie nur mit massiver Ansaugluftvorwärmung bzw. der Kombination von Ansaugluftvorwärmung mit innerer AGR erreichen.

In der vorliegenden Form ist ein derartiges Brennverfahren sicher nicht fahrzeugtauglich, weil es weder höhere Lasten abdecken, noch bei Beschränkung auf niedrigste Lasten ohne das Auftreten von Verbrennungsanomalien geregelt werden kann. Immerhin konnte aber im Rahmen der experimentellen Voruntersuchungen nachgewiesen werden, dass ein Selbstzündungsbetrieb mit dem Kraftstoff Wasserstoff in einem Schnellläufermotor grundsätzlich realisierbar ist.

### 6.2.3 Einfluss von Aufbaukolben und Brennraumgeometrie

Bei den Voruntersuchungen am Forschungsmotor mit Ottogeometrie hat sich die Einstellung stabiler Selbstzündungsbetriebspunkte als sehr schwierig herausgestellt. Während die darstellbaren Motorlasten ausnehmend gering waren, resultierte auch in diesem Niedrigstlastbereich aus dem Versuch, die Motorlast von einem stabilen Selbstzündungsbetriebspunkt ausgehend auch nur leicht abzuändern, ein mit Verbrennungsanomalien behafteter Motorbetrieb. Darüber hinaus hat sich das avisierte Motorverhalten, bei dem in Analogie zum konventionellen Dieselmotor der Kraftstoff spät im Verdichtungshub eingebracht und dann nach möglichst kurzem Zündverzug in Form einer Diffusionsverbrennung umgesetzt wird, am H<sub>2</sub>-Forschungsmotor mit Ottogeometrie überhaupt nicht experimentell darstellen lassen.

Wie Bild 6–3 zeigt ergibt sich bei Einsatz des Aufbaukolbens für  $\varepsilon = 16.5$  durch den überstehenden Kolbenaufbau in der Nähe des OT ein stark zerklüfteter Brennraum. Mit Hilfe einer 3D-CFD Gemischbildungsrechnung soll der Einfluss abgeschätzt werden, den die beschriebene Brennraumgeometrie auf die Erreichbarkeit des gewünschten Motorbetriebsverhaltens nimmt. Dabei soll ganz bewusst nicht einer der wenigen am Motor realisierten Betriebspunkte nachgerechnet werden, weil diese zumeist ohnehin nur eingeschränkt stabil waren und somit eine reine Gemischbildungsrechnung die im Motor auftretenden Phänomene, die zu diesem Betriebsverhalten führen, kaum schlüssig erklären wird können. Vielmehr sollen der Rechnung – quasi als Grenzfall – jene Bedingungen unterlegt werden, die bereits in [31] an einem anderen Aggregat als hinreichend für stabilen Selbstzündungsbetrieb identifiziert worden sind.

Dazu gehören eine Verdichtungsendtemperatur von mindestens  $T_{KE} = 1100 \text{ K}$ , die bereits in 6.1 als Auslegungskriterium festgesetzt worden ist, sowie eine sehr späte Einblasung in Hinblick auf die avisierte Diffusionsverbrennung. Die zugeführte Kraftstoffmasse ist entsprechend den Erfahrungen aus den Untersuchungen des ottomotorischen Brennverfahrens so gewählt, dass sie einem mittleren Lastpunkt bei etwa  $p_i = 5 \text{ bar}$  entspricht. Tabelle 6-1 zeigt den Datensatz, welcher der Rechnung zugrunde gelegt worden ist.

Drehzahl	$2000 \text{ min}^{-1}$
Verdichtungsverhältnis	16.5
Luftverhältnis	3.2
Kraftstoffvordruck	150 bar
Einblasebeginn	$5^\circ \text{KW v.ZOT}$
Lochbild	$8 \times 0.4 \text{ mm}$ (seitlich)

Tabelle 6-1: Datensatz für die CFD-Gemischbildungsrechnung mit Aufbaukolben

Das nachfolgende Bild 6–11 zeigt links oben ein vereinfachtes CAD-Modell des Aufbaukolbens, das in Hinblick auf seine Vernetzbarkeit an einigen Stellen im CAD-System nachgearbeitet werden musste. Davon wurde unter Anwendung der in 5.3 erarbeiteten Modellierungsstrategie das in der rechten Spalte von Bild 6–11 dargestellte Simulationsmodell abgeleitet, wobei einerseits eine Totalansicht und andererseits der aus Sicht der Vernetzung interessanteste Bereich um den Injektorausstritt abgebildet sind.

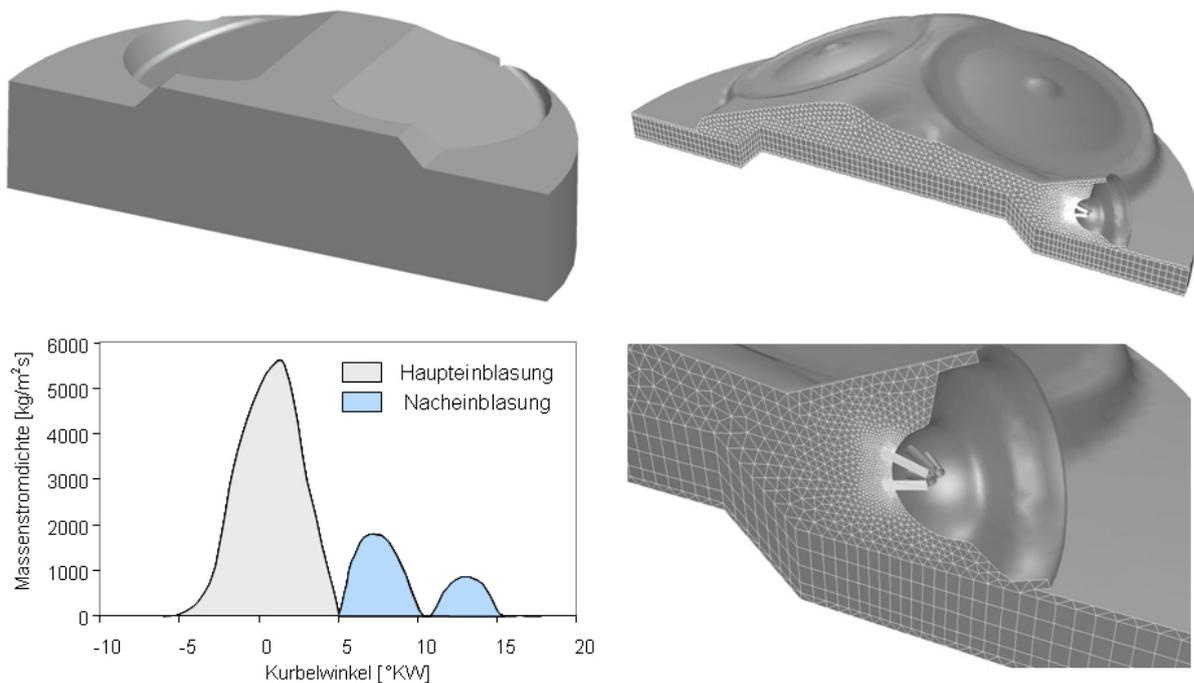
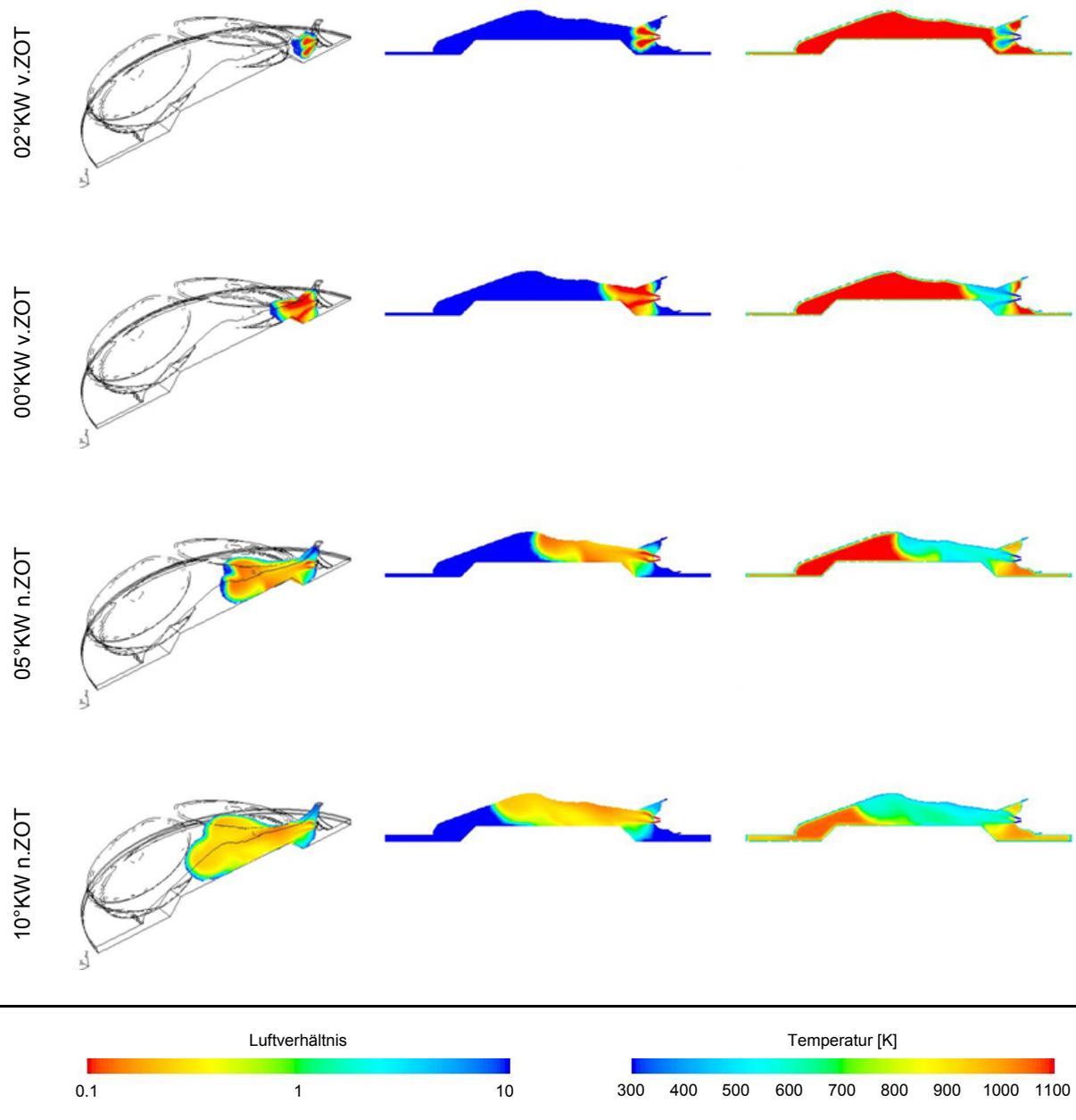


Bild 6–11: Berechnungsgitter und Massenstromprofil für die CFD-Rechnung mit Aufbaukolben

Die links unten dargestellte Massenstromrandbedingung zeigt den zeitlichen Verlauf der Massenstromdichte an den Injektorbohrungen und wurde in diesem Fall dem Nadelhubprofil des im HyICE-Projekt eingesetzten Hochdruckinjektors von Hörbiger nachempfunden, der sich vom in 4.3.2 beschriebenen Einblaseventil dadurch unterscheidet, dass anstelle des Doppelmagnet-Systems in diesem Fall ein Einfachmagnet verwendet wird, der nur für die Öffnungsbewegung der Injektornadel eingesetzt und somit die Schließkraft rein durch die verbaute Spiralfeder aufgebaut wird. Dies führt zu Schwingungsvorgängen nach dem planmäßigen Schließen des Einblaseventils, die zusätzliche Öffnungsvorgänge und damit verbundene Kraftstoffnacheinblasungen nach sich ziehen.

Der gegenständliche Injektor wurde im Rahmen der zu dieser Arbeit gehörigen experimentellen Untersuchungen nicht eingesetzt, weshalb er in 4.3 auch nicht näher beschrieben ist. Weiterführende Informationen dazu sowie zur Nadelschwingungsproblematik finden sich beispielsweise in [25]. Der Rückgriff auf ein von diesem Injektormodell entlehntes Nadelhubprofil sei an dieser Stelle damit begründet, dass sich der für das H2BVplus-Projekt (vgl. 2.3.2) geplante Injektor zum Zeitpunkt der Durchführung dieser Rechnung im Hause Hörbiger gerade in Planung befunden hat, so dass seine Charakteristik noch nicht bekannt und daher die Unterstellung eines ähnlichen Betriebsverhaltens zu diesem Zeitpunkt der bestmögliche Kompromiss war.

Die nachfolgende Bildreihe (Bild 6–12) zeigt für ausgewählte Kurbelstellungen die Ergebnisse dieser Berechnungen. Dabei ist in der jeweils linken Spalte die Verteilung des lokalen Luftverhältnisses 3-dimensional dargestellt, die mittlere und die rechte Spalte zeigen 2-dimensional das lokale Luftverhältnis sowie die sich einstellende lokale Mischungstemperatur in der Symmetrieebene des Motors.



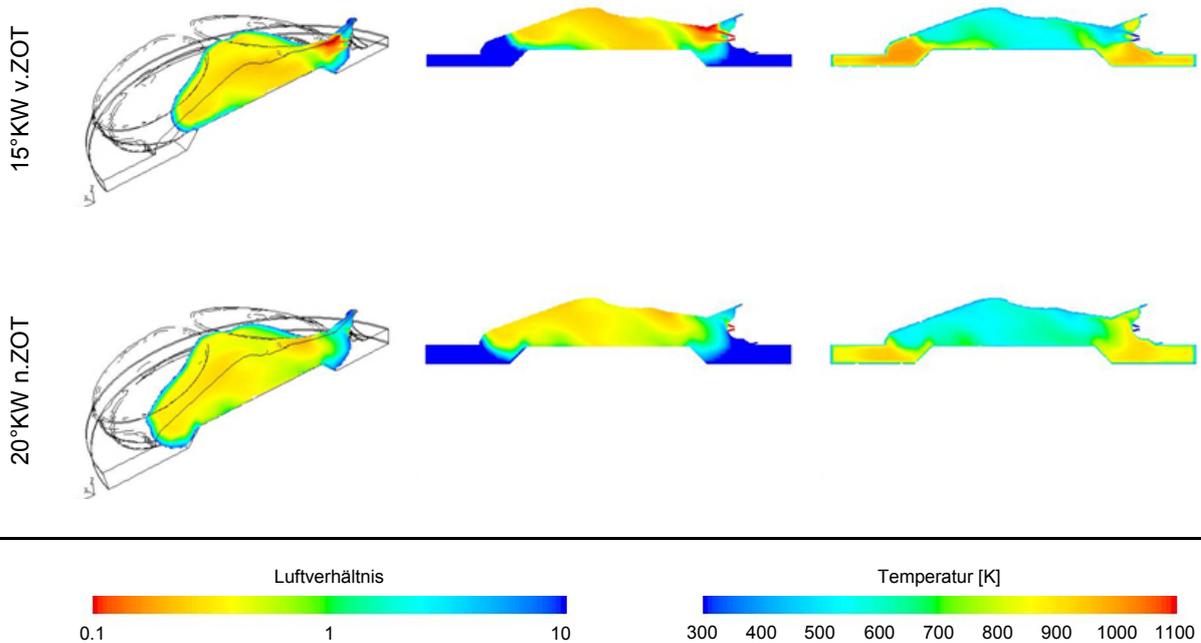


Bild 6–12: Örtliche Lambda- und Temperaturverteilung während der Gemischbildung am H<sub>2</sub>-SI FoMo bei später Einblasung

Bei 2°KW v.ZOT erkennt man, dass der untere der beiden aus dem Injektor austretenden Gasjets deutlich in Richtung des Kolbenaufbaues zielt und noch vor dem Wirksamwerden des in 5.3.4 beschriebenen Coandă-Effektes auch dort auftrifft, was dem nächsten Bild entnommen werden kann, welches aus Sicht der Kurbelstellung dem ZOT entspricht. Man erkennt bereits hier ein ausgeprägtes Anlegen des eingeblasenen Gases einerseits am Kolben, aber auch am Zylinderkopfdach.

Bei 5°KW n.ZOT hat die Wirksamkeit des Coandă-Effektes bereits eingesetzt. Die beiden in der Symmetrieebene des Brennraumes gelegenen Wasserstoffjets sind kaum mehr voneinander zu unterscheiden und zeigen bereits annähernd in dieselbe Richtung. Auffällig ist zudem, dass nahezu die gesamte Oberfläche der sich ausbildenden Gemischwolke an den begrenzenden Wänden von einerseits Kolben und andererseits Zylinderkopf anliegt. Die Zeitspanne zwischen dem Eindringen der Wasserstoffjets in den Brennraum und deren Auftreffen an den Brennraumwänden ist zu kurz, als dass eine hinreichende Durchmischung mit der Luft stattfinden könnte.

Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses bleibt das eingeblasene Gas größtenteils an den vergleichsweise kalten Brennraumwänden angelegt. Die im Zylinder zur Verfügung stehende heiße Luft kann daher den Wasserstoff in diesem Bereich nicht erreichen, was dazu führt, dass sich in diesen Bereichen kaum Durchmischungseffekte zeigen und demgemäß eine Erwärmung auch nicht möglich ist. Zudem würde sich auch bei bereits aufgewärmtem Gemisch der Wärmefluss in Richtung der kalten Brennraumwände umkehren und zu einem Wärmeaustrag aus dem Gemisch und damit zu einer Abkühlung desselben führen. Ein noch niedriger gewähltes Verdichtungsverhältnis auf der anderen Seite würde das Erreichen hinreichend hoher Temperaturen trotz an der Leistungsgrenze betriebener Luftvorwärmanlage in noch stärkerem Maße behindern, so dass auch diese Maßnahme keine Option darstellt. Eine geometrisch günstigere Brennraumform ist bei der gegebenen ottomotorischen Geometrie mit Bedacht auf das größtmögliche Verdichtungsverhältnis demnach nicht darzustellen.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass das am Prüfstand erfahrene und weiter oben dokumentierte eingeschränkte Potenzial, im Rahmen der gegebenen ottomotorischen Geometrie mit Aufbaukolben einen Selbstzündungsbetrieb zu realisieren, durchaus schon aus der Gemischbildungsrechnung abgeleitet werden kann.

Für die Auslegung eines selbstzündungsgerechteren Motorkonzeptes wird jedenfalls die Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses notwendig sein, um die geforderten hohen Verdichtungsendtemperaturen auch mit moderatem Einsatz von Zusatzmaßnahmen wie Aufladung und Ansaugluftvorwärmung erreichen zu können.

Aus der Analyse der in Bild 6–12 gezeigten CFD-Ergebnisse kann zudem abgeleitet werden, dass zur Darstellung einer günstigen Kombination aus Brennraumgeometrie und Injektorstrahlbild einerseits das Anlegen des Kraftstoffes bzw. Gemisches an die vergleichsweise kalten Brennraumwände so lange wie möglich – zumindest aber für die avisierte Millisekunde – hinausgezögert werden muss, um Wärmeausträge aus dem eventuell bereits aufgeheizten Gemisch zu verhindern. Andererseits muss im Brennraum eine Kraftstoffwolke platziert werden, deren Randzone der umgebenden heißen Luft hinreichend große freie Flächen für die Durchmischung und den Wärmeeintrag über eine möglichst große Zeitspanne bietet. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der CFD-gestützten Entwicklung eines Gemischbildungssystems, das diesen Anforderungen weitgehend genügen kann.

## 6.3 Berechnungen zur Auslegung des H<sub>2</sub>-CI Motors

Aufbauend auf den Ergebnissen aus den Voruntersuchungen an der ottomotorischen Geometrie sollte im Projekt ein neuer Forschungsmotor aufgebaut werden, der im Bezug auf sein Verdichtungsverhältnis und seine geometrische Auslegung der avisierten Wasserstoff-Selbstzündung bessere Rahmenbedingungen bieten kann. Die vornehmlich bei der BMW Forschung und Technik GmbH. ausgearbeitete Konstruktion des Zylinderkopfes orientiert sich an den Konstruktionsmerkmalen moderner DI-Diesel-Köpfe aus gleichem Hause, musste aber in einigen Punkten aus Gründen des Packagings entscheidend abgeändert werden, um neben den vier Ventilen auch genügend Bohrungen für seitliche und zentrale Injektorposition bzw. Glühstift, Zündkerze und Druckmesssensorik aufnehmen zu können (vgl. Bild 4–4). Den sich daraus ergebenden Einschränkungen muss bei der Auslegung der Brennraumgeometrie entsprechend Rechnung getragen werden. Chronologisch korrekt sollen die zugehörigen Umfänge im Anschluss an die nachfolgend gezeigten Berechnungen zur Grobabschätzung von zur Selbstzündung tauglichen Motorparametern und Betriebsstrategien dokumentiert werden.

### 6.3.1 Betriebsstrategien für Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-CI FoMo

Wie für den Forschungsmotor mit Otto geometrie (vgl. 6.2.1) wurde auch für den neu aufzubauenden Forschungsmotor mit Dieselgeometrie mit Hilfe der 0D-Prozesssimulation versucht, für den Selbstzündungsbetrieb geeignete Betriebsstrategien mit dem Unterschied zu ermitteln, dass im vorliegenden Fall das Verdichtungsverhältnis nicht von vornherein feststanden hat.

Die ersten Rechnungen wurden für den freisaugenden Motorbetrieb (Aufladegrad  $\alpha = 1$ , darunter sei hier entsprechend Glg. 6-1 wieder ein Druckverhältnis verstanden) ohne Ausnutzung der Luftvorwärmung durchgeführt. Bild 6–13 zeigt die Ergebnisse einer Verdichtungsverhältnis-Variation, die unter sonst gleichen Randbedingungen – sie sind als Zusatztext im Diagramm selbst angegeben – durchgeführt wurde. Druck und Temperatur werden jeweils bei Einlassschluss (ES) angegeben und beruhen auf einer Schätzung, die sich an die Werte des bereits vorhandenen ottomotorischen FOMO anlehnt, was dadurch legitim ist, als dass auch der H<sub>2</sub>-CI Forschungsmotor ungedrosselt betrieben werden soll. Die Einlass-Steuerzeit wird jedoch im Bereich jener von ausgeführten Dieselmotoren angesetzt.

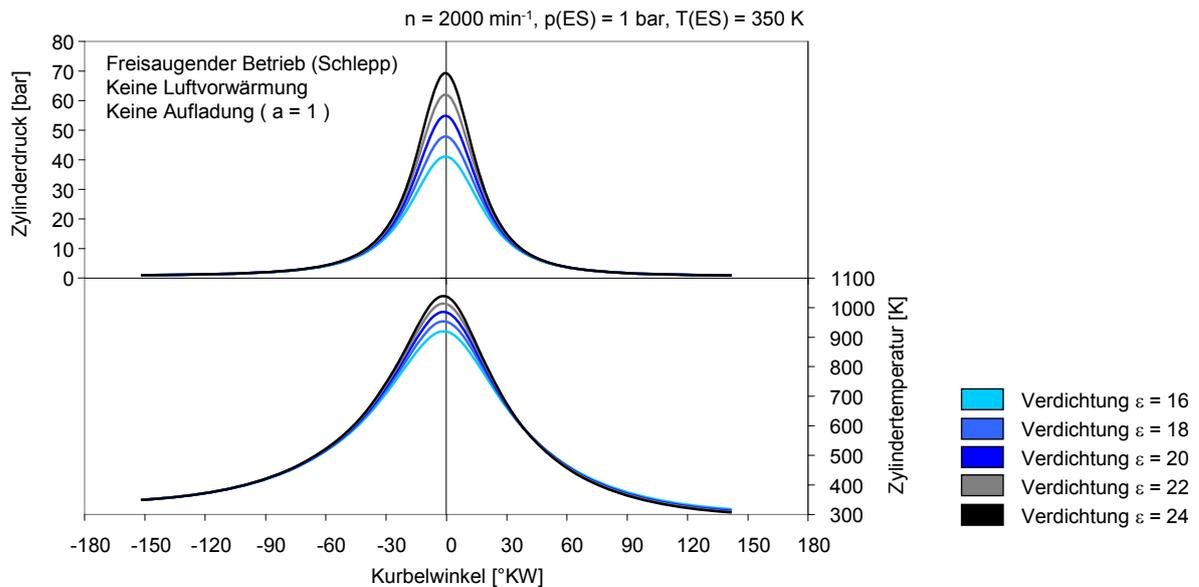


Bild 6–13: Zylinderdruck und -temperatur im freisaugenden Schleppbetrieb bei Variation der Verdichtung

Die für Selbstzündungsbetrieb zugrunde gelegte Verdichtungsendtemperatur (vgl. 6.1) von  $T_{KE} = 1100 \text{ K}$  gilt aus Gründen eines avisierten Zündverzuges von nicht mehr als 1 ms gleichermaßen auch in diesem Fall. Aus obigem Diagramm lässt sich ablesen, dass diese Verdichtungsendtemperatur auch mit höchsten geometrischen Verdichtungsverhältnissen von  $\varepsilon > 24$  im freisaugenden Motorbetrieb durch Kompression alleine nicht erreicht und damit ein Selbstzündungsbetrieb in der angestrebten Form nach den bisherigen Erfahrungen wahrscheinlich nicht dargestellt werden kann.

Es bedarf also, wie schon bei der Konfiguration mit ottomotorischem FOMO samt Aufbaukolben, zusätzlicher Maßnahmen, damit die avisierte Verdichtungsendtemperatur im Brennraum erreicht werden kann. Eine dieser Maßnahmen ist wiederum die Vorwärmung der Ansaugluft, um den Prozess insgesamt auf ein höheres Temperaturniveau zu heben. Bild 6–14 zeigt die Ergebnisse entsprechender Rechnungen, für die eine zusätzliche Luftvorwärmung um etwa 50 K gewählt worden ist, so dass sich bei Einlassschluss eine Temperatur von  $T(\text{ES}) = 400 \text{ K}$  ergibt.

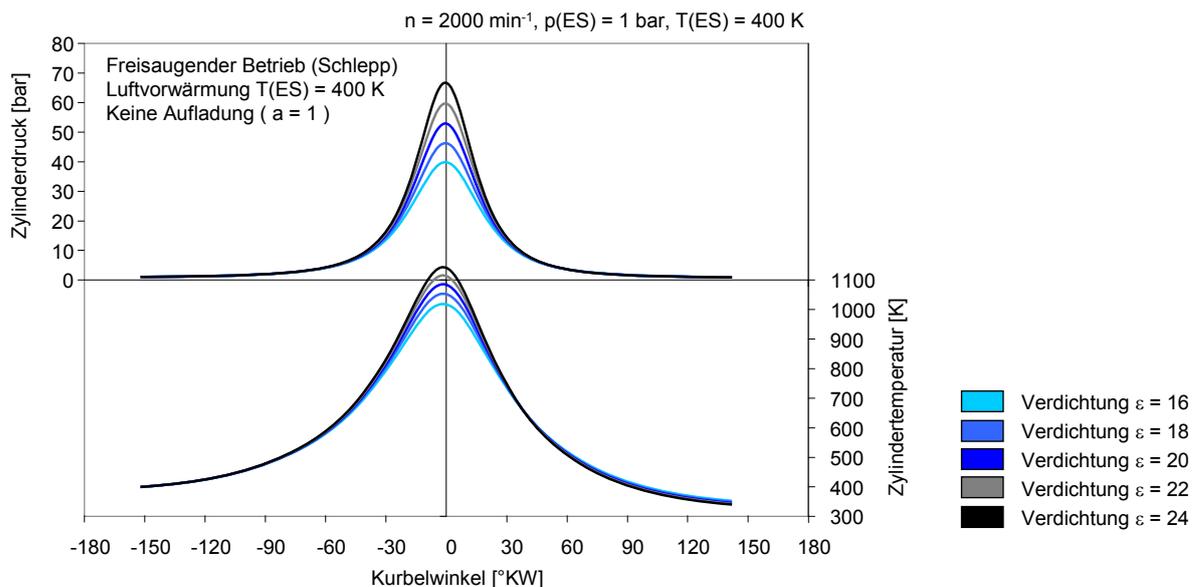


Bild 6–14: Zylinderdruck und -temperatur im freisaugenden Schleppbetrieb bei Ansaugluftvorwärmung und Variation der Verdichtung

Die Vorwärmung der Ansaugluft würde unter sonst gleichen Bedingungen im Zylinder zu einer Reduktion der Ladungsmasse führen. Dadurch könnte bei vorgegebenem Luftverhältnis lediglich eine reduzierte Kraftstoffmenge und damit Energie in den Zylinder eingebracht werden, was zu verringertem Volllastpotenzial führen würde. Nachdem aber zu Beginn im Projekt ohnehin die Darstellung eines motorischen Wasserstoff-Selbstzündungsbetriebes und die Untersuchung des damit erreichbaren Wirkungsgrades vorrangiges Ziel ist, sei dies in Kauf genommen.

Aus Bild 6–14 lässt sich ablesen, dass die angestrebte Verdichtungsendtemperatur unter diesen Bedingungen ab einem geometrischen Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 22$  erreicht werden kann. Dieser Wert übersteigt zwar jene ausgeführter, konventioneller DI-Dieselmotoren deutlich, ist aber – wie spätere Untersuchungen die Geometrie der Kolbenmulde betreffend zeigen werden – durchaus realisierbar. Somit stellt eine Luftvorwärmung um etwa 50 K bei einem Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 22$  ein erstes Betriebskonzept dar.

Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der Verdichtungsendtemperatur bietet die Aufladung bei Verzicht auf Ladeluftkühlung. Während letztere bei konventionellen Dieselmotoren durch Abkühlung der durch die Verdichtung erwärmten Luft das Lastpotenzial des Motors durch Erhöhung der Ladeluftdichte anhebt, soll im Falle des dieselmotorischen H<sub>2</sub>-Betriebes zugunsten der Erhöhung der Ladelufttemperatur darauf verzichtet werden. Das folgende Diagramm (Bild 6–15) zeigt wieder die Ergebnisse einer Verdichtungsverhältnis-Variation bei einem Aufladegrad von  $a = 1.5$  und in erster Näherung angenommener isentroper Verdichtung im fiktiven Lader. Unter dem Aufladegrad  $a$  sei auch hier wieder entsprechend Glg. 6-1 das Verhältnis der Drücke zu Verdichtungsbeginn im aufgeladenen bzw. freisaugenden Betrieb verstanden.

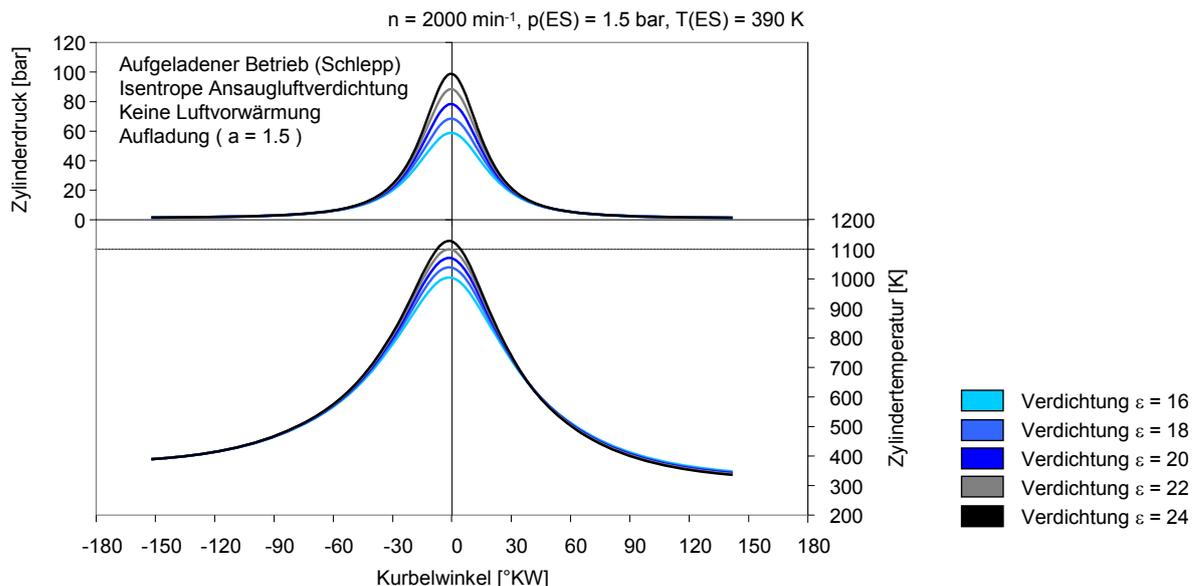


Bild 6–15: Zylinderdruck und -temperatur im aufgeladenen Schleppbetrieb ( $a = 1.5$ ) bei Variation der Verdichtung

Das Diagramm zeigt, dass bei einem Aufladegrad von  $a = 1.5$  ab einem Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon \geq 22$  am Verdichtungsende die bekannten 1100 K im Brennraum erreicht werden können. Diese Auslegung ist insoweit günstig, als dass mit einem Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 22$  – und damit einem ausgeführten Kolben – nicht nur die gegenständliche Betriebsstrategie mit Aufladung, sondern auch die zuvor gezeigte mit Ansaugluftvorwärmung erprobt werden können sollte.

Unter den gegebenen Annahmen führt eine weitere Steigerung des Aufladegrades sowohl zu einer Druck- als auch zu einer Temperaturerhöhung zu Einlassschluss. Dies ist für einen Aufladegrad von  $a = 2$  im folgenden Diagramm (Bild 6–16) für unterschiedliche Verdichtungsverhältnisse gezeigt.

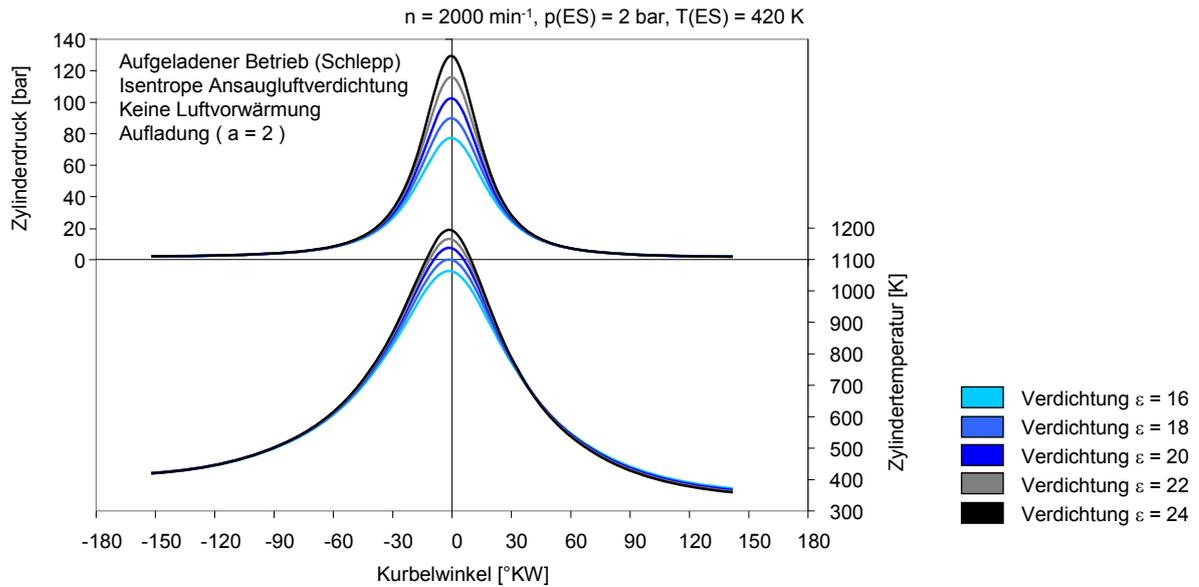


Bild 6–16: Zylinderdruck und -temperatur im aufgeladenen Schleppbetrieb ( $a = 2$ ) bei Variation der Verdichtung

Die avisierte Verdichtungsendtemperatur von  $T_{KE} = 1100\text{ K}$  kann in diesem Fall schon ab einem Verdichtungsverhältnis von  $\epsilon \geq 18$  erreicht werden, wobei dies allerdings bereits mit Spitzendrücken von etwa 90 bar verbunden ist. Als Vorteil einer solchen Konfiguration wäre jedoch die Möglichkeit zur Ausführung einer größeren Kolbenmulde zu nennen, was dem Wasserstoff mehr Raum zur Ausbreitung geben und so ein selbstzündungshemmendes Anlegen des sich bildenden Gemisches an die Brennraumwände verzögern würde. Dem Gemischbildungsprozess stünde somit mehr Zeit zur Durchmischung und Aufheizung der Randzonen der Gemischwolken zur Verfügung. Deshalb sei dieses Setup als drittes Betriebskonzept den bereits gezeigten hinzugefügt. Bild 6–17 zeigt zusammenfassend die drei vorgestellten Betriebsstrategien.

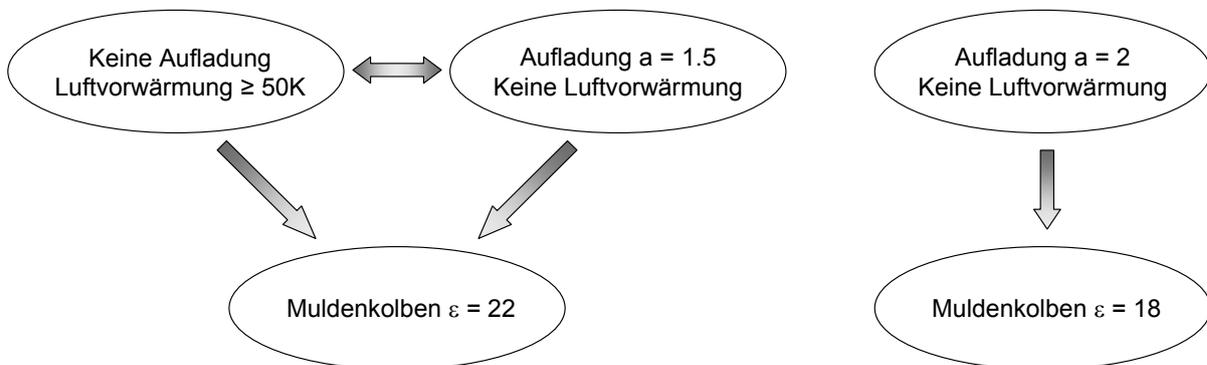


Bild 6–17: Betriebskonzepte für den Selbstzündungsbetrieb am FoMo mit Dieselgeometrie und Muldenkolben

Wie schon in 6.2.1 für den Forschungsmotor mit Ottogeometrie sei auch an dieser Stelle angemerkt, dass die in Bild 6–17 gezeigten Betriebskonzepte lediglich eine Vorabschätzung von Grenzfällen darstellen sollen, in deren Nähe die motorische Kompressionszündung von Wasserstoff darstellbar sein sollte. Den Rechnungen liegen vereinfachte Annahmen – wie beispielsweise das Wärmeübergangsmodell nach Woschni oder eine isentrope Verdichtung der Ansaugluft – zugrunde, die sich so im Motorbetrieb nicht einstellen werden. Zudem wird die Aufladung am Prüfstand mittels externem Aufladeaggregat bewerkstelligt, das die verdichtete Luft wieder abkühlt und demnach mit der Vorwärmanlage für die Ansaugluft kombiniert werden muss, um die Zustände nach einer fiktiven Abgasturboaufladung nachstellen zu können. Obwohl demnach Abweichungen zu erwarten sind, liefern die Rechnungen Erstvorschläge für die Wahl des Verdichtungsverhältnisses, auf denen die geometrische Auslegung aufbauen kann.

Für die drei oben gezeigten Strategien wurde zusätzlich je eine Simulationsrechnung unter Berücksichtigung einer Verbrennung durchgeführt, die zum Ziel hat, den im jeweiligen Betriebspunkt zu erwartenden Spitzendruck abzuschätzen. Dies deswegen, weil für den in Planung befindlichen Forschungsmotor mit Dieselgeometrie ein Spitzendruck von maximal 180 bar avisiert ist. Zu diesem Zweck wurde der in Bild 6–18 zusammen mit seinen wesentlichen Parametern gezeigte Brennverlauf nach Vibe modelliert und der Rechnung aufgeprägt.

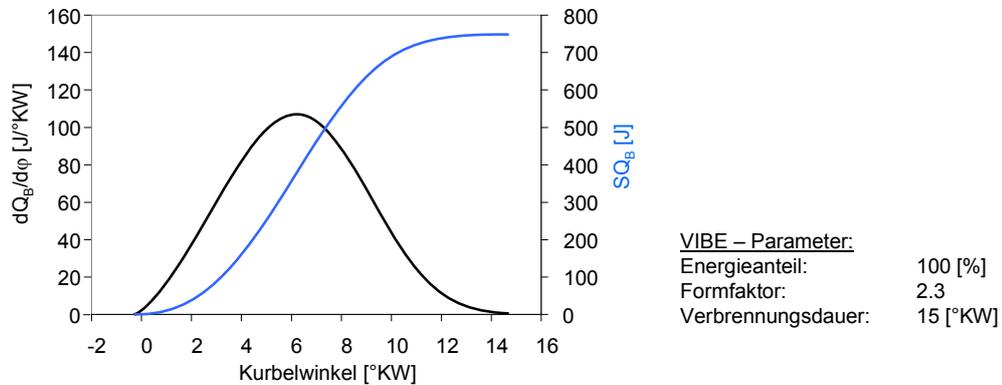


Bild 6–18: VIBE-Brennverlauf zur Spitzendruckabschätzung am H<sub>2</sub>-Cl FoMo

Das Diagramm zeigt den modellierten Brennverlauf sowie den Summenbrennverlauf, die in Bezug auf ihre Form auf Seiten der konventionellen Kraftstoffe viel eher ottomotorischen als dieselmotorischen Verläufen gleichen. Nachdem aber die Selbstzündungs- und Verbrennungseigenschaften von Wasserstoff in einer dieselmotorischen Umgebung zum Zeitpunkt dieser Vorabschätzungen noch nicht ansatzweise bekannt waren, war das primäre Ziel, den Rechnungen eine für Wasserstoff typische, rasche Umsetzung des Kraftstoffes vorzugeben, wozu der gezeigte einfache Verlauf durchaus taugt. Die Kraftstoffmasse wurde so gewählt, dass sie am ottomotorischen Forschungsmotor einen mittleren Lastpunkt bei  $p_i \approx 6$  bar repräsentiert. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind nachfolgend in Bild 6–19 dargestellt.

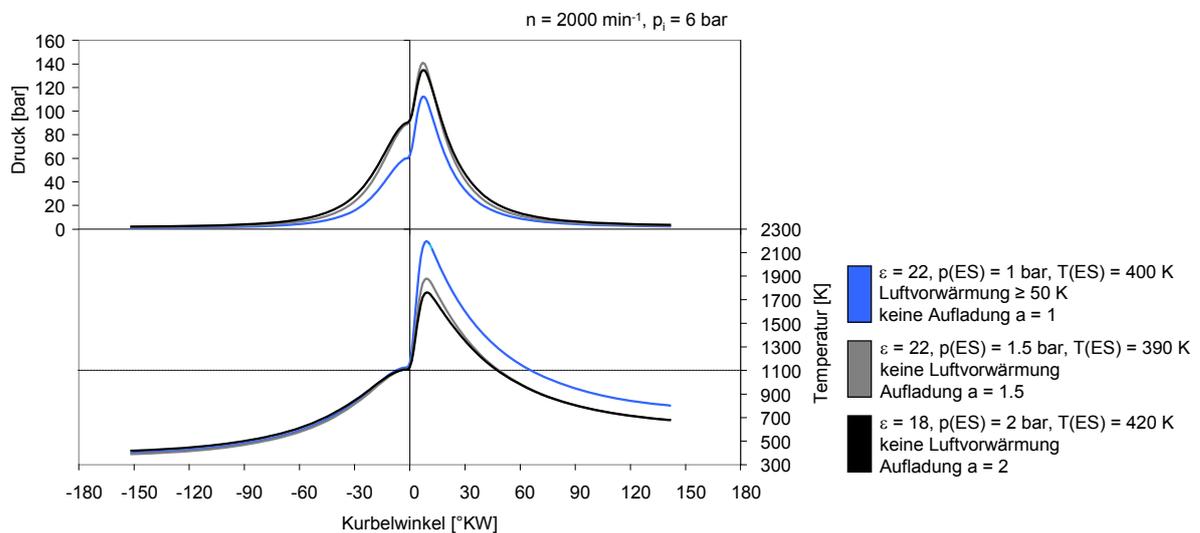


Bild 6–19: Zylinderdruck und -temperatur für die Betriebskonzepte für Selbstzündung am H<sub>2</sub>-Cl FoMo

In Bild 6–19 ist zu erkennen, dass für alle der drei in Betracht gezogenen Betriebsstrategien der auf 180 bar begrenzte Spitzendruck des H<sub>2</sub>-Cl FoMo unter den gegebenen Voraussetzungen nicht erreicht werden sollte, dass jener aber mit 130÷140 bar im Falle der Betriebspunkte mit Aufladung bereits sehr hoch liegt. Da der zugrunde gelegte Brennverlauf lediglich eine Abschätzung sein kann, ist bei den experimentellen Untersuchungen jedenfalls entsprechende Vorsicht an den Tag zu legen.

Tabelle 6-2 schließlich zeigt eine quantitative Zusammenfassung der drei ins Auge gefassten Betriebskonzepte unter Berücksichtigung der mittels obiger Annahmen ermittelten Spitzen drücke.

Betriebspunkt	$\varepsilon$ [-]	T(ES) [K]	Luftmasse [kg/Asp]	H <sub>2</sub> -Masse [kg/Asp]	Luftverh. [-]	p_Schlepp [bar]	p_Spitze [bar]
keine Aufl. (a = 1) Luftvorwärmung	22	400	$4.48 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-6}$	2.2	60	112
a = 1.5 isentrope Verd.	22	390	$6.73 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-6}$	3.3	88	141
a = 2 isentrope Verd.	18	420	$8.42 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-6}$	4.1	90	135

Tabelle 6-2: Quantitative Betrachtung der Konzepte für Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-CI FoMo

### 6.3.2 Auslegung von Kolbenmulde und Injektorstrahlbild

Die im vorangegangenen Kapitel dargestellten Konzepte für den Selbstzündungsbetrieb am Forschungsmotor mit Dieselgeometrie führen zu zwei Kolbenvarianten mit den Verdichtungsverhältnissen  $\varepsilon = 18$  bzw.  $\varepsilon = 22$  (vgl. Bild 6–17). Unter Berücksichtigung eines für PKW-Dieselmotoren typischen flachen Zylinderkopfdaches, einer festgesetzten Quetschspalthöhe von 0.8 mm sowie gegebenen Werten für Bohrung und Hub ist über die beiden angegebenen Verdichtungsverhältnisse der Volumenbedarf der auszuführenden Kolbenmulden festgeschrieben.

Mit Hilfe der 3D-CFD Gemischbildungssimulation soll nun im vorliegenden Kapitel eine aus Sicht der Gemischbildung für den Selbstzündungsbetrieb vorteilhafte Brennraumkonfiguration gefunden werden, die gleichermaßen die geometrische Ausformung der Kolbenmulde sowie jene der Injektordüsen spitze in Bezug auf Anzahl, Anordnung und Form der Injektoraustrittsöffnungen beinhaltet. Dazu wurden Simulationsmodelle für unterschiedlichste Kombinationen von Kolbenmulden- und Injektorgeometrien erstellt, wobei aufgrund der Fülle der durchgeführten Rechnungen hier nur einige repräsentative gezeigt und daraus entsprechende Designempfehlungen abgeleitet werden sollen.

Maßgebliches Ziel dieser Auslegungsrechnungen war, die Anlagerung des sich bildenden Wasserstoff/Luft-Gemisches an die vergleichsweise kalten Brennraumwände so lange wie möglich hinauszuzögern, weil der heißen Brennraumluft an den Stellen der Wandbenetzung der Zugang zur Gemischwolke verwehrt wird. Somit wird einerseits die weitere Durchmischung der Randzone der Gemischwolke mit Luft unterbunden und andererseits an gleicher Stelle ein hinreichend großer Wärmeeintrag zum Erreichen der entsprechend dem jeweiligen Luftverhältnis notwendigen Selbstzündungstemperatur verhindert. Je nach Temperaturunterschied zwischen der Gemischwolke und den Brennraumwänden zum Zeitpunkt des Anlagerns sind Wärmeflüsse in beide Richtungen möglich. Im Falle eines Anlagerns unmittelbar nach Beginn der Einblasung ist der wenig mit Luft durchmischte Wasserstoff noch kalt und kann an den Wänden keinesfalls bis zur Selbstzündungstemperatur erwärmt werden. Im Falle eines zum Zeitpunkt des Wandkontaktes bereits aufgeheizten Gemisches kehrt sich der Wärmefluss in Richtung Wand um und es kommt zu einem Wärmeaustrag und der damit verbundenen Temperaturabnahme. Ein stabiler dieselmotorischer Selbstzündungsbetrieb kann mit Wasserstoff demnach nur dann dargestellt werden, wenn der sich ausbildenden Gemischwolke noch vor dem Auftreffen auf die Brennraumwände einerseits genügend Zeit zur Verfügung gestellt wird, um eine hinreichende Durchmischung der Randzonen und gleichzeitig einen zum Erreichen der dortigen Selbstzündungstemperaturen hinreichenden Wärmeeintrag zu ermöglichen, und wenn andererseits die Gemischwolke in dieser Phase für beide simultan ablaufenden Prozesse genügend freie Fläche zur Verfügung stellt.

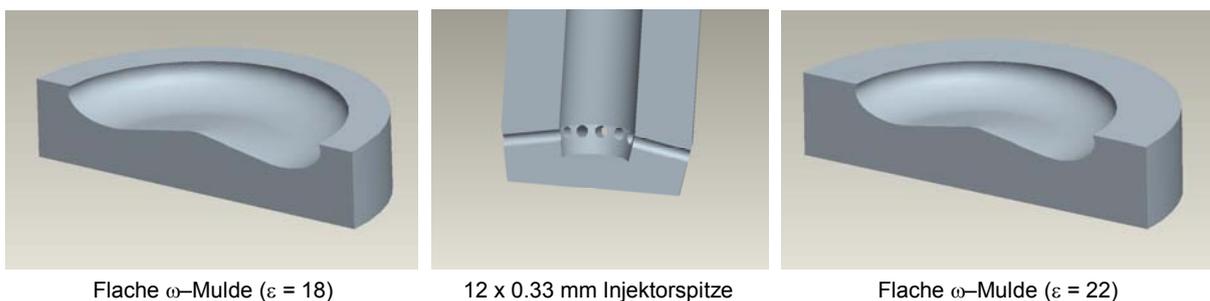
Neben der zu erreichenden Kompressionsendtemperatur von  $T_{KE} = 1100 \text{ K}$  wird als Tauglichkeitskriterium für die geometrische Auslegung eine minimale Zeitspanne von 1 ms zwischen Einblasebeginn und erstem Auftreffen des Gemisches an der Brennraumwand festgesetzt (vgl. 6.1). Das entspricht  $12^\circ\text{KW}$  bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ .

Nachdem mit Hilfe dieser Rechnungen einerseits Relativvergleiche durchgeführt werden sollen und andererseits das Verhalten eines zukünftigen Injektors nicht vorausgesagt werden kann, wurde für alle Rechnungen ein vereinfachtes trapezförmiges Massenstromdichteprofil entsprechend Bild 5–8 ohne Berücksichtigung eventueller Nadelschwingungen angenommen. Bei Wahl der Kraftstoffmasse entsprechend einem Betriebspunkt am ottomotorischen Forschungsmotor mit  $p_i \approx 6 \text{ bar}$  ist dies insofern legitim, als dass die Zeitspanne für die Haupteinblasung in etwa der avisierten Millisekunde bis zum Auftreffen der Gemischwolke an der Wand entspricht, so dass eventuelle Nacheinblasungen die Zeitspanne für die Haupteinblasung zwar geringfügig verkürzen, jedoch kaum Einfluss auf die initiale Durchmischung und Erwärmung der Randzone der Gemischwolke nehmen können. Aufgrund des weniger komplizierten Konvergenzverhaltens erscheint der Rückgriff auf ein einfaches Massenstromprofil demnach sinnvoll.

Da es sich um Vorausberechnungen handelt, stand zum Zeitpunkt der Durchführung dieser Simulationen die motorische Geometrie noch nicht fest. Es musste daher ein vereinfachtes Modell mit komplett flachem Zylinderkopf und dem avisierten Quetschspalt von 0.8 mm Höhe erstellt werden, das die Geometrie der geschlossenen Ladungswechselventile am Zylinderkopfdach noch nicht berücksichtigen kann.

### 6.3.2.1 Muldenform 1: Flache $\omega$ -Mulde

Um dem schnellen Eindringen und der sich daraus vor allem in Kombination mit Mehrlochinjektoren mit niedriger Lochanzahl ergebenden Eindringtiefe der Gasstrahlen Rechnung zu tragen, wurde für den ersten Auslegungsversuch eine sehr flache Mulde gewählt, die in Bild 6–20 zusammen mit einem 12-Loch-Injektor (12 x 0.33 mm, Mitte) für beide Verdichtungsverhältnisse  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts) dargestellt ist. Diesbezüglich ist anzumerken, dass der unten stark abgeflachte Injektorkörper nicht aus strömungsrelevanten Gründen, sondern vielmehr aus Gründen der einfacheren Netztopologie in dieser Art modelliert wurde. Auch die in diesem Kapitel gezeigten Kolbenformen dienen zur Geometrierstellung für die 3D-CFD Strömungssimulation und stellen in dieser Konzeptfindungsphase noch keinen Anspruch auf Vollständigkeit im Sinne einer Fertigung dar, weswegen generell auf Details wie etwa Nuten für Kolbenringe oder Kühlkanäle verzichtet werden kann.



Flache  $\omega$ -Mulde ( $\varepsilon = 18$ )

12 x 0.33 mm Injektorspitze

Flache  $\omega$ -Mulde ( $\varepsilon = 22$ )

Bild 6–20: Flache  $\omega$ -Mulde für  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts) mit 12 x 0.33 mm – Injektor (Mitte)

Bezüglich des Eindringverhaltens stellt von den in Tabelle 6-2 dargestellten Betriebsstrategien jene mit ausschließlicher Luftvorwärmung die kritischste dar, weil im Zeitraum der Einblasung sowohl Druck als auch Gemischdichte im Brennraum am kleinsten sind. Dies führt dazu, dass der Strahl einerseits merklich stärker expandiert und andererseits weniger stark abgebremst wird als bei den beiden aufgeladenen Punkten, die sich in Bezug auf Dichte und Druck nur wenig zugunsten der niedriger verdichteten Variante – sie stellt daher vom Eindringverhalten her die beste Strategie dar – voneinander unterscheiden.



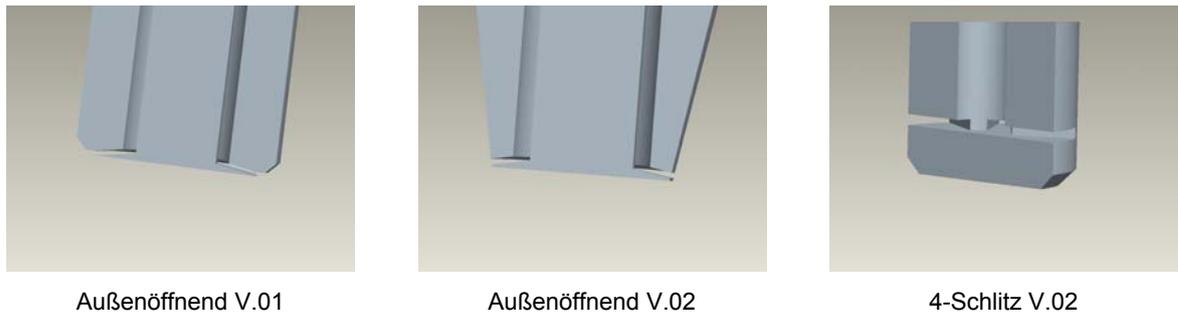


Bild 6–22: Konzepte von Injektordüsenaustrittsöffnungen zur Kombination mit der flachen  $\omega$ -Mulde

Für die Geometrien der Düsenaustrittsöffnungen gilt in Analogie zu jenen der Kolbenmulden, dass es sich um Konzepte handelt. Insbesondere wird in dieser Phase noch nicht auf die Anforderungen der Fertigung Rücksicht genommen, sondern soll lediglich untersucht werden, mit welchem geometrischen Konzept die in 6.3.2 formulierten Anforderungen am besten erfüllt werden können. Die in Bild 6–22 gezeigten Geometrien seien in diesem Sinne verstanden, wohingegen die Ausdetaillierung von als geeignet erachteten Konzepten in einer späteren Phase erfolgen soll.

Bezüglich der Ergebnisse ist sämtlichen von den einfacheren Lochgeometrien abweichenden Varianten gemein, dass sie vergleichsweise zu keiner nennenswerten Verbesserung des Gemischbildungsprozesses beitragen können und zudem fertigungstechnisch zumindest aufwändiger sind, in einigen Fällen aber auch gar nicht realisiert werden können, etwa weil Materialquerschnitte zu stark beansprucht würden. Weiterführende Untersuchungen beschränken sich deshalb auf konventionelle Lochgeometrien.

Letztgenannte betreffend zeigen sich abhängig von der Lochanzahl bei konstant gehaltenem Gesamtquerschnitt deutliche Unterschiede in der Eindringtiefe, die in Bild 6–23 für den schwächer aufgeladenen Betriebspunkt ( $a = 1.5$ , vgl. Tabelle 6-2) für Injektordüsenvarianten mit 6, 12 bzw. 20 Löchern jeweils knapp vor Ende der Einblasung dargestellt sind.

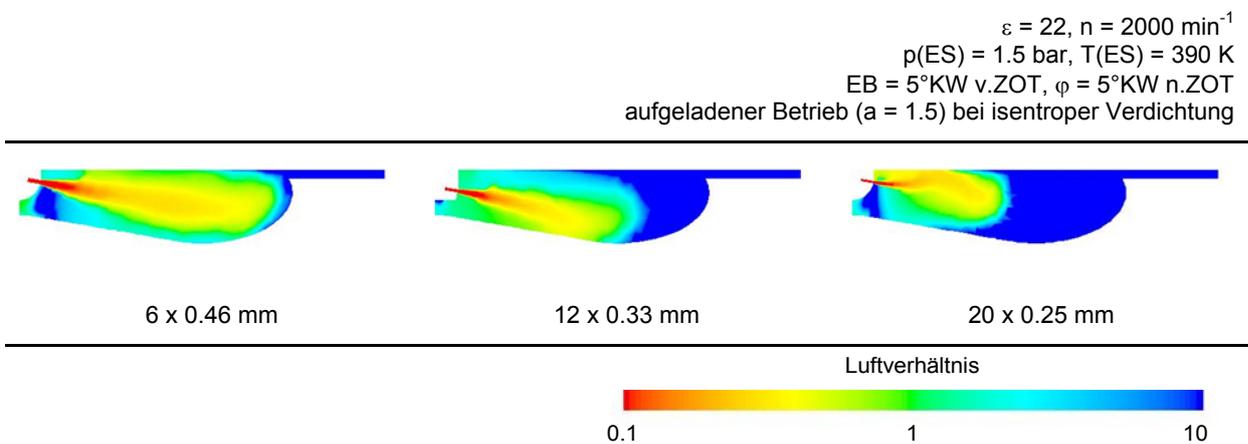


Bild 6–23: Einfluss der Lochanzahl auf die Eindringtiefe des eingeblasenen Wasserstoffs

Es zeigt sich deutlich, dass die Erhöhung der Lochanzahl bei sonst gleichbleibendem Gesamtquerschnitt zu einer drastischen Verringerung der Eindringtiefe der Einzeljets führt.

Im Fall der hier vorgestellten flachen  $\omega$ -Mulde legt sich das Gemisch ungeachtet der mit dieser Kolbenform kombinierten Injektorlochgeometrie immer an das Zylinderkopfdach, die Kolbenmulde selbst oder auch an beide Bewandungen gleichzeitig an, so dass die im Brennraum befindliche heiße Luft nur unzureichend für Durchmischung und Wärmeeintrag genutzt werden kann. Diese Muldenform kann daher die eingangs in diesem Kapitel an das Gemischbildungssystem gestellten Forderungen nicht erfüllen.

### 6.3.2.2 Muldenform 2: Tiefe $\omega$ -Mulde

In Anbetracht der obigen Ergebnisse erscheint es sinnvoll, eine entsprechend tiefe Mulde mit einem Mehrlochinjektor mit hoher Lochanzahl zu kombinieren. Dies sollte einerseits dem eingeblasenen Wasserstoff quer zur Einblaserichtung genügend Raum zur Expansion zur Verfügung stellen und andererseits durch die reduzierte Eindringtiefe dafür sorgen, dass die im Brennraum zur Verfügung stehende Luft zur Durchmischung ausgenutzt werden kann. Die geringe Eindringtiefe über die Zeit ist auch deshalb notwendig, weil einerseits zur Beibehaltung des Verdichtungsverhältnisses das Muldenvolumen konstant gehalten, und andererseits die avisierte Millisekunde zwischen Einblasebeginn und erstem Auftreffen des Gemisches an der Wand beibehalten werden muss.

Bild 6–24 zeigt die Auslegung einer solchen Mulde für  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts). Beide Bilder sind einem CAD-System entnommen, wobei im Falle der größeren Mulde bei  $\varepsilon = 18$  jener Kühlkanal berücksichtigt ist, der auch am für die Fertigung dieser Kolben herangezogenen Rohteil für die Serien-Dieselskolben bei BMW vorhanden ist. Somit kann überprüft werden, ob die jeweilige Muldenform bei Rückgriff auf dieses Kolbenrohteil überhaupt dargestellt werden kann. Die maximale Tiefe des Einschnittes für die Kolbenmulde ist dabei vom Hersteller des Kolbenrohteiles unter Einbeziehung des für den neuen Motor festgesetzten Betriebsspitzen druckes von  $p_{\max} = 180$  bar ebenfalls vorgegeben. Wie auch bei der flachen Mulde und vor allem konträr zu konventionellen Dieselmotoren dient die leichte Omegaform bei dieser Auslegung lediglich der bestmöglichen Ausnutzung des Muldenvolumens in Hinblick auf Tiefe und radiale Ausbreitung der Mulde bei gegebenem Verdichtungsverhältnis.

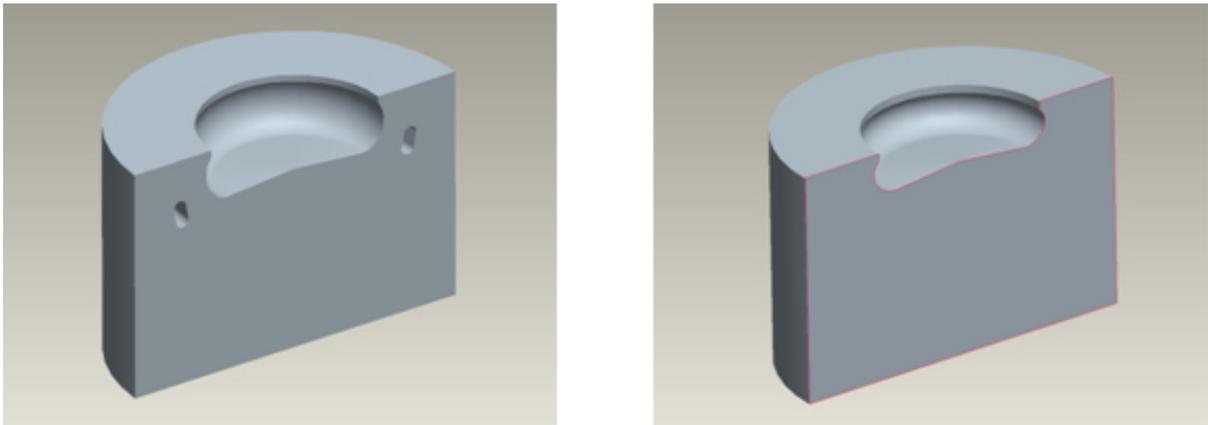
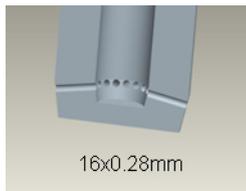


Bild 6–24: Tiefe  $\omega$ -Mulde für  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts)

Im nachfolgenden Bild 6–25 sind die Ergebnisse der Berechnungen für diese Mulde in Kombination mit einem  $16 \times 0.28$  mm – Lochbild mit horizontalem Strahlaustritt wieder für die schwächer aufgeladene Betriebsstrategie ( $a = 1.5$ , vgl. Tabelle 6-2) zusammengefasst. Gezeigt werden jeweils das lokale Luftverhältnis in einer dreidimensionalen (links) und in einer zweidimensionalen Darstellung in der Symmetrieebene des Motors (Mitte), sowie die sich ergebende lokale Mischungstemperatur (rechts) ebenfalls in der Symmetrieebene des Motors anhand ausgesuchter Kurbelstellungen.



$\varepsilon = 22$ ,  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$   
 $p(\text{ES}) = 1.5 \text{ bar}$ ,  $T(\text{ES}) = 390 \text{ K}$ ,  $\text{EB} = 5^\circ\text{KW v.ZOT}$   
 aufgeladener Betrieb ( $a = 1.5$ ) bei isentroper Verdichtung

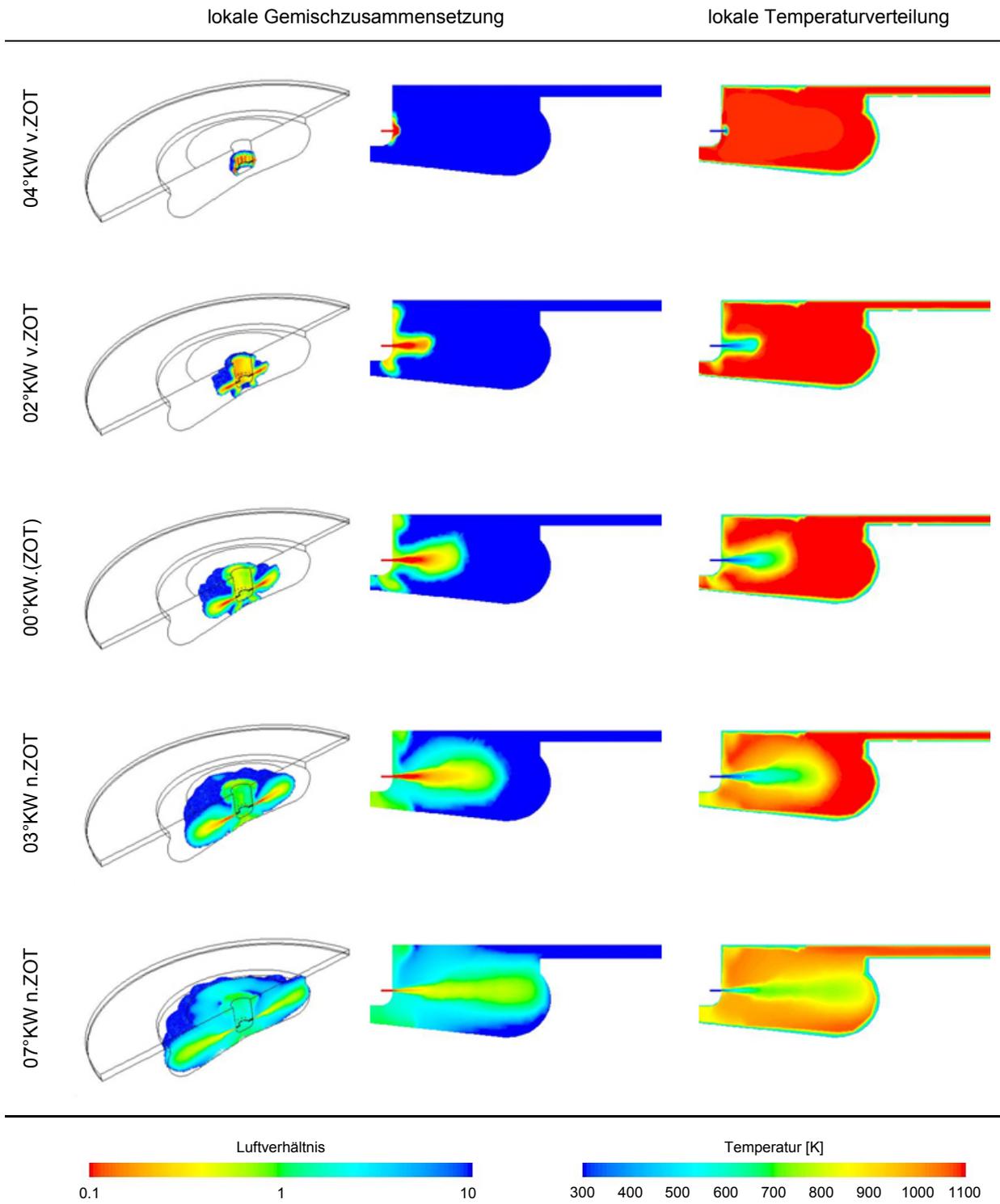
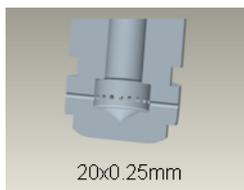


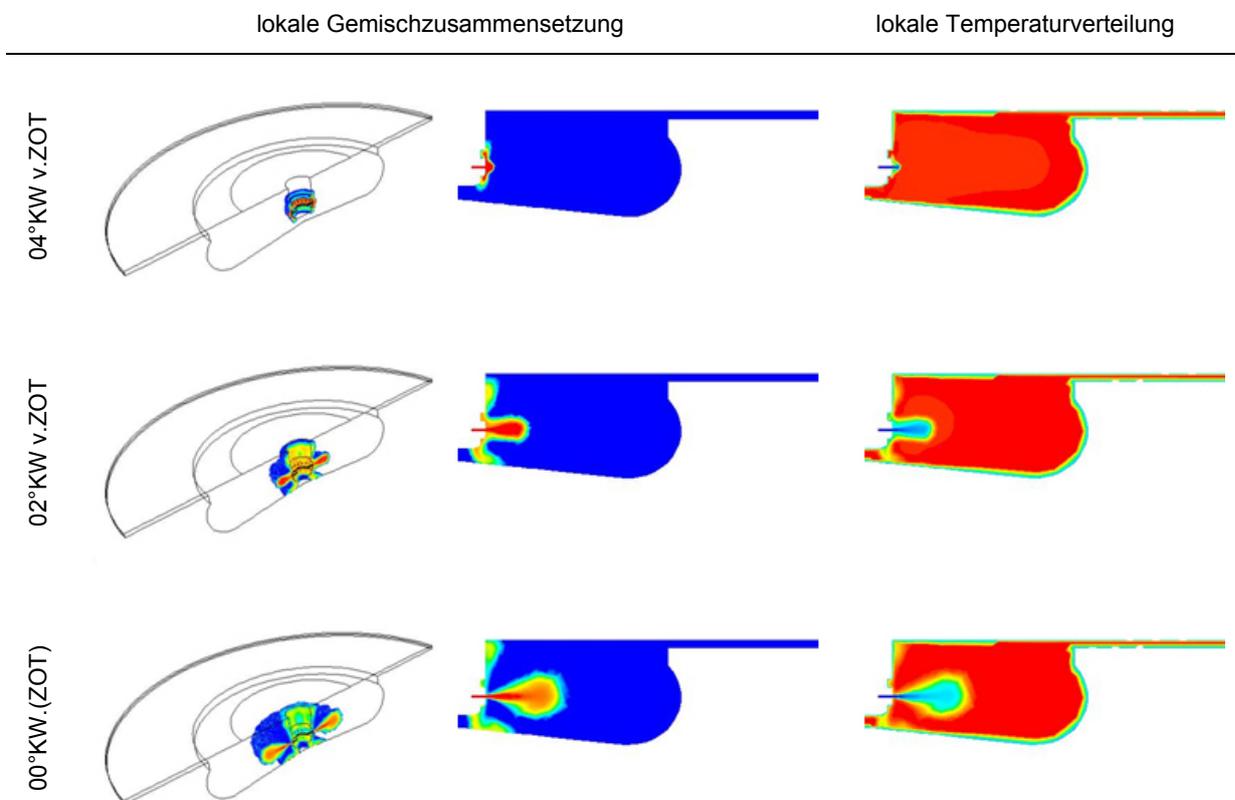
Bild 6–25: Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei tiefer  $\omega$ -Mulde und 16 x 0.28 mm – Düse

Zu Beginn der Einblasung, wo durch den Öffnungsvorgang der Injektornadel die Strömung stark gedrosselt wird und der Wasserstoffmassenstrom niedrig ist, kommt es zur beginnenden Vermischung des austretenden Gases mit der umgebenden Luft und zu einem Anlegen des Gemisches an den Injektorkörper. Bei weiter ansteigendem Einblasemassenstrom löst sich der Strahl vom Injektor und dringt in den freien Strömungsraum innerhalb der Mulde ein. Durch die große Muldentiefe kann das Gas weitgehend ohne Wandinteraktion auch quer zur Einblaserichtung expandieren. In radialer Richtung kommt es schließlich bei etwa  $7^\circ\text{KW}$  n.ZOT zum Wandkontakt. Zwischen Einblasebeginn und Wandkontakt stehen somit etwa  $12^\circ\text{KW}$ , also genau die avisierte Millisekunde bei der gewählten Drehzahl von  $2000\text{ min}^{-1}$ . Während der gesamten Einblasung liegen die Temperaturen von örtlich auftretenden Gemischen bei  $1 \leq \lambda_{\text{lokal}} \leq 4$  im Bereich über der theoretischen Selbstzündungstemperatur von etwa  $860\text{ K}$  (vgl. Tabelle 1-1), die Auslegung erscheint daher günstig im Sinne der für die Selbstzündungsneigung angesetzten Kriterien.

Das folgende Bild 6–26 zeigt erneut einen Gemischbildungsprozess in der oben beschriebenen Form, nur dass in diesem Fall ein  $20 \times 0.25\text{ mm}$  – Injektordüsenlayout zum Einsatz kommt. Die Bruchkanten aussen am Injektorgehäuse stellen einen Versuch dar, eine Ablösung des sich zu Beginn der Einblasung an den Injektorkörper anlegenden Gemisches zu initiieren. Wie die Bilder zeigen, gelingt dies jedoch nicht. Bei ausgeführten Düsenstippen kann demnach darauf verzichtet werden.



$\varepsilon = 22, n = 2000\text{ min}^{-1}$   
 $p(\text{ES}) = 1.5\text{ bar}, T(\text{ES}) = 390\text{ K}, \text{EB} = 5^\circ\text{KW v.ZOT}$   
 aufgeladener Betrieb ( $a = 1.5$ ) bei isentroper Verdichtung



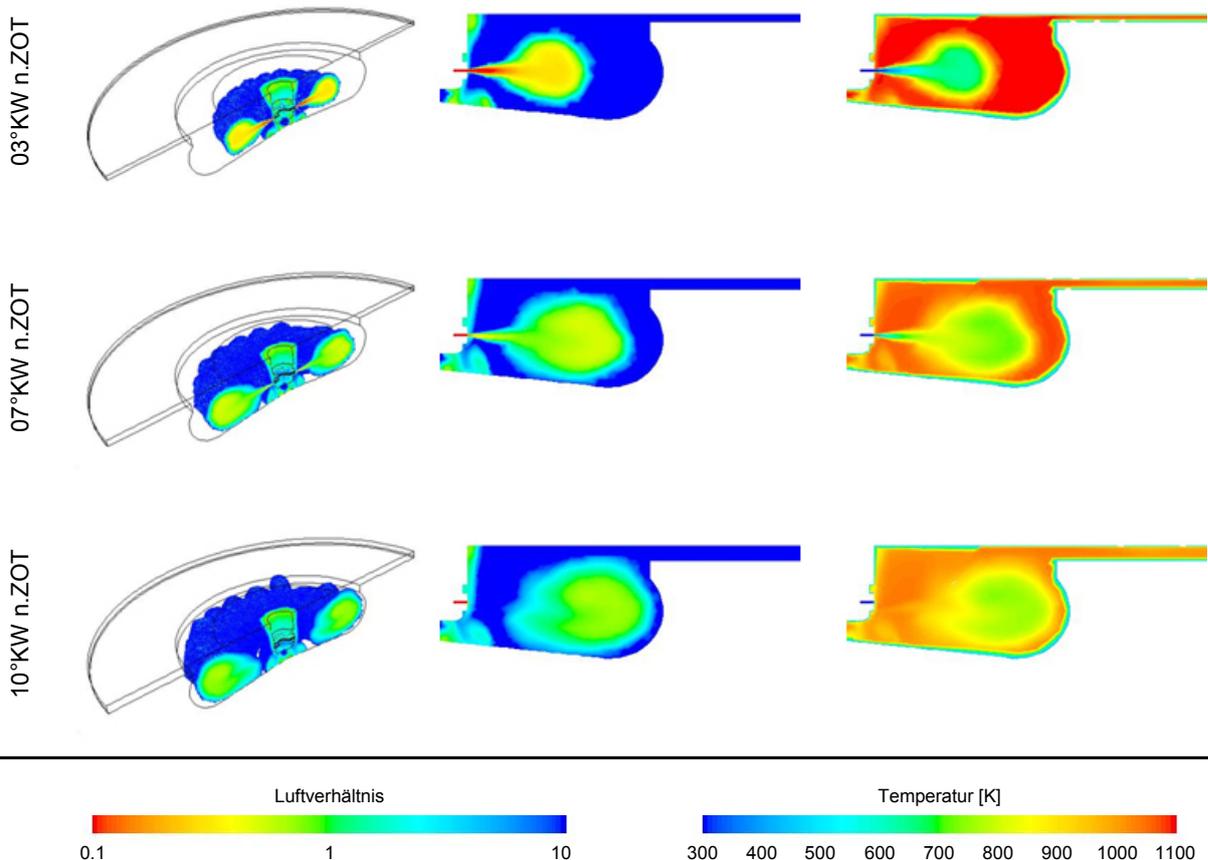


Bild 6–26: Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei tiefer  $\omega$ -Mulde und  $20 \times 0.25 \text{ mm}$  – Düse

Bei noch weiter gesteigerter Lochanzahl zeigt sich ein sehr ähnliches Bild wie im Fall der Düsenspitze mit 16 Austrittsöffnungen (vgl. Bild 6–25), jedoch mit dem Unterschied, dass hier die sich bildende Gemischwolke bereits in der Anfangsphase der Einblasung noch besser von den Brennraumwänden isoliert ist und dies auch bis nach dem Ende der Einblasung bleibt. Die gegenständliche Konfiguration folgt somit dem sogenannten „Fireball-Prinzip“, bei dem eine Gemischwolke ohne nennenswerte Wandinteraktion im Brennraum positioniert und von einer Luftschicht gegen die Brennraumwände isoliert wird.

Um den ZOT zeigt sich im Brennraum eine Gemischwolke, die im Sinne einer dieseltypischen Diffusionsverbrennung eine ausgeprägte Makromischung insofern aufweist, als dass sich von der Randzone der Gemischwolke nach innen ein gradueller Übergang von reiner Luft zu reinem Kraftstoff ergibt. Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses kommt es zu einem anhaltenden Homogenisierungsprozess im Inneren der Gemischwolke, während der oben beschriebene, transiente Übergang an deren Rand erhalten bleibt. Eine Zündung des Gemisches ist aufgrund der gezeigten Temperaturverteilung trotzdem in der Randzone wahrscheinlich und deswegen so früh wie möglich nach Einblasebeginn erwünscht, weil es im Falle eines gut vorgemischten Innenbereichs der Gemischwolke ebendort durch den Wärmeeintrag aus der eventuell bereits brennenden Randzone – insbesondere beim Kraftstoff Wasserstoff – zu schlagartiger Umsetzung bzw. zu Klopferscheinungen und den damit verbundenen mechanisch-thermischen Be- und Überlastungen kommen kann.

Die oben gezeigten Konfigurationen mit tiefer Mulde stellen – soweit das durch eine reine Gemischbildungssimulation voraussagbar ist – einen guten Ausgangspunkt für die Verwirklichung eines Wasserstoff-Selbstzündungsbrennverfahrens dar, beherbergen aber den Nachteil, dass die jeweiligen Injektorspitzen mit horizontalem Strahlaustritt weit in den Brennraum hineinragen und deshalb außergewöhnlich lang ausgeführt werden müssten.

Die Folge wäre ein hoher Wärmeeintrag in die Düsen Spitze über die große Oberfläche, der sich im Rahmen des HylCE-Projektes, wenngleich auch am Forschungsmotor mit Ottogeometrie, als sehr kritisch für die Injektorstandzeiten herausgestellt hat. Um diesen Nachteil möglichst zu umgehen, wurde als Kompromiss die nachfolgend beschriebene 3. Konfiguration untersucht.

### 6.3.2.3 Muldenform 3: $\omega$ -Mulde mit zurückgezogenem Injektor

Ziel bei dieser Konfiguration ist eine für den Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff ähnlich vorteilhafte Gemischbildung wie bei der oben gezeigten Variante bei gleichzeitiger Vermeidung von deren Nachteilen betreffend die thermische Belastung der Injektoren, die durch den weit in den Brennraum ragenden Düsenkörper erwartet werden muss. Die Schwierigkeit bei der Realisierung einer Konfiguration, bei der die Düsen Spitze des Injektors nur wenig in den Brennraum ragt, liegt darin, dass der in unmittelbarer Nähe des Zylinderkopfdaches einblasene Wasserstoff schon in der Anfangsphase der Gemischbildung aufgrund des Coandă-Effektes ausgeprägte Tendenzen zur Anlagerung an das Zylinderkopfdach zeigt, und folglich das Gemisch, sofern die beschriebene Anlagerung stattfindet, über den gesamten Einblaseverlauf auch dort bleibt. Es ist daher nicht möglich, den Injektor so weit zurückgezogen zu positionieren, wie das bei mit konventionellen Flüssigkraftstoffen betriebenen Verbrennungsmotoren mit direkter Kraftstoffeinspritzung der Fall ist.

Während sich für die Reduzierung des Eindringimpulses entsprechend den oben gezeigten Varianten Injektordüsen Spitzen mit 16 oder mehr Austrittsbohrungen als vorteilhaft erwiesen haben, sind im Auslegungsprozess für die finale Variante demnach insbesondere die Parameter Muldengeometrie, Injektorüberstand gegenüber dem Zylinderkopfdach und Strahlkegelwinkel der Injektordüsen Spitze so miteinander zu kombinieren, dass sich die Wandanlagerung des Gemisches bei sehr spät im Verdichtungstakt angesetzten Einblasungen ähnlich gut verzögern lässt wie bei den in Bild 6–25 bzw. Bild 6–26 gezeigten Konfigurationen. Die daraus resultierende Auslegung der Mulde samt den zugehörigen Düsen Spitzenlayouts zeigt Bild 6–27.

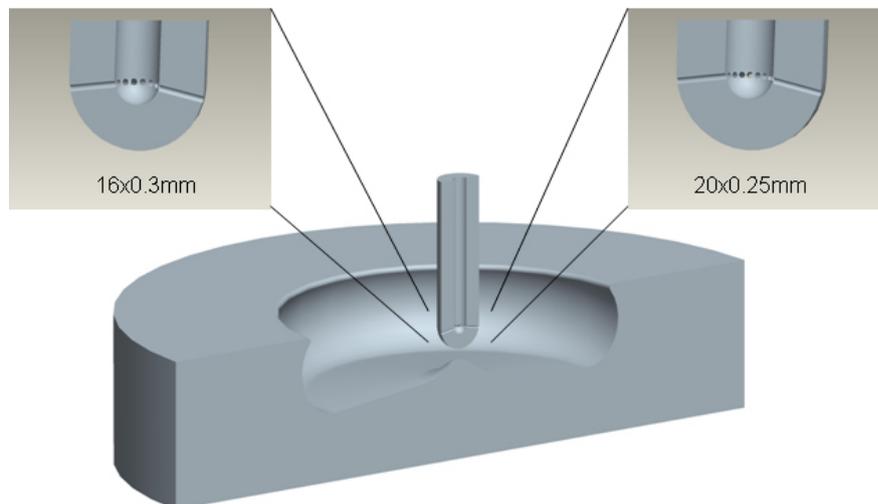
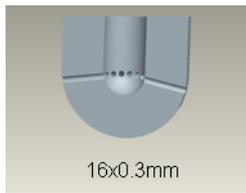


Bild 6–27: Konfiguration aus  $\omega$ -Mulde mit zurückgezogenem Injektor und zugehörigen Injektordüsen Spitzen

Im Vergleich zu den oben gezeigten Versionen wurde der Lochdurchmesser bei der Düsen Spitzenvariante mit 16 Löchern von 0.28 mm auf 0.3 mm erweitert. Der Grund dafür liegt darin, dass ein solches Lochbild beim Hersteller der Injektorspitzen im Haus mittels Bohrverfahren hergestellt werden kann, die ursprüngliche Konfiguration jedoch in Fremdvergabe erodiert werden müsste. In analoger Form wie bei der zuvor gezeigten Konfiguration seien hier die Ergebnisse der Gemischbildungsrechnung für beide Injektorvarianten für den mit  $a = 1.5$  moderat aufgeladenen Betriebspunkt dargestellt. Bild 6–28 fasst dabei die Ergebnisse für die Injektorspitze mit 16 x 0.3 mm – Lochbild und  $160^\circ$  Strahlkegelwinkel zusammen.



$\varepsilon = 22$ ,  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$   
 $p(\text{ES}) = 1.5 \text{ bar}$ ,  $T(\text{ES}) = 390 \text{ K}$ ,  $\text{EB} = 5^\circ\text{KW v.ZOT}$   
 aufgeladener Betrieb ( $a = 1.5$ ) bei isentroper Verdichtung

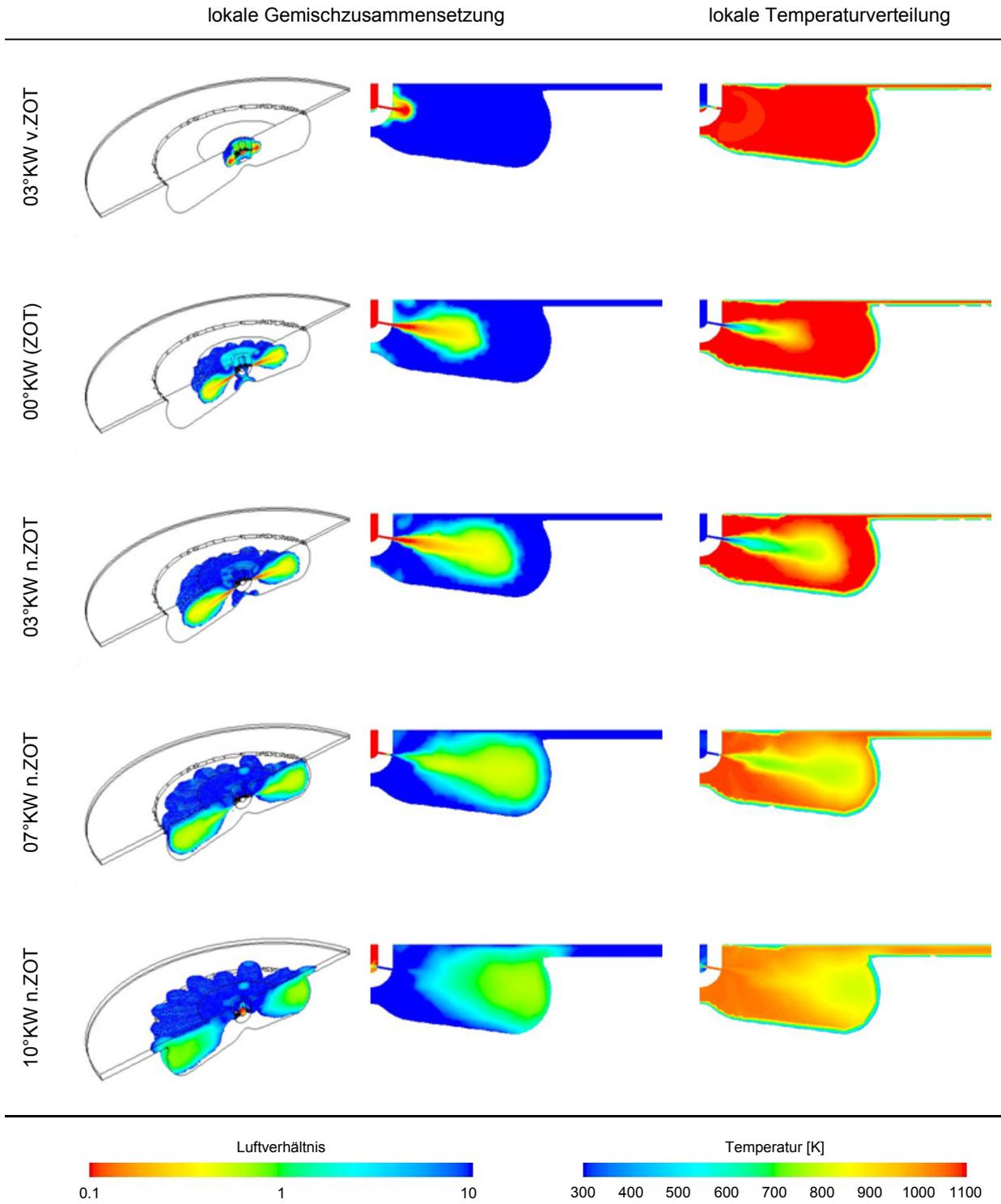


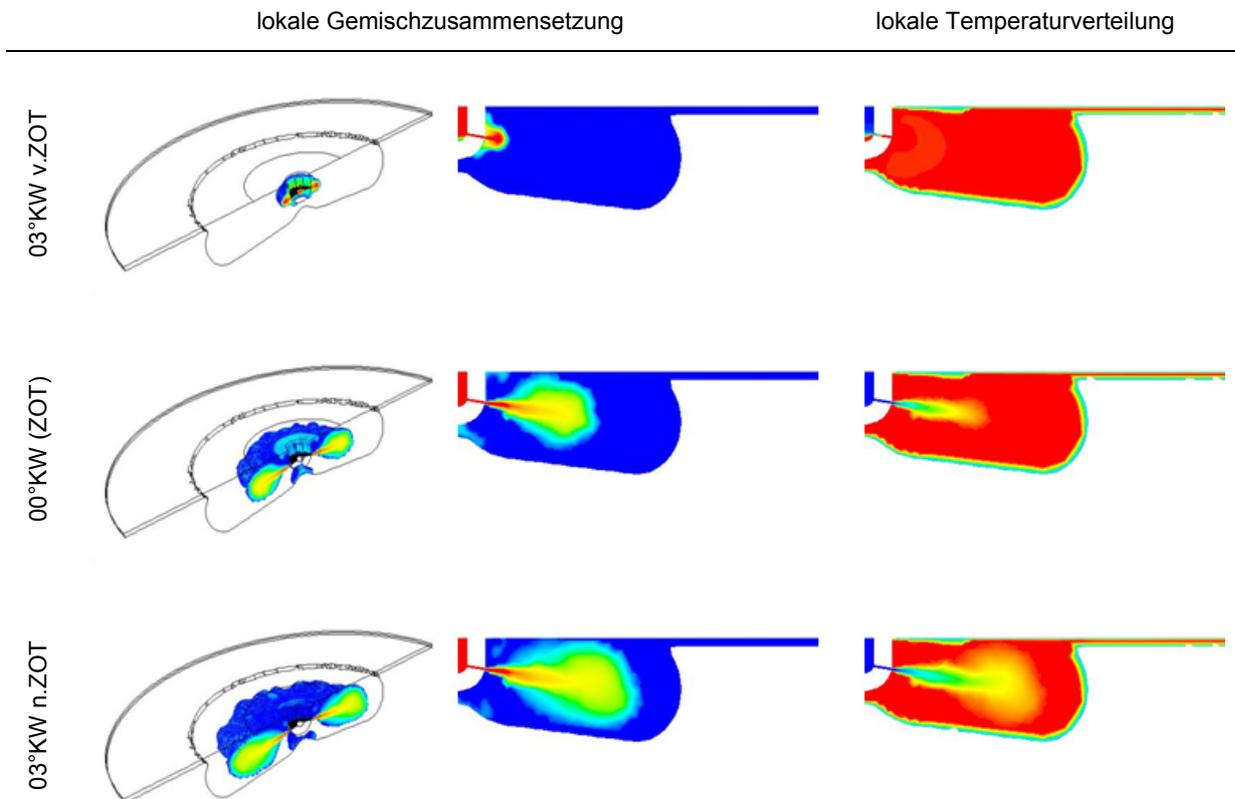
Bild 6–28: Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei der  $\omega$ -Mulde mit 16 x 0.3 mm – Düse

Die Abbildungen verdeutlichen, dass es auch bei dieser Konfiguration gelingt, die Wandinteraktion bis etwa 7°KW n.ZOT zu vermeiden. Dies entspricht einerseits wieder der avisierten Millisekunde zwischen Beginn der Einblasung und Wandkontakt und stellt andererseits keine Verschlechterung zur zuvor gezeigten Kombination aus tiefer  $\omega$ -Mulde und 16-Loch Düsenspitze dar. Nachdem bei der gegenständlichen Konfiguration die Düsenspitze des Injektors nicht so weit in den Brennraum ragt, ist sie aus Gründen des zu erwartenden, geringeren Wärmeeintrages in den Düsenkörper zu favorisieren. Die Verschlechterung der Durchmischung aufgrund des erhöhten Lochquerschnittes – gegenüber der Variante mit 0.28 mm Lochdurchmesser beträgt letzterer etwa 13% – ist zwar rechnerisch nachweisbar, ihr Einfluss soll aber aufgrund der Vorteile bei der Fertigbarkeit vernachlässigt werden. Ungeachtet dessen könnte die etwas stärker ausgeprägte Schichtung der Gemischwolke sogar insofern zum Vorteil gereichen, als dass auch bei Selbstzündung in der Randzone deutlich nach dem ZOT und dem damit verbundenen Wärmeeintrag aus der bereits reagierenden Randzone in die tiefer liegenden Schichten der Gemischwolke ebendort weniger aufbereitetes Gemisch für schlagartige Umsetzung bzw. Klopferscheinungen zur Verfügung steht.

Analog zu Bild 6–28 zeigt Bild 6–29 die Verhältnisse bei Verwendung einer 20 x 0.25 mm – Injektordüsen spitze mit derselben Mulde.



$\varepsilon = 22, n = 2000 \text{ min}^{-1}$   
 $p(\text{ES}) = 1.5 \text{ bar}, T(\text{ES}) = 390 \text{ K}, \text{EB} = 5^\circ\text{KW v.ZOT}$   
 aufgeladener Betrieb ( $a = 1.5$ ) bei isentroper Verdichtung



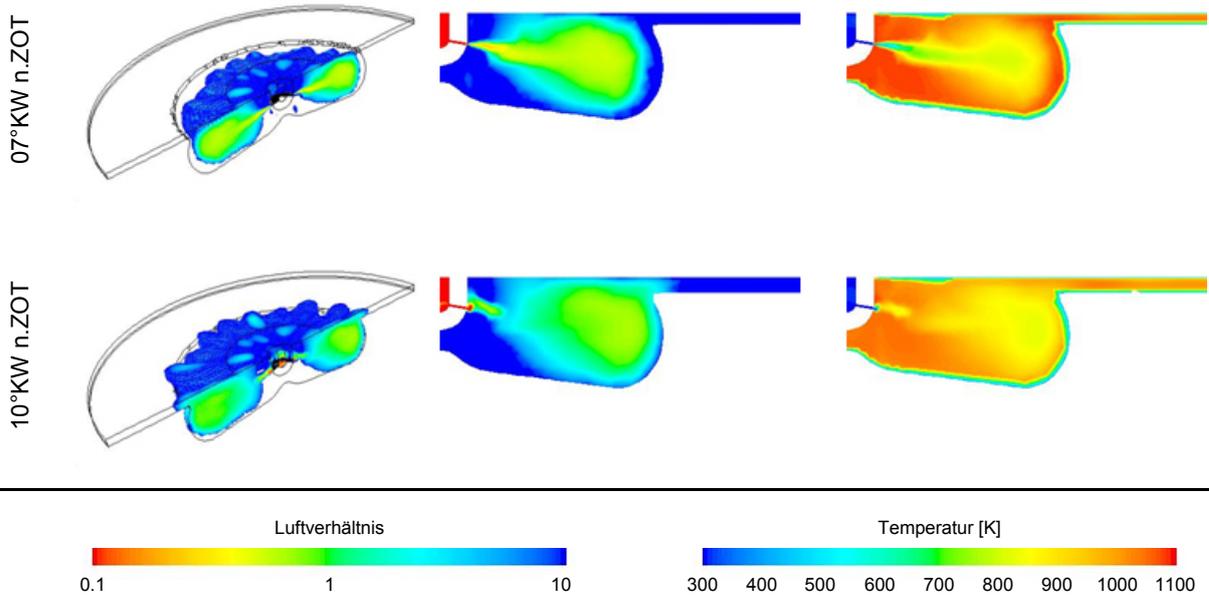
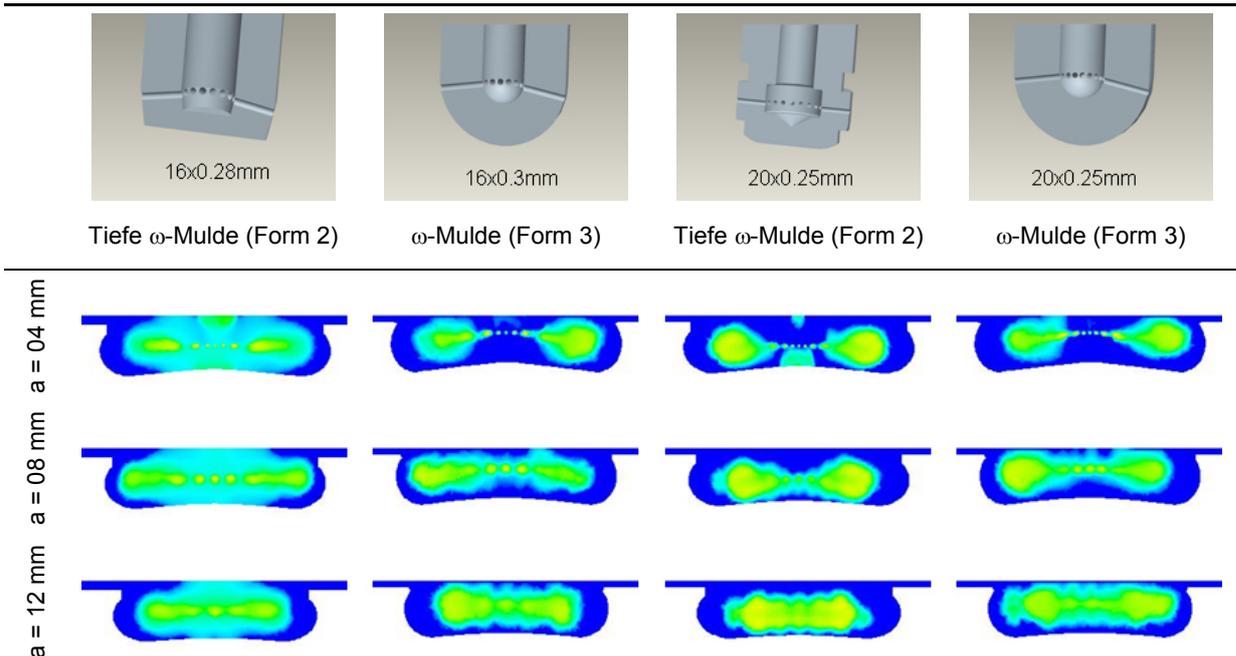


Bild 6–29: Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei der  $\omega$ -Mulde mit 20 x 0.25 mm – Düse

Eine als vorteilhaft angesehene Gemischbildung kann auch hier beobachtet werden, wenngleich – anders als bei Verwendung des 16-Loch Injektors – der Unterschied zur tiefen  $\omega$ -Mulde insofern weitaus größer ist, als dass die Wandinteraktion bei letztgenannter weitaus effektiver unterbunden werden kann (vgl. Bild 6–26).

Einen weiteren Vergleich zwischen beiden Injektordüsen- bzw. Muldenvarianten zeigt Bild 6–30. Dabei wird jeweils das örtliche Luftverhältnis bei konstanter Kurbelstellung von 7°KW n.ZOT auf parallelen Ebenen mit zunehmendem Abstand von der Symmetrieebene des Motors über die gesamte Ausdehnung der Kolbenmulde dargestellt, was eine abschließende Beurteilung der sich ausbildenden Strahlquerschnitte zulässt.

$\varepsilon = 22, n = 2000 \text{ min}^{-1}$   
 $p(\text{ES}) = 1.5 \text{ bar}, T(\text{ES}) = 390 \text{ K}$   
 EB = 5°KW v.ZOT,  $\varphi = 7^\circ\text{KW n.ZOT}$   
 aufgeladener Betrieb ( $a = 1.5$ ) bei isentroper Verdichtung



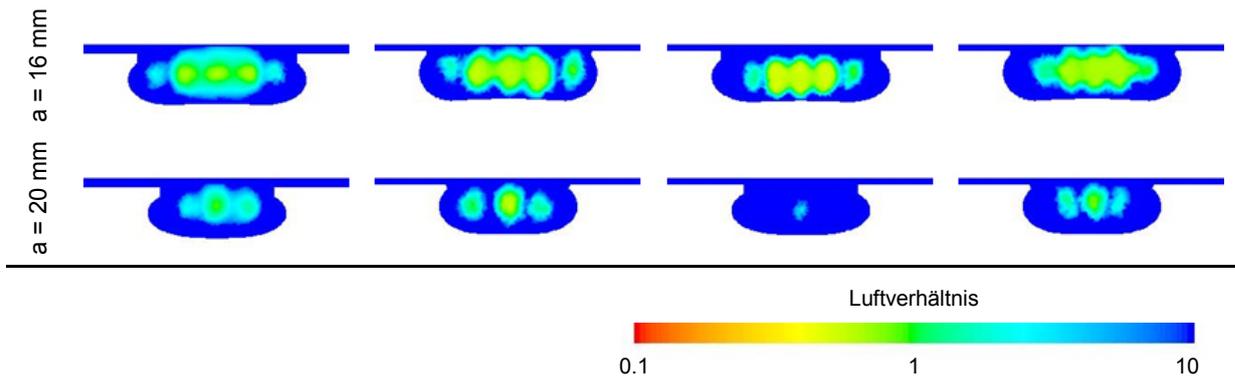


Bild 6–30: Vergleich der Strahlquerschnitte für 2 verschiedene Muldenformen mit 16- bzw. 20-Loch-Düse

Obiges Bild zeigt, dass alle Kombinationen jedenfalls eine drastische Verbesserung im Vergleich zur flachen  $\omega$ -Mulde (vgl. Bild 6–20, Bild 6–21 und Bild 6–23) darstellen. Als für den motorischen Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff im Sinne der in 6.3.2 formulierten Kriterien günstigste Variante stellt sich aus Sicht der Gemischbildung die Kombination aus tiefer  $\omega$ -Mulde mit einem 20 x 0.25 mm – Injektor dar, bei dem die Wasserstoff-Jets aus der tief in den Brennraum ragenden Düsen spitze parallel zum Zylinderkopfdach austreten. Hier wäre eine weitere Reduktion des Durchmessers zugunsten der Tiefe möglich, ohne dass sich bildende Gemisch an der Wand anzulagern. Der weit in den Brennraum ragende Injektor wäre dabei einem erhöhten Wärmeeintrag während der Verbrennung ausgesetzt, der sich aller Wahrscheinlichkeit nach negativ auf die Injektorstandzeiten, die im vorliegenden Prototypenstadium der Einblaseventile ohnehin kritisch sind, auswirken würde.

Die in der zweiten und vierten Spalte von Bild 6–30 dargestellten Kombinationen einer etwas weniger tiefen Kolbenmulde mit zurückgezogen eingebauten Injektoren derselben Lochanzahl, jedoch einem flachen Strahlkegelwinkel von  $160^\circ$ , erweisen sich auch in dieser Darstellung als sehr gute Kompromisse. Die Variante mit 20 Düsenaustrittsöffnungen behält dabei ihren Vorteil gegenüber der Variante mit 16 Löchern, ist aber aus fertigungstechnischer Sicht zum einen noch einmal schwerer zu beherrschen und kann zum anderen nicht mehr beim Injektorhersteller im Haus im Bohrverfahren hergestellt werden. Es wird daher die Kombination aus zuletzt ausgearbeiteter  $\omega$ -Mulde (Form 3) und dem zurückgezogen eingebauten Injektor mit dem im Querschnitt vergrößerten 16 x 0.3 mm – Lochbild als Basiskonfiguration gewählt (Bild 6–28 bzw. Spalte 2 in Bild 6–30). Bild 6–31 zeigt nachfolgend eine CAD-Zusammenstellung des finalen Designs für die beiden Verdichtungen  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts).

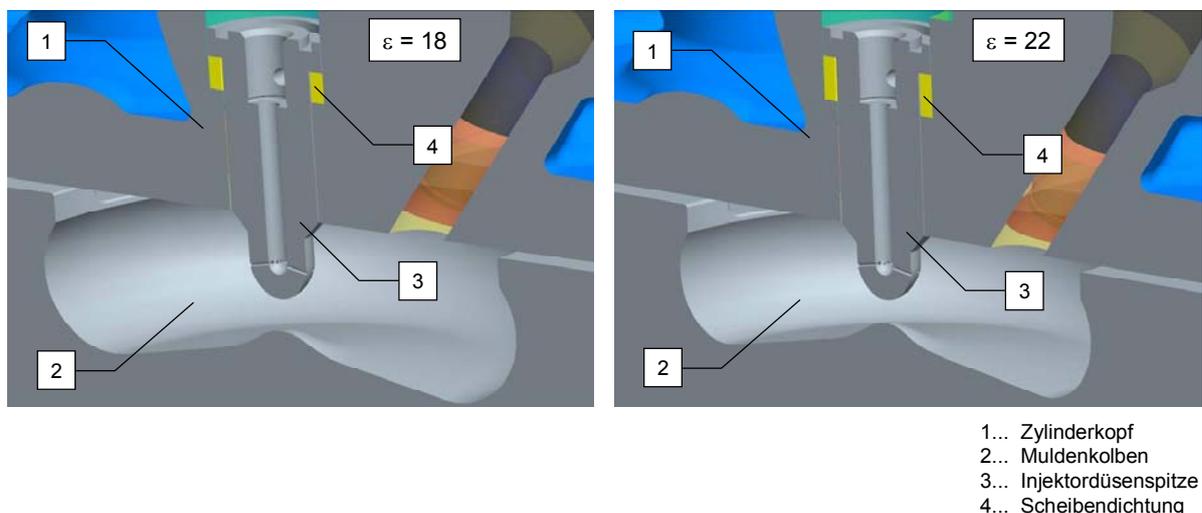
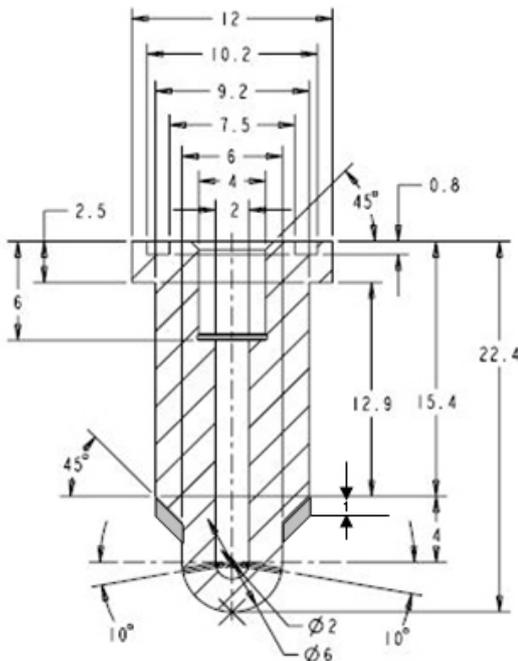


Bild 6–31: Finale Brennraumkonfiguration des H<sub>2</sub>-DI Forschungsmotors für  $\varepsilon = 18$  (links) und  $\varepsilon = 22$  (rechts)

Im obigen Bild erkennt man die bei  $\varepsilon = 18$  entsprechend größere Mulde, die dem Wasserstoff deutlich mehr Platz zur Durchmischung und Erwärmung bietet. Sie ist allerdings so ausgelegt, dass aufgrund der niedrigeren zu erwartenden Kompressionsendtemperatur entweder höher aufgeladen oder die Ansaugluft stärker vorgeheizt werden muss (vgl. Tabelle 6-2). Bei der Konfiguration mit  $\varepsilon = 22$  sollten vergleichsweise niedrigere Werte für Aufladung und/oder Ansaugluftvorwärmung möglich sein.

Im Falle der Konfiguration mit  $\varepsilon = 18$  ragt die Düsen Spitze um einen Millimeter weiter in den Brennraum. Nachdem das Bohrbild ansonsten identisch mit dem der höher verdichteten Konfiguration ist, wurde zusätzlich Augenmerk darauf gelegt, die gleichen Rohlinge für die Düsen spitzen verwenden zu können. Dies gibt die Möglichkeit an die Hand, schon in der Anfangsphase eine ausreichende Menge dieser Spitzen herzustellen, auf Lager zu legen und bei Bedarf mit einem noch zu spezifizierenden Lochbild versehen zu lassen. Gleichzeitig sollte ein bündiger Abschluss mit dem Brennraumdach gewährleistet bleiben um nicht unnötig zerklüftete Brennraumgeometrien in Kauf nehmen zu müssen.

Gewährleistet wird dies durch unterschiedlich hohe Dichtringe für die beiden Konfigurationen und ein Abdrehen der Spitzen im Bereich der zum Brennraumdach führenden  $45^\circ$ -Schrägen beim Aufbau mit  $\varepsilon = 18$ . Die Grundkonfiguration der Rohlinge ist demnach jene, die beim Aufbau für  $\varepsilon = 22$  verwendet wird. Das Designkonzept der Injektorspitze ist in Bild 6–32 zusammen mit dem Lochbild und der Erstellungsvorschrift für die Düsen spitzen dargestellt.



#### Lochkonfiguration

Lochanzahl	16	
Lochdurchmesser	0.3 mm	
Lochverteilung	radialsymmetrisch Inkrement: $22.5^\circ$	
Strahlkegelwinkel	$160^\circ$	
Höhe des Dichtringes	$\varepsilon = 18$	2.7 mm
	$\varepsilon = 22$	3.7 mm

Der Grundkörper wird für beide Verdichtungen ( $\varepsilon = 18$  und  $\varepsilon = 22$ ) wie bei der Variante für  $\varepsilon = 22$  gefertigt. Die Einbaulage wird mittels der Höhe des jeweiligen Dichtringes eingestellt

Der grau hinterlegte Bereich ist für die Düsen spitze für  $\varepsilon = 18$  beim Herstellen des Lochbildes zusätzlich abzunehmen.

Bild 6–32: Designkonzept der Injektordüsen spitze

Damit stand schließlich eine Konfiguration zur Verfügung, die von den H2BVplus-Projektpartnern BMW und HVT im Rahmen der Arbeiten zur Ausdetaillierung der Muldenkolben bzw. der Injektoren übernommen werden konnte. Die Muldenkolben für die beiden Verdichtungsvarianten sind bereits bei der Beschreibung des Forschungsmotors mit Dieselgeometrie (vgl. 4.1.2) in Bild 4–5 gezeigt.

## 6.4 Gemischbildung am H<sub>2</sub>-CI FoMo mit HVT-Injektor

Bei ottomotorischen H<sub>2</sub>-Brennverfahren mit Hochdruck-Direkteinblasung wird der Einblasbeginn – sieht man von Mehrfacheinblasestrategien, bei denen der Wasserstoff zum Teil in einen bereits laufenden Verbrennungsprozess einer Piloteinblasemenge eingebracht wird – auch bei späten Einblasungen mit noch deutlichem zeitlichem Abstand zum Zündzeitpunkt angesetzt, damit die nachfolgende Durchmischung mit der Luft im Brennraum zumindest so weit fortschreiten kann, dass es nach der Zündung trotz Ladungsschichtung größtenteils zu einer Vormischverbrennung ohne zu große Verschleppung kommen kann. Um Klopfen bei der Vormischverbrennung auch bei wirkungsgradgünstiger Schwerpunktlage vermeiden zu können, muss beim H<sub>2</sub>-Ottomotor das Verdichtungsverhältnis entsprechend niedrig angesetzt werden, woraus sich im Vergleich zum Kraftstoffvordruck während der Einblasung niedrige Brennraumgegendrücke und damit durchgängig überkritische Druckverhältnisse ergeben.

Ziel eines dieselmotorischen Brennverfahrens ist es hingegen, so früh wie möglich nach dem spät im Verdichtungsstakt angesetzten Einblasbeginn in der Randzone der Gemischwolke eine Selbstzündung mit daran angeschlossener Mischungskontrollierter Verbrennung zu erreichen. Dadurch wird das Brennverfahren unempfindlich auf Klopfen und wird eine dem Wirkungsgrad zuträgliche Erhöhung der Verdichtung ermöglicht, die beim Wasserstoff zum Erreichen seiner hohen Selbstzündungstemperatur auch notwendig ist. Je nach Kraftstoffvordruck käme es demnach auch schon durch den Kompressionsenddruck, oder aber durch die beginnende Verbrennung, zu einer Verschiebung der Druckverhältnisse während der Einblasung, der im Hinblick auf eine ganzheitliche CFD-Simulation eines dieselmotorischen H<sub>2</sub>-Brennverfahrens bereits bei der Gemischbildung Rechnung getragen werden muss.

### 6.4.1 Theoretische Überlegungen

Strömt ein Gas von einem Ruhezustand durch einen Kanal aus, so ergibt sich entsprechend dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik [11] und der Theorie zur isentropen Strömung idealer Gase [11], die hier zur Veranschaulichung der Einfachheit halber bemüht werden soll, die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt entsprechend Glg. 6-2.

$$w = \sqrt{2 \cdot \frac{p_{0-H2}}{\rho_{0-H2}}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_{Brennraum}}{p_{0-H2}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$$

Glg. 6-2: Geschwindigkeit bei isentroper Strömung idealer Gase durch einen Austrittsquerschnitt

Darin bezeichnet  $p_{Brennraum}$  den Druck im Brennraum des Motors, in den der Kraftstoff eingeblasen wird und  $p_{0-H2}$  den Ruhedruck vor dem Injektor. Die Masse, die durch einen bestimmten Querschnitt strömt, kann entsprechend Glg. 6-3 angeschrieben werden.

$$\dot{m} = A_{Inj} \cdot w \cdot \rho = A_{Inj} \cdot \rho_{0-H2} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_{0-H2}}{\rho_{0-H2}}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left[ \left( \frac{p_{Brennraum}}{p_{0-H2}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_{Brennraum}}{p_{0-H2}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}$$

$$\dot{m} = A_{Inj} \cdot \rho_{0-H2} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_{0-H2}}{\rho_{0-H2}}} \cdot \psi \quad \psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left[ \left( \frac{p_{Brennraum}}{p_{0-H2}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_{Brennraum}}{p_{0-H2}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}$$

Glg. 6-3: Massenstrom bei isentroper Strömung idealer Gase durch einen Austrittsquerschnitt

Bei gegebenem Ruhezustand ist entsprechend Glg. 6-3 die einströmende Masse nur noch von der Funktion  $\psi$  abhängig. Sie erreicht ihr Maximum beim so genannten kritischen Druckverhältnis, das seinerseits für ein gegebenes Gas eine Funktion des Isentropenexponenten  $\kappa$  ist. Für Wasserstoff gilt  $\kappa = 1.4$ , womit sich das kritische Druckverhältnis entsprechend Glg. 6-4 errechnet. Als Geschwindigkeit im engsten Querschnitt stellt sich die lokale Schallgeschwindigkeit ein.

$$\left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{krit.}} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \approx 0.528 \qquad c = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}$$

Glg. 6-4:      Kritisches Druckverhältnis und lokale Schallgeschwindigkeit bei der isentropen Strömung idealer Gase

Ein hohes Kraftstoffvordruckniveau >100 bar ist bei H<sub>2</sub>-DI ohnehin nötig, um auch bei höheren Drehzahlen und Motorlasten in der zur Verfügung stehenden Zeit ausreichende Kraftstoffmassen in den Brennraum einbringen zu können. Damit ist gewährleistet, dass bei otto-motorischen Konzepten das Druckverhältnis während der Einblasung jedenfalls kleiner als der in Glg. 6-4 angegebene Wert 0.528 und die Strömung somit immer überkritisch bleibt. Der Volumenstrom im engsten Querschnitt stellt sich entsprechend der dortigen lokalen Schallgeschwindigkeit ein, der zugehörige Massenstrom ist dichteabhängig und bleibt mit Ausnahme der Öffnungs- und Schließvorgänge über die gesamte Einblasung gleich groß.

Dies eröffnet die Möglichkeit, für die Abbildung der Einblasung im Rahmen einer Gemischbildungsrechnung in guter Näherung den Massenstrom selbst als Einblase-Randbedingung vorzugeben (vgl. 5.3.3), was nicht nur der numerischen Stabilität der Berechnung förderlich ist, sondern auch gewährleistet, dass bei der Gemischbildungssimulation dem Brennraum immer die korrekte Kraftstoffmasse und damit Brennstoffenergie zugeführt wird.

Gemäß den obigen Ausführungen darf bei dieselmotorischem H<sub>2</sub>-Betrieb trotz Hochdruck-Direktinblasung keinesfalls über den gesamten Betriebsbereich mit überkritischer Strömung bei der Einblasung und damit mit konstantem Massenstrom gerechnet werden, sondern kann vielmehr das Druckverhältnis während eines einzigen Einblasevorganges von über- auf unterkritisch wechseln. Dies ist nachfolgend in Glg. 6-5 dargestellt.

$$\left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{Otto}} < \left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{krit.}} \qquad \left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{Diesel}} < \left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{krit.}} < \left( \frac{p_{\text{Brennraum}}}{p_{0-H_2}} \right)_{\text{Diesel}}$$

Glg. 6-5:      Einblasedruckverhältnisse bei otto- bzw. dieselmotorischen Brennverfahren mit Wasserstoff

Demnach ist es notwendig, für das dieselmotorischen Brennverfahren für die Simulation der Einblasung von einer Massenstromrandbedingung auf eine – vor allem in Anbetracht der hohen Druckdifferenzen bei H<sub>2</sub>-DI numerisch heiklere – Druckrandbedingung umzusteigen.

### 6.4.2 Modellierung der inneren Injektorgeometrie

Nach Bild 4–18 ergibt sich im Inneren des für die experimentellen Untersuchungen eingesetzten Doppelmagnet-Hochdruckinjektors von HVT eine äußerst komplexe Strömung, die den Wasserstoff durch das Tellerventil selbst über den Nadelsitz in einen verhältnismäßig großen Schadraum vor den Düsenaustrittsbohrungen führt.

Um auch andere Lochbilder einsetzen zu können ist die Düsen Spitze darüber hinaus tauschbar, was dazu führt, dass der kritische Strömungsquerschnitt je nach Anzahl und Durchmesser der Austrittsbohrungen sowohl am Nadelsitz, als auch an der Düsen Spitze zu liegen kommen kann. Um auch diesen Umstand von vorne herein in der Modellierungsstrategie berücksichtigen zu können, sollte ein Teil des inneren Strömungsraumes des HVT-Injektors ebenfalls im Gemischbildungsmodell abgebildet werden. Dabei waren die Bewegung des Tellerventils und damit die Spaltströmung an diesem Ventil zu berücksichtigen.

Untenstehende Abbildung (Bild 6–33) zeigt auf der linken Seite ein bereits um einige Bauteile reduziertes Modell des Injektorinnenlebens (vgl. auch Bild 4–18) und markiert jenen Bereich, der für die Modellierung herangezogen worden ist (1). Rechts ist das aus dem CAD-Aufbau abgeleitete Modell für die CFD-Berechnung gezeigt. Dabei handelt es sich um den Strömungsraum und damit um das Negative der links dargestellten Geometrie. Das Teller-ventil (2) trägt Überströmbohrungen (3), durch die der Wasserstoff in einen Ringspalt (4) strömt, der bei nicht angesteuertem Injektor durch die Dichtfläche am Nadelsitz (5) verschlossen ist. Bewegt sich die Nadel nach oben wird bei Maximalhub ein Spalt von etwa 0.10 – 0.15 mm freigegeben, durch den der Wasserstoff in den verhältnismäßig langen Schadraum (6) einströmt, der zu den Austrittsbohrungen an der Injektorspitze führt. Der Nadelhub kann dabei herstellenseitig dem gewünschten Durchfluss angepasst werden.

Im Gegensatz zum real ausgeführten Injektor, wo das am Nadelsitz aufliegende Teller-ventil den Überströmspalt komplett verschließt, muss am Simulationsmodell zumindest eine dünne Schicht dieses Spaltes (7) erhalten bleiben, über die das Gas auch bei real geschlossenem Ventil weiterströmen könnte. Dies wird im CFD-Modell durch ein so genanntes „Interface“ (8) verhindert, das in Bild 6–33 rot dargestellt ist. Dieses Interface wird zu Anfang als nicht durchströmbare Wand abgebildet. Beim Öffnen des Injektors wird der Randbedingungstypus am Interface von „Wand“ auf „Durchströmbare interne Fläche“ abgeändert und somit der Spalt freigegeben, woraufhin der Wasserstoff über diesen Spalt entsprechend der vorherrschenden Druckdifferenz zu strömen beginnen kann. Die Stärke des Spaltes ändert sich während der Berechnung entsprechend dem am Injektor gemessenen Nadelhubsignal. Die Modellierung beinhaltet also dahingehend einen Fehler, als dass die initiale Spalthöhe am Beginn des Öffnungsvorganges der Nadel nicht 0 mm, sondern bereits 0.01 mm beträgt.

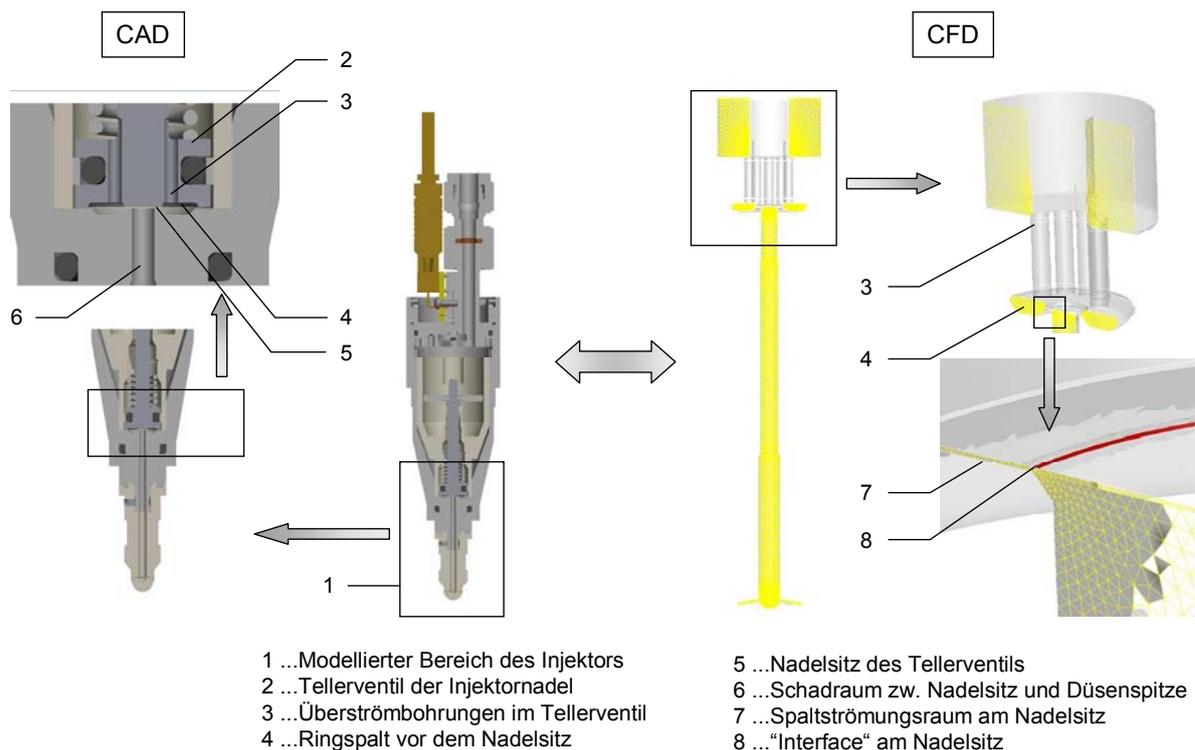


Bild 6–33: Konzeptmodell für die Abbildung der Injektorinnenströmung

Für eine Berechnung mit diesem Modell müssten als Randbedingungen einerseits am Strömungseingang der Totaldruck in Höhe des Kraftstoffvordruckes und andererseits an den Düsenaustrittsbohrungen der brennraumseitige Gegendruck angesetzt werden. In der Simulationsrechnung ergäben sich je nach Nadelbewegung und Kraftstoffvordruck Massenströme an jedem der Düsenlöcher, die dann in einem ersten Schritt ihrerseits wieder an den korrespondierenden Stellen einem – etwa wie in Bild 5–6 bzw. Bild 5–7 aufgebauten – Gemischbildungsmodell des gegenständlichen Motors aufgeprägt werden müssten.

Voraussetzung dafür ist allerdings, dass der Brennraumgedruck bereits vorab bekannt ist. Dieser kann für den reinen Gemischbildungsprozess beispielsweise mittels 0D-Simulation oder mittels einer Schleppberechnung des CFD-Gemischbildungsmodells selbst in brauchbarer Näherung ermittelt werden. Die inkrementelle Druckerhöhung im Brennraum durch die Enthalpieeinbringung bei der Einblasung kann aber mit dieser Methode mit separaten Modellen für Injektor und Brennraum ebenso wenig berücksichtigt werden wie die Druckerhöhung durch eine während der Einblasung beginnende Verbrennung. Deren Abbildung würde einer detaillierten CFD-Modellierung des Zündverzuges und der Energieumsetzung unter Einbeziehung vereinfachter chemischer Vorgänge im Brennraum bedürfen und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Es soll aber trotzdem eine für fortführende Arbeiten auf diesem Gebiet taugliche Basis erarbeitet werden. Zudem ist seitens des CFD-Codes bei der Anwendung zweier Druckrandbedingungen bei derart hohen Druckdifferenzen, wie sie bei der motorischen Wasserstoff-Direkteinblasung prinzipbedingt auftreten, mit einem durchaus nicht unproblematischen Konvergenzverhalten zu rechnen.

Um diese Nachteile umgehen zu können wurde an das in Bild 6–33 vorgestellte Injektormodell das Modell des Brennraumes angehängt. Damit lässt sich eine der beiden Druckrandbedingungen, namentlich jene an den Düsenaustritten, einsparen und darüber hinaus können sich Änderungen im Brennraumgedruck – welcher Herkunft auch immer – im unterkritischen Fall auf die Einblasemasse unmittelbar auswirken. Erkauft wird dies neben einer drastisch erhöhten Anzahl an Berechnungszellen im Gesamtmodell mit der Notwendigkeit, zusätzlich zur Bewegung der Injektornadel auch jene des Kolbens abbilden zu müssen. Längere Durchlaufzeiten für die Berechnungen sind demnach nicht zu vermeiden.

Für die ersten Durchläufe wurde daher aufgrund ihrer Komplexität nicht die aktuelle motorische Innegeometrie verwendet, sondern stattdessen auf die vereinfachte Geometrie zurückgegriffen, die aus dem Auslegungsprozess von Kolbenmulden- und Düsenspitzengeometrie als finale Konfiguration hervorgegangen ist (vgl. Bild 6–29, Bild 6–31). Sie verzichtet auf die Abbildung von vernetzungstechnisch schwierigen Details wie beispielsweise die Region um die geschlossenen Ventile. Das Konzept dieses Modells inklusive der Darstellung des Kraftstoffströmungsweges sind in Bild 6–34 gezeigt.

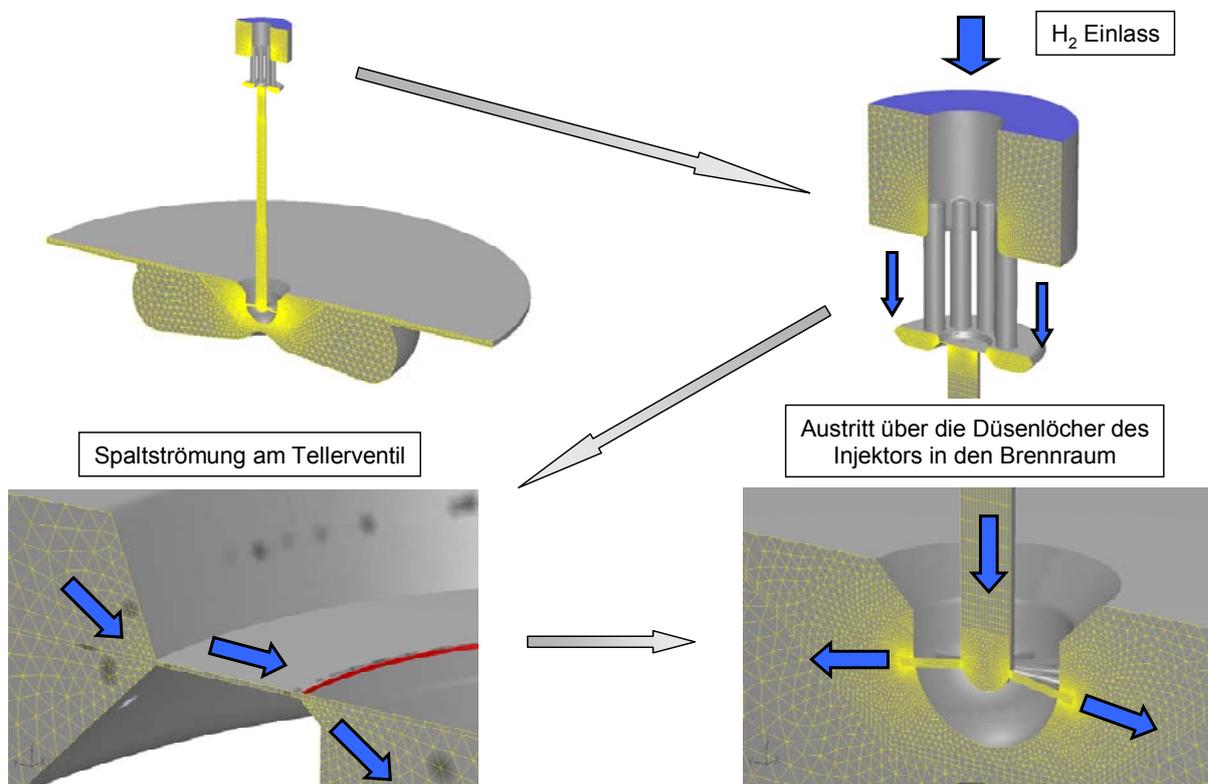


Bild 6–34: Strömungswegen im CFD-Modell des Injektors mit angeschlossenem Brennraum

Im Bild links oben ist das gesamte Modell zu sehen, welches aus Symmetriegründen wiederum nur den halben Strömungsraum abbildet. Der Strömungsweg läuft vom H<sub>2</sub>-Einlass wie zuvor schon gezeigt über die Überströmbohrungen in den Ringspalt und von dort weiter in Form einer Spaltströmung über das geöffnete Ventil in Richtung Düsen spitze. An der Düsen spitze kommt es schlussendlich zum Übertritt in den Brennraum durch die Düsenlöcher.

Als Randbedingung wird der Totaldruck entsprechend dem Kraftstoffvordruck am H<sub>2</sub>-Einlass angesetzt. Die an den ausgeführten Injektoren verbauten Nadelhubsensoren liefern kurbelwinkelaufgelöst den Hub des Einblaseventils. Die Zustände im Brennraum können im Falle der Voraussimulation den Ergebnissen eines Ladungswechselmodells entnommen bzw. bei der Analyse von Messpunkten mittels der am Prüfstand gewonnenen Daten zusätzlich abgestimmt werden.

### 6.4.3 2D-Ersatzmodellierung

Aufgrund der hohen Druckdifferenzen, die bei der H<sub>2</sub>-Hochdruckeinblasung auftreten, bedarf es vor allem bei Anwendung von Druckrandbedingungen auch für den Injektor eines ähnlich sorgfältig abgestimmten Systems aus Vernetzungsstrategie und Modellwahl, wie es in 5.3.2 und 5.3.4 für den Brennraum bereits vorgestellt wurde. Die hohe Anzahl an Berechnungszellen, die sich hauptsächlich aus der sehr feinen Vernetzung im Bereich der Düsenaustrittsbohrungen und am Nadelsitz des Injektors ergibt, macht eine in vielen Berechnungsdurchläufen abzuhandelnde Konzeptfindungsstudie am eigentlichen 3D-Modell mit Bedacht auf die zugrunde liegenden Durchlaufzeiten nahezu unmöglich, jedenfalls aber wenig effizient.

Zu diesem Zweck sollen daher entsprechend stark vereinfachte 2D-Ersatzmodelle erstellt werden. Diese verfügen über eine stark reduzierte Anzahl an Berechnungszellen, was die Durchlaufzeiten auf der vorhandenen Hardware von mehreren Tagen bei den 3D-Modellen auf wenige Stunden reduziert. Zudem kann rasch Einfluss auf die Berechnungsgitter genommen und so deren Topologie und Zellgröße verändert beziehungsweise deren Qualität mit Fokus auf gute Konvergenzeigenschaften bei den Berechnungen verbessert werden.

Vorrangig bei der Erstellung dieser Gitter war nicht die möglichst genaue Abbildung der originalen Geometrie in Bezug auf die Flächenverhältnisse von Überströmbohrungen, Spalthöhe oder Austrittsbohrungen, sondern die Schaffung eines abstrahierten Werkzeuges, mit dem vorerst ohne Bedacht auf die Absolutwerte der Ergebnisse rasch eine taugliche Modellierungsstrategie gefunden werden kann, und mit dem andererseits die grundsätzlichen physikalischen Mechanismen, wie beispielsweise zeitabhängige Druckverteilungen an beliebigen Stellen des Modells, in einfacher Weise phänomenologisch untersucht und verstanden werden können. In den folgenden Kapiteln werden die beiden Modelle vorgestellt und die damit erarbeiteten Berechnungsergebnisse auszugswise besprochen.

#### 6.4.3.1 2D-Modell des Injektors

Das 2D-Ersatzmodell für den Injektor bildet ebenfalls den in Bild 6–33 für die 3D-Modellierung gezeigten Teil des Strömungsraumes im Injektorkörper ab, wobei auch hier aus Gründen der Einfachheit auf Einbauteile, wie die in Bild 6–33 (links) dargestellte Schließfeder, verzichtet werden musste. Die am ausgeführten Injektor im Tellerventil selbst vorhandenen acht Überströmbohrungen wurden im zweidimensionalen Ersatzmodell durch lediglich zwei Überströmbereiche ersetzt, deren Spaltbreite jeweils dem Durchmesser der originalen Bohrungen entspricht.

Aufgrund der Symmetrieeigenschaften der Geometrie wurde im initial erstellten 3D-Modell nur jeweils die Hälfte des eigentlichen Strömungsraumes abgebildet. Für das Ersatzmodell konnte daher vom Ringspalt abwärts die Geometrie der Symmetrieebene vom dreidimensionalen Modell übernommen werden. Die Anzahl der Düsenaustrittsbohrungen wurde am Ersatzmodell auf jene zwei Stück reduziert, deren Achsen in der Symmetrieebene liegen, wobei für deren Spaltbreite der Originaldurchmesser herangezogen wurde.

Damit sind die Flächenverhältnisse im Vergleich zum Originalmodell verschoben, was für diese Untersuchungen aber akzeptiert werden kann. Die Ableitung des 2D-Injektor-Ersatzmodells vom 3D-Modell ist nachfolgend in Bild 6–35 schematisch dargestellt.

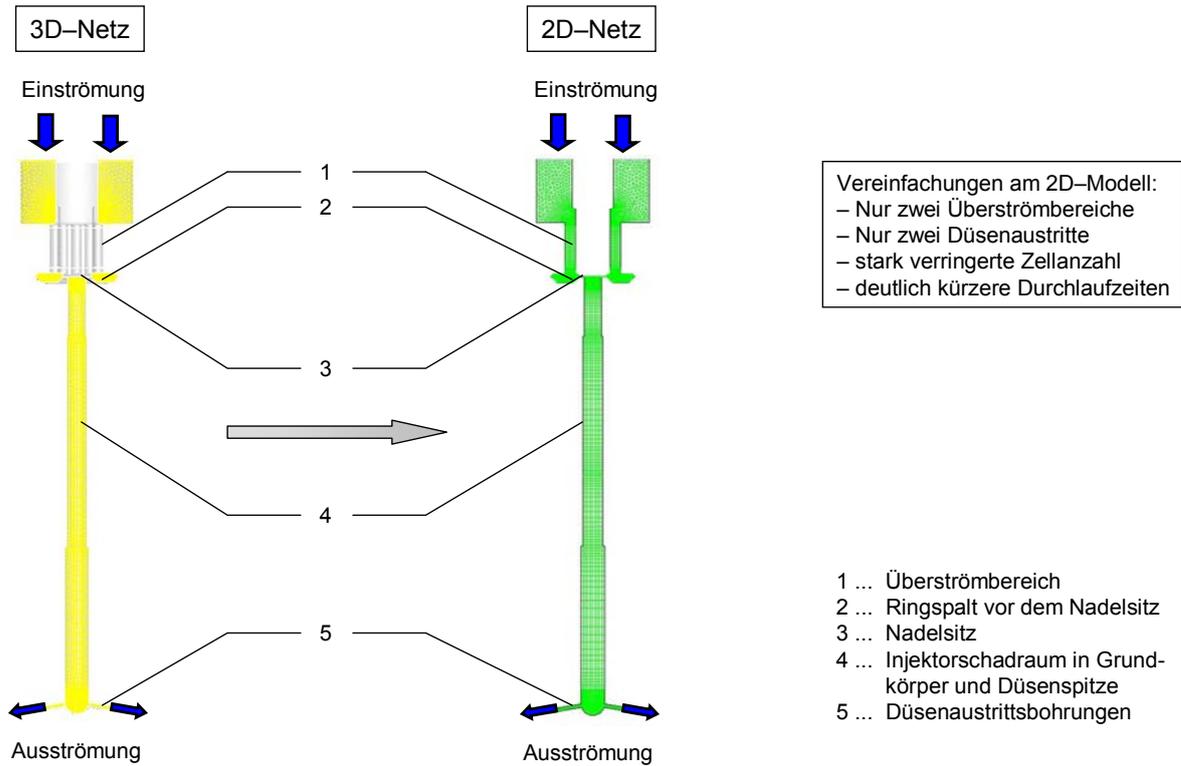


Bild 6–35: Ableitung eines 2D-Ersatzmodells für den Injektor

Als wesentlicher Vorteil ergibt sich eine stark verringerte Zellanzahl, die zu massiven Reduktionen in der Rechenzeit führt, so dass Adaptierungen an Netztopologie bzw. Modellwahl rasch auf ihre Tauglichkeit bzw. ihren Einfluss auf die Berechnungsergebnisse bewertet werden können. Die Vernetzungsstrategie, die sich schlussendlich als tauglich für die Berechnungen erwiesen hat, ist in Bild 6–36 dargestellt.

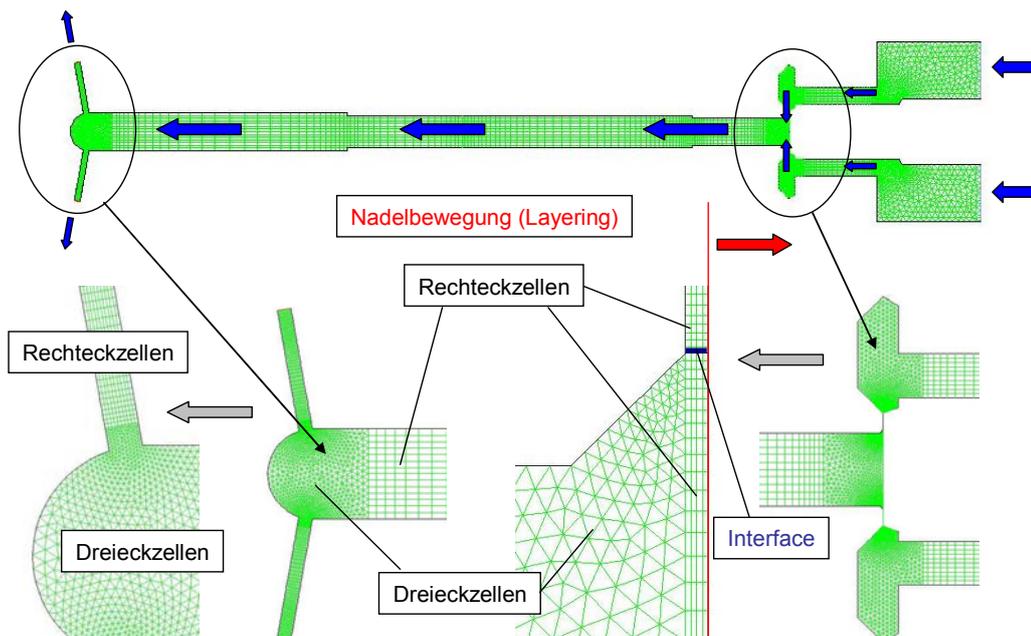


Bild 6–36: Gittertopologie am 2D-Ersatzmodell für den Injektor

Mit den blau eingefärbten Pfeilen ist in Bild 6–36 die Durchströmungsrichtung des Modells angezeigt. Der Einlass befindet sich auf der rechten Seite, wo die beiden entsprechenden Bereiche mit Dreieckszellen vernetzt sind. Daran angeschlossen sind die mit Rechteckzellen vernetzten Überströmbereiche, welche den Wasserstoff in einen Ringspalt mit dem geeigneten Querschnitt überleiten. Inmitten dieses Strömungsraumes befindet sich dann jener Spalt, der beim Öffnen der Injektornadel zwischen Nadel und Nadelsitz entsteht. Jener Spalt stellt den sich verändernden Teil des Berechnungsgitters dar. Wie weiter oben bereits ausgeführt, ist es für die Simulation notwendig, einen Minimalwert dieses Spaltes auch dann aufrecht zu erhalten, wenn der Injektor selbst geschlossen ist.

Die Nadelbewegung wird dadurch abgebildet, dass sich der gesamte Strömungsraum rechts der in Bild 6–36 eingezeichneten roten Linie beim Öffnen nach rechts verschiebt. Dieser Vorgang entspricht dem eigentlichen Heben der Injektornadel. Im Gitter wird das derart abgebildet, dass sich dieser Spalt während des Öffnungsvorganges vergrößert und sich dann im Laufe des Schließvorganges wieder verkleinert, bis die voreingestellte Minimalhöhe wieder erreicht ist. Freigegeben und schließlich wieder verschlossen wird dieser Spalt, wie zuvor schon beschrieben, mittels blau dargestelltem „Interface“, welches im 2D-Modell im Wesentlichen durch eine Gerade abgebildet ist, die, je nachdem, ob die Strömung durchgelassen oder blockiert werden soll, während der Berechnung zu einer vordefinierten Zeit ihren Randbedingungstypus auf „durchlässig“ oder „undurchlässig“ ändert. Die Änderung der Spalthöhe geschieht dabei solange durch Anpassung der Zellhöhe der an der roten Linie befindlichen Zellschicht, bis vordefinierte Schwellenwerte erreicht sind. Dabei werden bei der Öffnungsbewegung zusätzliche Zellschichten eingezogen beziehungsweise bei der Schließbewegung jeweils zwei Zellschichten zu einer verschmolzen. Dieser Vorgang (vgl. 5.2.2, „Layering“) ist nachfolgend in Bild 6–37 dargestellt. Die Hubbewegung der roten Linie kann dabei von einem gemessenen Nadelhubprofil des Injektors gesteuert werden, so dass – mit Ausnahme des jedenfalls vorhandenen Minimalspaltes – hinreichende Genauigkeit erreicht wird.

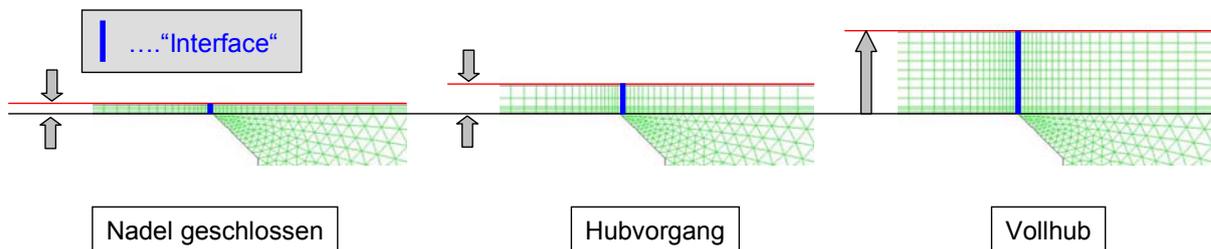


Bild 6–37: Bewegung des Injektor-Tellerventils in der CFD-Simulation

Entsprechend Bild 6–36 strömt der Wasserstoff dann über diesen Spalt und tritt hierauf in den bei dieser Injektorbauart relativ langen zylindrischen Schadraum ein, der das Gas in Richtung Austrittsbohrungen in die Düsen Spitze leitet, wo es dann nach einer neuerlichen Umlenkung durch die Bohrungen austritt. Aus Sicht der Gittergenerierung sind vor allem jene Teile des Modells interessant, die direkt an den mit sehr kleinen Rechteckzellen vernetzten Überströmspalt anschließen. In Bild 6–36 ist im Anschluss an das blau dargestellte Interface ein solcher Bereich explizit gezeigt. Man erkennt die graduelle Vergrößerung einerseits der Rechteckzellen, die ausgehend vom Interface in den freien Strömungsraum durchgezogen werden, und andererseits das stetige Anwachsen der Dreieckselemente, die aufgrund der geometrischen Gegebenheiten im Übertrittsbereich zur Anwendung kommen. Dadurch sollen sowohl Zellverzerrungen klein gehalten und hinreichende Gitterqualität sichergestellt werden, als auch die großen Gradienten der Strömungsgrößen in diesem Bereich für den Code besser handhabbar werden. Eine ganz ähnliche Vernetzungsstrategie findet sich auch am Übergang zu den Austrittsbohrungen in der Düsen Spitze.

Eine Vernetzung mit Rechteckzellen in Gebieten gut geführter Strömung ist generell deswegen sinnvoll, weil so eine schräge Durchströmung von Zellwänden minimiert werden kann, die ihrerseits das Netz anfällig für numerische Diffusion macht [24].

### 6.4.3.2 Ergebnisse des 2D-Injektormodells bei konstantem Gegendruck

Der Kraftstoffvordruck wurde für die ersten Berechnungen auf  $p_{H_2} = 135$  bar gesetzt. Der Einfachheit halber wurde der Brennraumgegendruck mit  $p_g = 30$  bar ebenfalls konstant angesetzt. Die Nadelbewegung wurde einem gemessenen Nadelhubprofil eines älteren HVT-Injektors aus dem EU-Förderprojekt „HyICE“ entnommen und geglättet, wobei auf die Nachschwingungen verzichtet wurde, da diese entsprechend ersten Versuchen am neuen Injektor mit Doppelmagnetantrieb nur in deutlich reduziertem Maße auftreten. In der untenstehenden Darstellung (Bild 6–38) sind die Initialisierung des Modells, die mit reinem Wasserstoff vorgenommen wurde und demgemäß zunächst die Füllung des Injektorschadtraumes größtenteils mit Luft zum Zeitpunkt des Einblasebeginns nicht berücksichtigt, sowie das Nadelhubprofil und die angesetzten Vor- und Gegendrücke abgebildet.

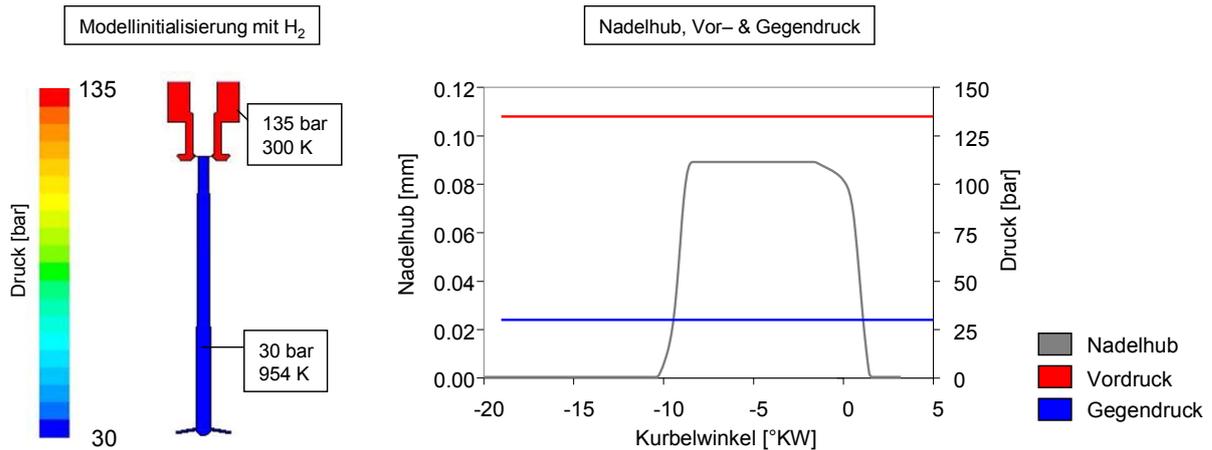


Bild 6–38: Initialisierung und Randbedingungen am 2D-Injektormodell bei  $p_g = \text{const.}$

Die nachfolgend in Bild 6–39 dargestellten Diagramme zeigen die qualitativen Massenströme, die während der Berechnung an den bezeichneten Stellen im Modell mittels Monitoring-Verfahren aufgezeichnet werden. „Inflow“ bezeichnet dabei jene Bereiche, an denen die Druckrandbedingungen für den Wasserstoffeintritt angesetzt sind (vgl. Bild 6–36, rechts oben), „Outflow“ hingegen jene Bereiche, wo der Wasserstoff das Berechnungsmodell über die Austrittsbohrungen wieder verlässt (vgl. Bild 6–36, links oben). Mit „Interface“ schlussendlich ist die Strömung über die beiden Interfaces bezeichnet. Im linken Diagramm werden an den beschriebenen Stellen jeweils die durchschnittlichen Massenströme gezeigt. Diese finden sich im rechten Diagramm jeweils mit „avg.“ bezeichnet wieder, zusätzlich werden jedoch zum Zwecke der Erkennung etwaiger Unterschiede auch jene separaten Kurven für die jeweils links (Bezeichnung „01“) und rechts (Bezeichnung „02“) im symmetrischen Modell vorhandenen Bereiche dargestellt, aus denen die gemittelten Werte abgeleitet sind.

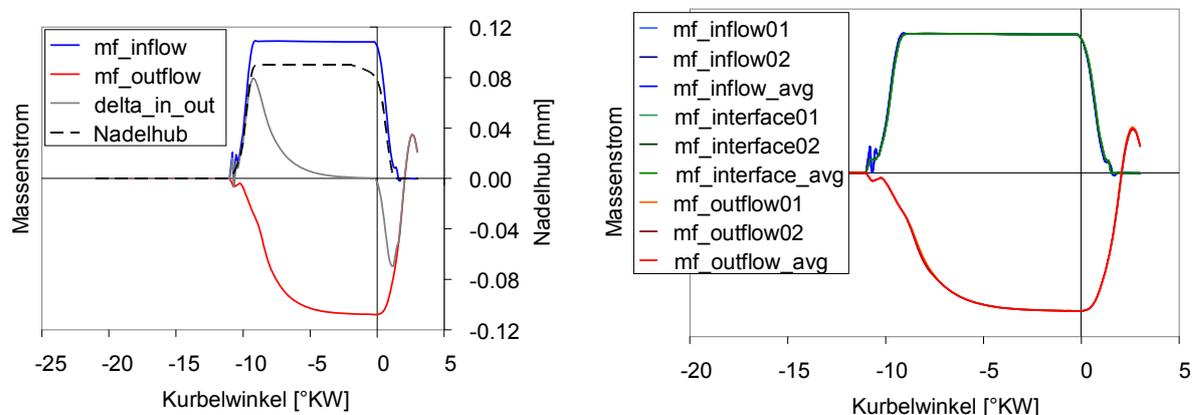


Bild 6–39: Massenströme während der Einblasung am 2D-Injektormodell

Im rechten Diagramm in Bild 6–39 ist zusätzlich zu den Kurven für die jeweiligen Massenströme auch der als Randbedingung unterlegte Verlauf des Nadelhubes (strichlierte Linie) dargestellt. Man erkennt an der blauen Kurve für die in das Modell einströmende Masse, dass es unmittelbar nach Freigabe des Interface zu leichten Schwingungen kommt, die aber sehr rasch abklingen. Danach folgt der Massenstrom relativ genau der Nadelhubkurve.

An der roten Kurve für die ausströmende Masse zeigt sich unmittelbar nach der Öffnung der Injektornadel ein Anstieg des Massenstromes, auf den ein zeitlich kurzer Haltebereich mit annähernd konstantem Massenstrom folgt, bevor auch die über die Injektorbohrungen ausströmende Masse stetig zunimmt. Mit diesem Bereich beschäftigt sich eine separate Untersuchung im nachfolgenden Kapitel, sodass die Gründe dafür an dieser Stelle noch offen gelassen werden sollen.

Die graue Kurve spiegelt die Differenz zwischen Einlass- und Auslassmassenstrom wider, die aufgrund des langen und schlanken Schadraumes bei dieser Injektorbauart stellenweise sehr groß wird. Der örtlich näher am Übertrittsspalt am Nadelsitz aufgezeichnete Einlassmassenstrom folgt dabei recht genau dem Nadelhub, während der Auslassmassenstrom sowohl beim Öffnen, als auch beim Schließen der Injektornadel deutlich verzögert reagiert. Knapp vor dem Erreichen der Schließflanke gleichen sich die beiden Massenströme soweit aneinander an bzw. geht der Differenzmassenstrom asymptotisch gegen Null, so dass von einer stationären Durchströmung gesprochen werden kann.

Das Diagramm auf der rechten Seite in Bild 6–39 stellt den durchschnittlichen Massenströmen auch jene gegenüber, die an korrespondierenden Stellen links bzw. rechts im symmetrischen Modell errechnet werden. Wie im Diagramm zu erkennen ist, sind die errechneten Werte nahezu identisch, so dass sich an den wesentlichen Stellen im Modell vollkommen symmetrische Strömungsverhältnisse einstellen.

Die in Bild 6–39 dargestellten Massenstromverläufe sind ebenso wie alle nachfolgenden, die mit den 2D-Ersatzmodellen errechnet worden sind, ohne Skalierung dargestellt, weil die Absolutwerte aufgrund einer unvermeidbaren Verschiebung der Flächenverhältnisse der Strömungsquerschnitte an den 2D-Ersatzmodellen im Vergleich zur realen dreidimensionalen Geometrie untereinander nicht vergleichbar sind. Sehr wohl tauglich sind die Ersatzmodelle aber zur qualitativen Beurteilung des Injektorverhaltens und zur Identifikation von grundlegenden Phänomenen während der Durchströmung des Injektors. Im diesem Sinne sollen die nachfolgenden Ausführungen verstanden werden.

#### 6.4.3.3 Druckverteilung während der Einblasung bei konstantem Gegendruck

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse einer Berechnung dokumentiert werden, deren Ziel die nähere Untersuchung der Druckverhältnisse im Injektor während der Öffnungsphase der Injektornadel war. Für diese Berechnung ist das in Bild 6–35 bzw. Bild 6–36 gezeigte Berechnungsgitter verwendet worden. Im CFD-Solver wurde für die Abbildung der Turbulenz auf ein RSM-Modell (vgl. 3.1.2.2) zurückgegriffen und wurden die Einstellungen zur Berechnung mit doppelter Genauigkeit ausgewählt. Kraftstoffvordruck sowie Gegendruck wurden in dem rein mit Wasserstoff initialisierten Modell wieder mit Werten entsprechend Bild 6–38 initialisiert. Die Kraftstofftemperatur war auf der Vordruckseite mit 300 K und auf der Brennraumseite mit 954 K realen motorischen Bedingungen angepasst. Die nachfolgende Tabelle 6-3 dokumentiert die Einstellungen und Randbedingungen für die Berechnung.

H <sub>2</sub> -Vordruck	135 bar
Brennraumgegendruck	30 bar
Turbulenzmodellierung, Solver-Genauigkeit	RSM, double precision
Einblasebeginn	10°KW v. ZOT
H <sub>2</sub> -Temperatur Vordruckseite	300 K
H <sub>2</sub> -Temperatur Brennraumseite	954 K

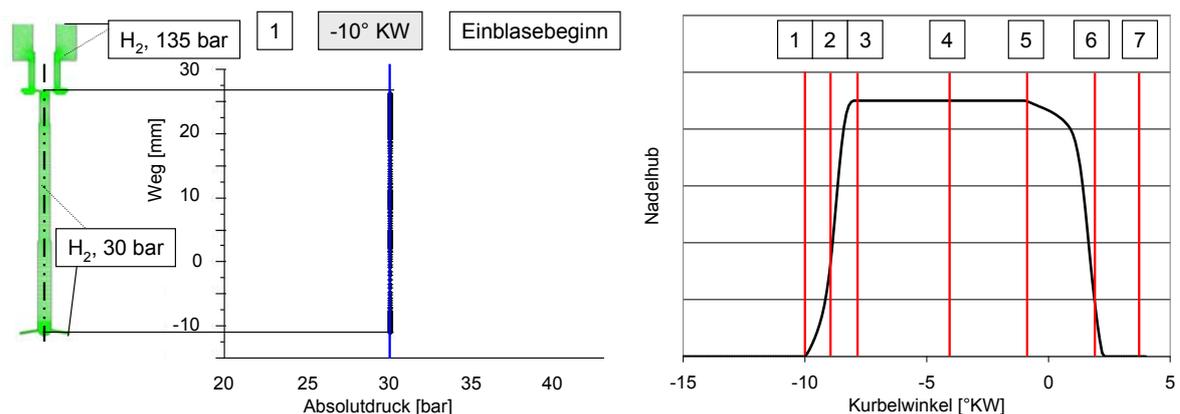
Tabelle 6-3: Einstellungen zur Berechnung der Druckverteilung am 2D-Injektormodell während der Einblasung

Zum Zeitpunkt des Öffnens der Injektornadel beträgt das Druckverhältnis  $p_g/p_{H_2} = 0.22$ . Dieser Wert ist deutlich kleiner als das so genannte kritische Druckverhältnis für Wasserstoff, das im Wesentlichen vom Isentropenexponenten (für Wasserstoff gilt  $\kappa = 1.4$ ) abhängig ist. In Glg. 6-4 ist die Berechnungsvorschrift für das kritische Druckverhältnis bereits angegeben, für den gegenständlichen Fall errechnet sich dieses zu  $(p_g/p_{H_2})_{krit} = 0.528$ . Alle Druckverhältnisse, die kleiner als 0.528 sind, werden als überkritisch bezeichnet. Aufgrund des gegebenen Wertes von etwa  $p_g/p_{H_2} = 0.22$  muss sich im Spalt, der beim Öffnen der Injektornadel freigegeben wird, zu Anfang eine kritische Strömung mit maximal lokaler Schallgeschwindigkeit einstellen. An der Düsen Spitze am unteren Ende des langen zylindrischen Schadraumes stellen die Ausströmbohrungen eine deutliche Querschnittsverminderung dar, an deren Ende ein konstanter Gegendruck als Randbedingung während der gesamten Berechnung gehalten werden muss. Es darf daher angenommen werden, dass der Schadraum des Injektors durch den über den Spalt eingeblasenen Wasserstoff eine Druckerhöhung erfährt, sodass sich das Druckverhältnis über den Spalt sukzessive verändert, bis der Injektor schlussendlich stationär durchströmt wird und sich demgemäß stationäre Druckverhältnisse einstellen.

Ein weiterer Effekt, der im Rahmen dieser Berechnung untersucht werden soll, ist der Einfluss jener Druckwelle, die durch das schlagartige Öffnen der Injektornadel generiert wird. Aufgrund des hohen Kraftstoffvordruckes sollte sie als Überdruckwelle in den Injektor-schadraum eintreten und mit jeweils lokaler Schallgeschwindigkeit in Richtung der Ausströmbohrungen laufen, wo sie am offenen Ende der Theorie entsprechend als Unterdruckwelle reflektiert werden und als solche wieder zurück zum Überström-spalt an der Nadel laufen müsste.

Das zweidimensionale Ersatzmodell für den Injektor eignet sich hervorragend für eine derartige Untersuchung, weil mit ihm sehr rasch Berechnungen mit zur Auflösung dieser Effekte hinreichend kleinen Zeitschritten durchgeführt werden können, was an einem 3D-Modell zu unverhältnismäßig hohem Berechnungs- und damit Zeitaufwand führen würde.

Für die erste Untersuchung wurde entlang der Mittellinie des an den Überström-spalt angeschlossenen, zu den Austrittsbohrungen führenden schlanken Strömungsraumes der Absolutdruck während der Berechnung mittels Monitoring-Verfahren zu diskreten Kurbelwinkelpositionen aufgezeichnet. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in der nachfolgenden Bildreihe (Bild 6–40) zusammengestellt.



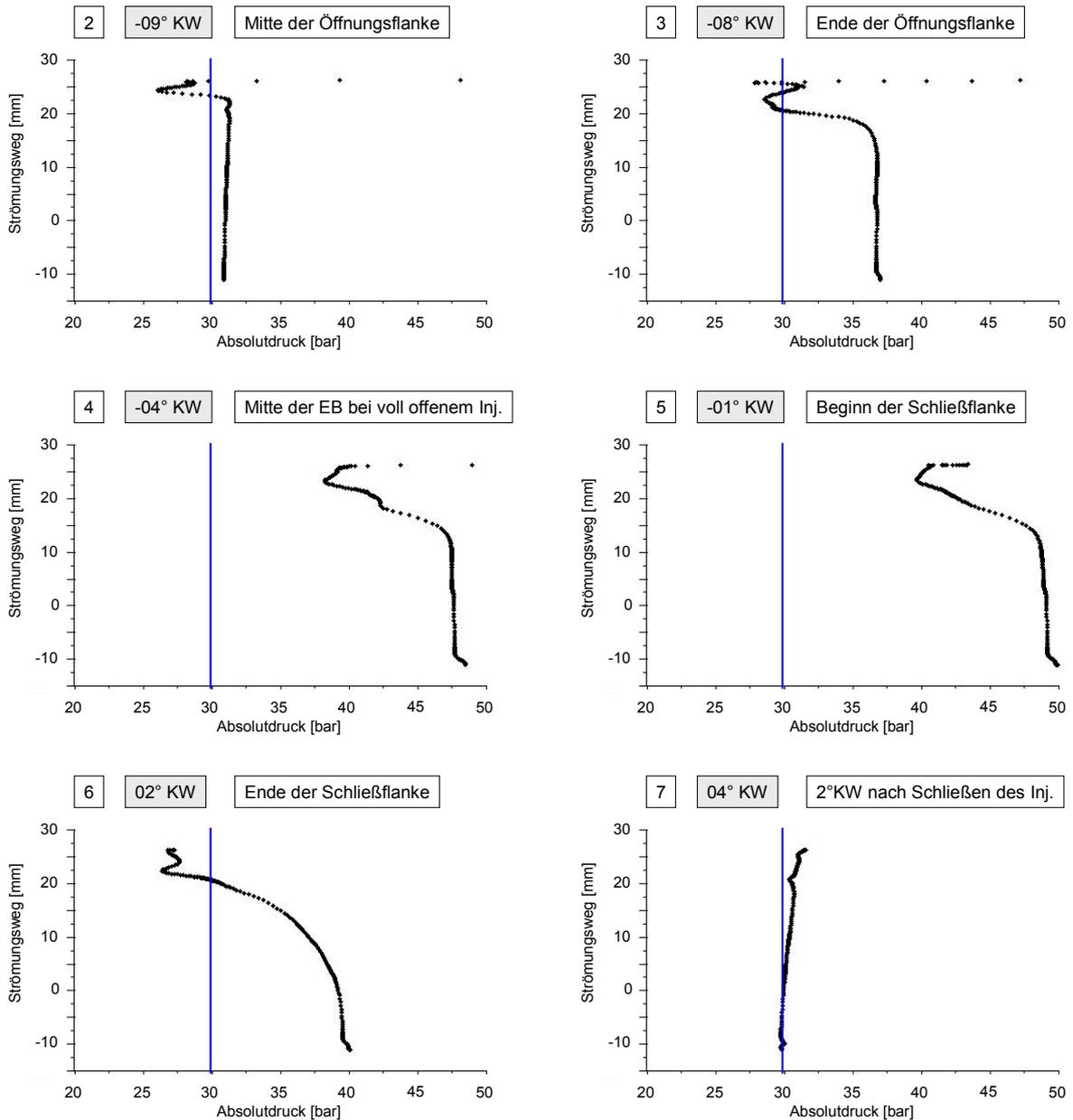


Bild 6–40: Absolutdruck am 2D-Injektormodell während der Einblasung bei  $p_g = \text{const.}$

Das erste Bild zeigt auf der linken Seite die Positionierung jener Mittellinie im Modell, über welche der Absolutdruckverlauf dargestellt ist. Sie reicht vom Staupunkt an der Oberfläche der beweglichen Injektornadel bis zur Strahlwurzel der beiden Austrittsbohrungen. Das Staugebiet, das sich während der Einblasung an der unteren, real kugelförmigen Begrenzung der inneren Versorgungsbohrung der Düsen Spitze ausbildet, ist demnach ebenso wenig abgebildet wie die Verhältnisse in den Austrittsbohrungen, an deren Ende der Druck gemäß der Randbedingung bei  $p_g = 30 \text{ bar} = \text{const.}$  liegt. Dieser konstante Gegendruck ist in jedem der Bilder mittels einer blauen Linie bei 30 bar angezeigt. Neben dem eigentlichen Druckverlauf enthält dieses Bild auf der rechten Seite auch den Verlauf des Nadelhubes über dem Kurbelwinkel. Einblasebeginn und Einblasedauer wurden, wie weiter oben schon erwähnt, einer Messung des Nadelhubverlaufes an einem HVT-Injektor älterer Bauart im motorischen Betrieb entlehnt, was unter der Prämisse konstanten Vor- und Gegendruckes nur der Korrelation zum motorischen Betrieb dienlich sein soll. Innerhalb dieser Nadelhubkurve sind jeweils mit roten Linien und einer entsprechenden Nummerierung jene Positionen angezeigt, für die in den Einzelbildern die Druckverläufe über der Mittellinie dargestellt sind.

Position 1 liegt dabei zeitlich genau am Beginn der Öffnungsflanke des Nadelhubverlaufes, bevor sich am real ausgeführten Injektor die Nadel zu heben beginnt bzw. in der Rechnung das Interface seinen Randbedingungstypus ändert und damit die Durchströmung des Spaltes am Nadelsitz freigibt. Zu diesem Zeitpunkt entspricht der Druckverlauf noch der Initialisierung des Modells, im Rahmen derer nicht nur konstante Werte an den Stellen der Randbedingungen initialisiert, sondern die gleichen Werte auch für die Strömungsgebiete vor und nach den Interfaces unterstellt werden, so dass sich zu diesem Zeitpunkt keinerlei Druckänderungen ergeben können. Der Druck entlang der Monitoring-Linie liegt dementsprechend konstant bei  $p_g = 30$  bar.

Die Momentaufnahme an Position 2 liegt zeitlich etwa in der Mitte der Öffnungsflanke. Von oben nach unten erkennt man zuerst eine massive Drucküberhöhung im sich ausbildenden Staubereich, wo die von beiden Seiten einströmenden und am Tellerventil angelegten Wasserstoffjets aufeinander treffen. Daran angeschlossen ist das Gebiet, in dem sich beide Jets vereinigen und um  $90^\circ$  umgelenkt schließlich als ein kombinierter Gasjet nach unten in Richtung der Düsen Spitze strömen. In diesem Bereich wird die Strömung sehr schnell, was sich auch in einem Unterschwinger im Druckverlauf zeigt. Im Folgenden steigt der Druck entlang der Mittellinie wieder an und bleibt bis zur Düsen Spitze annähernd konstant auf einem im Vergleich zur Randbedingung leicht erhöhten Niveau.

Im nächsten Bild (Position 3) zeigen sich für das Ende der Öffnungsflanke sehr ähnliche Verhältnisse. Die Drucküberhöhung ist im Bereich annähernd konstanten Druckes nach dem Zusammenfallen der beiden Gasjets deutlich vergrößert, hat aber ihr Maximum noch nicht erreicht. Am unteren Ende im Bereich der Düsen Spitze zeigt sich erstmals eine leichte Drucküberhöhung, die den Auswirkungen des Staubegebietes zuzurechnen ist, das sich am Ende der Innenbohrung der Düsen Spitze nach der Aufspaltung der Strömung in die zwei Injektorbohrungen ausbildet.

Position 4 liegt zeitlich inmitten des Vollhubes des Tellerventils. Die Druckverhältnisse entlang der Mittellinie sind in Bezug auf ihren Verlauf nahezu unverändert, es stellt sich aber generell ein erhöhtes Druckniveau ein, das den Schluss zulässt, dass es zu einer nennenswerten Drosselung in den Injektorbohrungen kommt, die für ein allmähliches Aufblasen des Injektorschadtraumes verantwortlich ist. Der relative Anstieg am Ende des Strömungsraumes stellt sich auch hier wieder ein.

Zu Beginn der Schließflanke (Position 5) hat sich, wie am bereits in Bild 6–39 (links) gezeigten Verschwinden des Differenzmassenstromes zwischen Einlass und Auslass des Modells abgelesen werden kann, ein stationärer Durchfluss des Injektors eingestellt. Die sehr starke Druckerhöhung am Beginn der Kurve, die in den vorangegangenen Bildern jeweils nachgewiesen wurde, tritt in diesem Fall nicht mehr auf. Dies entsteht in den Diagrammen dadurch, dass sich während der Einblasung der Staupunkt, der sich im Bereich des Aufeinandertreffens der beiden über die Interfaces von beiden Seiten in den Injektorschadraum einströmenden Gasjets ausbildet, aus der Mitte verschiebt und deshalb nicht mehr auf der Monitoring-Linie liegt (Bild 6–41).

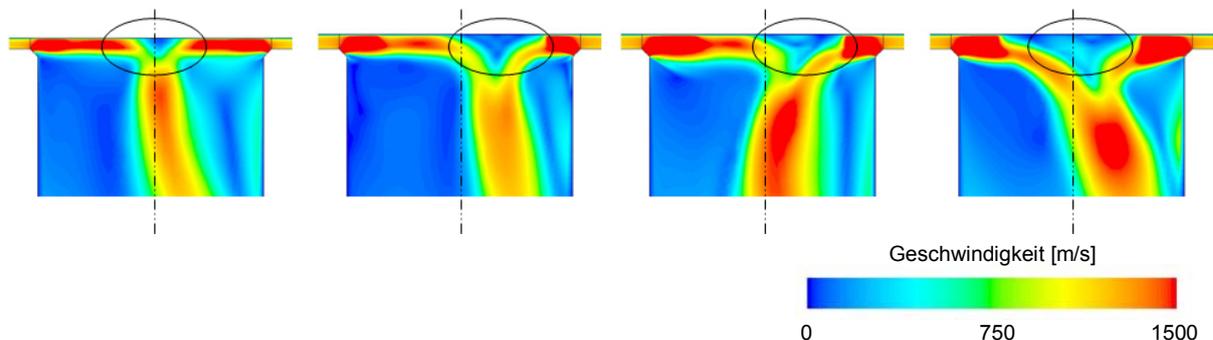
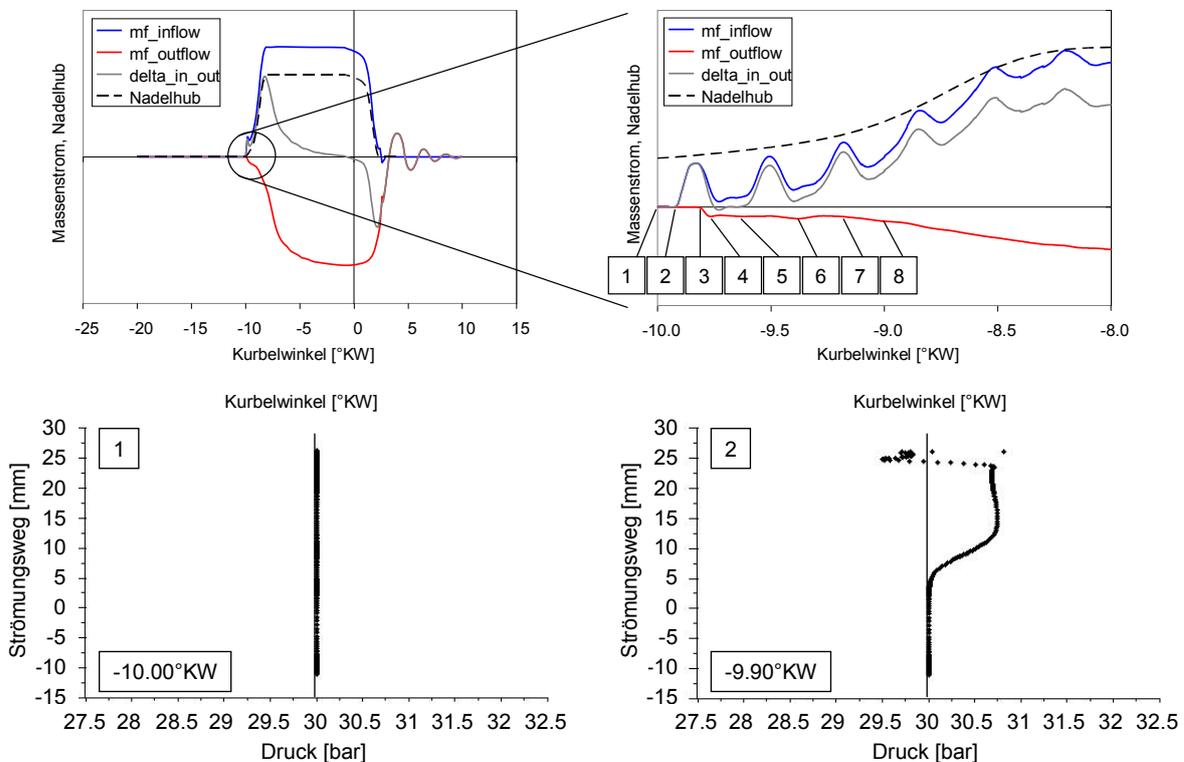


Bild 6–41: Verschiebung des Staupunktes während der Einblasung am 2D-Injektormodell

Dabei kommt es auch zur Deviation und zum wechselseitigen Anlegen des gemeinsamen Gasjets, zu dem sich die beiden eintretenden Massenströme nach der Umlenkung vereinigen. Dies kann zum Teil auf Einflüsse des Berechnungsgitters zurückgeführt werden, die Ausprägung ändert sich aber auch in Abhängigkeit vom gewählten Turbulenzmodell und von den Anfangsgeschwindigkeiten, die sich – obwohl im Ruhezustand initialisiert – dadurch ergeben, dass das Modell den vermeintlichen Ruhezustand vor Beginn der Einblasung für einige Grad Kurbelwinkel berechnet und sich so real nicht vorhandene, kleine Anfangsgeschwindigkeiten ergeben. Das Anlegeverhalten des nach unten strömenden Gasjets wurde untersucht, soll aber hier aus dem Grund nicht vertieft werden, weil es sich auf die Massengleichverteilung zwischen den beiden Austrittsbereichen aufgrund des langen Injektor-schadtraumes nicht auswirken kann (vgl. Bild 6–39).

Position 6 zeigt die Verhältnisse am Ende der Schließflanke. Durch die Drosselströmung am durch die Nadelbewegung deutlich reduzierten Spalt strömt weniger Gas in den Schadraum nach, wodurch es zu einer sukzessiven Entleerung des letzteren mit damit in Verbindung stehendem Druckabbau in Richtung des Niveaus der Randbedingung kommt. Dieser Druckabbau ist schlussendlich mit Ausnahme verbleibender Schwingungen bei etwa 2°KW abgeschlossen, sodass sich der Druck entlang der gesamten Mittellinie im Durchschnitt wieder auf das Niveau der Randbedingung eingestellt hat.

Bei genauer Betrachtung der Druckverläufe in Bild 6–40 zeigen sich die Druckkurven immer wieder durchbrochen von sprunghaften Änderungen, die den im Schadraum laufenden Druckwellen zuzuordnen sind. Für den Anfang des Einblaseprozesses soll die Auswirkung dieser Druckwellen auf den Auslassmassenstrom im nachfolgenden Bild 6–42 dargestellt werden. Im ersten Bild sind die schon bekannten Verläufe der Massenströme an Ein- und Auslass am Injektor samt deren Differenz und dem Nadelhub abgebildet. Rechts davon wird in einer Detailansicht der zeitliche Bereich des Einblasebeginns feiner aufgelöst und werden jene Positionen markiert, an denen in den darauf folgenden Bildern die Druckverläufe wieder entlang der bereits oben vorgestellten Monitoring-Linie (vgl. Bild 6–40) dargestellt werden.



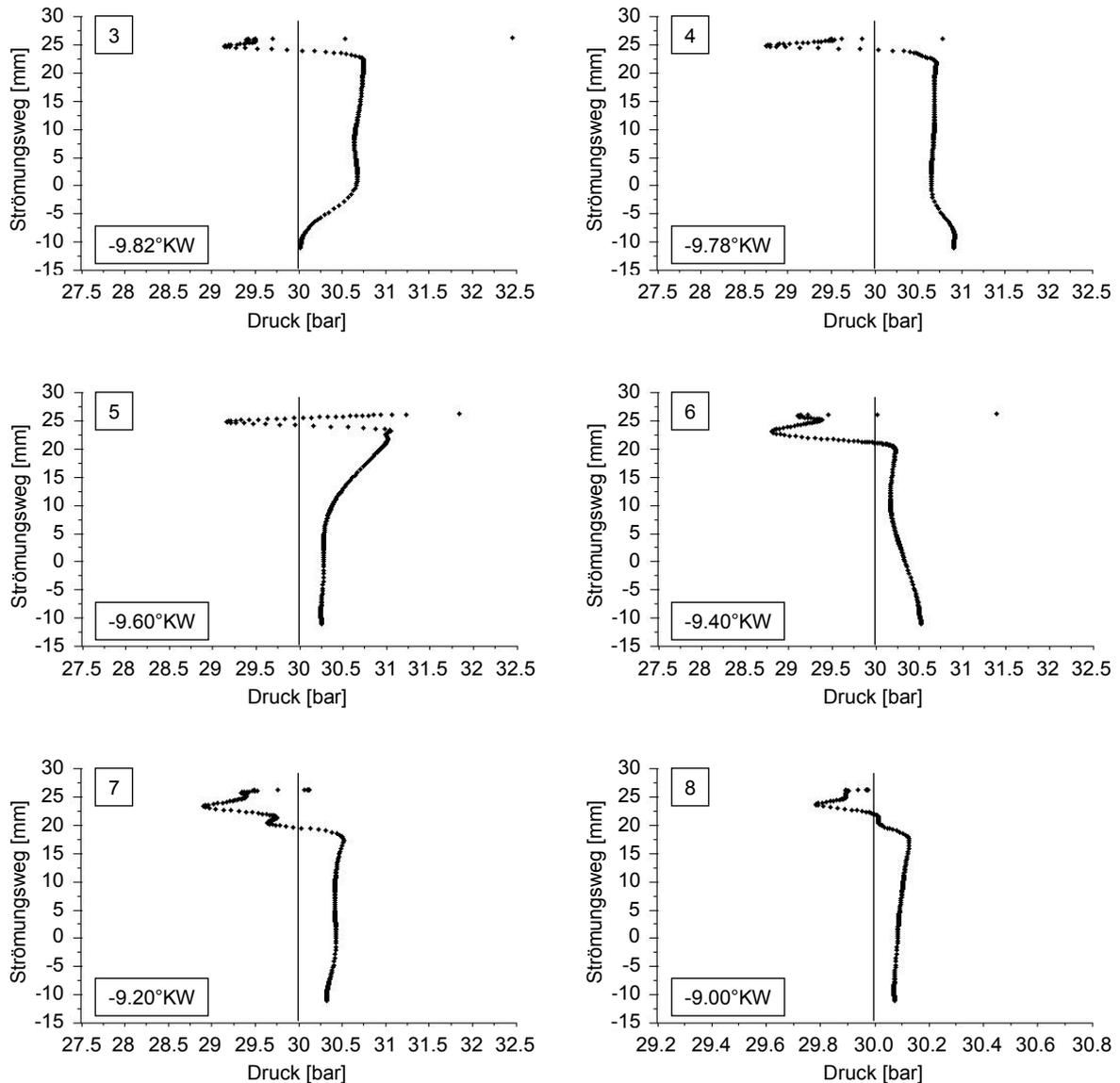


Bild 6–42: Druckwellen am 2D-Injektormodell zu Einblasebeginn bei  $p_g = \text{const.}$

Position 1 repräsentiert zeitlich genau den Einblasebeginn. Die Injektornadel bzw. das Interface in der Strömungssimulation sind noch nicht offen, die Druckverhältnisse entsprechen demgemäß genau der Initialisierung. Position 2 zeigt die Verhältnisse zu einem  $0.1^\circ\text{KW}$  späteren Zeitpunkt. An der nun bereits geöffneten Injektornadel beginnt sich wie zuvor gezeigt die Spaltströmung auszubilden. Man erkennt bereits die Drucküberhöhung am Staupunkt am Tellerventil, wo sich die von beiden Seiten einströmenden Gasjets treffen und schließlich zu einem gemeinsamen Strahl vereinigt werden, der nach einer Umlenkung um  $90^\circ$  nach unten strömt. Beim Öffnen der Nadel wird durch den hohen Kraftstoffvordruck eine Überdruckwelle initiiert, die den Schadraum entlang nach unten läuft. Am Druckverlauf entlang der Mittellinie ist zu erkennen, dass sich diese zum betrachteten Zeitpunkt gerade auf etwa halbem Weg zur Düsen Spitze befindet.

Noch einmal etwa  $0.1^\circ\text{KW}$  später kommt diese Überdruckwelle an der Düsen Spitze an. Für den ersten Durchlauf des Injektorschadraumes benötigt sie im gegebenen Fall demnach etwa  $0.2^\circ\text{KW}$ . Die Durchlaufgeschwindigkeit selbst entspricht der lokalen Schallgeschwindigkeit, die in einem gasförmigen Medium neben der eigentlichen Spezies nur von der Temperatur abhängig ist, welche sich durch Geschwindigkeitsänderungen und Kompressibilitätseffekte entlang einer solchen Strömung ebenfalls ändert. Bis zu diesem Zeitpunkt gibt es jedenfalls noch kein Ausströmen von Wasserstoff aus den Injektorbohrungen.

Die im Injektorschadraum befindliche Masse wird erst durch die darauf folgende Drucküberhöhung angeschoben, so dass es im Bereich von Position 4 zu einem ersten Ausströmen kommt. Im zugehörigen Bild ist zu erkennen, dass die Überdruckwelle bereits an den offenen Enden der Austrittsbohrungen als Unterdruckwelle reflektiert worden ist und demgemäß als solche wieder zurück nach oben zum sich öffnenden Spalt läuft.

Die folgenden Bilder zeigen die sich abschwächende auf und ab laufende Druckwelle und deren Überlagerung mit einer Druckerhöhung im Schadraum, die durch das Nachströmen von Kraftstoff über den Spalt am Tellerventil und den begrenzten Strömungsquerschnitt am Düsenaustritt zu Stande kommt. So kommt es beispielsweise an Position 5 zu einem leichten Rückgang und an Position 6 zu einem leichten Anstieg der aus den Injektorbohrungen ausströmenden Masse. Generell aber ändert sich die Druckdifferenz zwischen dem an der Düsen Spitze herrschenden Druck und jenem, der durch die Randbedingung vorgegeben wird, innerhalb des Bereiches von  $-9.60^{\circ}\text{KW}$  und  $-9.00^{\circ}\text{KW}$  nur wenig. Diese Druckdifferenz treibt die Strömung über die Injektorbohrungen, so dass nennenswerte Anstiege des Auslassmassenstroms in diesem Bereich nicht erwartet werden dürfen. Damit ist auch eine Erklärung für den weiter oben bereits beobachteten Haltebereich gefunden, innerhalb dessen der Auslassmassenstrom am Anfang der Einblasung nahezu konstant bleibt. Sein Anstieg beginnt, wie in Bild 6–40 gezeigt wird, erst später mit dem Anwachsen des Druckniveaus im Injektorschadraum. Auch hier muss natürlich wieder einschränkend angemerkt werden, dass mit Hilfe dieser Untersuchung nur die grundsätzlichen Mechanismen und deren Wirkungsweise auf einen real ausgeführten – dreidimensionalen – Injektor übertragen werden können und keinesfalls errechnete Absolutwerte. In welcher Form die hier identifizierten Mechanismen am realen Bauteil auf- und miteinander in Wechselwirkung treten, ist in erster Linie von der Geometrie des Bauteiles sowie den Vor- und Gegendrücken abhängig.

Bild 6–43 zeigt die Druckverhältnisse im Strömungsraum bei  $-1^{\circ}\text{KW}$ , also kurz vor Beginn des Schließvorganges der Injektornadel, wo sich bereits eine stationäre Durchströmung des Injektors ausgeprägt hat. Dies kann am Verschwinden des Differenzmassenstroms zwischen Ein- und Auslass festgemacht werden (vgl. Bild 6–42, oben).

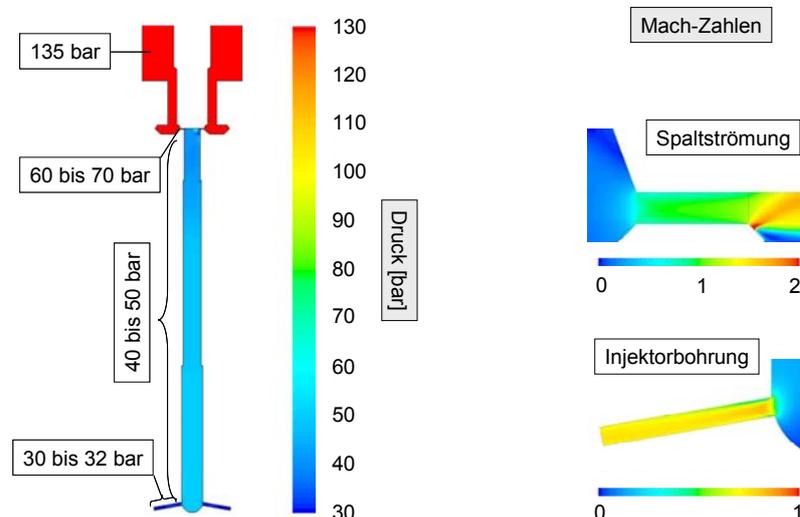


Bild 6–43: Druck- und Machzahlverteilung am 2D-Injektormodell bei  $p_g = \text{const.}$

Der Absolutdruck im Spalt nimmt vom Kraftstoffvordruck  $p_{\text{H}_2} = 135 \text{ bar}$  auf etwa 60 bis 70 bar ab, das Druckverhältnis liegt demnach im Bereich des kritischen Wertes. Es kommt daher im Spalt zu einer Strömung mit lokaler Schallgeschwindigkeit, was durch die rechts oben im Bild dargestellte Machzahlverteilung auch nachgewiesen werden kann. Der Theorie entsprechend beträgt die Machzahl im Spalt  $\text{Ma} = 1$ , wohingegen es danach zu einer Expansionsströmung mit Machzahlen bis zu  $\text{Ma} = 2$  kommt. Danach folgt eine weitere Druckminderung entlang des Schadraumes bis hin zu den Austrittsbohrungen, in denen die kritische Machzahl nicht mehr erreicht werden kann. Für die gewählte Ersatzgeometrie kann somit auch bei voller Öffnung der Spalt am Tellerventil als kritische Stelle identifiziert werden.

#### 6.4.3.4 Variation des Gegendruckes

Obenstehend wurden die Mechanismen, die im Injektor nach Öffnen des Tellerventils zu Tage treten, anhand eines Betriebszustandes mit konstantem Gegendruck identifiziert und ihre Wirkung auf die Ausbildung der Strömung beschrieben. Für die hier gezeigte Reihe von Berechnungen wurde im Einzelfall der Gegendruck ebenfalls konstant gehalten, die Berechnungen wurden aber für eine Reihe von unterschiedlichen Gegendrücken durchgeführt. Beginnend bei  $p_g = 15$  bar wurde der Gegendruck inkrementell für jede der Berechnungen um 15 bar erhöht. Ebenfalls durchgeführt wurden jeweils Berechnungen beim kritischen Druckverhältnis, für welches der Gegendruck in Anbetracht des gewählten Vordruckes von  $p_{H_2} = 135$  bar bei  $p_g = 71.3$  bar liegt. Die Temperatur des vorgelagerten Wasserstoffes wurde wieder mit 300 K, jene des Gases im Schadraum zu Rechenbeginn mit 954 K angesetzt. Das untenstehende Diagramm (Bild 6–44) zeigt für jeden dieser konstanten Gegendrücke den Einlass- und den Auslassmassenstrom, wobei die für einen bestimmten Gegendruck korrespondierenden Kurven jeweils mit „inflow“ bzw. „outflow“ bezeichnet sind.

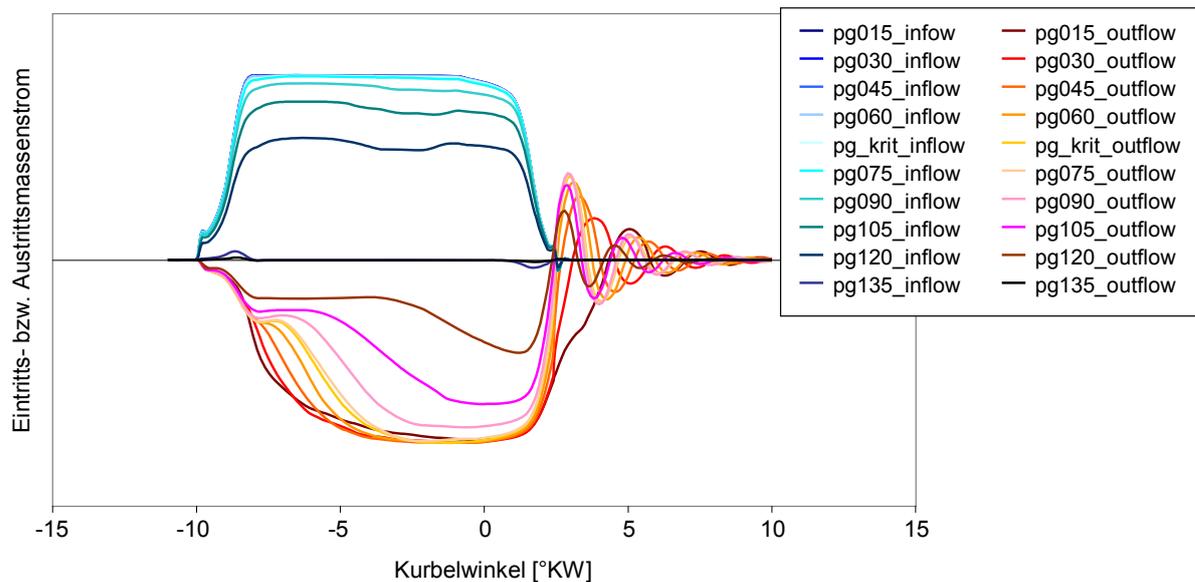


Bild 6–44: Ein- und Auslassmassenströme am 2D-Injektormodell bei unterschiedlichen Gegendrücken

Aus dem Bild lässt sich entnehmen, dass die Einlassmassenströme beginnend beim kleinsten Gegendruck bis hin zum kritischen Verhältnis praktisch unabhängig vom Gegendruck bleiben. Der Theorie entsprechend kommt es erst bei Auftreten unterkritischer Druckverhältnisse zu einer sukzessiven Abnahme des Einlassmassenstromes.

Die Kurven für den Auslassmassenstrom zeigen, dass es mit steigendem Gegendruck ab einem Wert von etwa  $p_g = 60$  bar zu einem zweiten Haltebereich mit etwa konstantem Massenstrom kommt, der zeitlich umso länger bestehen bleibt, je höher der Gegendruck gewählt wird. Während der erste Sprung im Auslassmassenstrom wieder dem Durchlauf einer Überdruckwelle zugerechnet werden kann, ist dieses Phänomen wahrscheinlich dem längeren Zeitraum zuzuschreiben, der für eine die Strömung treibende Druckerhöhung im Injektorschadraum benötigt wird.

Bei Druckgleichstand schließlich ( $p_{H_2} = p_g = 135$  bar = const.) ist sowohl auf der Einlass-, als auch auf der Auslassseite ein kleiner Massenstrom zu sehen, dessen treibende Kraft die bei den unterschiedlichen Temperaturen unterschiedliche Dichte ist. Die Schwingungen im Auslassmassenstrom, die nach dem Schließen des Tellerventils auftreten, prägen sich in Abhängigkeit des jeweils eingestellten Gegendruckes unterschiedlich aus und können Trägheitseffekten des im röhrenartigen Injektorschadraum schnell strömenden Gases zugerechnet werden. Um Verwechslungen mit dem weiter oben angesprochenen Nadelprellen mancher Injektortypen vorzubeugen, sei an dieser Stelle auf die eingesetzte Nadelhubkurve (vgl. Bild 6–40, oben) verwiesen, die keinerlei Nachschwingungen des Tellerventils berücksichtigt.

Im folgenden Bild 6–45 sind die zwischen Öffnen und Schließen des Tellerventils jeweils über Ein- und Auslass strömenden Wasserstoffgesamtmassen über dem Druckverhältnis bzw. dem Gegendruck in Form eines vergleichenden Balkendiagramms dargestellt.

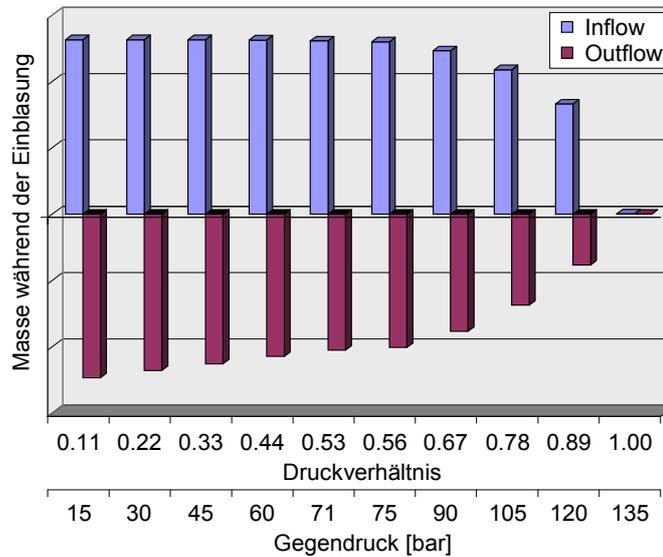


Bild 6–45: Über Ein- und Auslass strömende Massen am 2D-Injektormodell bei versch. Gegendrücken

Man erkennt an den oben liegenden Balken für die über den Einlass strömende Gesamtmasse deren Unabhängigkeit vom Gegendruck, solange das Druckverhältnis den kritischen Wert von  $p_g/p_{H_2} = 0.528$  nicht überschreitet. Danach nimmt die über den Einlass strömende Gasmasse kontinuierlich bis zum Druckgleichstand ab. Auf der Auslassseite reagieren die austretenden Massen sofort insofern auf die Änderung des Gegendruckes, als dass sie mit steigendem Gegendruck kleiner werden. Die Schwingungen des Auslassmassenstroms nach dem Schließen des Tellerventils im Injektor (vgl. Bild 6–44) sind dabei nicht berücksichtigt. Zudem sind deren Amplituden in beide Richtungen etwa gleich groß, so dass es dabei hauptsächlich zu einem Hin- und Herschieben von Masse kommt.

In der folgenden Grafik (Bild 6–46) sind im oberen Bereich über dem Druckverhältnis die Beträge jener Massen, die während der Öffnung des Tellerventils über Ein- bzw. Auslass strömen, dargestellt. Der hellblau eingefärbte Differenzbereich ist im unteren Teil als Prozentwert mit Bezug auf die jeweilige Einlassmasse noch einmal aufgetragen.

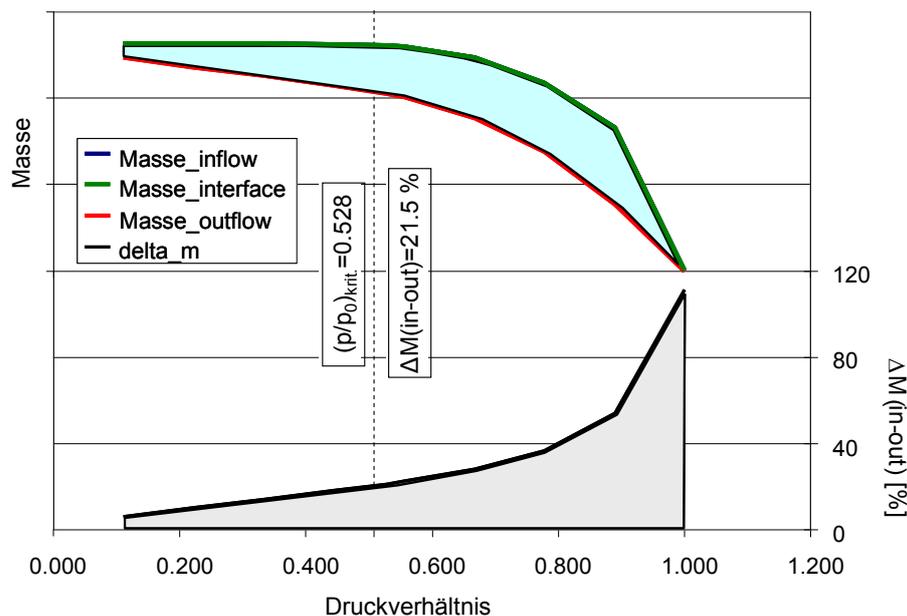


Bild 6–46: Massendifferenz zwischen Ein- und Austritt am 2D-Injektormodell bei Gegendruckvariation

Im obigen Diagramm ist zusätzlich der Zahlenwert der Massendifferenz zwischen Einlass und Auslass für die Strömung beim kritischen Druckverhältnis angegeben. Demnach verbleiben etwa 20% der über den Spalt (bzw. das Interface in der Simulationsrechnung) einströmenden Masse bis zum Schließen der Injektornadel innerhalb des Schadraumes.

Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass im Falle der Rechnung mit Druckgleichstand Werte von mehr als 100% errechnet werden. Dies ist damit zu begründen, dass im CFD-Code die Temperatur für eventuell rückströmendes Gas als Randbedingung auf 300 K gesetzt worden ist. Bei nennenswerten Druckdifferenzen strömt kurz nach Beginn des Nadelhubes zuerst die mit Brennraumtemperatur im Injektorschadraum initialisierte Gasmasse aus. Unmittelbar darauf folgt kälterer Wasserstoff aus der mit 300 K angesetzten Gasversorgung, so dass in diesem Falle eine Temperatur von 300 K für eventuell rückströmendes Gas berechtigt angesetzt werden kann. Bei niedrigsten Druckdifferenzen bzw. vor allem Druckgleichstand allerdings treten nur sehr kleine Volumina aus dem Injektor aus, die zur Gänze aus heißem Gas bestehen und daher niedrige Dichte aufweisen. Sehr kleine Rückströmungen mit ähnlichem Volumen führen aufgrund der höheren Dichte des rückströmenden Gases zu absolut höheren Massen. Vorzeichenbereinigt ergibt sich dann in Summe eine höhere Masse über den Auslass, womit diese Werte erklärt werden können.

Nachstehend ist der Verlauf der Machzahl über einen Strömungsweg dargestellt, der im Bild links mit einer blauen Linie skizziert ist. Dieser führt vom äußeren Ende des Ringspalt über den Spalt am Tellerventil bis zum Staupunkt, der am Anfang der Einblasung in der Mitte an der Injektornadel durch das Aufeinanderprallen der beiden schnellen Gasjets aus den Übertrittsspalt entsteht (vgl. Bild 6–41). Von dort weg wird die Machzahl entlang jener Mittellinie aufgezeichnet, die auch schon für die Untersuchungen zu den Druckverhältnissen während der Einblasung verwendet wurde. Von der Strahlwurzel der Austrittsbohrungen führt ein letzter Abschnitt schlussendlich bis zum Ende einer dieser Bohrungen. Im untenstehenden Diagramm (Bild 6–47) ist speziell der Bereich der Spaltströmung am Tellerventil herausgearbeitet.

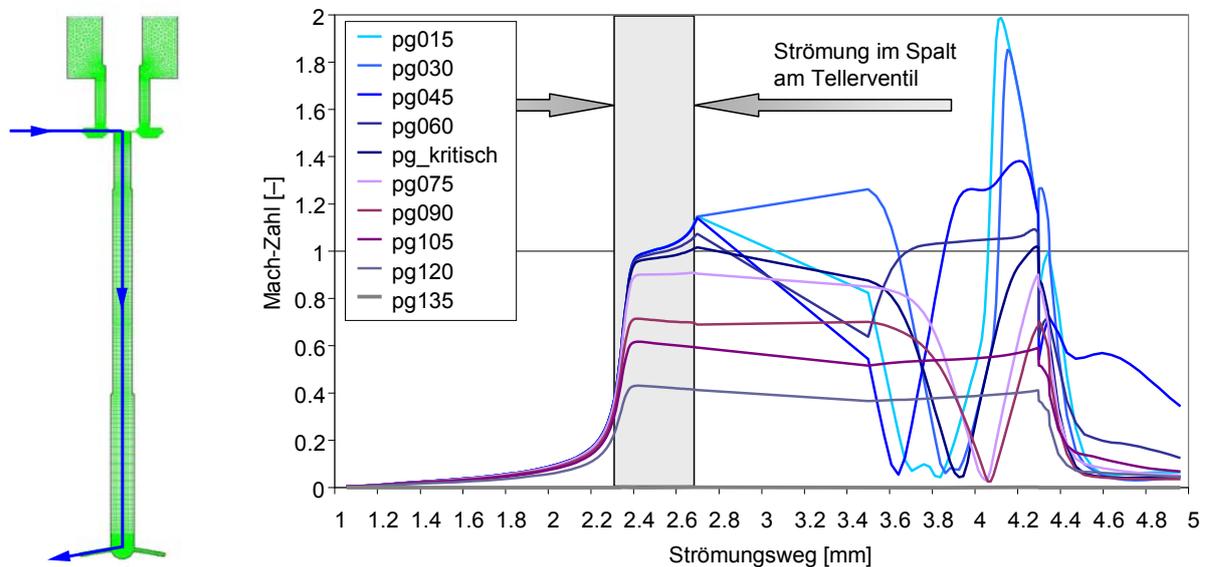


Bild 6–47: Machzahlen im Übertrittsspalt am Nadelsitz für das 2D-Injektormodell bei versch. Gegendrücken

Für alle Gegendrücke zeigt sich eine mit Annäherung an den Übertrittsspalt stärker werdende Beschleunigung der Strömung bereits im Ringraum vor dem Nadelsitz. Im Spalt selbst kommt es dann im Falle der überkritischen Druckverhältnisse (blaue Kurven) zum Erreichen einer Machzahl von  $Ma = 1$ , die in den unterkritischen Fällen (violette Kurven) im Einklang mit der Theorie nicht mehr erreicht werden kann. In den überkritischen Fällen zeigt sich insofern eine Abhängigkeit des Beginnes der Expansionsströmung vom Gegendruck, als dass diese bereits im Spalt umso früher beginnt, je kleiner das Druckverhältnis ist.

Während vom kritischen Druckverhältnis aufwärts – also im unterkritischen Bereich – die Machzahlen nach dem Austritt aus dem Spalt am Tellerventil annähernd auf gleichem Niveau bleiben, kommt es im überkritischen Bereich eben zu besagter Expansionsströmung, bei der Machzahlen von  $Ma > 1$  erreicht werden. In Bild 6–41 wurde bereits gezeigt, dass der Bereich der Aufstauung der beiden aus der Spaltströmung kommenden, aufeinanderprallenden Gasjets während der Rechnung entlang der Oberfläche des Tellerventils seitlich ausweichen kann. Die Geschwindigkeitsabnahme in diesem Bereich verringert natürlich auch die Machzahl. Andererseits kommt es im Bereich der Expansion im Falle hoher Vordrücke zu Geschwindigkeitsüberhöhungen. Je nach Lage des Staugebietes können im oben liegenden Teil der im Injektorschadraum lotrechten Monitoring-Linie unterschiedlichste Geschwindigkeitsverläufe auftreten, wodurch die Unterschiede in den Verläufen der Machzahlen, die in Bild 6–47 im Anschluss an die Spaltströmung am Tellerventil auftreten, erklärt werden können. Bereits nach wenigen Millimetern Strömungsweg zeigt sich eine Vergleichmäßigung der Strömung im Injektorschadraum, wo sich das bekannte Profil einer turbulenten Spaltströmung auszubilden beginnt, was nicht zuletzt auch an den stetigeren Machzahlcharakteristiken entlang der Aufzeichnungslinie festgemacht werden kann.

In Bild 6–48 ist schließlich ein identisches Diagramm für den Bereich der Düsenlochströmung dargestellt, in dem auch obige Angaben anhand des gleichmäßigen Verlaufes der Machzahlen vor der Umlenkung in die Düsenlöcher verifiziert werden können. Die Abnahme der Machzahlen vor dem Eintritt in die Düsenaustritte ist wieder einer Aufstauung der Strömung zuzuschreiben.

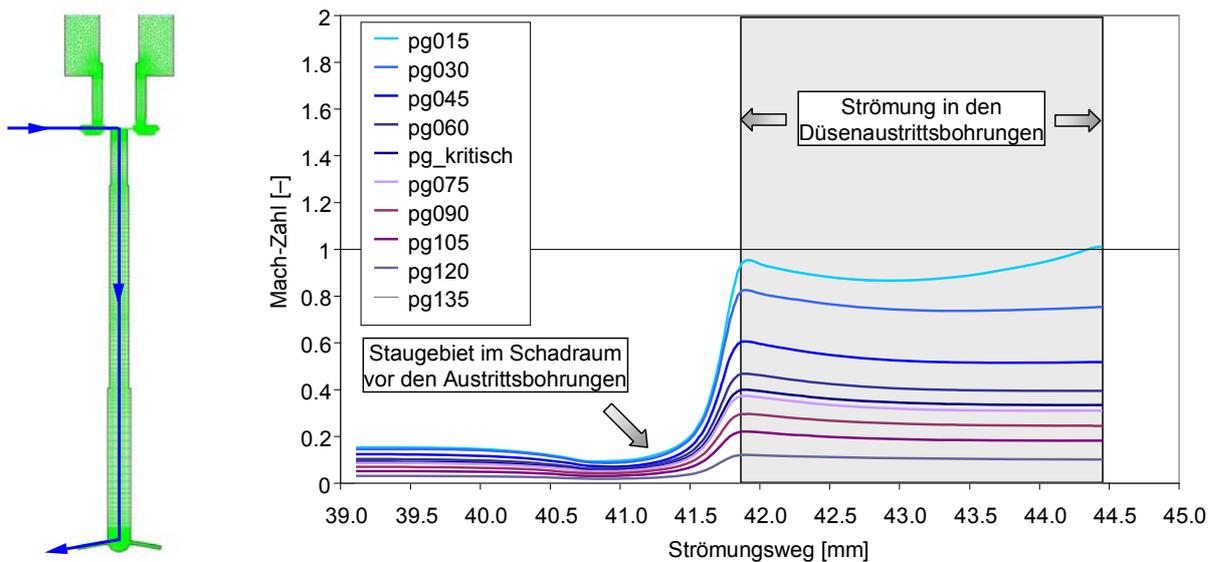


Bild 6–48: Machzahlen in den Austrittsbohrungen des 2D-Injektormodells bei verschiedenen Gegenrücken

Auch hier erkennt man das Ansteigen der Machzahlen vor dem Eintritt in die Düsenlochbohrungen. Beim hier angewendeten 2D-Ersatzmodell tritt für alle betrachteten Druckverhältnisse die kritische Strömung ausschließlich im Bereich der Spaltströmung am Tellerventil auf. In den Düsenlöchern selbst erreicht mit Ausnahme jener Variante mit dem kleinsten Gegenruck keine der Strömungen den kritischen Zustand bei  $Ma = 1$ , wobei dies auch in diesem Fall nur knapp am Ende der Bohrung zur Randbedingung hin geschieht.

Es zeigt sich also deutlich, dass ein einfaches Ansetzen einer Druckrandbedingung mit dem jeweiligen Kraftstoffvordruck direkt an den Düsenaustrittsbohrungen und damit eine Vernachlässigung der Strömungswege im Inneren des Injektors bei dieser speziellen Injektorbauart zu erheblichen Fehlern führen kann, weil je nach Querschnittsverhältnis die Drosselströmung am eigentlich kritischen Strömungsquerschnitt dabei eventuell unberücksichtigt bleibt. Die Tauschbarkeit der Düsen Spitze rechtfertigt eine solche Modellierung, weil sich der kritische Querschnitt dann in der Rechnung selbsttätig einstellen kann.

#### 6.4.3.5 Veränderlicher Gegendruck

Im realen motorischen Betrieb stellt die Annahme konstanten Brennraumgegendruckes allenfalls bei kurzen Einblasungen in jenen Bereichen des Verdichtungsaktes eine hinreichende Näherung dar, in denen die durch die Kompression verursachten Druckanstiege pro Grad Kurbelwinkel verhältnismäßig klein bleiben. Das gilt einerseits für die Phase knapp nach Schließen der Einlassventile und andererseits für einige wenige Grad Kurbelwinkel rund um den oberen Totpunkt.

Nachdem für alle in diesem Projekt zu untersuchenden Brennverfahren unabhängig davon, ob die Entflammung des Wasserstoff-Luft-Gemisches schlussendlich per Selbst- oder Fremdzündung bewerkstelligt wird, eine über weite Bereiche diffusionsgetriebene Verbrennung angestrebt wird, ist für diese Untersuchungen nur der letztgenannte Bereich um den oberen Totpunkt maßgeblich. Sobald es aus an dieser Stelle nicht näher ausgeführten Gründen notwendig werden sollte, die Einblasung zu früheren Zeitpunkten hin zu verlegen, befände man sich sofort im Bereich starker Druckanstiege, die je nach Kraftstoffvordruck bei hohem Verdichtungsverhältnis und aufgeladenem Motorbetrieb auch ohne Verbrennung ausreichen können, um während der Einblasung einen Wechsel von überkritischem zu unterkritischem Zustand zu bedingen.

Für die nachfolgende Untersuchung wurde – um auch bei den Berechnungen am weitgehend abstrahierten 2D-Ersatzmodell für den Injektor einen Bezug zum motorischen Betrieb herzustellen – ein aufgeladener Motorbetriebspunkt hinterlegt, dessen Daten in der nachfolgenden Tabelle 6-4 zusammengefasst werden. Als Randbedingungen sind Druck und Temperatur bei Einlassschluss (ES) angegeben, von wo aus die Berechnung der Verdichtung startet.

Drehzahl	2000 min <sup>-1</sup>
Verdichtung	22
H <sub>2</sub> -Vordruck	135 bar
Druck im Brennraum bei ES	30 bar
Temperatur im Brennraum bei ES	RSM
Einblasebeginn	40, 15, 6 °KW v.ZOT

Tabelle 6-4: Betriebspunkt für die Berechnungen am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck

Der Kraftstoffvordruck wird wie schon für die zuvor angestellten Berechnungen mit  $p_{H_2} = 135$  bar angesetzt. Das erklärt sich daraus, dass in der ursprünglichen Planung für die ersten motorischen Messungen am Forschungsmotor mit Dieselgeometrie unter Einsatz des HVT-Doppelmagnetinjektors am Druckminderer der Kraftstoffversorgung die Einstellungen eines Versorgungsdruckes von  $p_{H_2} = 180$  bar geplant war und seitens des Injektorherstellers der Totaldruckverlust vom Gasanschluss bis zur Injektornadel mit etwa 25% beziffert worden ist. Daraus ergibt sich für das Modell eine Einlassrandbedingung bei  $p_{H_2} = 135$  bar.

Das Modell ist wieder vollständig mit Wasserstoff initialisiert. Die Temperatur ist für den Bereich vor dem Nadelsitz mit  $T_{H_2} = 300$  K angesetzt, jene im Injektorschadraum entsprechend der Temperatur, die sich für diesen Betriebspunkt bei der Kompression der im Brennraum befindlichen Luft zur Kurbelstellung des jeweiligen Berechnungsbeginns ergibt. Nachdem die Werte des Isentropenexponenten für Luft und Wasserstoff auf sehr ähnlichem Niveau liegen, ist dies für eine Abschätzungsrechnung durchaus zulässig.

In der nachfolgenden Zusammenstellung (Bild 6–49) ist für den in Tabelle 6-4 gezeigten Betriebspunkt eine motorische Schleppkurve dargestellt, in die mit Bezug auf den angesetzten Kraftstoffvordruck von  $p_{H_2} = 135$  bar die Bereiche für über- und unterkritische Druckverhältnisse eingezeichnet sind. Für drei Berechnungspunkte sind dann die Einblasebeginnzeiten so gewählt, dass die Einblasung entweder gänzlich über- bzw. unterkritisch ist, oder eben genau in den Übergangsbereich fällt.

**Betriebspunkt:**

$n = 2000 \text{ min}^{-1}$   
 $\varepsilon = 22$   
 $p(\text{ES}) = 1.5 \text{ bar}$   
 $T(\text{ES}) = 390 \text{ K}$   
 $p_{\text{H}_2} = 135 \text{ bar}$

**Variation des Einblasebeginnes:**

- EB 40°KW v.ZOT      gänzlich überkritisch
- EB 15°KW v.ZOT    über- und unterkritisch
- EB 6°KW v.ZOT     gänzlich unterkritisch

- Bereich überkritischer Druckverhältnisse
- Bereich unterkritischer Druckverhältnisse

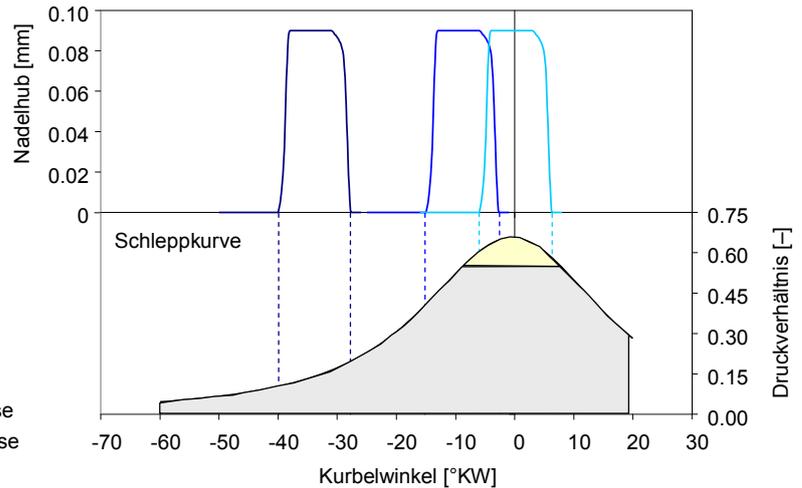


Bild 6–49: Druckverhältnisse bei Einblasebeginnvariation am 2D-Injektormodell bei verändert. Gegendruck

Im gewählten Beispiel ist der Einblasebeginn für die gänzlich überkritische Einblasesituation willkürlich auf 40°KW v.ZOT festgesetzt. Für die beiden anderen Fälle sind engere Grenzen gesetzt, weil nur verhältnismäßig schmale Kurbelwinkelbereiche die gewünschten Druckverhältnisse zur Verfügung stellen. Für den gewählten Betriebspunkt ergeben sich die Startkurbelwinkel für die Einblasung einerseits zu 15°KW v.ZOT für den Fall des Wechsels zwischen über- und unterkritischem Druckverhältnis und andererseits zu 6°KW v.ZOT für den rein unterkritischen Fall.

Das nachfolgende Diagramm (Bild 6–50) stellt die Ergebnisse aus diesen Berechnungen für die gewählten Einblasebeginnzeiten in Form der Massenströme an Ein- und Auslass sowie in Form der Massenverläufe an den Injektorbohrungen dar.

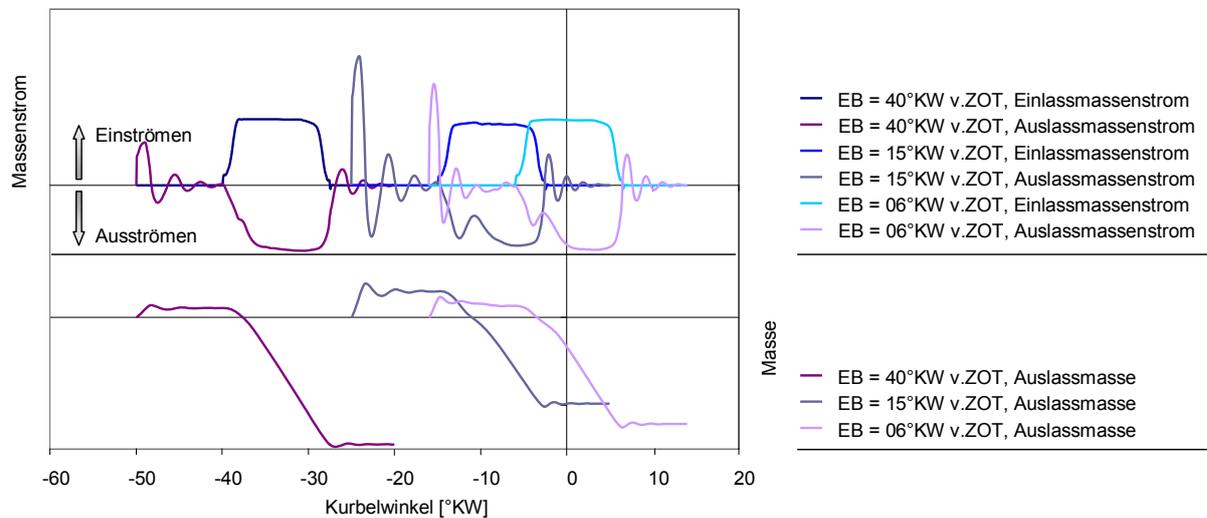


Bild 6–50: Massenströme und Massen am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck

Sofort nach Beginn der Berechnung ergibt sich unabhängig vom gewählten Einblasebeginn ein Massenstrom, der durch die Injektorbohrungen in den Injektor strömt. Angetrieben wird dieser Massenstrom durch temperaturbedingte Dichteunterschiede und die überlagerte Druckdifferenz, die sich durch das Ansteigen des Gegendruckes an den Ausströmbohrungen des Injektors aufbaut. Die starken Schwingungen, deren Amplituden im weiteren Verlauf der Rechnung sehr schnell stark bedämpft werden, sind darauf zurückzuführen, dass im CFD-Code für etwaige Rückströmungen die Spezies Luft angesetzt worden ist, die aufgrund ihrer höheren Dichte im Vergleich zum Wasserstoff zu höheren Massenströmen führt. In Summe führen diese Schwingungen aber folgerichtig zu einem Einströmen von Masse in den Injektorschadraum, welches durch den brennraumseitigen Druckanstieg erklärt werden kann.

Am annähernd konstanten Verlauf der Kurven für die Auslass-Masse nach dem Schließen des Tellerventils lässt sich ablesen, dass es durch die darauf folgenden, schwachen Schwingungen der Massenströme hauptsächlich zu einem Hin- und Herschieben von Masse ohne nennenswerte Veränderung des Auslassmassenstromes kommt.

Sehr interessant ist auch der Bereich vor der Öffnung des Injektors im Falle der gänzlich unterkritischen Einblasung. Zwar kommt es wie bei den beiden anderen Fällen auch zu besagtem Einströmen von Masse in den Injektorschadraum, die kontinuierlich flacher werdende Schleppdruckkurve führt allerdings dazu, dass die diese Strömung treibenden Druckdifferenzen immer kleiner werden und damit inkrementell immer weniger Masse in den Injektorschadraum eingeschoben wird.

Vergleicht man die innerhalb des Beobachtungszeitraumes über die Injektorbohrungen ausströmenden Massen, so fällt auf, dass jene für den Punkt mit Einblasebeginn bei  $15^\circ\text{KW v.OT}$  in Summe am geringsten ausfällt. Eine mögliche Erklärung kann darin gefunden werden, dass der im Bereich vor dem eigentlich Öffnen der Nadel stark ansteigende Gegendruck zwar eine verhältnismäßig große Masse in den Injektorschadraum einschleibt, der Massenstrom über den Spalt an der Nadel jedoch im Verlaufe der Einblasung durch den Wechsel von über- zu unterkritischen Verhältnissen abnimmt und so der Druckaufbau im Schadraum und die Ausströmung aus demselben verzögert werden. Ungeachtet dessen, dass bei längerem Berechnungszeitraum später im Bereich der Abnahme des Brennraumdruckes in der Expansion einiges an Kraftstoffmasse wieder aus dem Injektorschadraum austreten muss, steht für eine an die Einblasung gekoppelte, rasche Verbrennung im wirkungsgradgünstigen Bereich – zumindest anhand der Vorhersage dieses stark vereinfachten Modells und der dafür gewählten Randbedingungen – weniger Kraftstoff zur Verfügung.

#### **6.4.3.6 Initialisierung des Injektorschadraumes mit Luft**

Betrachtet man die Vorgänge im Brennraum eines Motors, dann verbleibt bei der vorliegenden Injektorbauart eine vom Brennraumdruckniveau am Ende des Einblasevorganges abhängige Menge an Kraftstoff im Schadraum des Injektors. Je nachdem, wann die Einblasung zeitlich im Kompressionstakt angesetzt ist, kommt es nach der Einblasung durch die Druckerhöhung während der Kompression in Abhängigkeit vom Zustand des sich im Bereich der Injektorspitze formenden Gemisches über die Austrittsbohrungen der Injektorspitze zum Rückströmen von Luft und/oder Kraftstoff in den Injektorschadraum. Eine weitere Druckerhöhung wird dann durch die Verbrennung generiert, wodurch es zu weiterem Masseeintrag in den Injektorschadraum kommen kann. Nach der Verbrennung muss sich das im Injektorschadraum befindliche Gas der Druckabnahme im Brennraum folgend wieder entspannen, was zu einem erhöhten Volumenbedarf und schließlich dem damit verbundenen Überströmen in den Brennraum führt.

In der darauffolgenden Ladungswechselphase wird mit Ausnahme des Restgasgehaltes die gesamte Zylinderladung ausgeschoben und eine dem Saugrohrdruck entsprechende Frischluftmasse angesaugt. Im Kompressionstakt dringt dann diese Luft wieder in den Injektorschadraum ein. Nachdem für die hier untersuchten Brennverfahren vorrangig späte Einblasebeginnzeitpunkte eingestellt werden sollen und der Motor mit hohem Verdichtungsverhältnis ausgestattet ist, steigt der Druck in Brenn- und Injektorschadraum, ausgehend vom Niveau bei Einlassschluss, bis zum Einblasebeginn stark an. Das im Injektor befindliche Gasgemisch wird demnach stark komprimiert und teilweise mit der einströmenden Luft vermengt. Bei späten Einblasungen wird im Injektorschadraum demgemäß der Massenanteil der Luft dominieren.

Der nächste logische Schritt, um die Berechnung sukzessive an die realen motorischen Verhältnisse heranzuführen, ist daher die Initialisierung des Injektorschadraumes mit Luft zu Beginn des Berechnungsdurchlaufes. Den Simulationen ist wieder der in Tabelle 6-4 dargestellte Motorbetriebspunkt unterstellt. Auch die verschiedenen Zeitpunkte für den Einblasebeginn ( $40, 15$  bzw.  $6^\circ\text{KW v.ZOT}$ ) sowie die Initialisierungen des Modells in Bezug auf Druck und Temperatur werden ansonsten beibehalten.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Bild 6–51 dargestellt. Oben im Diagramm sind die Gesamtmassenströme über Ein- und Auslass sowie der H<sub>2</sub>-Massenstrom über den Auslass aufgetragen. Darunter sind die jeweils über den Düsenaustritt („Auslass“) strömenden, kumulierten Gesamt- und H<sub>2</sub>-Massen abgebildet.

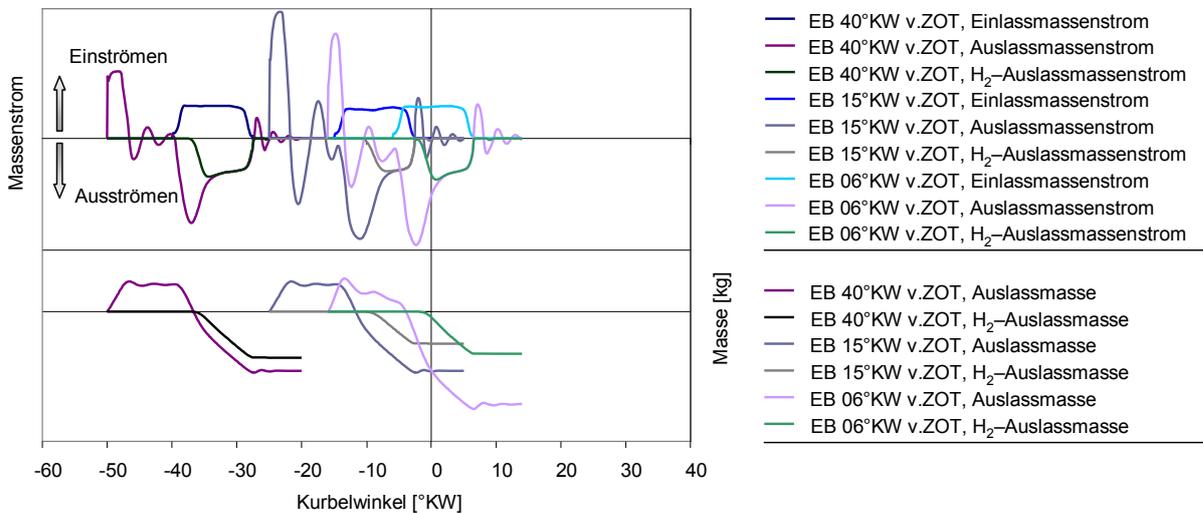


Bild 6–51: Massen und Massenströme bei Luftinitialisierung am 2D-Injektormodell bei veränderl. Gegendruck

Grundsätzlich zeigen sich in den Ergebnissen dieser Berechnungen dieselben Phänomene, wie sie auch schon im Rahmen der Berechnungen mit H<sub>2</sub>-Initialisierung (vgl. Bild 6–50) beobachtet werden konnten. Der wesentlichste Unterschied besteht hier in der Form des Auslassmassenstromes in der Anfangsphase der Einblasung. Überlagert von der zuvor schon beschriebenen Schwingung (vgl. 6.4.3.5), deren Gründe in der Initialisierung der Rechnung im Zusammenhang mit der willkürlichen Wahl des Berechnungsbeginnes liegen und somit im motorischen Betrieb so nicht auftreten werden, kommt es bei allen der untersuchten Betriebspunkte zu einer sehr starken Erhöhung des Auslassmassenstroms in diesem Bereich. Dies ist darauf zurückzuführen, dass am Anfang der Einblasung – angesprochen durch die durch den Schadraum laufende Überdruckwelle, die beim Öffnen des Tellerventils bzw. des Interface in der Berechnung freigesetzt wird – nicht Wasserstoff, sondern die im Injektorschadraum befindliche Luft durch die Bohrungen an der Injektorspitze ausgeschoben wird. Die Luft befindet sich aufgrund der Initialisierung der Rechnung auf identischem Druckniveau wie der Wasserstoff, ihre wesentlich höhere Dichte führt dabei aber bei gleichem Volumenstrom zu absolut höheren Massenströmen.

An den Kurven für die ausströmende Wasserstoffmasse lässt sich erkennen, dass der eigentliche Kraftstoff in Relation zum Einblasebeginn erst mit erheblicher Verspätung aus den Injektorbohrungen in den Brennraum eintritt. Dabei ist die eingeblasene Wasserstoffmasse wieder im Fall des zeitlich mittig gelegenen Einblasezeitpunktes bei EB = 15°KW v.ZOT am geringsten. Eine Erklärung für dieses Phänomen wurde ebenfalls bereits im vorangegangenen Kapitel (vgl. 6.4.3.5) gegeben. Ebenso fällt auch hier wieder die Abnahme des vor der Einblasung in den Injektor führenden Massenstroms beim spätesten Einblasezeitpunkt bei EB = 6°KW v.ZOT auf.

Zusätzlich lässt sich den Kurven für die über die Düsenlöcher ausströmenden Massen entnehmen, dass die Differenz zwischen ausströmender Gesamtmasse und ausströmender Wasserstoffmasse – also die über den Auslass strömende Luftmasse – mit späterem Einblasebeginn immer größer wird, was seinen Grund im entsprechend der Schleppkurve steigenden Gegendruckniveau hat.

Abschließend sollen die obigen Ausführungen zusammenfassend noch einmal in einer Grafik (Bild 6–52) für den Einblasebeginn bei EB = 15°KW v.ZOT in übersichtlicher Form dargestellt werden.

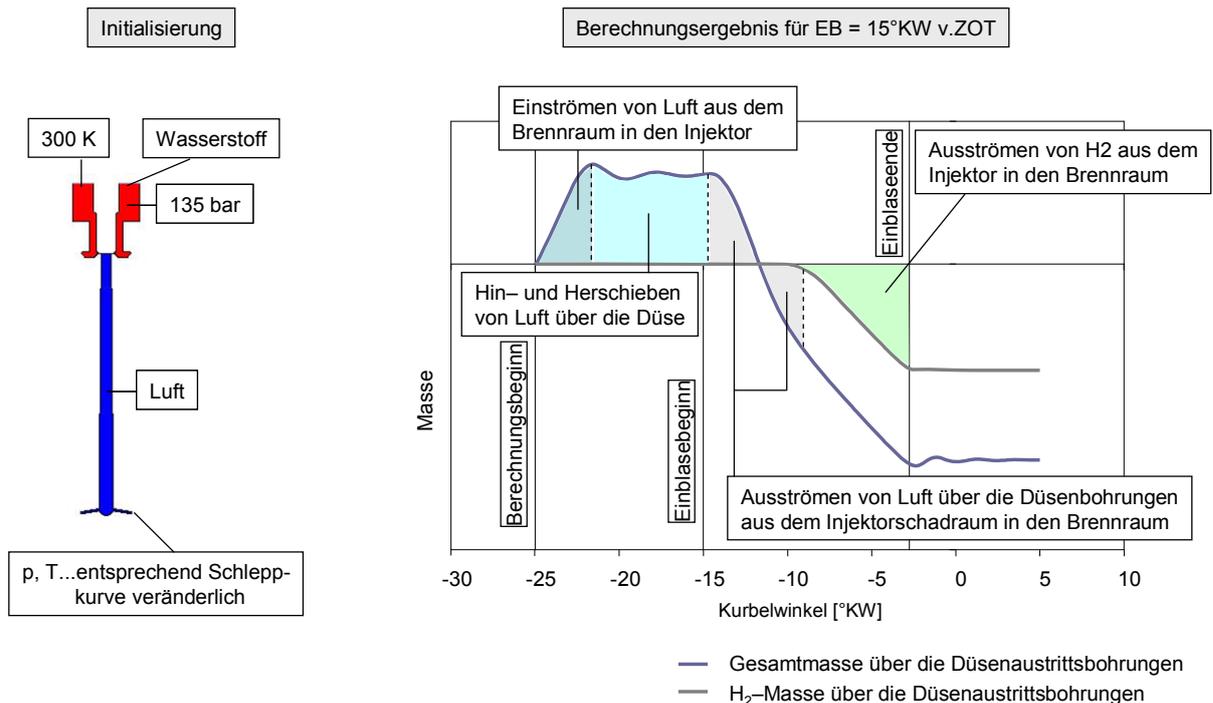


Bild 6–52: Auswirkung der Luftinitialisierung auf die ausströmende Masse am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck

Das Bild zeigt auf der linken Seite die Initialisierung des Berechnungsmodells. Der rot dargestellte Bereich vor dem Sitz des Tellerventils wird mit Wasserstoff bei  $p_{H_2} = 135 \text{ bar}$  und  $T_{H_2} = 300 \text{ K}$  initialisiert, der unten blau dargestellte Injektorschadraum jedoch mit Luft in jenem Zustand, der entsprechend der Motorschleppkurve zum Zeitpunkt des Berechnungsbeginns vorherrscht. Als Randbedingungen an den beiden Austrittsbohrungen werden der veränderliche Druck und die veränderliche Temperatur aus der Schleppkurve angesetzt.

Das Diagramm auf der rechten Seite zeigt exemplarisch die Ergebnisse einer solchen Berechnung. Sofort nach Rechenbeginn beginnt der sich an der Randbedingung ändernde Druck zusätzliche Luft in den Injektorschadraum zu treiben. Im Anschluss daran wird entsprechend der Berechnung in einem weiten Bereich Luft über die Injektorbohrungen hin und her verschoben, während – wie zuvor bereits ausgeführt – im realen motorischen Betrieb ein weiterer Massentransfer in den Injektorschadraum erwartet wird. Die durch Öffnen der Interfaces generierte Überdruckwelle beginnt kurz danach, die zuvor in den Injektorschadraum transportierte Luft wieder auszuschieben, so dass nach einem Zeitraum von etwa 3 – 4 Grad Kurbelwinkel die gesamte zuvor eingeschobene Luftmasse den Injektorschadraum wieder verlassen hat. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Luft die einzige Spezies, die in die eine oder andere Richtung über die Injektorbohrungen getrieben wird.

Erst danach beginnt der Wasserstoff aus dem Injektor in den Brennraum überzutreten. Der Anstieg der über die Düsenbohrungen kumulierten Wasserstoffmasse verläuft dabei annähernd linear. In diesem Bereich verlaufen zudem die beiden Kurven für die Gesamt- bzw. die Wasserstoffmasse nahezu parallel, die Austrittsströmung besteht daher nahezu vollständig aus Wasserstoff. In dieser Phase läuft demnach die eigentliche Kraftstoffeinblase ab.

Nach Einblaseende erkennt man die bereits aus den Voruntersuchungen bekannten Schwingungen in diesem Fall am Gesamtmassenstrom, weil dem Modell für etwaig auftretende Rückströmungen die Spezies Luft aufgeprägt wurde. Extrapoliert man die beiden Kurven gedanklich über den abgedeckten Kurbelwinkelbereich hinaus, so müssten beide im Laufe der nun folgenden Expansion unter Einhaltung der Parallelität einen leichten Anstieg zeigen, der durch die stetige Ausströmung von Wasserstoff aus dem Injektorschadraum bei anhaltendem Druckabbau entsprechend der Expansionslinie zu begründen ist.

### 6.4.3.7 Kombiniertes 2D-Ersatzmodell aus Injektor und Brennraum

Im vorangegangenen Kapitel konnte die grundsätzliche Funktionsfähigkeit des 2D-Ersatzmodells für den HVT-Injektor für die Anwendung mit veränderlichen Druck- und Temperaturrandbedingungen an den Injektorbohrungen nachgewiesen werden. Ein Nachteil dieser Konfiguration besteht darin, dass für einen Berechnungsdurchlauf mit diesem Modell beide Kurven bereits bekannt sein müssen. So lange nur die Gemischbildung berechnet werden soll, lassen sich diese zwar mit einem nulldimensionalen Motorprozessrechnungsprogramm relativ einfach im Vorfeld erstellen, das Modell kann aber die Druckerhöhung, die mit der Enthalpieeinbringung durch die Einblasung selbst verbunden ist, nicht abbilden. In Hinblick auf eine spätere Simulation unter Anwendung eines Verbrennungsmodells aber versagt diese Methode, weil die durch das Verbrennungsmodell bedingene Generierung von Druck und Temperatur während der Berechnung außerhalb des CFD-Codes nicht vorweggenommen werden kann, da Zündzeitpunkte und Brennverläufe beim dieselmotorischen Prozess ganz wesentlich vom vorgelagerten Gemischbildungsprozess abhängen.

Ziel der hier dokumentierten Untersuchungen muss deshalb sein, eine Methodik zur Abbildung der Gemischbildung im Motor in einer Weise zu erarbeiten, die auch eine Anwendung eines später noch zu erstellenden Verbrennungsmodells erlaubt. Dafür stellt eine Kombination des Injektormodells mit dem Modell des Brennraumes den nächsten logischen Schritt dar. Es wurde deshalb ein zweidimensionales Ersatzmodell für die Kombination aus Injektor und Brennraum erarbeitet, das im Folgenden als „2D-Motormodell“ bezeichnet werden soll. Das zugehörige Berechnungsgitter sowie die Initialisierung des Modells sind in Bild 6–53 gezeigt.

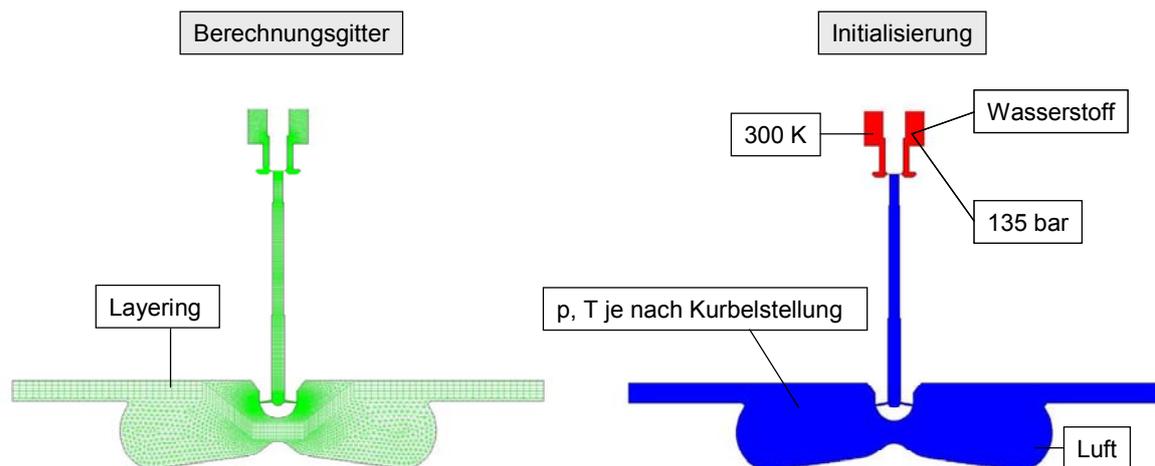


Bild 6–53: Berechnungsgitter und Initialisierung des 2D-Motormodells

Das Berechnungsgitter im Injektorteil entspricht dabei exakt jenem, das auch für die Modellierung des reinen Injektormodells zur Anwendung gekommen ist. Die Anbindung an den Brennraum erfolgt über geänderte Injektorbohrungen, deren Netz mit Hilfe einer inkrementellen Vergrößerung der Gitterzellen in das Berechnungsgitter des Brennraumes übergeht. Die Brennraumkontur wurde entsprechend einem symmetrischen Schnitt durch die aktuelle Brennraumkonfiguration erstellt, wobei wieder die Geometrievariante mit dem Verdichtungsverhältnis  $\varepsilon = 22$  unterstellt ist. Die Netztopologie für den Brennraum entspricht dabei jener des in 5.3.2 beschriebenen 3D-Gemischbildungsmodells.

Den Berechnungen ist auch hier wieder der in Tabelle 6-4 dokumentierte Betriebspunkt hinterlegt, die Initialisierung des Modells erfolgt wie in Bild 6–53 (rechts) gezeigt. Rot dargestellt ist der vorgelagerte Wasserstoff ( $p_{H_2} = 135 \text{ bar}$ ,  $T_{H_2} = 300 \text{ K}$ ), während Injektorschadraum und Brennraum mit Luft entsprechend der Kurbelstellung initialisiert sind. Deren Druck und Temperatur ändern sich im weiteren Verlauf der Berechnung. Die untenstehende Bildfolge (Bild 6–54) zeigt den Verlauf der Einblasung für den frühesten Einblasebeginn bei  $40^\circ \text{KW v.ZOT}$  in Form der lokalen Verteilung des Luftverhältnisses. Auch hier soll auf die Darstellung von Absolutwerten verzichtet werden, weil sich diese aufgrund der geänderten Flächenverhältnisse ohnehin nicht auf die dreidimensionale Geometrie übertragen lassen.

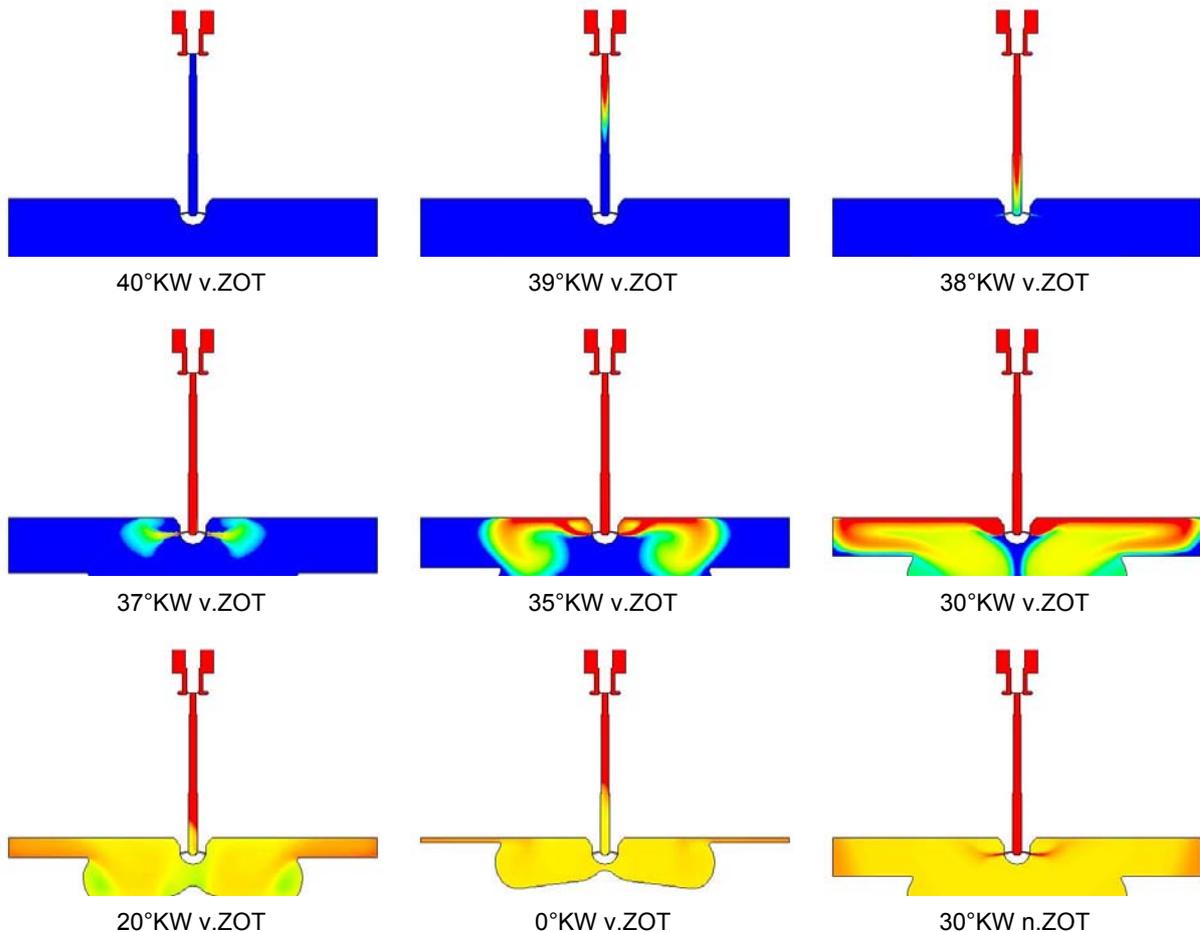


Bild 6–54: Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB = 40°KW v.ZOT

Das erste Bild der Reihe zeigt den Zustand zu Einblasebeginn. Bereits 1°KW nach Öffnen des Tellerventils ist der Wasserstoff in den Injektorschadraum eingedrungen und befindet sich etwa auf halbem Weg zu den Düsenaustrittsbohrungen. An der Spitze des nach unten strömenden Wasserstoffjets zeigen sich bereits Durchmischungserscheinungen mit der im Injektorschadraum vorhandenen Luft. Ein weiteres Grad Kurbelwinkel später hat der Wasserstoff das untere Ende des Injektorschadraumes erreicht und strömt bereits in die Düsenaustrittsbohrungen.

Bei 37°KW v.ZOT zeigen sich bereits Gemischwolken im Brennraum, an deren Ende sich bereits Tendenzen zum Anlegen an das Brennraumdach abzeichnen. Zwei Grad Kurbelwinkel später haben sich die Gasjets gänzlich an das Brennraumdach angelegt, wo der fette Kern des eingeblassenen Wasserstoffes weiter entlang strömt. Am Ende beider Wasserstoffwolken zeigen sich gegensinnig drehende Wirbel, die den Wasserstoff auch in den Bereich der Kolbenmulde einströmen lassen.

Das Anlegen der Strömung an nahe liegende Wände kann dem bereits beschriebenen Coandă-Effekt [27, 28] zugeschrieben werden. Unterdruckgebiete in der Umgebung schneller Gasjets bedingen Kräfte, die den Strahl im Falle von Asymmetrie der angreifenden Kräfte ablenken und so zu besagtem Anlegen führen. Das Auftreten dieses Phänomens zeigt die Sensibilität des Gemischbildungssystems in Hinblick auf die Variation des Einblasebeginns.

Nach Ende der Einblasung ist der Schadraum des Injektors mit Kraftstoff gefüllt. Im Falle weiterer Kompression nach Einblaseende tritt Gas aus dem Brennraum über die Injektorbohrungen wieder in den Schadraum ein (Bild 6–54, 20°KW v.ZOT bzw. ZOT). Die Zusammensetzung dieses Gases ist von der lokalen Gemischzusammensetzung und den Strömungsverhältnissen in unmittelbarer Nähe der Düsenbohrungen abhängig und kann demnach aus einem Gemenge aus Luft, Kraftstoff und Verbrennungsendprodukten bestehen.

In der darauf folgenden Expansionsphase entspannt sich auch das Gas im Schadraum des Injektors und tritt aufgrund seines Volumenbedarfes über die Düsenbohrungen wieder in den Brennraum über. Dabei wird früher oder später auch Kraftstoff eingebracht, der je nach Temperatur bzw. Beladung des Brennraumes mit reaktionsfreudigen Radikalen umgesetzt werden kann oder eben nicht mehr reagiert. Im erstgenannten Fall wird er spät im Zyklus verbrannt und erhöht so die Verluste durch unvollkommene Verbrennung, im letztgenannten findet sich der Überschusskraftstoff im Abgas und erhöhen sich dadurch die Verluste durch unvollständige Verbrennung. Es ergibt sich daher im motorischen Betrieb jedenfalls ein Wirkungsgradnachteil, der dem Injektordesign mit seinem großen Schadraum zuzuschreiben ist.

Bild 6–55 zeigt die zu den obigen Bildern gehörigen Verläufe des Einlassmassenstroms sowie jene des Gesamt- und Wasserstoffmassenstroms über die Injektorbohrungen.

Betriebspunkt:

$$n = 2000 \text{ min}^{-1}$$

$$\varepsilon = 22$$

$$EB = 40^\circ \text{KW v.ZOT}$$

$$p_{\text{H}_2} = 135 \text{ bar}$$

$$p_{\varphi = -50^\circ \text{KW}} = 8.97 \text{ bar}$$

$$T_{\varphi = -50^\circ \text{KW}} = 632 \text{ K}$$

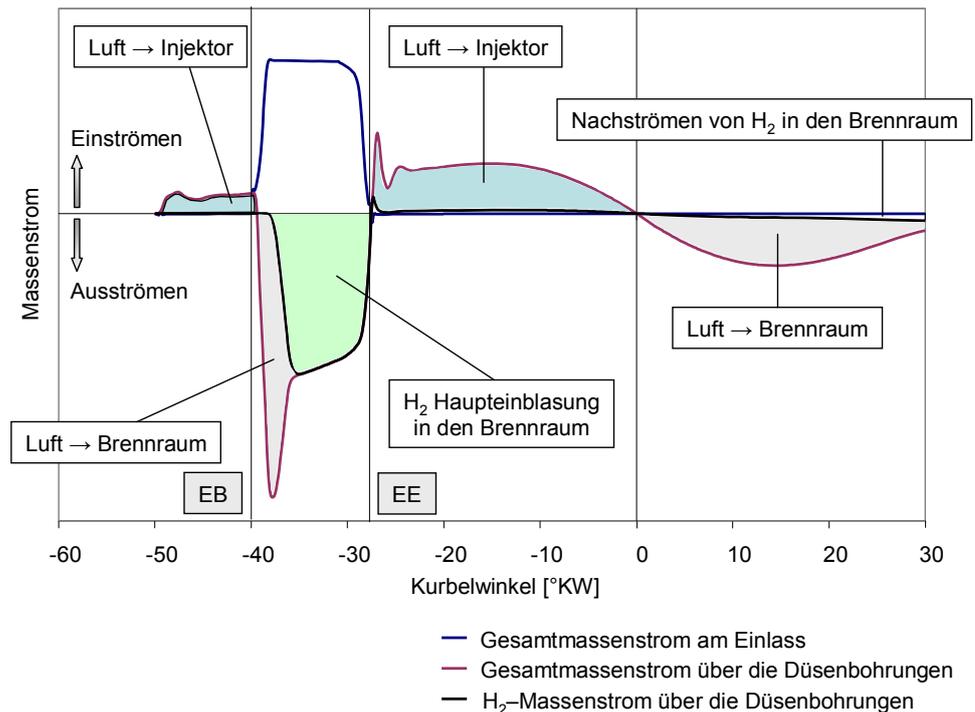


Bild 6–55: Massenströme am 2D-Motormodell bei EB = 40°KW v.ZOT

Bei dieser Art der Modellierung treten die starken Schwingungen des Auslassmassenstroms, die am 2D-Injektormodell sofort nach Beginn der Berechnung beobachtet werden können (vgl. Bild 6–51), nicht auf. Angetrieben durch die Kompression im Brennraum kommt es zu Beginn der Berechnung zum schon bekannten Übertritt von Luft über die Injektorbohrungen in den Injektorschadraum. Auch nach Öffnen des Tellerventils strömt weiter Masse in den Injektorschadraum, bis die durch die Ventilöffnung generierte Überdruckwelle an der Düsenpitze ankommt und die Strömungsrichtung umkehrt, worauf in der ersten Phase der Einblasung nur reine Luft aus dem Injektor in den Brennraum befördert wird.

Erst nach einigen Grad Kurbelwinkel beginnt auch der Wasserstoffmassenstrom so lange anzusteigen, bis sich die beiden Kurven für Gesamt- und Wasserstoffmassenstrom treffen. Die Überdeckung beider Kurven über den restlichen Verlauf der Einblasung indiziert, dass über diesen Bereich dem Brennraum nur mehr reiner Wasserstoff zugeführt wird. Diese Phase stellt demnach die eigentliche Wasserstoffeinblasung dar.

Nach Beendigung der Einblasung durch Schließen des Tellerventils kommt es im restlichen Verlauf der Kompressionsphase zu einem von Druckschwingungen überlagerten Rückschieben von Gemisch in den Injektorschadraum, welches gravimetrisch zu einem großen Prozentsatz aus Luft besteht, was sich aus dem im Vergleich zu Wasserstoff wesentlich höheren Molekulargewicht erklärt.

Nach dem oberen Totpunkt kommt es schließlich wieder zu einer Umkehr der Strömung durch die Expansion des Gases in Injektorschadraum und Brennkammer. Während sich das Volumen der Brennkammer kontinuierlich ändert bleibt jenes des Injektorschadraumes gleich, so dass der steigende Volumenbedarf des darin befindlichen Gases nur durch Überströmung über die Injektorbohrungen ausgeglichen werden kann. In der ersten Phase der Expansion strömt zuerst das zuvor eingeschobene Gemisch wieder aus dem Injektor in den Brennraum, während sich zu späteren Kurbelwinkeln hin der Anteil des Wasserstoffes so lange erhöht, bis die gesamte überströmende Masse nur mehr aus Wasserstoff besteht.

Diesbezüglich muss angemerkt werden, dass der linke Teil dieses Diagramms zeitlich so lange den tatsächlich im Motor ablaufenden Prozessen entspricht, bis im motorischen Betrieb die Verbrennung einsetzt, welche die Verhältnisse in Bezug auf Druck und Temperatur drastisch ändert. Dies kann im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchungen infolge Fehlens eines geeigneten Verbrennungsmodells keine Berücksichtigung finden. Es darf aber davon ausgegangen werden, dass die Energieumsetzung durch Anhebung des Druckes im Brennraum das im Diagramm dargestellte, späte Nachströmen von Kraftstoff in den Zylinder nicht unterbindet, sondern nur hin zu späteren Kurbelwinkeln verschiebt. Abschließend sind in Bild 6–56 die integralen Verläufe von Einlassmasse („in“) sowie jene von Gesamt- bzw. expliziter Wasserstoffmasse an den Injektorbohrungen („out“) über dem Kurbelwinkel aufgetragen.

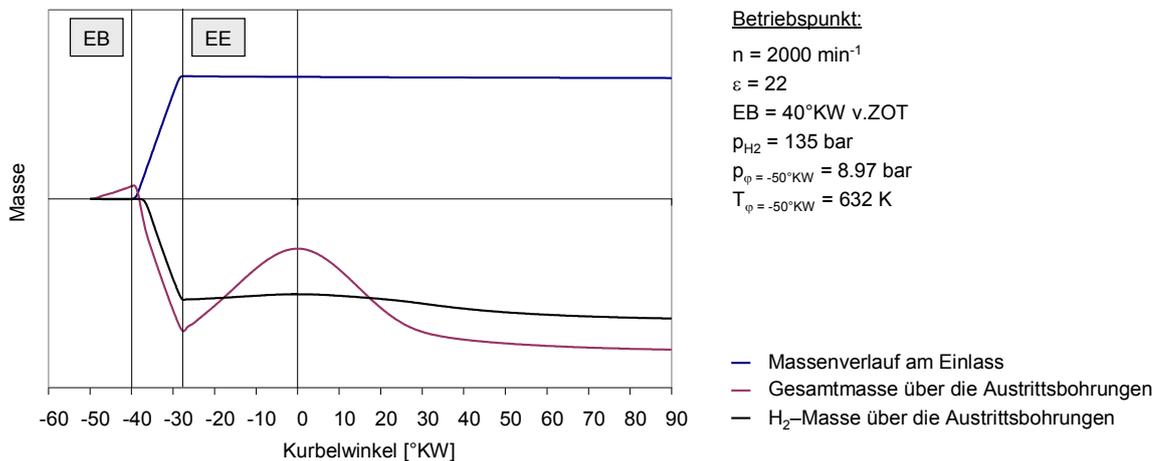


Bild 6–56: Kumulierte Massen über die Düsenbohrungen am 2D-Motormodell bei  $EB = 40^\circ \text{KW v.ZOT}$

Die blaue Linie zeigt die kumulierte Masse über den Einlass des Injektors, die ausschließlich aus Wasserstoff besteht. Die violette Linie für die kumulierte, über die Düsenlöcher strömende Gesamtmasse zeigt das Einströmen von Luft in den Injektorschadraum vor der Öffnung des Tellerventils. Zu Anfang der Einblasung strömt nur Luft aus dem Injektor, erst danach folgt der Wasserstoff (schwarze Linie). Die Parallelität beider Linien bis zum Ende der Einblasung indiziert eine reine Wasserstoffströmung und damit die Haupteinblasung in diesem Bereich. Die darauf folgende Schwingung verschiebt Gemisch, das größtenteils aus Luft besteht, wechselweise zwischen Brennraum und Injektorschadraum. Die schwach abfallenden, parallelen Linien im Laufe der späteren Expansion belegen schließlich einen kontinuierlichen Austritt von Wasserstoff aus dem Injektor.

Die untenstehende Bildreihe (Bild 6–57) zeigt den Gemischbildungsprozess für den Betriebspunkt bei mittlerer Einblasung ( $EB = 15^\circ \text{KW v.ZOT}$ ) in Form von Einzelbildern zu ausgesuchten Kurbelstellungen.

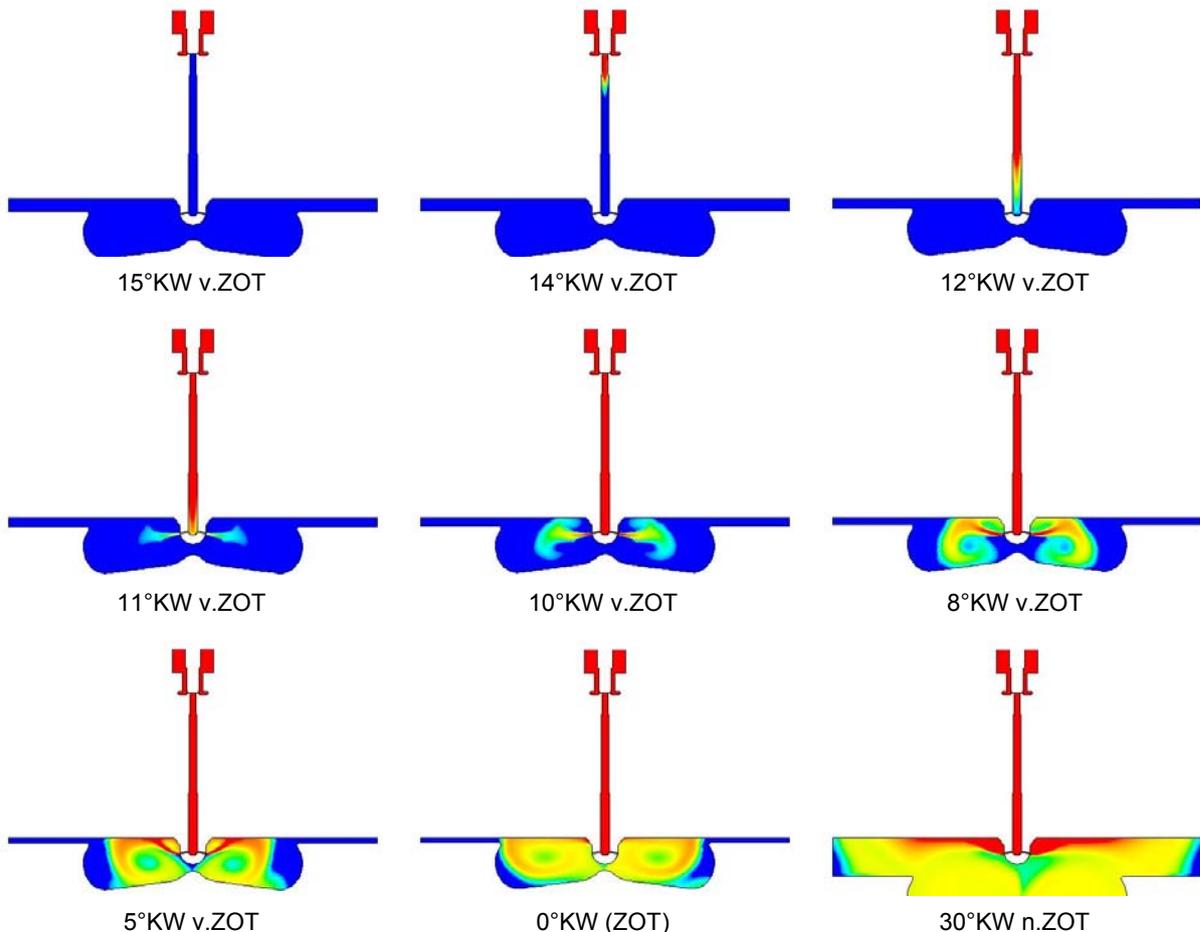


Bild 6–57: Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB = 15°KW v.ZOT

Das erste Bild für 15°KW v.ZOT zeigt wieder die Verhältnisse bei Einblasebeginn. Ein Grad Kurbelwinkel später zeigen sich bereits ein Eindringen von Wasserstoff in den mit Luft gefüllten Injektorschadraum sowie erste Durchmischungsprozesse im Übergangsbereich zwischen dem expandierenden Wasserstoff und der Luft. Im Vergleich mit dem korrespondierenden Bild bei der früheren Einblasung fällt die hier deutlich geringere Eindringtiefe des Wasserstoffs in den Injektorschadraum auf. Dies ist einerseits der schwächeren Expansionsströmung des Wasserstoffs in Anbetracht des höheren Gegendruckniveaus und andererseits der impulsabschwächenden Wirkung der höheren Gasdichte in Brenn- und Injektorschadraum zuzuschreiben.

Etwa 3°KW nach Einblasebeginn kommt der Wasserstoff an den Düsenbohrungen an und tritt im weiteren Verlauf der Einblasung über die Injektorbohrungen in den Brennraum über, wobei sich eine Strömung ausbildet, die absolut vergleichbar zu jener beim früheren Einblasebeginn (vgl. Bild 6–54) ist. Es kommt während der Einblasephase auch hier zum Anlegen der Strömung ans Zylinderkopfdach und zur Ausbildung von gegensinnig drehenden Wirbeln, die ein Auffüllen der Kolbenmulde bedingen. Ein wesentlicher Unterschied zur früheren Einblasung liegt darin, dass in diesem Fall nach Ende der Einblasung die Kompressionsphase nur mehr über wenige Grad Kurbelwinkel bis zum OT andauert und zusätzlich in diesem Bereich aufgrund der Kurbeltriebskinematik kaum mehr Kolbenweg gemacht wird. Demgemäß kommt es auch zu keiner nennenswerten Rückströmung von Gemisch über die Injektorbohrungen in den Schadraum des Einblaseventils. Wohl aber zeigt das letzte Bild dieser Reihe wieder das Ausströmen von expandierendem Wasserstoff aus dem Injektor in den Brennraum. Nachfolgend seien auch hier wieder die Verläufe der Massenströme und der kumulierten Massen am Einlass bzw. an den Injektorbohrungen über dem Kurbelwinkel aufgetragen (Bild 6–58).

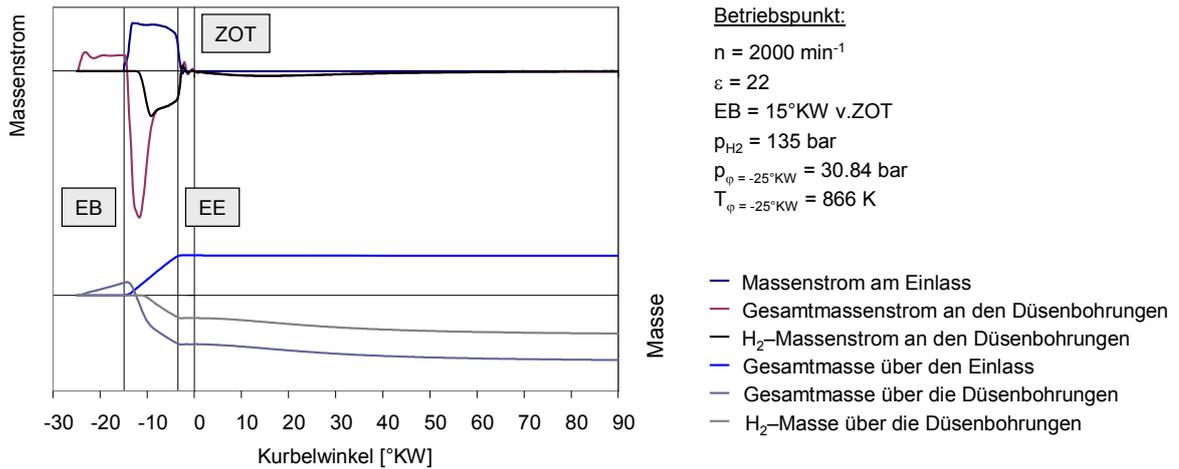
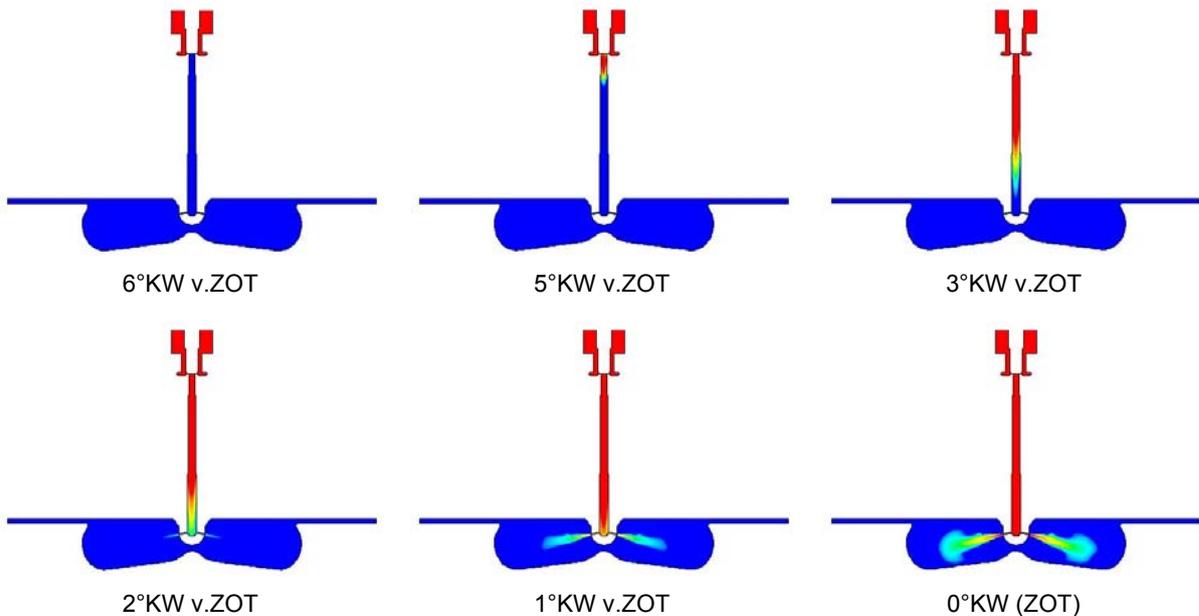


Bild 6–58: Massenströme und kumulierte Massen am 2D-Motormodell bei EB = 15°KW v.ZOT

Die Kurven können in sehr ähnlicher Weise interpretiert werden wie jene für den früheren Einblasezeitpunkt (vgl. Bild 6–55 bzw. Bild 6–56). Nennenswerte Unterschiede finden sich einerseits im größeren Luftmassenstrom nach Beginn der Berechnung vor dem eigentlichen Öffnungsvorgang des Tellerventils, was auf die vergleichsweise größere Druckerhöhung in dieser Phase der Kompression und höhere Luftdichte zurückgeführt werden kann, und andererseits im Fehlen des starken Masseintrags in den Injektorschadraum nach Ende der Einblasung, was sich wiederum durch die nur kurze verbleibende Kompressionsphase und die damit einhergehende, sehr schwache Druckerhöhung in der Nähe des oberen Totpunktes erklärt.

Der Knick in den Verläufen der Wasserstoffmassenströme, der sich etwa zu Mitte der Einblasung sowohl am Einlass als auch an den Düsenaustrittsbohrungen zeigt, gründet sich auf den Wechsel von über- zu unterkritischem Gesamtdruckverhältnis und auf die damit in Zusammenhang stehenden Gegendruckabhängigkeit des Massenstroms.

Die folgende Bildreihe (Bild 6–59) zeigt den Gemischbildungsprozess für den Betriebspunkt bei spätestester Einblasung (EB = 6°KW v.ZOT) wieder in Form von Einzelbildern zu ausgesuchten Kurbelstellungen.



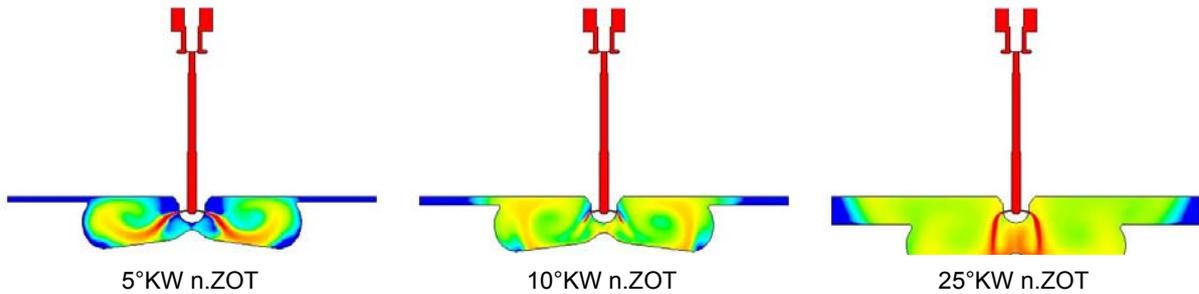


Bild 6–59: Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB =6°KW v.ZOT

Das erste Bild der Reihe entspricht wieder dem Zustand unmittelbar vor dem Öffnen des Tellerventils im Injektor. In den nachfolgenden Bildern zeigt sich, dass unmittelbar nach Öffnen des Tellerventils die Eindringtiefe des expandierenden Wasserstoffjets in den Injektorschadraum verglichen mit jener bei der mittleren Einblasung (vgl. Bild 6–57) noch einmal geringer ist. Dies lässt sich im Bezug auf die Abbremsung des Eintrittsimpulses auch analog erklären, gründet sich aber darüber hinaus darauf, dass im Laufe der gänzlich unterkritischen Einblasung auch weniger Masse über den Spalt an der Injektornadel transportiert wird.

Das erste Ausströmen von Wasserstoff aus den Injektorbohrungen tritt jedenfalls erst etwa 4°KW nach Öffnen der Injektornadel auf. Der Verbund aus Motor und Injektorgeometrie wurde in Hinblick auf die avisierten Brennverfahren insofern für späte Einblasezeitpunkte ausgelegt, als dass bei jenen die Wandinteraktion zeitlich so weit wie möglich verzögert werden können soll. Auch im zweidimensionalen Ersatzmodell zeigt sich nun bei der späten Einblasung ein gänzlich anderer Verlauf des Gemischbildungsprozesses. Zu Anfang des Wasserstoffübertrittes in den Brennraum kommt es zu keiner nennenswerten Ablenkung der Gasjets in Richtung der Wände am Zylinderkopfdach bzw. am Kolben, während sich im späteren Verlauf eine deutliche Tendenz zum Anlegen an den Kolbenboden zeigt. Dies muss wieder dem weiter oben schon beschriebenen Coandă-Effekt (vgl. Bild 5–12) zugeschrieben werden. Aufgrund annähernd symmetrischer Verhältnisse der Ablenkkräfte kommt es bei der spät angesetzten Einblasung erst an deren Ende zu merklichen Ablenkungen der Gasjets, die sich in diesem Fall an den Kolben anlegen.

Nach erfolgtem Anlegen kommt es an den Enden der am Kolben entlang strömenden Jets wieder zu gegensinnig drehenden Wirbeln, deren Drehsinn im Vergleich zu den zuvor gezeigten Bildern für die früheren Einblasezeitpunkte (vgl. Bild 6–54 bzw. Bild 6–57) aber umgedreht ist. Dadurch wird auch die ausgelegte Muldengeometrie insofern schlagend, als dass der eingeblasene Wasserstoff zuerst zurück in Richtung des Injektors transportiert wird, bevor er in die Quetschflächen eindringen kann. Das Einblaseende liegt in diesem Fall bereits in der Expansionsphase, sodass es zu einem Rückströmen in den Injektor nicht kommen kann, wohl aber zu einem weiteren Ausströmen von Kraftstoff in den Brennraum im Verlaufe der weiteren Expansion, wie im letzten Bild der Reihe gezeigt wird.

Bild 6–60 zeigt auch für diesen Fall die Verläufe der Massenströme und Massen am Einlass des Modells bzw. jene über die Injektorbohrungen. Die Kurven können wieder analog jenen für die früheren Einblasezeitpunkte interpretiert werden. Erneut zeigt sich gegenüber den früheren Einblasezeitpunkten ein größerer Luftmassenstrom, der nach Beginn der Berechnung vor dem eigentlichen Einblasebeginn aus dem Brennraum in den Injektor übergeführt wird. Erklärung ist auch hier wieder die nochmals größere Druckerhöhung während dieses Zeitraums sowie die höhere Luftdichte. Wie zuvor bereits beschrieben gründet sich das Fehlen des starken Masseeintrags in den Injektorschadraum nach Ende der Einblasung darauf, dass in diesem Fall das Ende der Einblasung zeitlich bereits kurz nach dem OT liegt. Sobald daran anschließend eine nennenswerte Kolbenbewegung in Richtung des unteren Totpunktes und damit eine Expansion des Gases stattfindet, kommt es zum Überströmen von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum in den Brennraum. Dies kann auch am parallelen Verlauf der nachfolgend gezeigten Kurven (Bild 6–60) für die kumulierten Gesamt- bzw. H<sub>2</sub>-Massen, die über die Düsenlöcher strömen, abgelesen werden.

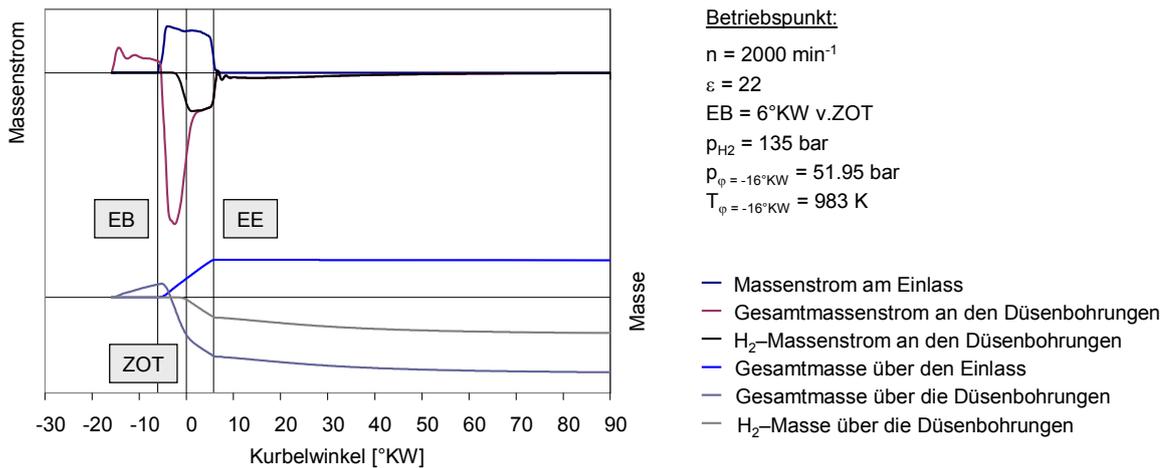


Bild 6–60: Massenströme und kumulierte Massen am 2D-Motormodell bei EB = 6°KW v.ZOT

#### 6.4.3.8 Zwischenfazit zu den Berechnungen an den 2D-Ersatzmodellen

Die zweidimensionalen Ersatzmodelle sind erstellt worden, um einerseits taugliche Modellierungsstrategien in Hinblick auf Gittertopologie, Gittergröße sowie Wahl der geeigneten Berechnungsmodelle zu erarbeiten, und um andererseits Strömungsphänomene zu identifizieren und zu erklären, die sich für das Verhalten des wechselwirkenden Systems aus Injektor und Brennraum als maßgeblich erweisen. Dazu ist eine Vielzahl von Berechnungsdurchläufen notwendig, die im 3D-Bereich mit teilweise mehrere Millionen Zellen großen Netzen auf handelsüblicher Hardware in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht abzuarbeiten sind.

In Bezug auf ersteres konnte eine Vernetzungsstrategie gefunden werden, die auf einer Kombination von größenangepassten, unstrukturierten Gittern und diversen, die Beweglichkeiten im Modell abbildenden Layering-Bereichen, aufbaut, und die schlussendlich – wie weiter unten noch gezeigt werden soll – mit Erfolg auf die 3D-Berechnungen übertragen werden kann.

In Bezug auf zweiteres konnten in einer sukzessiven Annäherung einerseits des Modellierungsbereiches und andererseits der Initialisierungsdaten an die realen Gegebenheiten die Strömungsphänomene vor allem in Bezug auf die Wechselwirkung der beiden Bereiche „Motor“ und „Injektor“ identifiziert und erläutert werden. Eine wesentliche Bedeutung kommt dabei dem Design des verwendeten HVT-Injektors mit seinem großen Schadraum zu.

Dabei ist es für die vorgestellten Untersuchungen unerheblich, dass die Flächenverhältnisse eine Übertragung absoluter Werte auf die 3D-Modellierung nicht zulassen, weil sich dadurch die zu Grunde liegenden Mechanismen nicht ändern. Um Fehlinterpretationen vorzubeugen, sind deswegen im Rahmen der 2D-Untersuchungen sämtliche Diagramme ohne Skalierung angegeben.

In Bezug auf die Modellwahl hat sich als eine kritische Komponente die Auswahl der Einstellung für doppelte Genauigkeit ergeben, ohne die die Bewegung am Nadelspalt im Injektor mit den notwendigen kleinen Berechnungszellen im verwendeten Code überhaupt nicht abgebildet werden kann. In Bezug auf die Turbulenzmodellierung musste auf ein Realizable- $k_\varepsilon$  Modell zurückgegriffen werden, da das ansonsten favorisierte RSM-Modell (vgl. 5.3.4.3) bei den großen Druckdifferenzen über den schmalen Spalt am Sitz des Tellerventils im Injektor eine konvergente Berechnung nur in Einzelfällen mit stark reduzierten Zeitschrittgrößen zugelassen hat.

Auf Basis dieser im Rahmen der 2D-Berechnungen gewonnenen Erkenntnisse soll im Folgenden der Aufbau eines dreidimensionalen Modells zur Abbildung der real im Motor stattfindenden Gemischbildungsprozesse mitsamt den zugehörigen Ergebnissen dokumentiert werden.

### 6.4.4 3D-Modellierung mit vereinfachter Geometrie

Die Untersuchungen an den 2D-Ersatzgeometrien haben gezeigt, dass mit Ausnahme des kombinierten Modells aus Injektor und Brennraum alle Modellierungsstrategien Anomalien in den Berechnungsergebnissen aufweisen, die in der Art und Weise der Modellierung selbst begründet sind und demgemäß physikalisch nicht hinterlegt werden können. Für die weitere 3D-Modellierung ist daher die ursprüngliche Strategie der Abbildung des Injektors als gesondertes Modell nicht mehr weiter verfolgt worden, sondern wurde anstatt dessen von Anfang an auf ein aus Injektor und Motorbrennraum kombiniertes Modell zurückgegriffen. Zur Erstellung desselben wurde den Symmetrien von Injektor- und Brennraumgeometrie insoweit Rechnung getragen, als dass jeweils nur eine Hälfte der zu den Bauteilen gehörigen Strömungsräume modelliert worden ist. Die Vernetzungsstrategie konnte dabei direkt von jener der zweidimensionalen Untersuchungen übernommen werden, wobei Dreieckszellen in Tetraederzellen und Rechteckzellen in Prismen mit zumeist dreieckiger Basisfläche übergeführt wurden. Die Netztopologie ist in Bild 6–61 dargestellt. Darin sind einer Gesamtansicht des Modells (links oben) einige Detailausschnitte gegenübergestellt, die die Vernetzungsmethode für die einzelnen Bereiche darlegen. Bereits an dieser Stelle sei erwähnt, dass sich diese grundsätzliche Vernetzungsstrategie auch für spätere Untersuchungen durchzieht, und sich Änderungen rein auf die Zellgrößen oder deren graduelle Änderungen in jenen Bereichen bezieht, wo ein möglichst fließender Übergang von sehr kleinen auf größere Zellen notwendig ist, um starke Zellverzerrungen zu vermeiden.

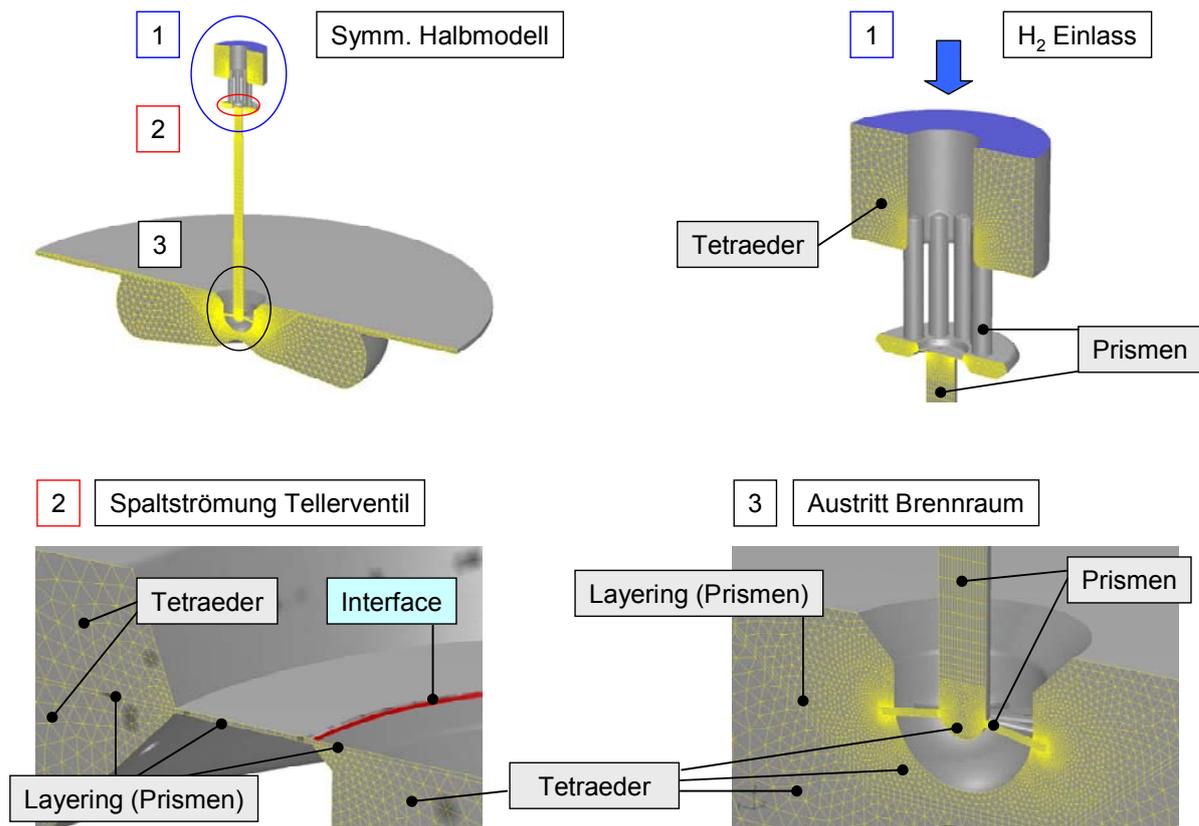


Bild 6–61: Grundsätzliche Netztopologie für das 3D-Motormodell (Injektor + Brennraum)

Der Bereich an Position 1 zeigt den Wasserstoffeinlass, für den ein Teil des freien Strömungsraumes modelliert worden ist. Diverse in diesem Bereich am realen Injektor vorhandene Bauteile, wie beispielsweise die Rückstellfeder für die Injektornadel, mussten aus Gründen akzeptabler Komplexität von der Modellierung ausgenommen werden. Der gegenständliche Bereich ist mit Tetraederzellen vernetzt, die in Richtung der Überströmbohrungen im Tellerventil kontinuierlich kleiner werden.

Die Überströmbohrungen selbst sind mit Prismenzellen mit dreieckiger Grundfläche vernetzt. Diese Art der Vernetzung ist vorteilhaft in Bereichen sehr stark gerichteter Strömungen, weil dadurch eine schräge Durchströmung von Zellbegrenzungen weitgehend vermieden werden kann, was die Neigung zu numerischer Diffusion zu minimieren hilft [24].

Aus den Überströmbohrungen strömt der Wasserstoff in einen Ringraum, an dessen innerer Begrenzung der Nadelsitz liegt. Im Gegensatz zum real ausgeführten Injektor, wo das am Nadelsitz aufliegende Tellerventil den Überströmspalt komplett verschließt, muss am Simulationsmodell zumindest eine dünne Schicht dieses Spaltes erhalten bleiben, über die das Gas auch bei geschlossenem Ventil weiterströmen könnte (Position 2 in Bild 6–61). Dies wird im CFD-Modell durch ein so genanntes „Interface“ verhindert, welches erst beim Öffnen des Injektors seinen Randbedingungstypus ändert und somit den Spalt zwischen Tellerventil und Nadelsitz freigibt. Die Stärke des Spaltes ändert sich während der Berechnung entsprechend dem am Injektor gemessenen Nadelhubsignal. Die Modellierung beinhaltet also dahingehend einen Fehler, als dass die Spalthöhe zu Beginn der Nadelöffnung nicht 0 mm, sondern 0.01 mm beträgt – als Vergleichsgröße beträgt der Maximalhub beim verwendeten HVT-Injektor je nach werksseitiger Einstellung zwischen 0.10 und 0.15 mm.

Die Gittertopologie des Spaltes an der Injektornadel wird im Modell sowohl nach innen in Richtung Injektorschadraum, als auch nach außen in Richtung Ringraum, weitergeführt. Der Spalt ist mit Prismenzellen mit dreieckiger Grundfläche vernetzt und bildet mit Hilfe einer „Layering“-Funktion (vgl. z.B. 5.2.2) die Bewegung der Injektornadel ab. Dabei hebt bzw. senkt sich demnach der gesamte, über besagtem Spalt liegende Strömungsraum.

Nach Austritt innen am Spalt strömt der Wasserstoff in den Injektorschadraum ein, der in diesem Bereich wieder mit stetig anwachsenden Tetraederzellen vernetzt ist. Der Injektorschadraum selbst ist dann bis zum Bereich der Düsen Spitze aus den bereits oben dargelegten Gründen mit Prismenzellen vernetzt, was zusätzlich im Vergleich zur Verwendung von Tetraederzellen hilft, die Anzahl der Berechnungszellen zu verringern.

Der unterste Bereich des Schadraums in der Düsen Spitze des Injektors ist dann mittels Tetraedern vernetzt (Position 3 in Bild 6–61), weil auch hier wieder ein gradueller Übergang der Zellgrößen von jenen im Injektorschadraum hin zu den geometrisch wesentlich kleineren Strukturen der Düsenbohrungen zu gewährleisten ist. Die Düsenlöcher selbst werden aus den schon genannten Gründen mit Prismen vernetzt. Der Wasserstoff strömt dann in den Brennraum ein, wo erneut ein fließender Übergang der Zellgrößen in Richtung des freien Strömungsraumes im Motorbrennraum sicherzustellen ist.

Die Bewegung des Kolbens im Brennraum wird wieder mit Hilfe der Layering-Methode und den damit verbundenen Prismenzellen bewerkstelligt. Die Layering-Schicht kann nicht wie am Injektor als einfache Scheibe ausgeführt werden, sondern muss, um der motorischen Geometrie mit ihrer Kolbenmulde und der relativ weit in den Brennraum ragenden Düsen Spitze Rechnung zu tragen, in mehrere Teile zerlegt werden und so als konturierte Struktur aufgebaut werden. Bei der Kolbenbewegung verschiebt sich während des Layerings jener Teil des Strömungsraumes, der unterhalb der Layering-Schicht liegt. Der unterste Teil des Modells schließlich trägt die Kolbenmulde und ist aufgrund seiner Geometrie wieder mit einem unstrukturierten Tetraedernetz versehen.

Das gegenständliche Modell basiert noch nicht auf der ausgeführten Motorgeometrie, sondern auf jenem finalen Konzeptlayout, welches im Rahmen der in 6.3.2.3 dokumentierten Auslegungsrechnungen erarbeitet werden konnte. Es trägt demgemäß schon die finale Kolbenmulde und unterscheidet sich von der ausgeführten Motorgeometrie lediglich dadurch, dass die Geometrie im Bereich der geschlossenen Ladungswechselorgane am Zylinderkopfdach noch nicht berücksichtigt und das Zylinderkopfdach demgemäß durchgängig flach abgebildet wird. Dies macht die Vernetzung einfacher, spart Zellen und sollte zudem keinen maßgeblichen Einfluss auf die Ausbildung der Strömung nehmen.

#### 6.4.4.1 Berechnungsdurchlauf mit einfacher Genauigkeit

Mit dem oben gezeigten Modell wurde ein erster Berechnungsdurchlauf durchgeführt. Die Daten des Betriebspunktes sowie jene des CFD-Solvers sind untenstehend in Tabelle 6-5 zusammengefasst. Der Versuch, trotz der Erfahrungen aus den Untersuchungen mit den zweidimensionalen Ersatzgeometrien auf eine Berechnung mit einfacher Genauigkeit (single precision) zurückzugreifen, wurde unternommen, weil sich damit die Durchlaufzeiten – physikalisch sinnvolle Ergebnisse vorausgesetzt – im Vergleich zur Berechnung mit doppelter Genauigkeit (double precision) deutlich reduzieren ließen.

Betriebspunkt	Drehzahl	2000 min <sup>-1</sup>
	Verdichtung	22
	Luftverhältnis	7
	Einblasebeginn	6°KW v.ZOT
	Aufladegrad	1.5
	Kraftstoffvordruck	135 bar
Simulation	Berechnungsbeginn	16°KW v.ZOT
	Brennraumdruck bei Berechnungsbeginn	52 bar
	Brennraumtemp. bei Berechnungsbeginn	983 K
	Turbulenzmodell	Realizable k $\epsilon$
	Genauigkeitseinstellung	"sp", single precision

Tabelle 6-5: Betriebspunkt und Berechnungseinstellungen für das 3D-Motormodell

Es handelt sich bei dieser Rechnung um eine Voraussimulation, deren Daten aus den Berechnungen im Rahmen der 2D-Untersuchungen übernommen wurden. Dabei wurden die Initialisierungswerte für den Druck und die Temperatur einer mittels nulldimensionaler Motorprozessrechnung für dieses Verdichtungsverhältnis berechneten Schleppkurve entnommen. Die eingebrachte Kraftstoffmasse ergibt sich während der Berechnung entsprechend der in Bild 6–62 gezeigten Nadelhubkurve. Abgebildet ist dabei der relative Nadelhub für die Strömungssimulation, der im Vergleich zur Messung zur Berücksichtigung des Spaltes am Sitz des Tellerventils um 0.01 mm reduziert werden musste, so dass der modellierten Kurve ein effektiv gemessener Nadelhub von  $h_v = 0.1$  mm zugrunde liegt.

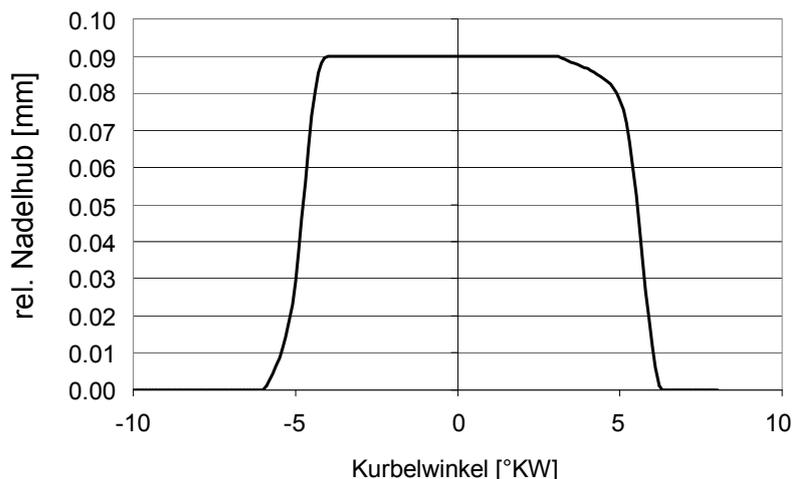


Bild 6–62: Nadelhubkurve für das 3D-Motormodell

Die untenstehende Zusammenstellung (Bild 6–63) zeigt die Verteilung des lokalen Luftverhältnisses jeweils in einer Totalansicht (links) sowie in einer vergrößerten Ansicht des Kolbenmuldenbereiches (rechts).

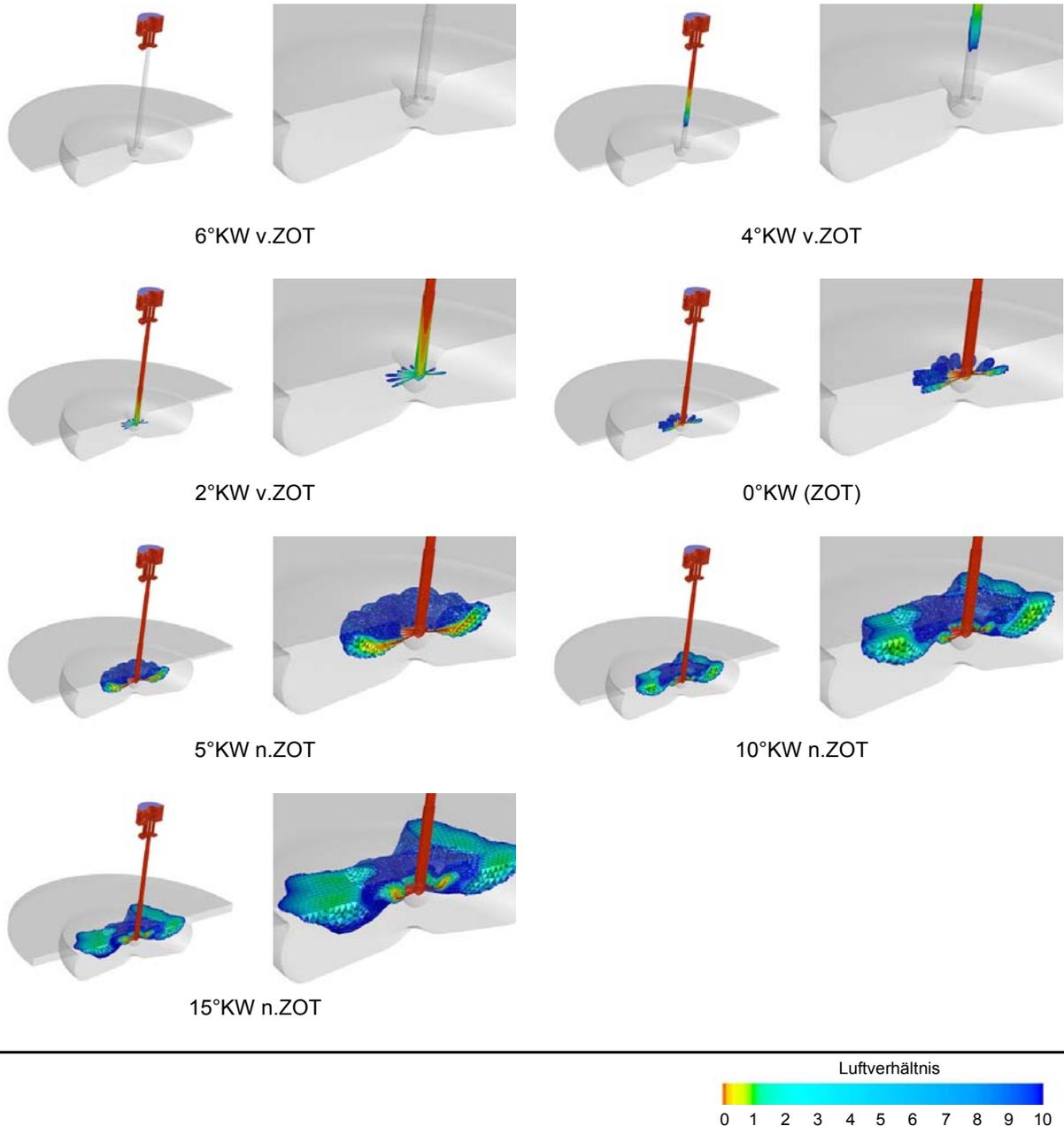


Bild 6–63: Lokale  $\lambda$ -Verteilung bei Berechnung am 3D-Motormodell mit einfacher Genauigkeit

Das oberste Bild zeigt den Zustand bei Einblasebeginn (EB = 6°KW v.ZOT). Im Bild für 4°KW v.ZOT ist der Wasserstoff schon weit in den Injektorschadraum eingedrungen und hat sich im Bereich der Randzone bereits mit Luft zu durchmischen begonnen. Weitere 2°KW später lässt sich bereits ein Übertreten von Gemisch aus den Injektorbohrungen in den Brennraum beobachten, wobei dieses Gemisch noch einen hohen Luftanteil besitzt und dementsprechend mager ist. Im Bereich des oberen Totpunktes ist das gesamte im Injektorschadraum gebildete Gemisch über die Düsenbohrungen ausgetreten, so dass ab diesem Zeitpunkt nur mehr reiner Wasserstoff in den Brennraum nachströmt.

Bei 5°KW n.ZOT haben sich die einzelnen Einblasejets zu einem ringförmigen Gebilde zusammengeschlossen, wobei eine deutliche Wölbung dieser Gemischwolke in Richtung des Brennraumdaches zu beobachten ist. Kurz danach schließt das Tellerventil und beendet somit die Einblasung. Im Bild für die Kurbelstellung 10°KW n.ZOT zeigt sich bereits ein durch die Expansion des Gases bedingtes deutliches Nachströmen von im Schadraum des Injektors verbliebenem Wasserstoff, welches über den Rest der Expansionsphase aufrecht bleibt.

An den letzten beiden Bildern lässt sich einerseits ein Anlegen von Gemisch an das Zylinderkopfdach und andererseits eine sehr stark ausgeprägte Asymmetrie der Gemischwolke erkennen. Aufgrund der symmetrischen Geometrieverhältnisse und der Nichtberücksichtigung etwaiger Ladungsbewegungen lässt sich diese vorerst nicht begründen.

#### 6.4.4.2 Doppelte Genauigkeit und Variation des Kraftstoffvordruckes

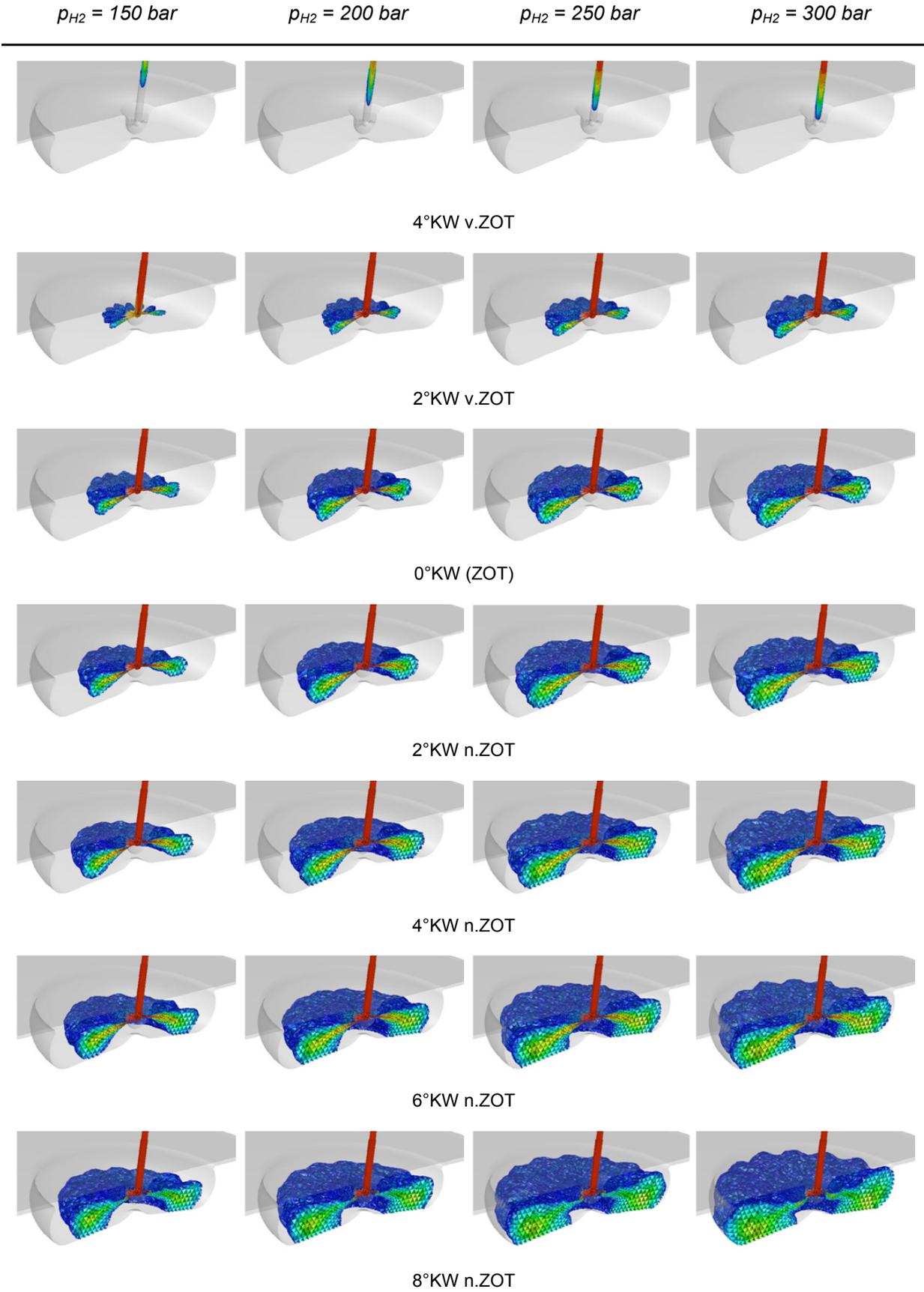
Aufgrund der Asymmetrien in der Ausbildung der Gemischwolke im Brennraum, die sich beim Berechnungsdurchlauf mit einfacher Genauigkeit gezeigt haben, wurde für eine zweite Berechnungsreihe einerseits im CFD-Solver auf doppelte Genauigkeit zurückgegriffen und wurden andererseits Adaptierungen am Berechnungsgitter vorgenommen. Letztere betrafen hauptsächlich die zuvor schon angesprochenen Layering-Bereiche und die daran angeschlossenen Übergangsbereiche im unstrukturierten Gitter. Besondere Aufmerksamkeit wurde dabei der Kolbenbewegung beigemessen, weil speziell in diesem Bereich die Ergebnisse hinterfragt werden müssen (vgl. Bild 6–63).

Ein weiterer offener Punkt in Bezug auf diese Art der Modellierung betrifft die Sensibilität des Modells auf Abänderung der Druckrandbedingung, die am Eingang zum Hochdruck-Einblaseventil anzusetzen ist (vgl. Bild 6–61). Das Simulationsmodell verfügt in seiner hier gezeigten Form bereits über etwa 1.7 Millionen Berechnungszellen in OT-Stellung des Motors, wobei durch die beiden Bewegungen von Tellerventil und Kolben während der Berechnung die Anzahl an Gitterzellen noch weiter ansteigt. Der Druckverlust, der sich am Prüfstand von der Gasversorgung bis zu jener Stelle im Modell ergibt, an der die Randbedingung anzusetzen ist, ist nicht bekannt und müsste deswegen unter Variation des Vordruckes mit den Ergebnissen der Messinstrumente zur Bestimmung der durch den Injektor strömenden Masse abgeglichen werden. Dies ist bei derart großen Modellen eine zeitraubende Aufgabe, so dass für diese Berechnungen entschieden wurde, zusätzlich eine Kraftstoffvordruckvariation durchzuführen. Dazu wurden willkürlich ausgewählte Drücke als Randbedingung gewählt, die einerseits die grundsätzliche Tauglichkeit des Modells zur Handhabung hoher Druckdifferenzen nachweisen sollten, und deren Ergebnisse andererseits nach Aufbau des neuen Forschungsmotors mit Dieselgeometrie am Prüfstand in der Art abgeglichen werden können, als dass im Betrieb der Kraftstoffvordruck mittels Druckregler so lange verändert wird, bis sich die gemessenen Massen mit den errechneten decken. Eine so hergestellte Korrelation sollte dem Berechnungsmodell für die spätere motorische Voraussimulation eine Vorabschätzung der eingebrachten Kraftstoffmasse ermöglichen. Die Daten der für diese Berechnungen gewählten Betriebspunkte sind nachfolgend in Tabelle 6-6 dargestellt.

Betriebspunkt	Drehzahl	2000 min <sup>-1</sup>
	Verdichtung	22
	Luftmasse	6.7 x 10 <sup>-4</sup> kg/Asp.
	Luftverhältnis	je nach H <sub>2</sub> -Vordruck
	Einblasebeginn	6°KW v.ZOT
	Aufladegrad	1.5
	Kraftstoffvordruck	150, 200, 250, 300 bar
Simulation	Berechnungsbeginn	16°KW v.ZOT
	Brennraumdruck bei Berechnungsbeginn	52 bar
	Brennraumtemp. bei Berechnungsbeginn	983 K
	Turbulenzmodell	Realizable k <sub>ε</sub>
	Genauigkeitseinstellung	"dp", double precision

Tabelle 6-6: Betriebspunkt und Berechnungseinstellungen für die Vordruckvariation am 3D-Motormodell

Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Form des lokalen Luftverhältnisses in der nachfolgenden Übersicht (Bild 6–64) dargestellt. Dabei werden zeilenweise jeweils zu gleichen Kurbelwinkelpositionen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die unterschiedlichen Kraftstoffvordrucke einander gegenübergestellt.



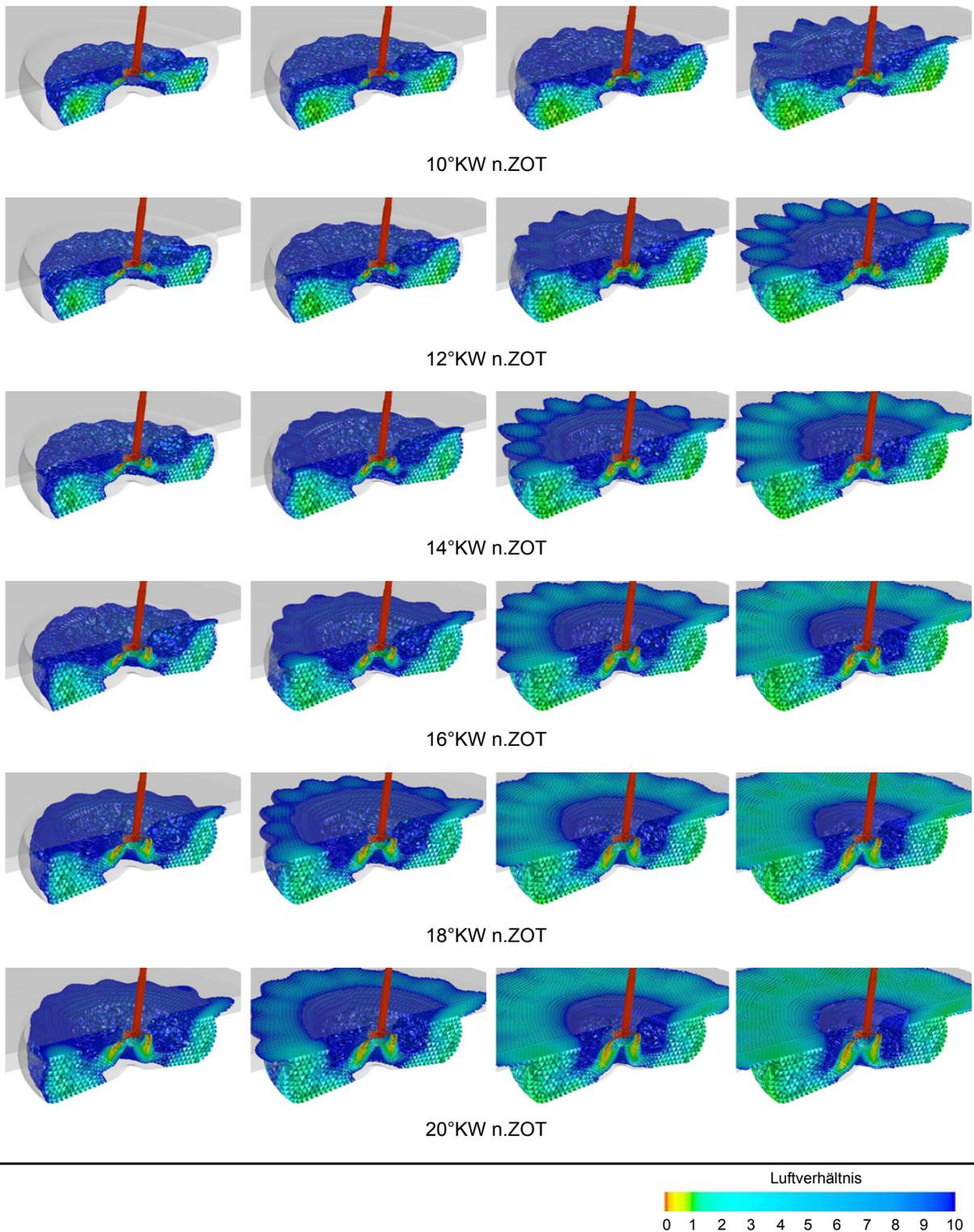


Bild 6–64: Gemischbildungsprozess am 3D-Motormodell bei Variation des Kraftstoffvordruckes

Bis zum Beginn der Einblasung bei  $EB = 6^\circ KW$  v.ZOT steigt der Druck während der laufenden Kompression in Brennraum und Injektorschadraum bis zu einem Wert von  $p_{zyl} = 84$  bar an. Dies führt mit Ausnahme des niedrigsten Kraftstoffvordruckes von  $p_{H_2} = 150$  bar im Allgemeinen zu überkritischen Strömungsverhältnissen zu Beginn der Einblasung. Im weiteren Verlauf der Einblasung steigt der Kammerdruck auf etwas über 90 bar an, wobei entsprechend der unterschiedlichen Höhe der mit dem Kraftstoff eingebrachten Enthalpie beim niedrigsten Kraftstoffvordruck ( $p_{H_2} = 150$  bar) die niedrigsten Spitzendrücke und beim höchsten Kraftstoffvordruck ( $p_{H_2} = 300$  bar) demgemäß die höchsten Spitzendrücke erreicht werden.

Das Bild in der ersten Zeile zeigt die Verhältnisse 2°KW nach Öffnen des Tellerventils. In allen Fällen befindet sich der Wasserstoff bereits im Injektorschadraum und es zeigt sich die beginnende Durchmischung mit der Luft. Die Eindringtiefen nehmen dabei mit steigenden Kraftstoffvordrücken zu, weil damit die transportierte Masse und folglich auch der Eindringimpuls größer werden. Im Falle des niedrigsten Kraftstoffvordruckes kommt noch hinzu, dass das Druckverhältnis unterkritisch ist und demgemäß die Masse, die über den Spalt am Tellerventil während der Öffnungsphase strömen kann, vom Gegendruck abhängig und beim Ansteigen des letztgenannten kleiner wird.

Im nächsten Bild zeigen sich bereits keulenförmige Gasjets, die aus dem Injektor über die Düsenlöcher in den Brennraum übertreten. Bemerkenswert ist die relativ rasche Durchmischung mit der umgebenden Luft, die dadurch angefacht wird, dass über viskose Effekte die Luft mit dem Gasstrahl mitgerissen wird, wodurch auch entsprechende Wirbel generiert werden, die die Turbulenz in diesen Bereichen anwachsen lassen. Ebenfalls kann bereits in dieser frühen Phase ein Zusammenschluss der Einzeleinblasestrahlen zu einer gemeinsamen Ringstruktur im Brennraum beobachtet werden. Wie im Rahmen der 2D-Untersuchungen gezeigt werden konnte, stellen die Düsenbohrungen eine Drosselstelle dar, so dass während der Einblasung der Injektorschadraum eine Drucküberhöhung im Vergleich zum Brennraum erfährt und dementsprechend die austretenden Gasjets von diesem Druck auf den Brennraumdruck expandieren. Entsprechend den Erwartungen verhält sich auch der Unterschied in der Eindringtiefe. Aufgrund des höheren Austrittsimpulses werden die Gasjets bei höherem Kraftstoffvordruck weniger schnell abgebremst, was im Zusammenwirken mit der zuvor angesprochenen Expansion zu den in den Bildern ersichtlichen höheren Eindringtiefen führt. Diese Tendenz ändert sich über den weiteren Verlauf der Einblasung nicht und lässt sich anhand der Bilder deutlich nachverfolgen.

Obwohl am Anfang der Einströmung keinerlei Tendenzen in der sich ausbildenden Kraftstoffwolke zur Ablenkung nach oben oder unten zu erkennen sind, kommt es bereits wenige Grad Kurbelwinkel nach OT im Falle der höheren Kraftstoffvordrücke zu ersten Anlegeerscheinungen der Kraftstoffwolke am Kolbenboden. Obwohl der unvermeidbare Wandkontakt so lange wie möglich verzögert werden sollte, um dem Kraftstoff/Luft-Gemisch einen möglichst langen Zeitraum zur Aufnahme von Wärme aus der komprimierten Brennraumluft zur Verfügung stellen zu können, ohne dass diese Wärme an den vergleichsweise kalten Brennraumwänden sofort wieder entzogen wird, ist das Gemischbildungssystem ganz bewusst so ausgelegt, dass der Wandkontakt bei der avisierten späten Einblasung vorzugsweise am Kolbenboden stattfinden sollte, damit die Geometrie der Kolbenmulde insofern bestmöglich ausgenutzt werden kann, als dass ein Eindringen von Gemisch in den Bereich der Quetschflächen so lange wie möglich vermieden werden sollte. Im Bereich des hier gezeigten Einblasebeginns haben beide Bewandungen – Kolbenboden und Zylinderkopfdach – etwa den gleichen Abstand zum eindringenden Strahl, weswegen kaum Ablenktendenzen zu erkennen sind. Sollte sich im Motorbetrieb herausstellen, dass der Einblasebeginn um wenige Grad Kurbelwinkel nach „früh“ verstellt werden muss, soll die besagte Auslegung gewährleisten, dass sich die Jets nicht sofort an das Zylinderkopfdach anlegen und so ungünstige Verhältnisse für den Wärmeübergang bei der motorischen Verbrennung schaffen. Wie bei den 2D-Untersuchungen gezeigt, ist dies bei zu großer Frühstellung des Einblasebeginns aber nicht zu vermeiden (vgl. Bild 6–54).

Abgesehen davon bleibt auch beim Anlegen des unteren Teils der Gemischwolke noch eine große Fläche zur Durchmischung und zum Wärmeeintrag im freien Strömungsraum des Motors positioniert, so dass eine komplette Unterbindung der Selbstzündung durch diese Anlegeerscheinungen nicht erwartet wird.

Bei etwa 8°KW n.ZOT erreicht die Gemischwolke im Falle des höchsten Kraftstoffvordruckes die radial am weitesten außen liegenden Wände der Kolbenmulde. Es kommt zu einem Aufstauen und dem damit verbundenen Geschwindigkeitsverlust. Die sich aufstauende Gemischwolke beginnt dann langsam über die Ränder der Mulde in die Bereiche der Quetschflächen vorzudringen. Diese Bereiche tragen nur sehr wenig Volumen, besitzen aber am Kolbenboden und am Zylinderkopfdach große Oberflächen, die vergleichsweise kalt sind.

Hier muss es im Falle von vorhandenem, bereits erwärmtem Gemisch zu entsprechenden Abkühlungen kommen, die eine Selbstzündung des Gemisches in diesem Bereichen unmöglich erscheinen lassen.

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die hier gezeigten 3D-Berechnungen im Hinblick auf handhabbare Rechenzeiten nicht die gesamte Kompression abbilden, sondern jeweils wenige Grad Kurbelwinkel vor der eigentlichen Einblasung starten und so eine Quetschströmung ebenso wenig berücksichtigen können, wie eine eventuelle Ladungsbewegung aus dem Einlassvorgang. Zur Begründung darf vorweggenommen werden, dass spätere Berechnungen an einem für den Forschungsmotor mit Dieselgeometrie erstellten Ladungswechselmodell bei der gewählten Drehzahl von  $2000 \text{ min}^{-1}$  eine nur sehr geringe Quetschströmung gezeigt haben, die im Vergleich zum Impuls des eingeblasenen Kraftstoffes kaum Wirkung zeigt.

Der weitere Verlauf der Gemischbildungsprozesse zeigt mit abnehmendem Einblasedruck ein jeweils späteres Erreichen der äußeren Muldenbegrenzung und ein daran angeschlossenes Eindringen der Kraftstoffwolke in den Bereich der Quetschspalte. Auch ist in allen Fällen nach Beendigung der Einblasung wieder ein der Expansion durch die Kolbenbewegung zuzuschreibendes Nacheinströmen von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum in den Brennraum zu beobachten. Bei  $20^\circ\text{KW}$  n.ZOT ist im Falle der beiden höchsten Kraftstoffvordrücke bereits nahezu der gesamte Quetschbereich mit Gemisch aufgefüllt, was aber dahingehend nicht überbewertet werden darf, als dass eine Verbrennung, die erst zu diesem Zeitpunkt startet, ohnehin keinesfalls eine wirkungsgradgünstige Schwerpunktlage aufweisen könnte.

Die ausgeprägte Asymmetrie, die sich bei der Berechnung mit einfacher Genauigkeit gezeigt hat, lässt sich im Falle der hier vorgestellten Berechnungen mit doppelter Rechengenauigkeit nicht mehr erkennen, was als Nachweis für die Tauglichkeit der zur Modellanpassung gesetzten Maßnahmen gelten darf. Bild 6–65 zeigt dazu am Beispiel  $p_{\text{H}_2} = 200 \text{ bar}$  die  $\text{H}_2$ -Massenströme, die an den einzelnen Düsenaustrittsbohrungen errechnet werden. Nachdem das zu Grunde liegende Modell symmetrisch aufgebaut ist, trägt es in Summe acht von insgesamt sechzehn Düsenlöchern. Die Positionierung des Injektors ist jedoch so gewählt, dass zwei der Einblasebohrungen in jeweils ihrer Achse von der Symmetrieebene des Motors geschnitten werden (vgl. Bild 6–61). Das untenstehende Diagramm zeigt demnach die  $\text{H}_2$ -Massenströme für neun Düsenlöcher, wobei die Ergebnisse für die beiden nur zur Hälfte modellierten Bohrungen manuell verdoppelt worden sind.

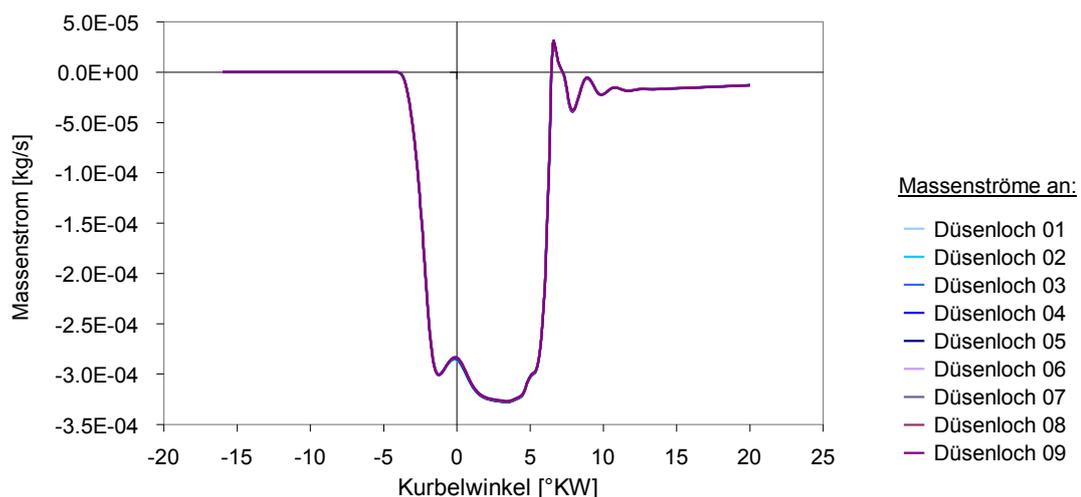


Bild 6–65:  $\text{H}_2$ -Massenströme an den einzelnen Düsenlöchern am 3D-Motormodell bei  $p_{\text{H}_2} = 200 \text{ bar}$

Die Verläufe aller Kurven zeigen hervorragende Überdeckung, die Abweichungen liegen jeweils innerhalb der Strichstärke und dürfen demnach als vernachlässigbar gewertet werden. Nach Ende der Einblasung kommt es auch im Fall der 3D-Modellierung durch das Schließen des Injektors offensichtlich zu Schwingungen, die einem kontinuierlichen Nachströmen von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum überlagert sind.

In bereits bekannter Weise zeigt Bild 6–66 die zugehörigen Verläufe der durchschnittlichen Massenströme und der kumulierten Massen einerseits am modellierten H<sub>2</sub>-Eintritt am Injektor und andererseits an den Düsenaustrittsbohrungen.

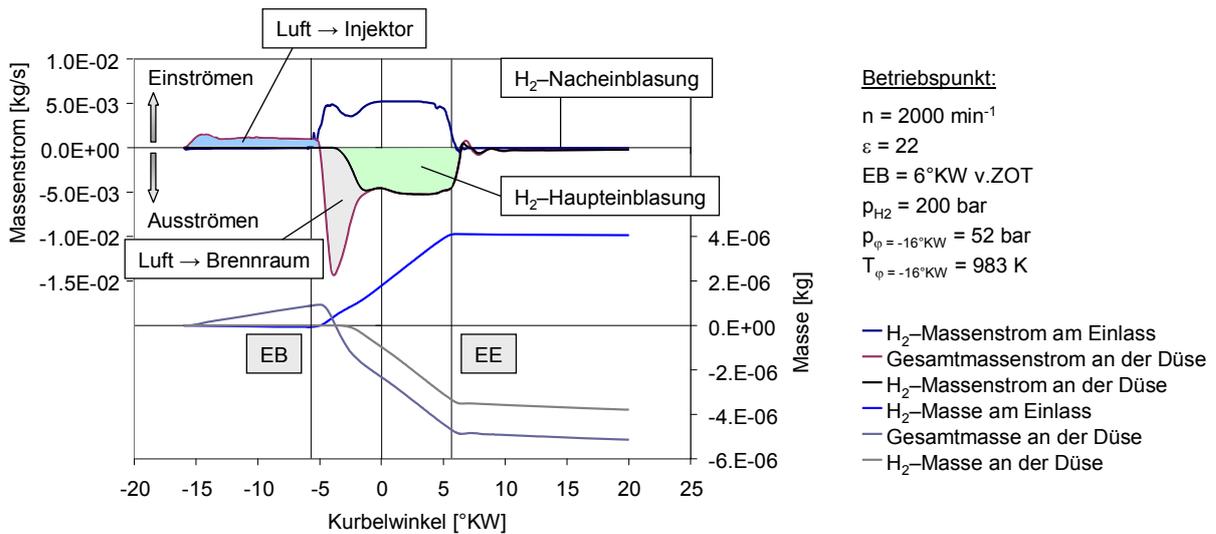


Bild 6–66: Massenströme und kumulierte Massen am 3D-Motormodell bei  $p_{H_2} = 200 \text{ bar}$

Die Erklärung dieser Kurven kann analog zu jener erfolgen, die auch im Rahmen der Untersuchungen an den 2D-Ersatzmodellen gegeben wurde, was nicht zuletzt als Nachweis der Tauglichkeit der weitgehend abstrahierten 2D-Modelle zur Identifikation der maßgeblichen Strömungsphänomene gelten darf.

Angetrieben durch die Kompression im Brennraum kommt es nach Start der Berechnung zum Übertritt von Luft über die Injektorbohrungen in den Injektorschadraum. Auch nach Öffnen des Tellerventils strömt noch solange weiter Luft in den Injektorschadraum, bis die durch die Öffnung des Tellerventils generierte Überdruckwelle (vgl. Bild 6–42) und der Volumenbedarf des über den Ventilsitz in den Injektorschadraum nachströmenden Wasserstoffes die Strömungsrichtung auch an den Düsenaustrittsöffnungen umkehren und so eine erste Einströmung von Masse in den Brennraum bedingen, die anfänglich noch aus reiner Luft besteht.

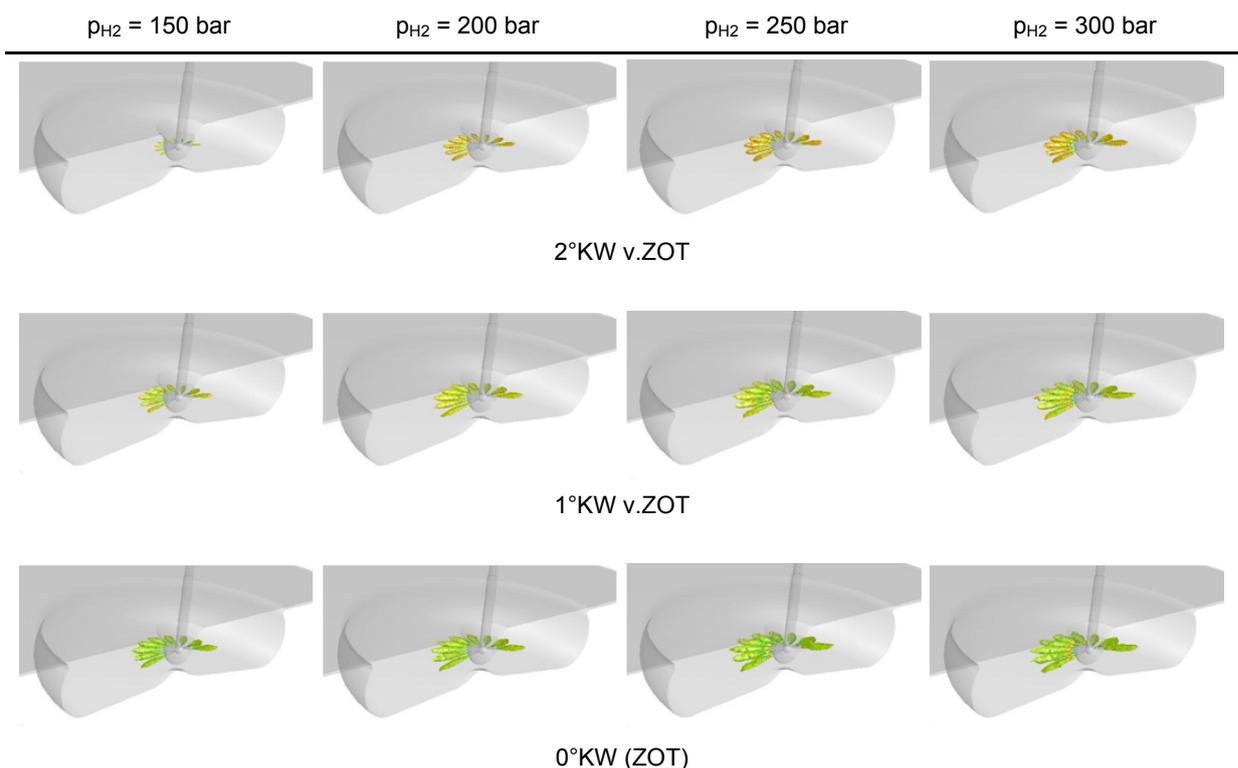
Erst nach einigen Grad Kurbelwinkel beginnt auch der Wasserstoffmassenstrom an den Düsenaustrittsbohrungen so lange anzusteigen, bis sich die beiden Kurven für Gesamt- und Wasserstoffmassenstrom treffen. Die Überdeckung beider Kurven über den restlichen Verlauf der Einblasung indiziert, dass dem Brennraum in diesem Bereich nur mehr reiner Wasserstoff zugeführt wird. Diese Phase stellt demnach die eigentliche Wasserstoffeinblasung dar.

Nach Beendigung der Einblasung kommt es im restlichen Verlauf der Expansionsphase zu einem – anfangs von leichten Schwingungen überlagerten – kontinuierlichen Austritt von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum. Die beiden parallel verlaufenden Kurven für die kumulierten Massen zeigen, dass in dieser Phase nur noch Kraftstoff über die Injektorbohrungen in den Brennraum nachströmt.

Wie auch schon bei den 2D-Modellen angesprochen, entsprechen diese Kurven nur so lange den realen Verhältnissen im Motor, so lange Druck und Temperatur nicht durch eine hier nicht berücksichtigte Verbrennung stark ansteigen. Das Ausströmen von Kraftstoff aus dem Injektor in der Expansionsphase ist aber davon nur insoweit betroffen, als dass es durch eine verbrennungsbedingte Druckerhöhung wieder zu einer überlagerten Kompression kommt, die dieses Ausströmen zeitlich verzögert. Durch den großen Injektorschadraum kommt es jedenfalls zu diesem Nachströmen, so dass, je nachdem, ob dieser Kraftstoffanteil noch umgesetzt werden kann oder nicht, entweder der Verlust durch unvollkommene Verbrennung oder aber jener durch unvollständige Verbrennung zunimmt und dementsprechend den erzielbaren Wirkungsgrad mindert.

Obwohl im Rahmen dieser Untersuchungen eine Verbrennungsmodellierung nicht durchgeführt werden kann, können zumindest aus den Ergebnissen der Gemischbildungsrechnung Abschätzungen angestellt werden, wo eine eventuelle Selbstzündung des Wasserstoff/Luft-Gemisches erwartet werden darf. Dazu werden im CFD-Programm jeweils Isoflächen konstanten lokalen Luftverhältnisses generiert und darauf die sich abhängig vom Kurbelwinkel einstellenden Temperaturen dargestellt. Mit Hinblick auf die hohen Selbstzündungstemperaturen von Wasserstoff kann so zumindest abgeschätzt werden, ob im Gebiet des betrachteten Luftverhältnisses überhaupt eine Selbstzündung erwartet werden darf. Wesentliches Kriterium ist dabei, ob das jeweilige Gebiet lange genug entsprechendem Wärmeeintrag ausgesetzt ist, dass sich die Temperaturen in der zur Verfügung stehenden Zeit bis über die Selbstzündungstemperatur erhöhen und somit die Reaktionsrate ansteigen lassen können. Läuft die exotherme chemische Reaktion in einem Bereich erst einmal an, steigen – so die Vorstellung – durch die Wärmefreisetzung die Temperaturen und ermöglichen so die weitere Umsetzung im Idealfall bis zum Verbrauch des gesamten Kraftstoffes im Brennraum. Eine belastbare, quantifizierte Vorhersage von Selbstzündfähigkeit und gegebenenfalls Zündverzögerung, Zündort und Verbrennungsablauf ist allerdings ohne Einsatz bzw. Entwicklung eines für Wasserstoff geeigneten Zünd- und Verbrennungsmodells hier nicht möglich.

Für die nachfolgende Untersuchung wurden jene Temperaturen ausgewertet, die sich auf Flächen konstanten lokalen Luftverhältnisses in der Gemischwolke ergeben. Ausgewählt wurden folgende drei Luftverhältnisse:  $\lambda_{\text{lokal}} = 0.5$  für den fetten Gemischbereich,  $\lambda_{\text{lokal}} = 1$  für stöchiometrische Verhältnisse und schließlich  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  für den mageren Bereich. In Bild 6–1 sind berechnete Kurven aus der Literatur gezeigt, denen zufolge die kürzesten Zündverzögerungen im motorischen Betrieb innerhalb eines solchen Gemischbildungssystems im letztgenannten Bereich bei etwa  $2 < \lambda_{\text{lokal}} < 4$  auftreten sollten, während bei stöchiometrischen und unterstöchiometrischen Gemischen mit für den PKW-Einsatz nicht mehr praktikablen, wesentlich größeren Zündverzögerungen gerechnet werden müsste. Die inhaltliche Übereinstimmung der CFD-Ergebnisse mit der Aussage des oben genannten Diagramms (vgl. Bild 6–1, [31]) soll mittels dieser Darstellungen abgeschätzt werden. Untenstehend werden daher, beginnend mit dem fetten Bereich bei  $\lambda_{\text{lokal}} = 0.5$  (Bild 6–67), für die gewählten Luftverhältnisse jeweils Quervergleiche zwischen den Ergebnissen für die unterschiedlichen Einblasedrücke angestellt.



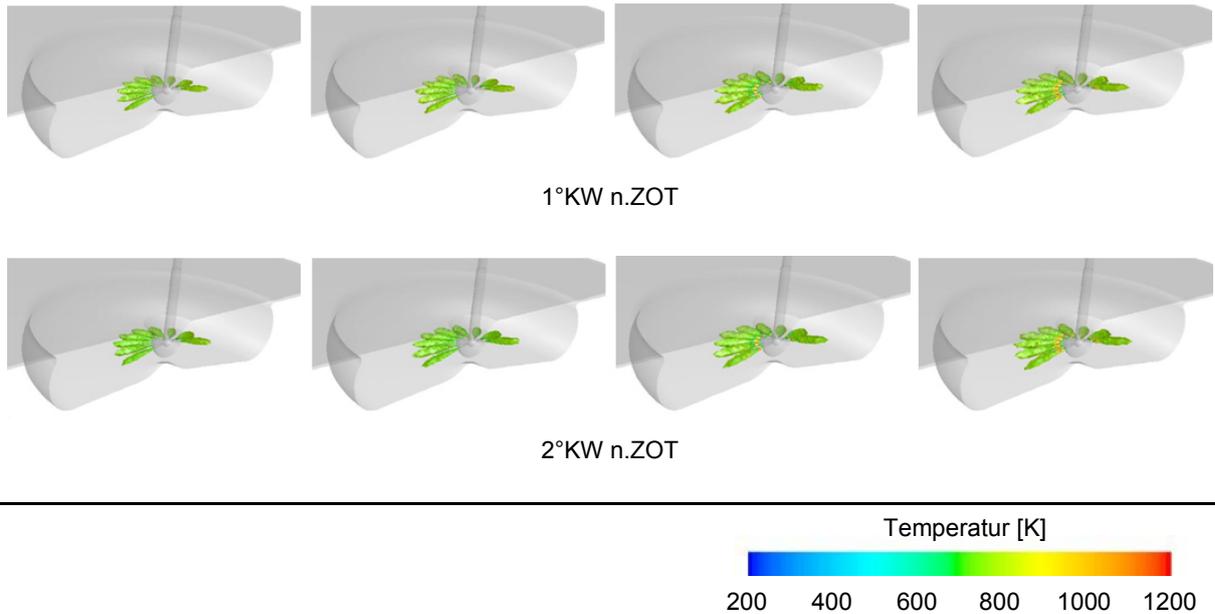
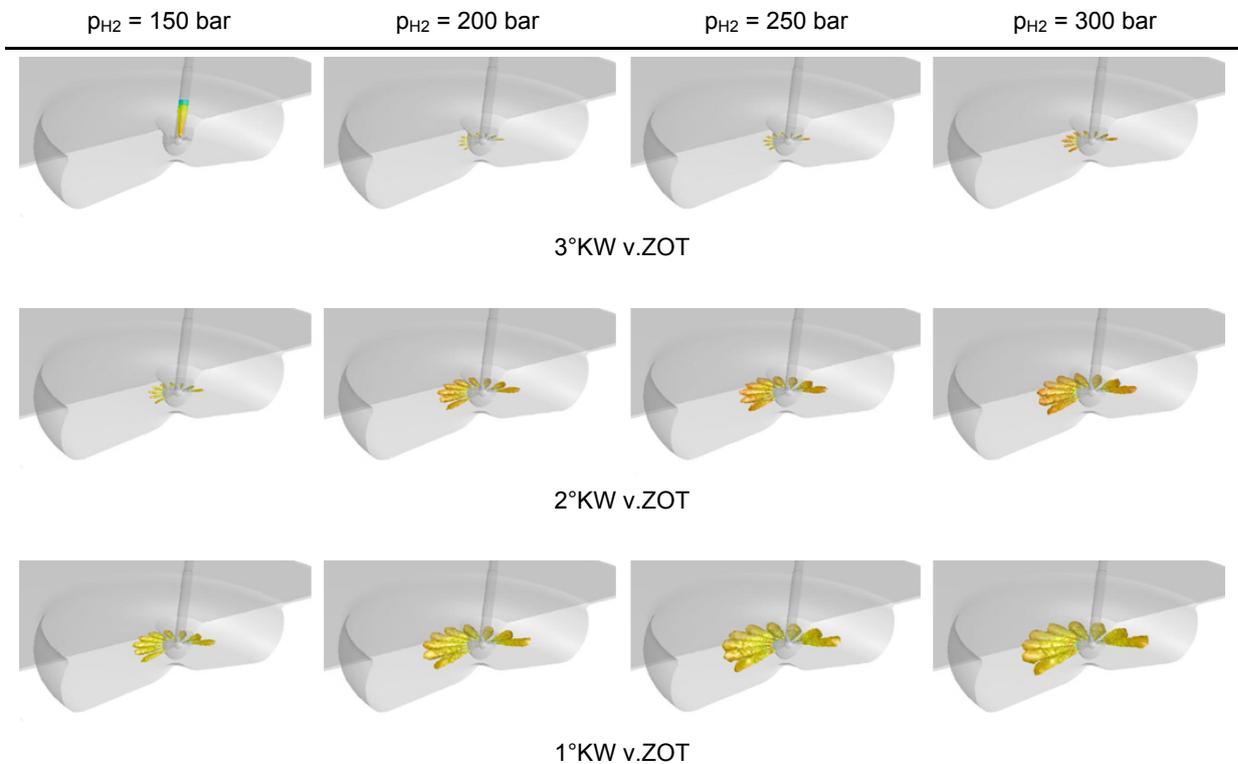


Bild 6–67: Temperatur auf Iso-Fläche  $\lambda_{\text{ikal}} = 0.5$  am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken

An sämtlichen der hier dargestellten Bilder lässt sich ablesen, dass im fetten Bereich der Einblasewolke die Temperaturen spätestens nach etwa 2 – 3°KW nach dem ersten Austreten von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum unter jene des Selbstzündungsbereiches gefallen sind. Für alle Kraftstoffvordrücke liegen sie bei 2°KW n.ZOT bereits im Bereich  $T < 800$  K, eine Entflammung des Gemisches in diesem Bereich der Gemischwolke ist daher nicht zu erwarten.

In Bild 6–68 ist eine analoge Darstellung für stöchiometrische Verhältnisse gegeben.



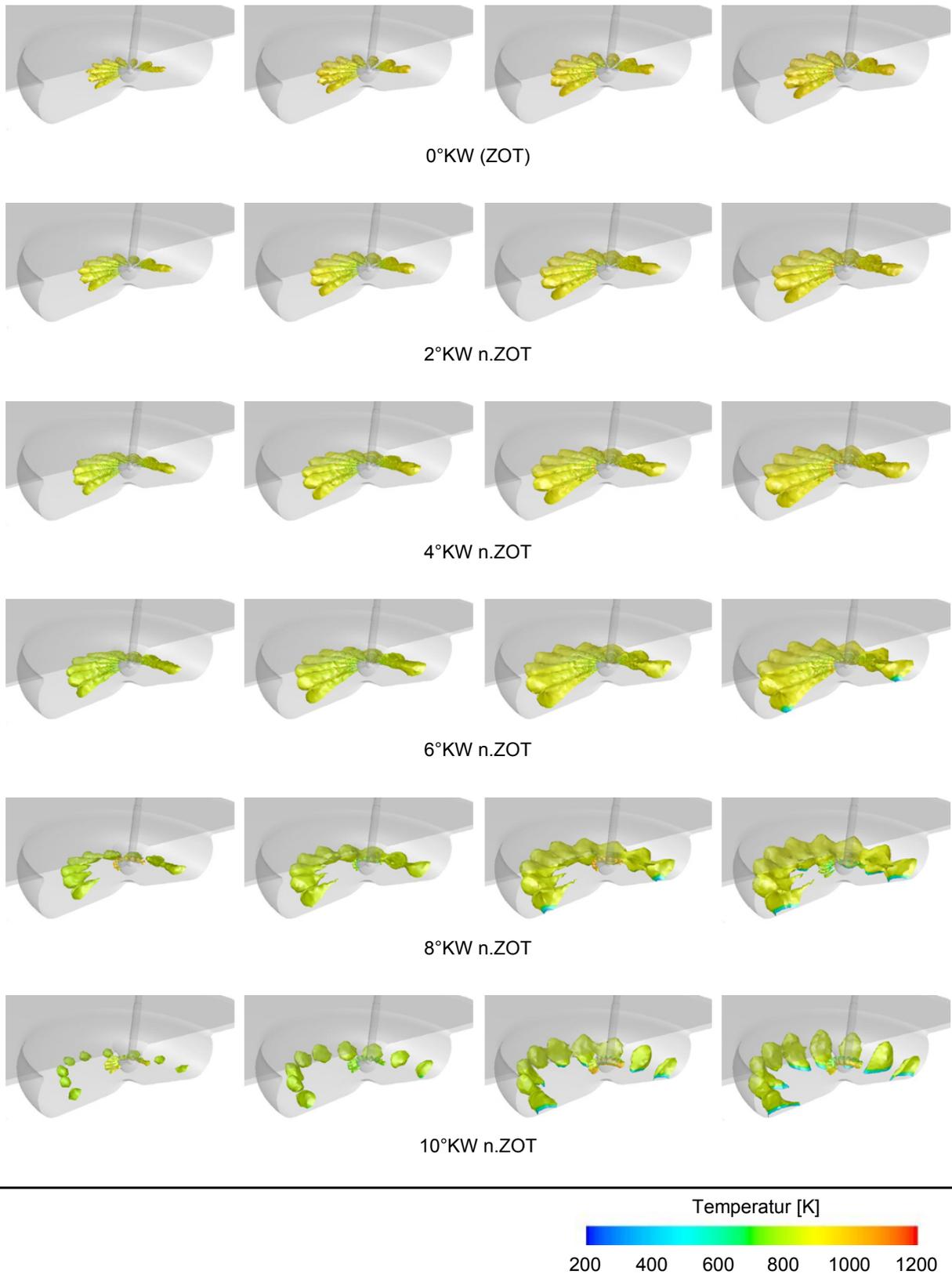


Bild 6–68: Temperatur auf Iso-Fläche  $\lambda_{\text{lokal}} = 1$  am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken

An der ersten Bildreihe für 3°KW v.ZOT lässt sich ablesen, dass sich im Falle des niedrigsten Einblasedruckes  $p_{\text{H}_2} = 150$  bar der stöchiometrische Bereich des Gemisches im Gegensatz zu den höheren Vordrücken noch auf den Injektorschadraum im Bereich der Düsen spitze beschränkt. Dies ist im Wesentlichen der langsameren Strömung im Injektorschadraum zuzuschreiben.

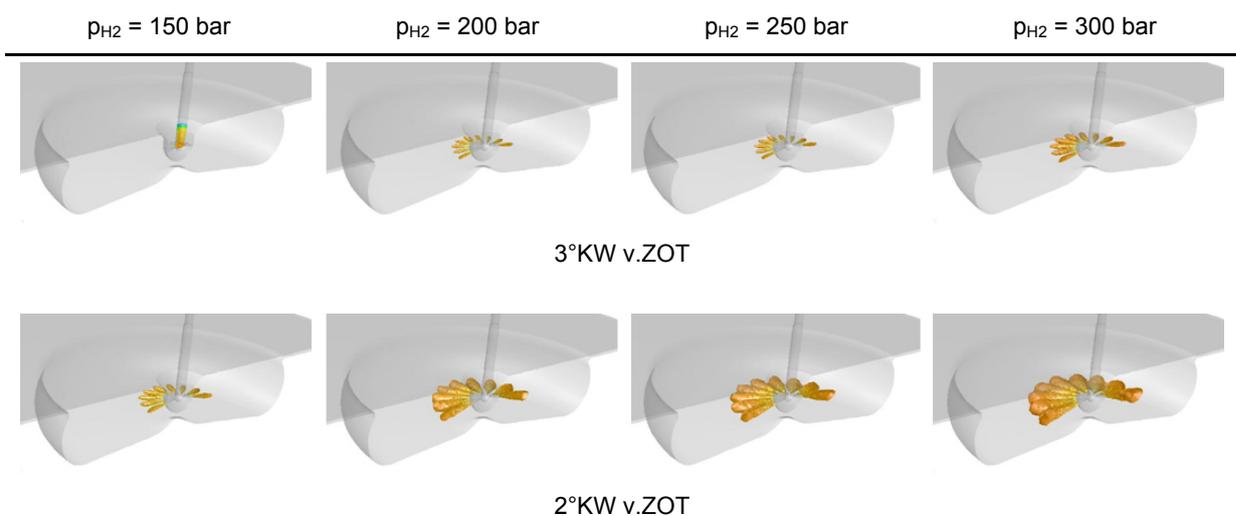
Bei 2°KW v.ZOT zeigen sich in allen Fällen keulenförmige Flächen mit stöchiometrischem Luftverhältnis, deren Temperaturen durchgängig im Bereich zwischen 1000 – 1100 K liegen.

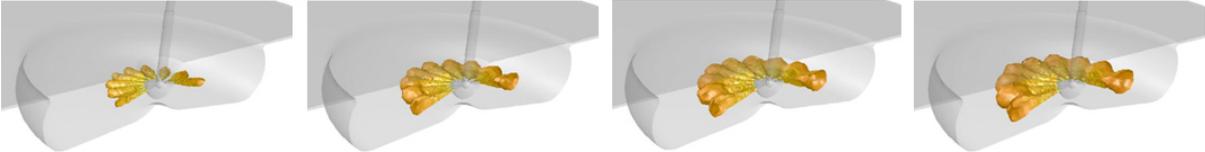
Bis hin zum oberen Totpunkt verbleibt das Temperaturniveau auf den Iso-Flächen mit stöchiometrischem Luftverhältnis zwischen 900 K und 1000 K, es liegt also etwas oberhalb der für stöchiometrische Gemische in der Literatur angegebenen Selbstzündungstemperatur von  $T_{SZ} = 853$  K. Zu diesem Wert muss angemerkt werden, dass er bei einem Druck von lediglich 1 bar bestimmt worden ist, wohingegen im Verbrennungsmotor beim für diese Auslegung gewählten hohen Verdichtungsverhältnis von  $\varepsilon = 22$  und zusätzlicher Aufladung der Spitzen-Druck um den OT etwa zwei Größenordnungen höher liegen kann. Wie stark die Selbstzündungstemperatur von Wasserstoff bei diesen hohen Drücken von jener bei Umgebungsdruck abweicht, ist auch mittels der gängigen Stoffwertprogramme nicht belastbar zu bestimmen, weil darin keine Daten für derart hohe Drücke hinterlegt sind und demgemäß bestenfalls extrapoliert werden kann.

In den Bereichen nach dem oberen Totpunkt kommt es zur weiteren Abnahme der Temperatur im stöchiometrischen Bereich der Kraftstoffwolke, die zusätzlich von der Expansion des Gases im Brennraum und der damit verbundenen Temperaturabnahme im gesamten Volumen begünstigt wird. Letzteres sollte allerdings erst bei späteren Kurbelwinkeln einen maßgeblichen Einfluss ausüben können, weil im Bereich um den OT aufgrund der Kurbeltriebskinematik kaum Kolbenweg gemacht wird. Bei 6°KW n.ZOT kommt es im Fall des höchsten Einblasedruckes  $p_{H_2} = 300$  bar – und damit der höchsten Eindringtiefe – zum ersten Auftreten des stöchiometrischen Bereiches der Kraftstoffwolke an die vergleichsweise kalten Wände, so dass auch hier der Wärmeentzug schlagend wird. Im weiteren Verlauf des Gemischbildungsprozesses zeigt sich, dass durch die fortlaufende Durchmischung der hier vorgestellten, global recht mageren Betriebspunkte – je nach Kraftstoffvordruck liegen sie zwischen  $3 < \lambda_{global} < 7$  – der stöchiometrische Bereich innerhalb des freien Strömungsraumes zu verschwinden beginnt und sich magerere Strukturen ausbilden.

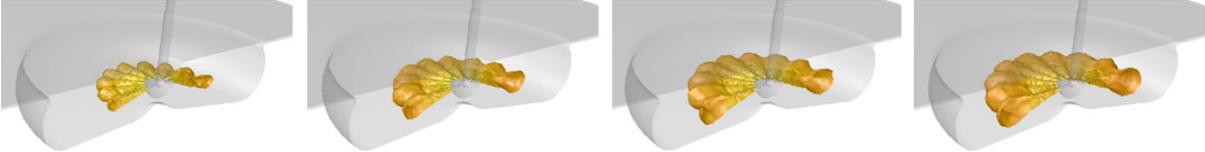
Unterlegt man eine Drehzahl von  $2000 \text{ min}^{-1}$ , dann verbleibt der stöchiometrische Bereich der Gemischwolke etwa eine halbe Millisekunde in einem Temperaturbereich von  $T > 900$  K. Es darf daher angenommen werden, dass auch dieser Bereich der Gemischwolke keine zur Selbstzündung hinreichenden Bedingungen bietet.

Die nachfolgende Darstellung (Bild 6–69) zeigt die gleichen Bilder für den mageren Bereich bei  $\lambda_{lokal} = 3$ .

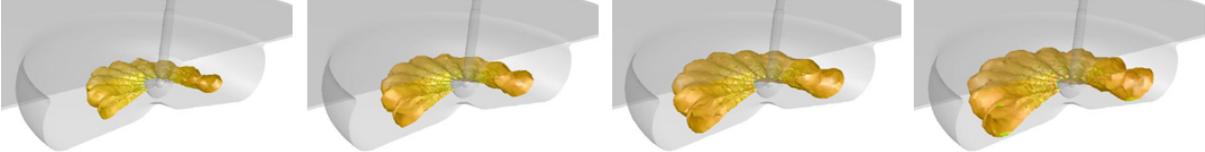




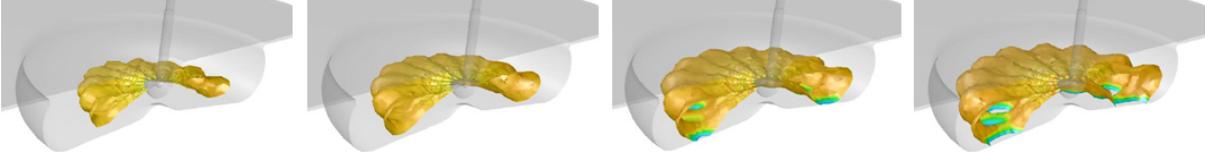
1°KW v.ZOT



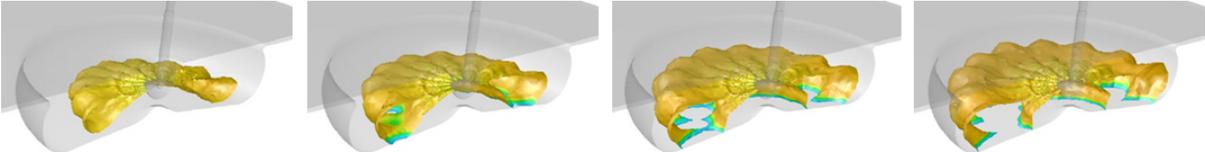
0°KW (ZOT)



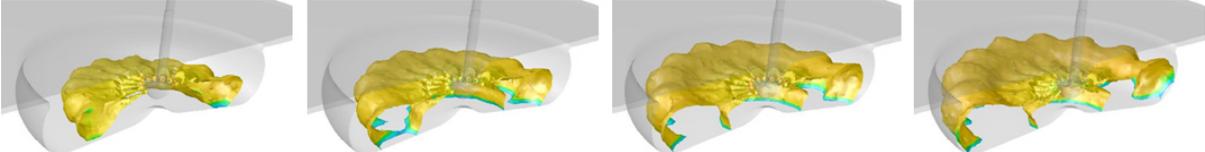
2°KW n.ZOT



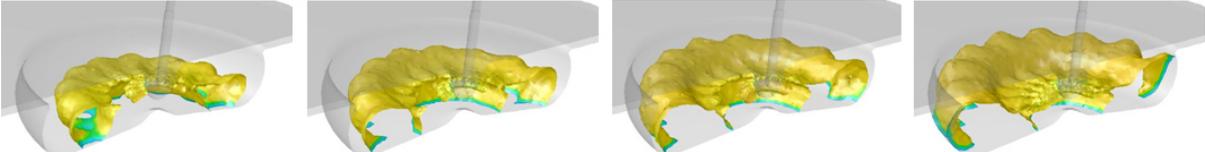
4°KW n.ZOT



6°KW n.ZOT



8°KW n.ZOT



10°KW n.ZOT

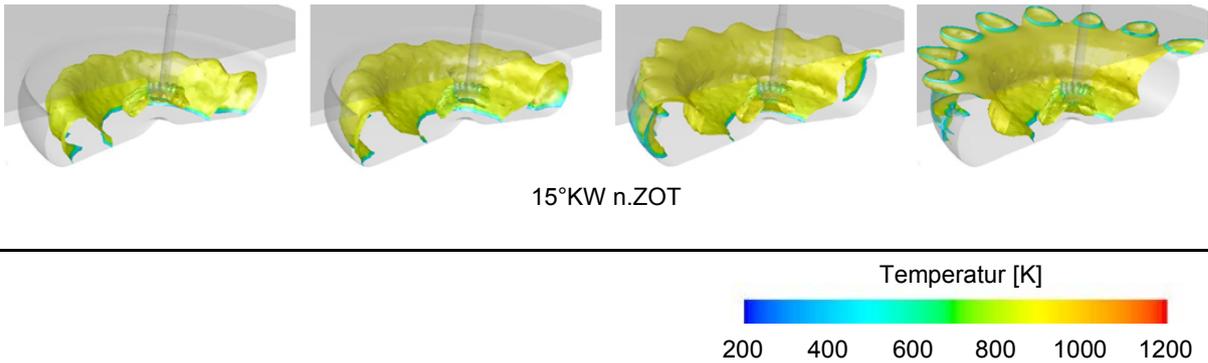


Bild 6–69: Temperatur auf Iso-Fläche  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken

An der Bildreihe für 3°KW v.ZOT lässt sich ablesen, dass sich im Gegensatz zu den höheren Vordrücken im Falle des kleinsten Kraftstoffvordruckes  $p_{\text{H}_2} = 150$  bar zu diesem Zeitpunkt noch kein Gemisch mit einem Luftverhältnis von  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  im Brennraum befindet. Dies kann der unterkritischen Spaltströmung zugeschrieben werden, bei der sich eine vom Gegendruck abhängige Strömungsgeschwindigkeit einstellt, die unterhalb der lokalen Schallgeschwindigkeit liegt und mit steigendem Gegendruck weiter abnimmt. Zusammen mit der niedrigeren Dichte des vorgelagerten Kraftstoffes ergibt sich so ein veränderlicher und im Vergleich mit jenen bei höheren Vordrücken auch kleinerer  $\text{H}_2$ -Massenstrom. Man erkennt allerdings ein deutlich ausgeprägtes Gebiet mit einem Luftverhältnis von  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  im Schadraum des Injektors vor den Düsenaustrittsbohrungen.

Bereits 1°KW später haben sich bei allen Kraftstoffvordrücken keulenförmige Flächen mit einem Luftverhältnis von  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  im Gemisch gebildet, deren Temperatur für alle Kraftstoffvordrücke etwa bei 1100 K liegt. Im Unterschied zu den zuvor gezeigten Bildern für die fetten (vgl. Bild 6–67) bzw. stöchiometrischen (vgl. Bild 6–68) Iso-Flächen der sich formierenden Gemischwolke bleibt die Temperatur für das betrachtete Luftverhältnis bis etwa 2°KW n.ZOT im Bereich von  $T > 1000$  K. Danach zeigen sich bei den beiden höheren Kraftstoffvordrücken die ersten Anlegeerscheinungen auch dieses Bereiches der Gemischwolke an den Kolbenboden. Man erkennt die in diesen Bereichen blaue Einfärbung der Iso-Flächen, die einer Temperatur von lediglich etwa 500 K entspricht. Im direkten Anschluss an den Kolbenboden muss die Temperatur in den gezeigten Iso-Flächen der Wandtemperatur entsprechen, was nur durch entsprechende Wärmeabfuhr aus der Gemischwolke gewährleistet werden kann. Dieses Anlegen zeigt sich zu späteren Kurbelwinkeln hin auch bei den niedrigeren Kraftstoffvordrücken, bis bei etwa 10°KW n.ZOT der Bereich mit  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  auch im Falle des kleinsten Kraftstoffvordruckes den Kolbenboden erreicht. Die Temperaturen für diesen mageren Bereich der Gemischwolke liegen zu diesem Zeitpunkt immer noch bei  $900 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$ .

Wie weiter oben schon erwähnt wurde dem Modell auch im Injektorschadraum zu Beginn der Berechnung das Druck- und Temperaturniveau des Brennraumes aufgeprägt. Der Injektor selbst ist im wassergekühlten Zylinderkopf verbaut, so dass seine thermische Anbindung gerade am Dichtsitz einen entsprechend raschen Wärmetransport sicherstellen können sollte. Ob also die Gastemperaturen im Schadraum des Injektors zum Zeitpunkt des Einblasbeginnes jenen des freien Strömungsraumes im Motorbrennraum entsprechen, ist zumindest fragwürdig, kann aber am real ausgeführten Bauteil nicht messtechnisch bestimmt werden.

Als Fazit zu diesen abschätzenden Untersuchungen zum Temperaturniveau im Bereiche verschiedener lokaler Luftverhältnisse kann festgestellt werden, dass eine Selbstzündung im Bereich der lokal mageren Mischungen am wahrscheinlichsten ist, weil hier die Einwirkzeiten hoher Temperaturen entsprechend groß sind. Im Fall des oben vorgestellten Bereiches bei  $\lambda_{\text{lokal}} = 3$  kommt es erst nach etwa 12°KW zum Anlegen dieses Gemischbereiches an den radial äußersten Wänden der Kolbenmulde, so dass bei einer Drehzahl von  $2000 \text{ min}^{-1}$  die in den Auslegungsrechnungen avisierte Millisekunde zum Wärmeeintrag zur Verfügung steht. Die Interpretation der CFD-Resultate führt also tendenziell zum gleichen Ergebnis wie die in Bild 6–1 vorgestellten Berechnungen aus der Literatur [31].

Das folgende Bild 6–70 zeigt die Verläufe der Massenströme, die sich bei Variation des Kraftstoffvordruckes einerseits am Wasserstoffeinlass des Modells (vgl. z.B. Bild 6–61) und andererseits an den Düsenaustrittsbohrungen ergeben. Im Falle der letzteren wird in schon bekannter Weise zwischen Gesamtmassenstrom und reinem Wasserstoffmassenstrom unterschieden.

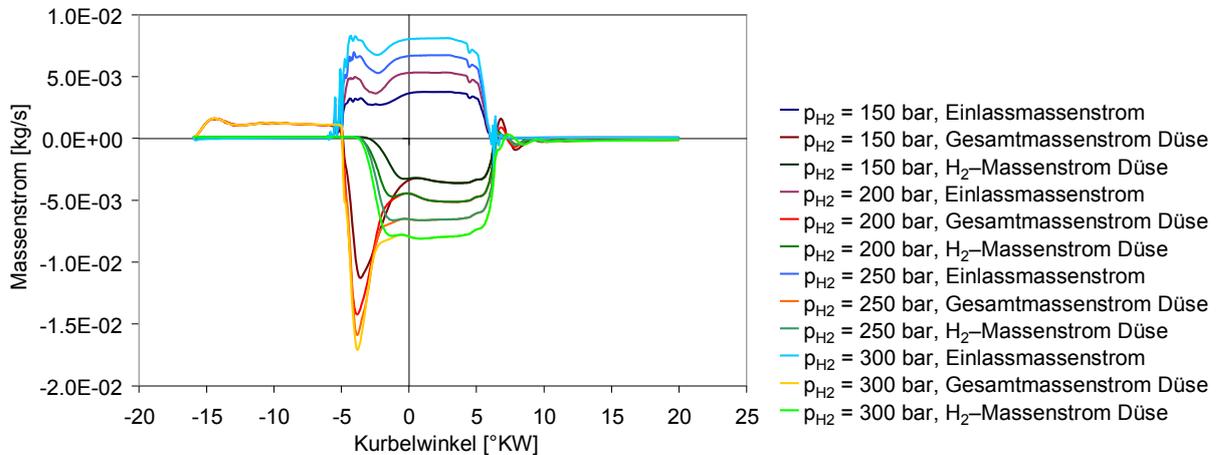


Bild 6–70: Massenströme an Einlass und Düsenbohrungen am 3D-Motormodell bei versch. H<sub>2</sub>-Vordrücken

Die Kurven können analog zu jenen interpretiert werden, die sich schon bei den Berechnungen mit den 2D-Ersatzmodellen gezeigt haben. Es kommt am Anfang aufgrund der Druckerhöhung zu einem Einschleiben von Luft aus dem Brennraum in den Injektorschadraum. Dieses Einschleiben führt in allen der gezeigten Fälle zu identischen Massenströmen, weil die Verhältnisse im Brennraum des Motors und im Schadraum des Injektors bis zum Beginn der Einblasung für alle Berechnungen gleich sind.

Beim Öffnen der Injektornadel kommt es dann am Einlass zum Einströmen von Wasserstoff in den Injektorschadraum. Die Kurve für den einströmenden Massenstrom ist von Druckschwingungen überlagert, die sowohl beim Öffnen als auch beim Schließen der Injektornadel umso stärker ausfallen, je höher der Kraftstoffvordruck ist.

An den Düsenlöchern kommt es nach Einblasebeginn noch weiter zum Einströmen von Luft in den Injektorschadraum. Die Strömung kehrt sich in weiterer Folge um und es wird diese Luft zusammen mit jener, die bei der Initialisierung dem Modell aufgeprägt wurde, wieder aus dem Injektorschadraum in den Brennraum übergeschoben. Erst danach beginnt die eigentliche H<sub>2</sub>-Einblasung in den Brennraum. Dabei werden die Flanken bei Anstieg und Abfall der Massenströme mit steigendem Vordruck steiler. In der weiteren Expansion kommt es dann zum bereits bekannten Nachströmen von Kraftstoff in den Brennraum zu wirkungsgradungünstigen, späten Kurbelstellungen.

Die Verläufe der aus diesen Massenströmen errechneten Massen für die bereits bekannten Positionen im Modell zeigt Bild 6–71. Die gegenständlichen Verläufe ergeben sich dabei aus den zeitlichen Integralen der Kurven für die Massenströme (vgl. Bild 6–70), sie können daher weitgehend kommentarlos dargestellt werden. Interessant ist allenfalls, dass die in allen Fällen parallel verlaufenden Linien im Falle der kumulierten, über die Düsenöffnungen strömenden Massen zum Zeitpunkt des Beendens der Rechnungen bei 20°KW noch nicht waagrecht verlaufen, was weiteres Einströmen von Wasserstoff aus dem Injektorschadraum belegt. Dieses setzt sich so lange fort, bis sich nach dem Ladungswechsel nur mehr jene Kraftstoffmasse im Injektor befindet, die dem Schadvolumen beim niedrigsten Druck während der Ladungswechselphase entspricht. Auch hier gilt wieder, dass eine Verbrennung das Druckniveau sowohl im Brennraum, als auch im Injektorschadraum erhöht und so die Phase des Kraftstoffnachströmens zeitlich später in die Expansionsphase verschiebt – der grundsätzliche Nachteil des gegenwärtigen Injektordesigns bleibt jedoch bestehen.

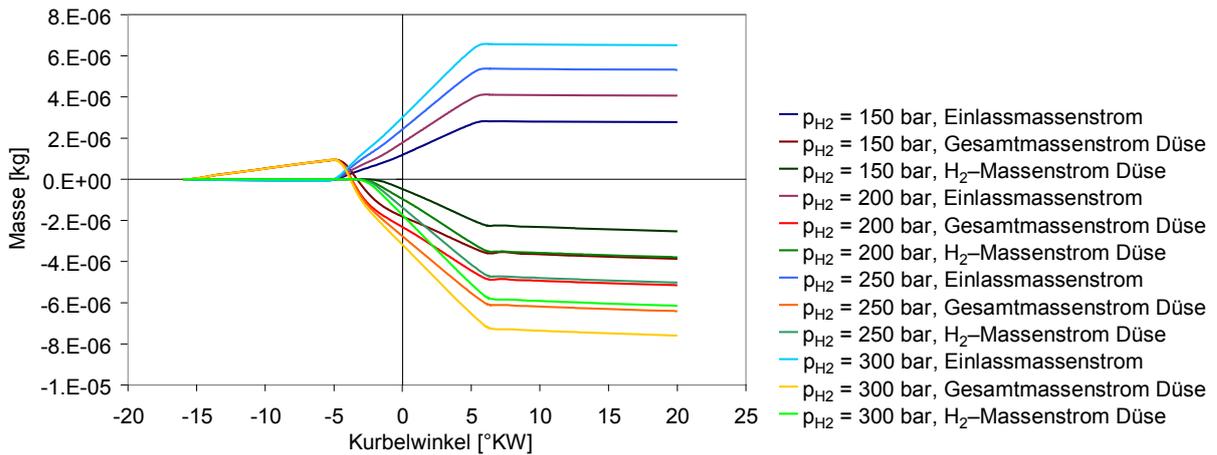


Bild 6–71: Kumulierte Masse an Einlass und Düsenbohrungen am 3D-Motormodell bei versch.  $H_2$ -Vordrücken

Abschließend sind im untenstehenden Diagramm (Bild 6–72) die errechneten Drücke und Temperaturen im Brennraum des Motors dargestellt, die sich nach den Einblasungen mit unterschiedlichem Kraftstoffvordruck einstellen.

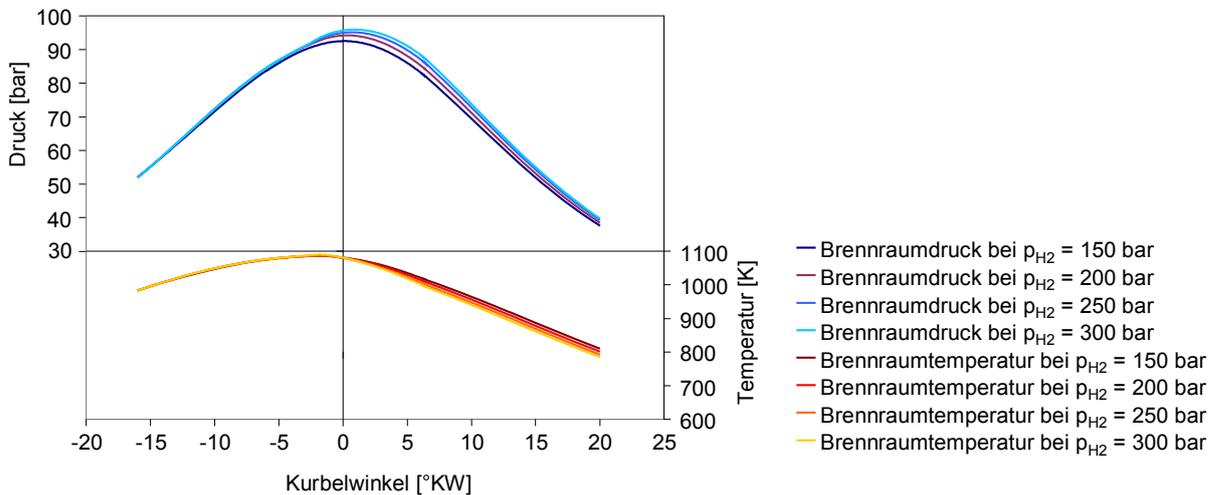


Bild 6–72: Zylinderdruck und -temperatur am 3D-Motormodell bei unterschiedlichen  $H_2$ -Vordrücken

Erwartungsgemäß zeigt sich, dass die Drücke im Brennraum ab dem Beginn der Einblasung umso stärker ansteigen, je höher der Kraftstoffvordruck ist. Dies ist auf die höhere Masse und die höhere Enthalpie zurückzuführen, die in den Brennraum eingebracht wird. Ebenfalls gemäß den Erwartungen führt die Einbringung von mehr kalter Wasserstoffmasse zu einem reduzierten Durchschnittstemperaturniveau im Brennraum. Das Modell reagiert demnach korrekt auf die Kraftstoffeinblasung.

### 6.4.5 3D-Modellierung der finalen Motorgeometrie

Den im vorigen Kapitel vorgestellten Berechnungen ist jene vereinfachte Geometrie zugrunde gelegt, die im Rahmen der in 6.3.2 vorgestellten Auslegungsrechnungen für das Gemischbildungssystem erarbeitet wurde (vgl. Bild 6–31). Sie unterscheidet sich im Wesentlichen insoweit von der ausgeführten Motorgeometrie, als dass einerseits am Zylinderkopfdach wohl der Injektor berücksichtigt wird, nicht aber die Geometrie der geschlossenen Ladungswechselorgane, und andererseits dadurch, dass der Kolben zwar die aktuelle Kolbenmulde trägt, die notwendigen Ausnehmungen für die Ventiltaschen aber nicht berücksichtigt sind. Die nachfolgende Gegenüberstellung (Bild 6–73) zeigt anhand von CAD-Bildern für den Kolben und anhand des Berechnungsgitters für die CFD-Gemischbildungssimulation die geometrischen Unterschiede zwischen vereinfachtem und finalelem Motormodell für  $\varepsilon = 22$ .

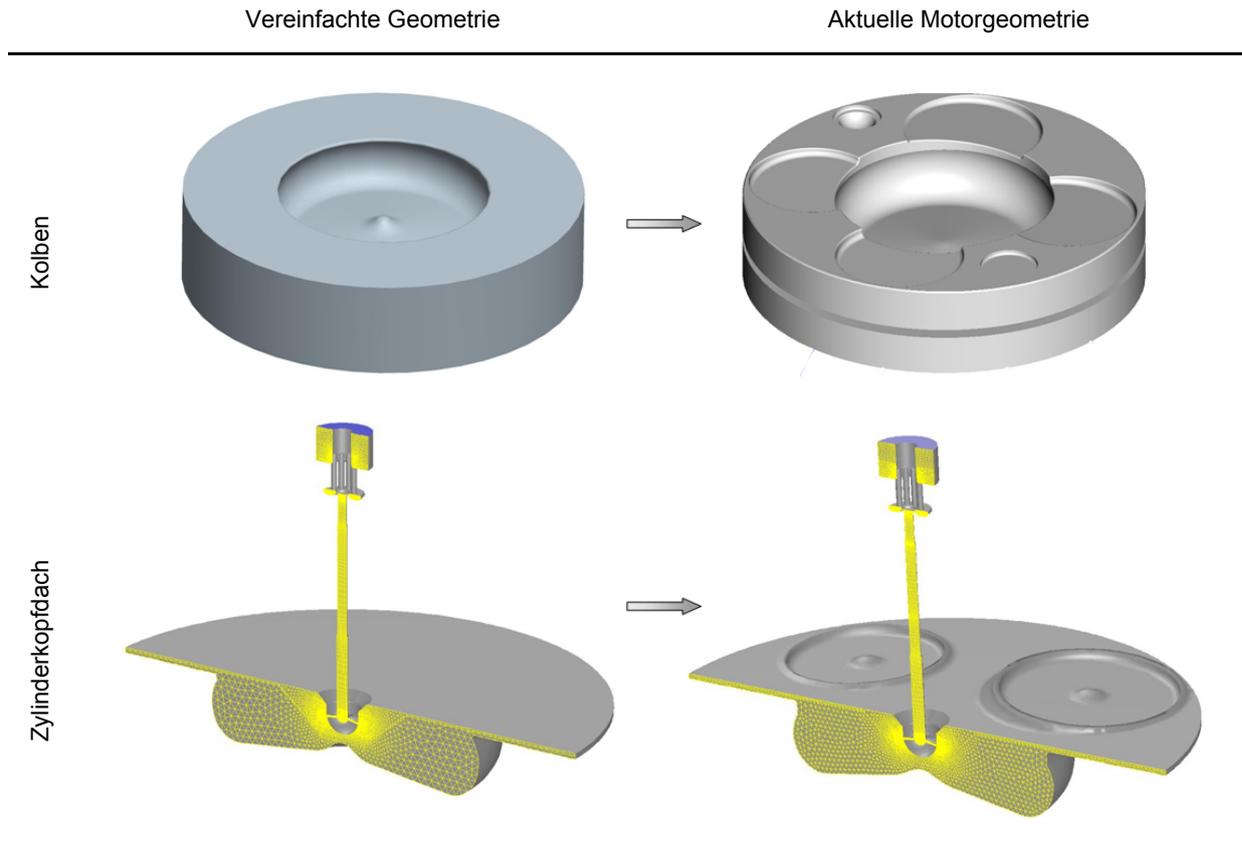


Bild 6–73: Unterschiede zwischen vereinfachtem und finalem 3D-Motormodell

In der rechten Spalte in obiger Zusammenstellung sind die am Forschungsmotor ausgeführten Geometrien von Kolben und Zylinderkopfdach dargestellt. Der Kolben trägt dabei sowohl die notwendigen Ventiltaschen, als auch zusätzlich die Freischnitte für eine radial relativ weit außen angeordnete Zündkerze und für einen in seitlicher Position eingebauten Injektor. Aus Sicht der Simulation führt die Berücksichtigung dieser Geometrien zu einem wesentlich komplexeren Aufbau vor allem der Layering-Schicht für die Abbildung der Kolbenbewegung.

Im Bereich der Ventile ist eine einfache scheibenförmige Ausbildung dieser Schicht nicht mehr möglich, weil die geschlossenen Ventile im OT teilweise unterhalb der Kolbenoberkante liegen. Die Layering-Schicht ist daher – gleich wie im Bereich der Injektordüsen Spitze – zu unterbrechen und mit Hilfe von kegelmantelförmigen Konturen um die jeweiligen Bauteile so eng wie möglich herumzuführen, was zusätzlichen vernetzungstechnischen Aufwand bedeutet, um die Zellverzerrungen im Bereich der an die Layering-Schicht angeschlossenen unstrukturierten Tetraedernetze nicht zu groß werden zu lassen. Bild 6–74 zeigt dazu schematisch die Topologie des Berechnungsgitters im Bereich um das Einlassventil.

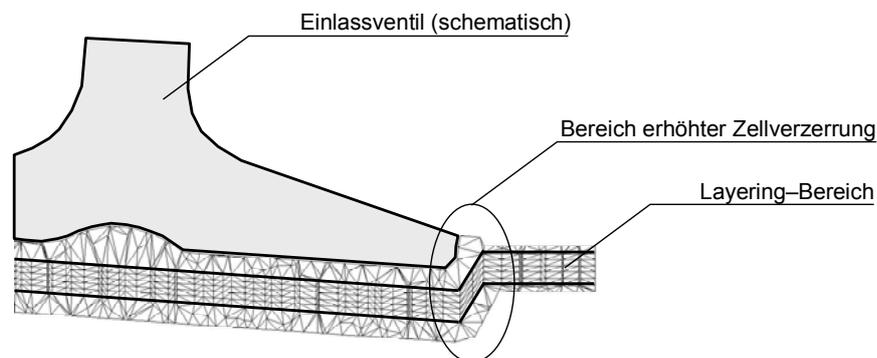


Bild 6–74: Netztopologie im Bereich des Einlassventils am finalen 3D-Motormodell

Andererseits muss bei einem derart geometriesensitiven Gemischbildungssystem jedenfalls der – zumindest rechnerische – Beweis geführt werden, dass die vom Konstrukteur vorgenommenen und für die Funktion bzw. Fertigung notwendigen Geometrieadaptierungen das grundsätzliche Konzept des Gemischbildungssystems nicht negativ beeinflussen. Die damit in Verbindung stehenden Aufwände sind daher in Kauf zu nehmen.

Zum Zeitpunkt der Durchführung der Berechnungen am 3D-Modell mit finaler Motorgeometrie waren am thermodynamischen Forschungsmotor die Untersuchungen zur motorischen Wasserstoff-Selbstzündung bereits im Gange. Es konnte daher für die Berechnungen auf einen am Prüfstand realisierten Selbstzündungsbetriebspunkt zurückgegriffen werden, dessen Daten nachfolgend in Tabelle 6-7 zusammengefasst sind. Das in Tabelle 6-7 angegebene Luftverhältnis berechnet sich aus den gemessenen Massen von Luft und Kraftstoff. Wie in den vorangegangenen Kapiteln schon mehrfach gezeigt, verbleibt ein nicht unwesentlicher Teil des über den Nadelsitz im Injektor strömenden Kraftstoffes im Injektorschadraum und steht daher im Brennraum zu Verbrennungsbeginn noch nicht zur Verfügung, so dass in Summe das globale Luftverhältnis im Brennraum deutlich größer ist.

Betriebspunkt	Drehzahl	2000 min <sup>-1</sup>
	Verdichtung	22
	Indizierter Mitteldruck $p_i$	3.3 bar
	Indizierter Hochdruckwirkungsgrad $\eta_{i-HD}$	40.5 %
	Einblasebeginn	10°KW v.ZOT
	Aufladegrad	1
	Kraftstoffvordruck	200 bar
Simulation	Berechnungsbeginn	11°KW v.ZOT
	Brennraumdruck bei Berechnungsbeginn	43 bar
	Brennraumtemp. bei Berechnungsbeginn	1064 K
	Turbulenzmodell	Realizable $k\epsilon$
	Genauigkeitseinstellung	"dp", double precision

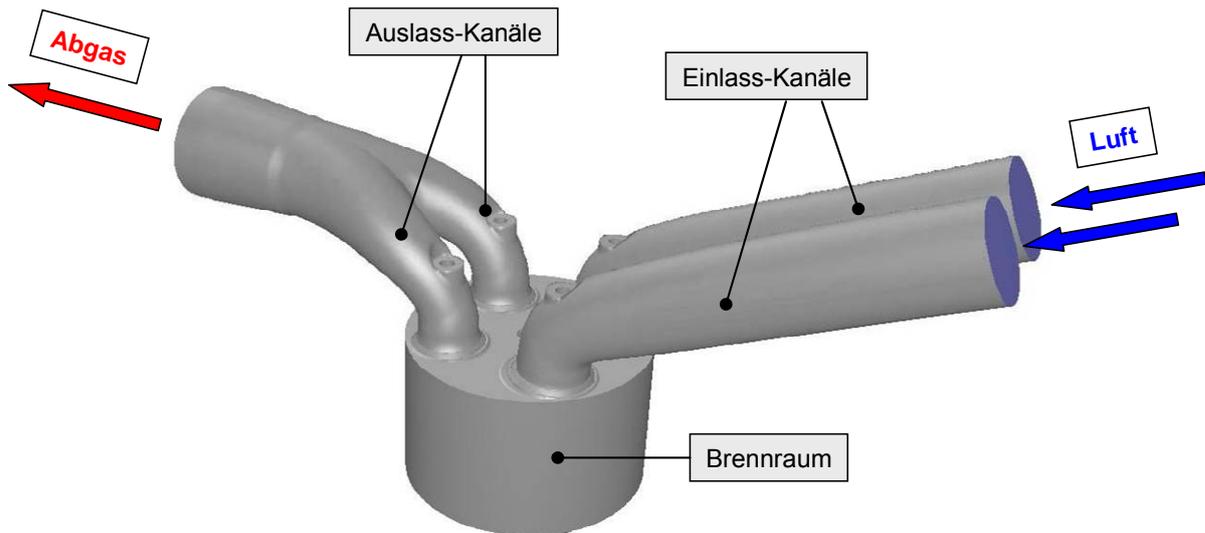
Tabelle 6-7: Betriebspunkt und CFD-Einstellungen für die Berechnung mit aktueller Motorgeometrie

Bei diesem den Berechnungen zugrunde gelegten Betriebspunkt handelt es sich um einen Selbstzündungspunkt im Saugbetrieb. Wie zuvor in 6.3.1 ausgeführt, reicht selbst ein Verdichtungsverhältnis von  $\epsilon = 22$  im Fall des freisaugenden Motorbetriebes nicht aus, um die für die Selbstzündung im Motor notwendigen Temperaturen bereit zu stellen (vgl. Bild 6–13). Es muss daher auf eine Vorwärmung der Ansaugluft zurückgegriffen werden, die mittels eines in die Saugstrecke eingebundenen Heizers für diesen Betriebspunkt so eingestellt wurde, dass die Ansaugluft auf  $T_{\text{Saug}} = 150^\circ\text{C}$  erwärmt wird.

#### 6.4.5.1 Simulation des Ladungswechsels bei 2000 min<sup>-1</sup>

Zur Berechnung des Ladungswechsels ist ein eigenständiges Modell erstellt worden, welches die Ladungswechselventile enthält und sich geometrisch von der Position der Druck- und Temperaturrandbedingungen an den Einlasskanälen bis zur entsprechenden Stelle am Auslasskanal erstreckt. Der prinzipielle Aufbau dieses Modells, die Topologie des zu Grunde gelegten Berechnungsgitters samt Abbildung der notwendigen Bewegungen am Kolben und an den Ladungswechselorganen sowie die grundsätzliche Methodik der Initialisierung und der Setzung der Randbedingungen entsprechen jenen des Ladungswechselmodells für den Forschungsmotor mit Ottogeometrie (vg. 5.2.1, 5.2.2 und 5.2.3) und sollen an dieser Stelle nicht mehr gesondert behandelt werden.

Im Unterschied zum Modell für den Forschungsmotor mit Ottogeometrie wurde jenes für den H<sub>2</sub>-CI Motor als Vollmodell ausgeführt (Bild 6–75). Es verzichtet somit auf die Nutzung der geometrischen Symmetrie des gegenständlichen Motors, um die symmetrische Ausbildung der Strömung verifizieren zu können, anstatt sie vorauszusetzen.

Bild 6–75: Ladungswechsel-Vollmodell für den H<sub>2</sub>-DI Forschungsmotor

Am gegenständlichen Modell musste auf die Abbildung des Strömungsraumes im Injektor verzichtet werden, um die Anzahl der Gitterzellen, die ohne Abbildung des Injektors ohnehin schon bei etwa 1.3 Millionen in OT-Stellung liegt – auf ein mit PC-Hardware handhabbares Maß zu beschränken. Dadurch kommt es zu einer Volumsänderung, die sich auf die angesaugte Luftmasse sowie auf die Verläufe von Druck und Temperatur auswirkt. Durch das Material der in den Brennraum ragenden Düsen Spitze wird das Zylindervolumen verringert, während die Düsenaustrittsbohrungen und der daran angeschlossene Injektorschadraum letzteres wieder vergrößern. Bei der gegebenen Geometrie heben sich beide Einflüsse nahezu auf, so dass die Simulation am Ende der Kompression im Vergleich zur Messung eine um weniger als 1% erhöhte Luftmasse errechnet. Würde man anstatt der hier gewählten Vorgehensweise zwar die äußere Kontur der Düsen Spitze, nicht aber den Schadraum im Injektor, für die Modellierung berücksichtigen, so fielen der Fehler wesentlich größer aus. Die nachfolgenden Diagramme (Bild 6–76) stellen die errechneten Verläufe für Zylinderdruck, Zylindertemperatur und turbulent-kinetische Energie dar.

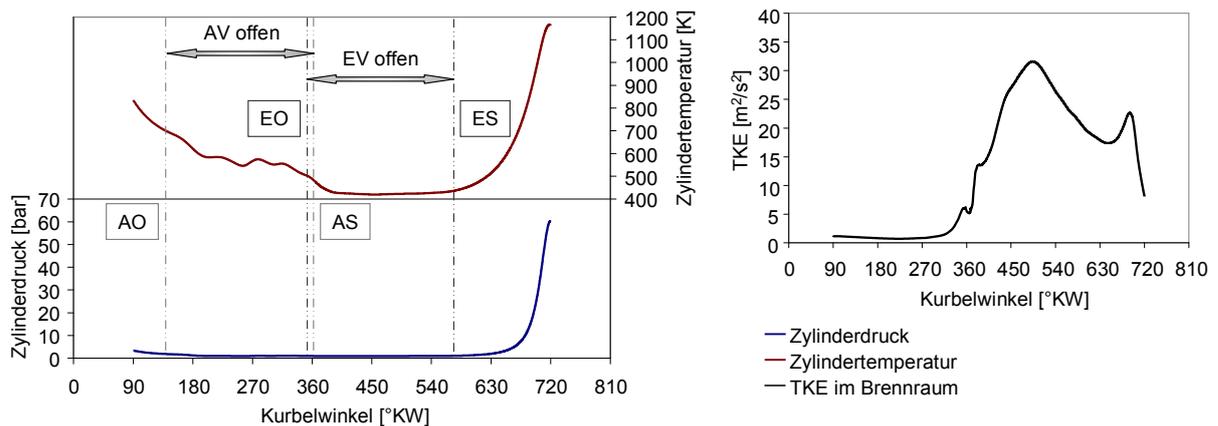


Bild 6–76: Druck, Temperatur und turbulent-kinetische Energie während der Ladungswechselphase

Die Berechnung wird in der Expansionsphase bei 90°KW mit homogenem Verbrennungsgas beim jeweiligen Luftverhältnis initialisiert. Gerade bei sehr späten Einblasungen muss die Annahme der Ausbildung eines vollkommen homogen im Brennraum verteilten Verbrennungsgases bis zum Berechnungsbeginn kritisch hinterfragt werden, eine bessere Aussage kann ohne ein Verbrennungsmodell aus der CFD-Rechnung jedoch nicht entnommen werden, so dass diese Unsicherheit in Kauf genommen werden muss. Während Druck- und Temperaturverläufe im Wesentlichen den Erwartungen entsprechen, zeigt sich am Verlauf der TKE am Ende der Verdichtung eine leichte Überhöhung.

In Summe bleibt die TKE in der Ladungswechselphase bei der gewählten Drehzahl jedoch deutlich unter den Werten während der Einblasung, welche somit für die hier betrachteten niedrigen Drehzahlen als der maßgebliche Turbulenzgenerator identifiziert werden kann. Dies deckt sich auch mit den am H<sub>2</sub>-SI Motor gesammelten Erfahrungen [7].

Bei der CFD-Analyse von am Motorenprüfstand dargestellten Betriebspunkten liegt der wesentliche Benefit einer Ladungswechselrechnung indes nicht auf der genauen Abbildung der Verläufe von Druck und Temperatur, sondern in der Ermittlung der Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder als Startbedingungen für die nachfolgende Gemischbildungsrechnung. Während die Werte von Druck und Temperatur beim Umstieg auf das Gemischbildungsmodell noch gegebenenfalls entsprechend den Messwerten nachjustiert werden können, existieren für Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder keinerlei Messungen. Einige Prozent Abweichung der genannten Werte wirken sich auf deren Verteilungen nur wenig aus, so dass kleine geometrische Vereinfachungen gerechtfertigt erscheinen.

Bild 6–77 zeigt als ein Ergebnis der Ladungswechselsimulation die Stromlinien der Einlassströmung über einen der beiden Einlasskanäle bei voll offenen Einlassventilen. Beide Bilder repräsentieren dabei die gleiche Kurbelstellung, die Zerlegung in zwei Darstellungen sowie die Beschränkung auf nur einen der beiden Einlasskanäle dient hier lediglich der besseren Übersicht.

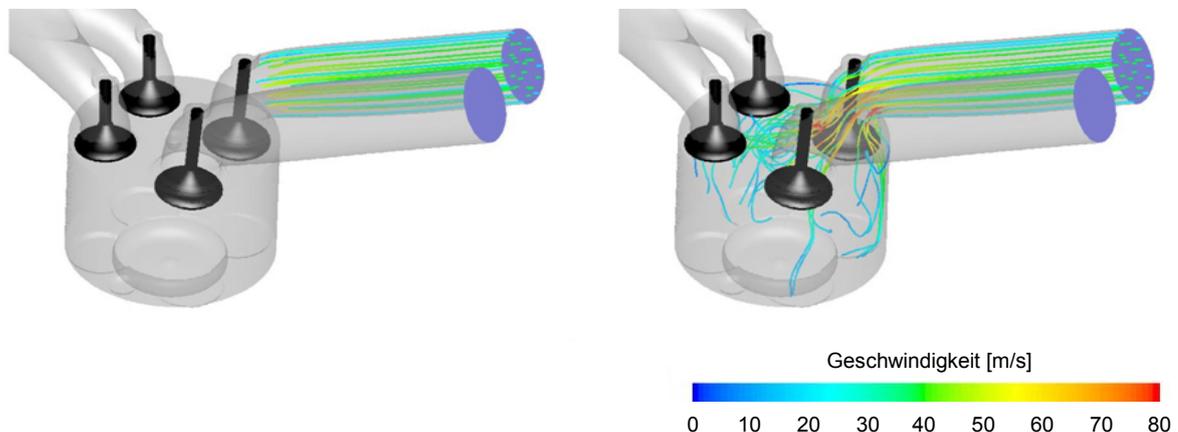
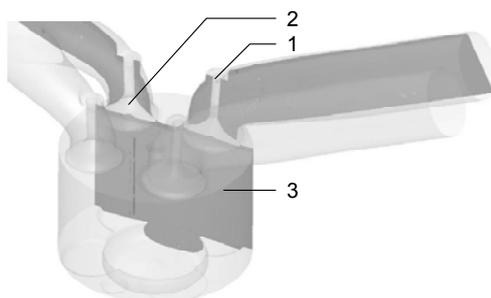


Bild 6–77: Stromlinien bei voll offenen Einlassventilen

Das linke Bild zeigt die gleichmäßige Strömung der Ansaugluft entlang des Einlasskanals. Die Geschwindigkeiten nehmen dabei zu den Wänden hin ab, wo die bekannten Haftbedingungen erfüllt werden müssen. Danach zeigt sich eine Erhöhung der Geschwindigkeiten einerseits an der Innenseite des Kanals im Bereich der Strömungsumlenkung in Richtung des Ventils und andererseits an der Ventulumströmung selbst. Im Bild rechts ist weiters eine Strömungstendenz in Richtung der in dieser Phase geschlossenen Auslassventile zu erkennen, so dass die einströmende Luft nahezu den gesamten Brennraum erfassen kann.

Die folgende Bildreihe (Bild 6–78) zeigt die Verteilungen von Geschwindigkeit und turbulenter kinetischer Energie in einer zur Symmetrieebene des Motors parallelen Ebene, welche jeweils einen Ein- bzw. Auslassventilschaft schneidet. Die Positionierung der Beobachtungsebene für die nachfolgenden 2D-Bilder ist anhand untenstehender 3D-Skizze verdeutlicht.



- 1 ... Einlassventil
- 2 ... Auslassventil
- 3 ... Beobachtungsebene

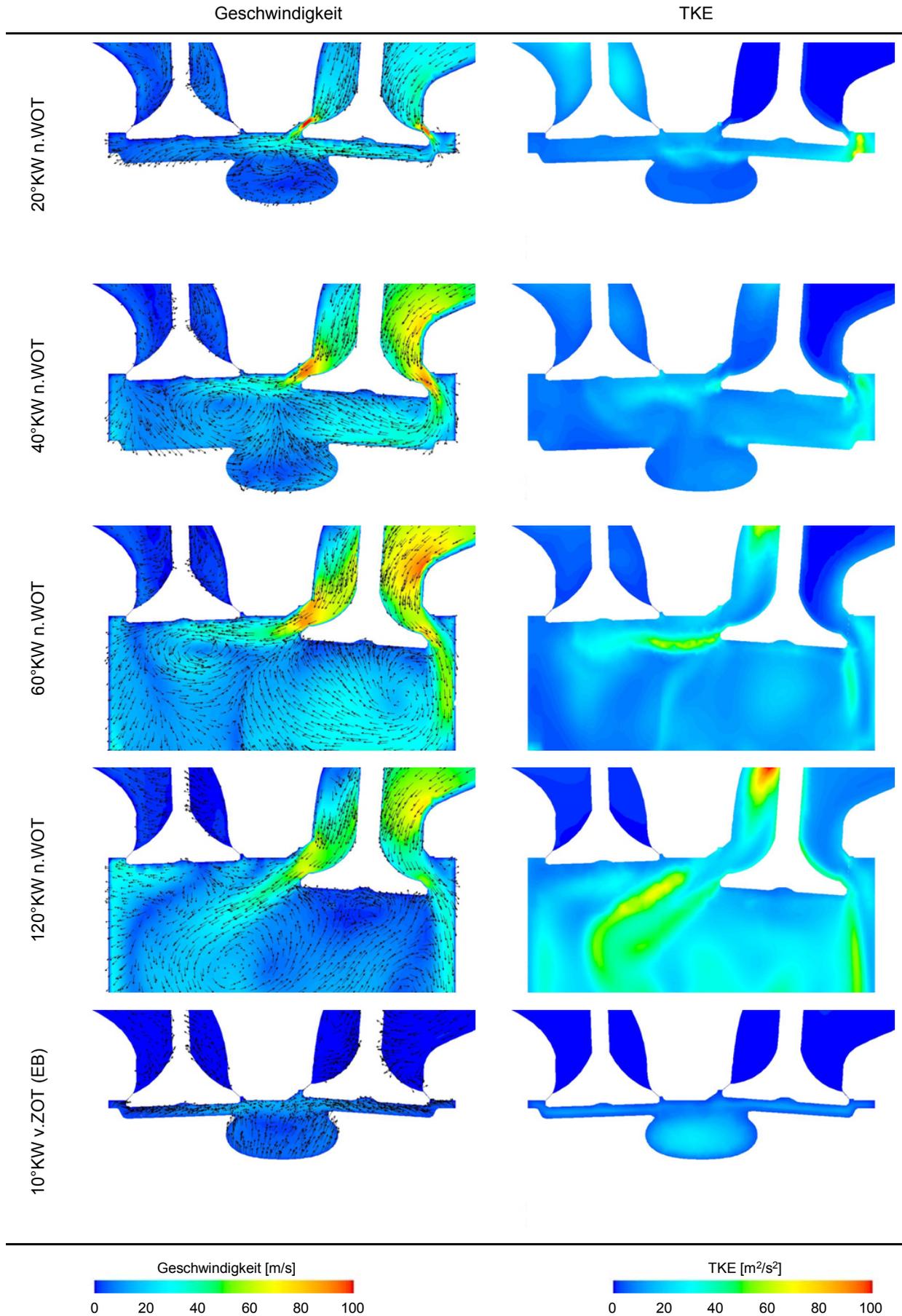


Bild 6–78: Geschwindigkeit und Turbulenz während der Einlassphase und zum Einblasebeginn (EB)

Links in den einzelnen Gegenüberstellungen in Bild 6–78 ist jeweils die Geschwindigkeitsverteilung dargestellt. Die Höhe der Geschwindigkeit lässt sich dabei anhand der Einfärbung der Beobachtungsebene ablesen, während die überlagerten Pfeile deren Richtung anzeigen. Rechts davon ist jeweils die Verteilung der turbulent-kinetischen Energie in derselben Ebene dargestellt.

Am H<sub>2</sub>-CI Forschungsmotor öffnen die Einlassventile bei 8°KW v.WOT. Die zu Beginn flach verlaufenden Ventilhubkurven bedingen den im ersten Bild für 20°KW n.WOT ersichtlichen, moderaten Ventilhub. Im schmalen Spalt zwischen Ventil und Ventilsitz lässt sich bereits die Geschwindigkeitsüberhöhung der beginnenden Einlassströmung erkennen, die aufgrund des geringen Platzangebotes auf der rechten Seite sofort in Richtung Brennraumzentrum umgelenkt wird. Im engen Spalt zwischen Ventil und Ventilsitz ist die Strömung einerseits stark gerichtet, und andererseits bedämpfen die eng beieinander liegenden Wände die Turbulenz in diesem Bereich effektiv, wie aus der rechten Darstellung abgelesen werden kann.

Im weiteren Verlauf des Saughubes vergrößern sich sowohl die Überströmspalte an den Ventilen durch den steigenden Ventilhub, als auch das zur Verfügung stehende Brennraumvolumen. Bei 40°KW n.WOT ist die beginnende Ausbildung eines im Uhrzeigersinn drehenden Wirbels zu erkennen, der durch die Umlenkung am nahe liegenden Liner erzwungen wird. Dahingegen legt sich die im Bild links vom Ventilschaft einströmende Luft in dieser Phase am Zylinderkopfdach an und gelangt so in den Bereich unter den Auslassventilen, wo sich ein im Gegenuhrzeigersinn drehender Wirbel ausbildet. Jeweils in den Gebieten der Strömungsablösung zeigen sich dabei Turbulenzüberhöhungen, die bereits 20°KW später stärker ausgeprägt erscheinen. Die einströmende Luftmasse legt sich nach der Ventilüberströmung am Liner bzw. am Zylinderkopfdach an. In den Ablösebereichen bestehen weiterhin die beiden oben beschriebenen Wirbel, deren Zentren sich in Richtung Kolben bzw. weiter in Richtung der Auslassventile verlagern.

Später im Ansaugtakt ändert sich das Strömungsbild insofern, als dass die im Bild links vom Ventilschaft einströmende Luft sich nicht mehr am Zylinderkopf anlegt, sondern auch vom Ventilsitz ablöst und in einem Winkel von etwa 45° direkt in den Brennraum einströmt. Die zusätzliche Strömungsablösung führt auch hier wieder zu einer entsprechenden Turbulenzüberhöhung.

Das letzte Bild der Reihe zeigt die Verhältnisse am Beginn der Einblasung knapp vor dem ZOT. Es wird deutlich, dass weder die beiden Wirbel, noch die Turbulenzüberhöhungen bis zu diesem Zeitpunkt erhalten werden können. Bei der gewählten Drehzahl von 2000 min<sup>-1</sup> erkennt man an den Richtungen der Geschwindigkeit im Bereich der Quetschspalte zwar ein moderates Ausströmen, von einer nennenswerten Quetschströmung, die ein direktes Eindringen von Gemisch infolge einer Hochdruckdirekteinblasung wirkungsvoll bremsen könnte, kann aber keinesfalls ausgegangen werden.

Es ist demnach für die Gemischbildungssimulation bei niedrigen Drehzahlen nicht zwingend erforderlich, die Ergebnisse der Ladungswechselrechnung als Startwerte zu unterstellen. Für die Berechnung bei höheren Drehzahlen steht jedoch eine Methodik zur Verfügung, welche die Berücksichtigung der zunehmenden Einflüsse des Ladungswechsels ermöglicht.

#### **6.4.5.2 Simulation der Gemischbildung**

Der Nadelhub wurde entsprechend der für diesen Betriebspunkt gemessenen Nadelhubkurve modelliert. Zusätzlich sollte im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen versucht werden, die Berechnungen dadurch noch näher an die tatsächlichen Verhältnisse heranzuführen, indem der in der Simulation vor Öffnung des Tellerventils bereits vorhandene Strömungsspalt zwischen Tellerventil und Ventilsitz in seiner Höhe weiter reduziert wird. Dazu sind entsprechende Nadelhubkurven modelliert worden, die diesen Spalt von ursprünglich 1/100stel Millimeter – dies entspricht einem Zehntel des eingestellten Maximalhubes am realen Injektor – in Schritten von 2/1000stel Millimetern sukzessive bis auf einen Minimalwert von 0.002 mm reduzieren. Im nachfolgenden Diagramm (Bild 6–79) sind diese Nadelhubkurven einer geometrischen Übersicht des entsprechenden Gitterbereiches gegenübergestellt.

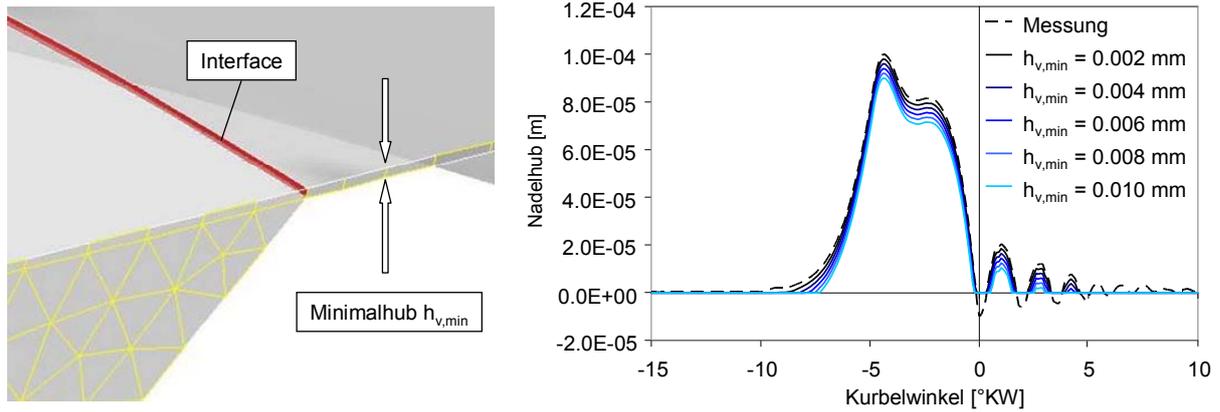


Bild 6–79: Variation des Nadelhubes für die GB-Berechnung an der finalen Motorgeometrie

Im Vergleich zur gemessenen Nadelhubkurve (gestrichelt) wurden bei den für die CFD-Berechnung modellierten Verläufen die negativen Kurvenanteile im Bereich der Nachschwingungen entfernt, weil es sich dabei höchstwahrscheinlich um Schwingungen im Wegmesssystem bzw. um elastische Schwingungen der Injektornadel selbst handelt. Die Kurven unterscheiden sich von der Messkurve jeweils durch Abzug der Höhe des im Modell als Minimalhub verbleibenden Strömungsspalt am Tellerventil. Dabei wurde die Skalierung der Hubkurven so gewählt, dass deren höchster Punkt dem Maximalhub des Injektors entspricht. Unterstellt man die zuvor angesprochenen Schwingungen auch in der Öffnungsflanke, dann müsste die erste Überhöhung des Nadelhubes auch diesen Schwingungen zugeordnet werden, was die Umskalierung der Kurven notwendig machen würde. Mangels belastbarer Aussagen dazu kann aber im Vorfeld der Rechnungen nicht mit hinreichender Bestimmtheit vorhergesagt werden, welche der beiden Varianten den tatsächlichen Verhältnissen am nächsten kommt.

Die wesentliche Aussage aus den Berechnungsversuchen mit reduzierter Spalthöhe wäre dadurch ohnehin keine andere. Es zeigt sich nämlich, dass es im gegenständlichen Berechnungsgitter bei Spalthöhen  $h_{v,min} < 0.008$  mm zu massiven Unregelmäßigkeiten beim Überströmen des Wasserstoffs über das Interface im Modell kommt, die physikalisch nicht begründbar sind. Bild 6–80 zeigt diese Anomalien anhand des zeitlichen Verlaufes der Strömung über den Spalt bei  $h_{v,min} = 0.002$  mm und vergleicht mit einer korrekten Rechnung bei  $h_{v,min} = 0.01$  mm.

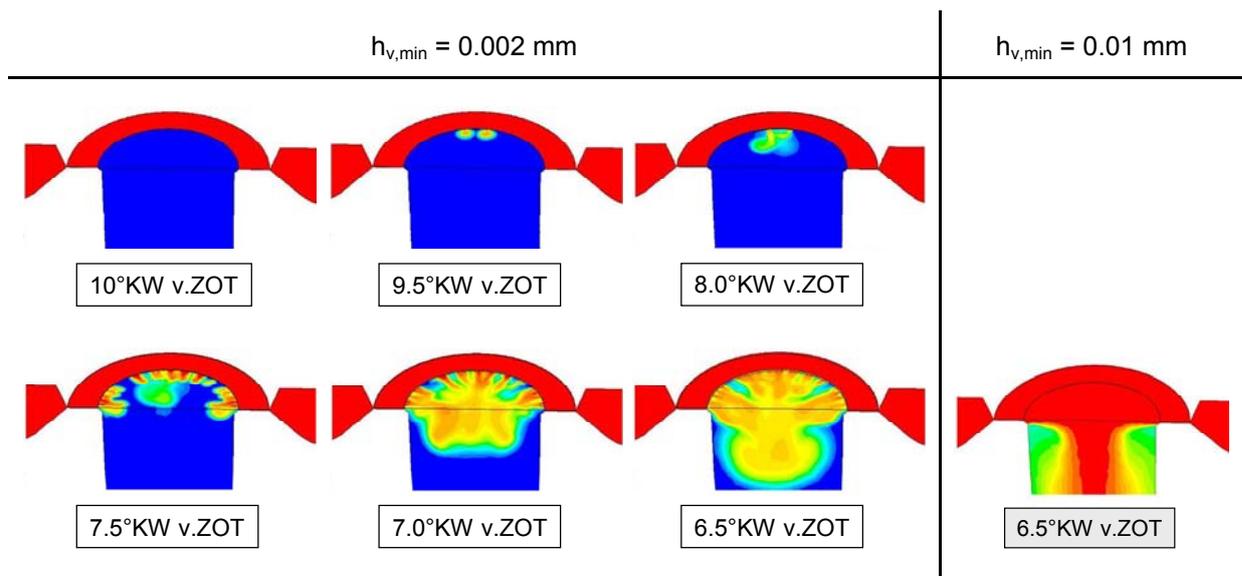
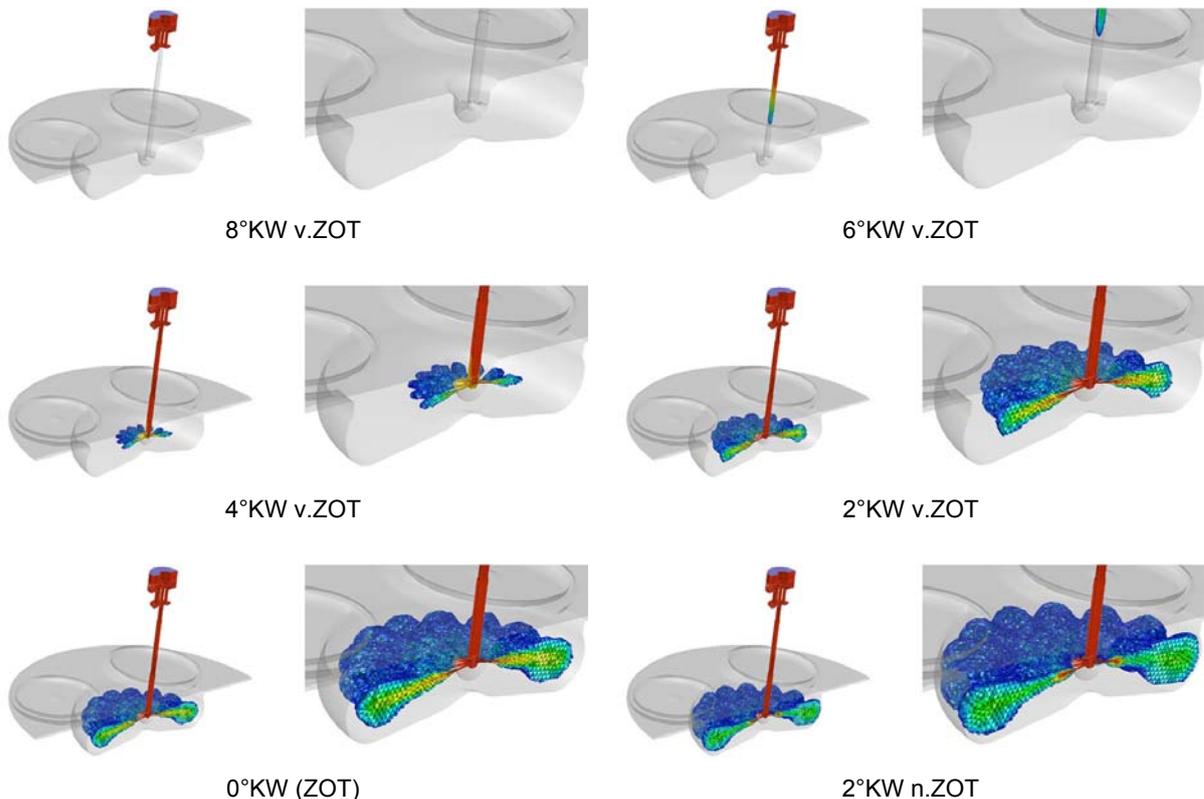


Bild 6–80: Fehlerhafte Berechnung bei reduziertem Minimalspalt am Tellerventil

Das erste Bild zeigt den Einblasbeginn bei  $10^\circ\text{KW v.ZOT}$ . Zu diesem Zeitpunkt öffnet sich im Modell das Interface am Spalt zwischen dem Tellerventil und seinem Sitz. Die nachfolgenden Bilder zeigen ein beginnendes Ausströmen von Wasserstoff an nur zwei Stellen am Interface und die darauf einsetzende Durchmischung mit der umgebenden Luft in diesem Bereich des Injektorschadtraumes. Erst bei etwa  $7.5^\circ\text{KW v.ZOT}$  zeigen sich weitere  $\text{H}_2$ -Jets, die an mehreren am Umfang verteilten Stellen aus dem Spalt austreten, wobei immer noch große Bereiche des Spaltes keine Wasserstoffströmung aufweisen. Im weiteren Verlauf der Einblasung kommt es dann zu einem Zusammenschluss der einzelnen Strahlen zu einer kombinierten Kraftstoffwolke, die aber – wie der Vergleich mit den Ergebnissen einer Rechnung mit größerem Minimalspalt und ansonsten identischen Bedingungen rechts unten in Bild 6–80 zeigt – mit deutlich zu geringer Geschwindigkeit nach unten in Richtung der Düsenspitze wandert. Bei der korrekt funktionierenden Berechnung hat sich zum entsprechenden Zeitpunkt bereits eine Wasserstoffströmung eingestellt, die den gesamten Überström-spalt erfasst hat. Der austretende Wasserstoff hat sich zu einem gemeinsamen nach unten orientierten, weitgehend symmetrischen Einblasestrahls zusammengeschlossen, was in dieser Form auch den Erwartungen entspricht.

Das Modell zeigt für alle minimalen Spalthöhen von  $h_{v,\min} < 0.008\text{ mm}$  ein ähnliches Verhalten, so dass diese weitere Anpassung an die realen Verhältnisse im Injektor aufgrund von Limitierungen im CFD-Code für die weiteren Berechnungen nicht umsetzbar ist. Aufgrund des kaum vorhandenen Unterschiedes in den Ergebnissen bei den Berechnungen mit  $h_{v,\min} = 0.008\text{ mm}$  bzw.  $h_{v,\min} < 0.01\text{ mm}$  ist schlussendlich entschieden worden, bei der Modellierung der minimalen Spalthöhe am Modell beim Wert  $h_{v,\min} = 0.01\text{ mm}$ , der bereits für die zuvor vorgestellten Untersuchungen an der vereinfachten Geometrie (vgl. 6.4.4) ausgewählt worden ist, zu bleiben.

Mit diesen Einstellungen wurde am Modell mit finaler Motorgeometrie für den in Tabelle 6-7 spezifizierten Betriebspunkt eine Simulationsrechnung zur Einblasung und Gemischbildung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Bildreihe (Bild 6–81) in Form der Verteilung des lokalen Luftverhältnisses in zwei Ansichten zu ausgewählten Kurbelwinkelpositionen dargestellt.



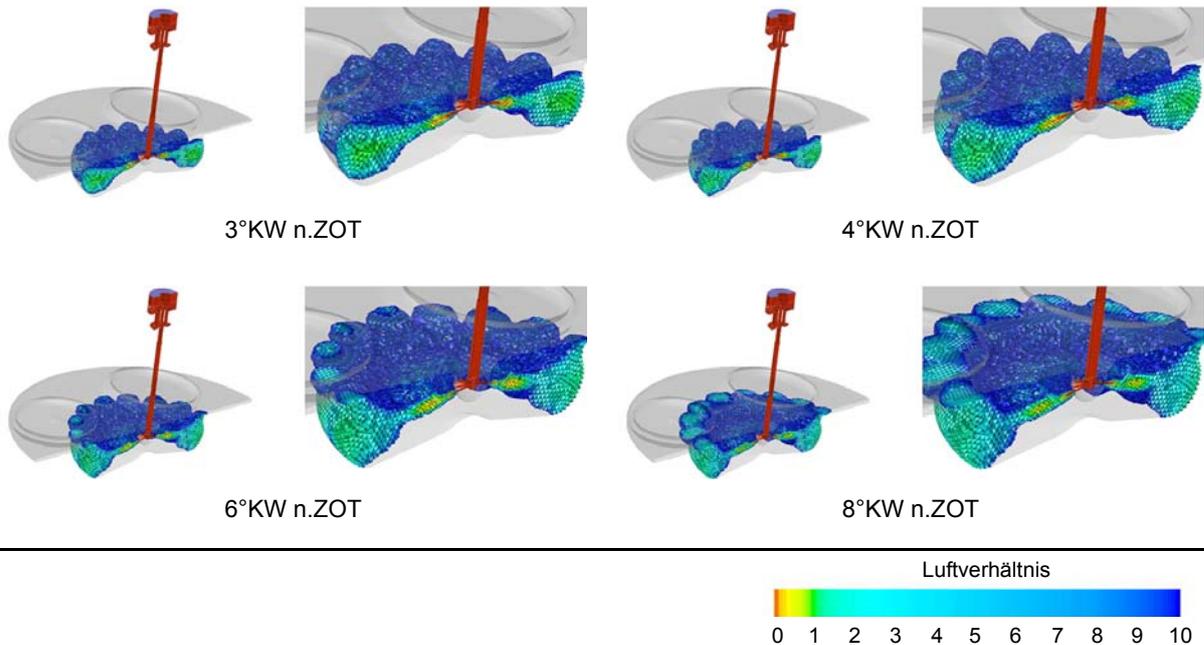


Bild 6–81: Berechneter Gemischbildungsprozess für einen gemessenen Betriebspunkt mit Selbstzündung

Das Bild für 8°KW v.ZOT zeigt die Verhältnisse genau beim Öffnen des Interface. Der Wasserstoff ist dem Injektorschadraum mit seinem Kraftstoffvordruck vorgelagert. Im Vergleich zum gemessenen Nadelhub muss dieser Zeitpunkt nach spät verschoben werden, weil durch den bereits zu Beginn der Einblasung bestehenden Minimalspalt ein größerer Strömungsquerschnitt freigegeben wird als es die am realen Bauteil zu Beginn sehr flach verlaufende Nadelhubkurve zulässt. Das bedingt einen vergleichsweise größeren Massenstrom zu Beginn der Simulation, was durch Verschiebung des Öffnungszeitpunktes entsprechend zu kompensieren versucht werden soll. Dabei wird die Nadelhubkurve vom ersten Öffnen bis zum Erreichen eines dem Minimalspalt am Modell entsprechenden Nadelhubes durch ein flächengleiches Rechteck ersetzt.

2°KW später ist der Wasserstoff schon in den Injektorschadraum eingedrungen und es zeigt sich die beginnende Durchmischung mit der darin befindlichen Luft. Im nächsten Bild zeigen sich bereits Kraftstoffkeulen, die aus dem Injektor über die Düsenlöcher in den Brennraum übertreten. Bemerkenswert ist die doch relativ rasche Durchmischung mit der umgebenden Luft. So zeigt sich beispielsweise nur direkt an den Austrittsbohrungen reiner Kraftstoff im Strahlkern. Die radial weiter außen liegenden Bereiche des Strahlkernes bestehen zwar aus fettem Gemisch, zeigen sich aber dennoch bereits in dieser frühen Phase der Gemischbildung leicht vorgemischt. Die für konventionelle Dieselmotoren typische Makromischung, bei der an einem Einblasestrahl von außen nach innen typischerweise alle Mischungsverhältnisse zwischen reiner Luft und reinem Kraftstoff auftreten, kann demnach bei dieser Konfiguration nicht nachgewiesen werden. Zudem würde beim flüssigen Dieselmotoren eine leichte Durchdringung mit Luft erst dann zu einem brennbaren Gemisch führen, wenn auch genügend Wärme für den notwendigen Phasenübergang im Kraftstoff zur Verfügung stünde. Beim Wasserstoff darf in fetten – und bei Einblasung auf Umgebungstemperaturniveau damit auch kalten – Bereichen aufgrund seiner hohen Selbstzündungstemperaturen zwar kaum eine reguläre Primärentflammung erwartet werden, Klopferscheinungen im Falle starker Wärmefreisetzungen in benachbarten Bereichen des Brennraums können jedoch aus Sicht der Gemischbildung im fetten, gasförmigen Gemisch nicht von vorne herein ausgeschlossen werden.

Noch einmal 2°KW später kann bereits in dieser frühen Phase ein Zusammenschluss der Einzeleinblasestrahlen zu einer gemeinsamen Ringstruktur im Brennraum beobachtet werden.

In weiterer Folge der Einblasung dringen die zu einer gemeinsamen Struktur verbundenen Kraftstoffjets immer weiter in den Brennraum ein, wobei keinerlei Tendenzen in der sich ausbildenden Kraftstoffwolke zum Anlegen an die Brennraumwände zu erkennen sind. Ohne Kontakt zu Zylinderkopfdach oder Kolbenboden erreicht die Kraftstoffwolke etwa zu Ende der Einblasung bei 3°KW n.ZOT die radiale Bewandung der Kolbenmulde. Der Zeitraum zwischen Einblasebeginn und Kraftstoffanlagerung entspricht somit der avisierten Millisekunde.

Es kommt danach zu einem Aufstauen der Strömung und dem damit verbundenen Geschwindigkeitsverlust. Die sich aufstauende Gemischwolke beginnt dann langsam über die Ränder der Mulde in die Bereiche der Quetschflächen vorzudringen. Ein erstes Anlegen von Gemisch am Zylinderkopfdach lässt sich bei etwa 6°KW n.ZOT erkennen. In weiterer Folge kommt es zu einem verstärkten Eindringen von Gemisch in die Quetschspalte. Zusätzlich lässt sich, wie auch schon bei den zuvor gezeigten Untersuchungen, ein verspätetes Austreten von Kraftstoff aus dem Injektorschadraum beobachten, das durch die fortschreitende Expansion laufend angetrieben wird.

Die erwartete radialsymmetrische Ausdehnung der Gemischwolke zeigt, dass auch dieses Modell hinreichende Genauigkeit zur Abbildung der Gemischbildung bietet. Zudem ist das Fehlen jeglicher Tendenzen zum Anlegen des Gemisches an die Wände ein Beleg dafür, dass das für entsprechend späte Einblasungen ausgelegte Gemischbildungssystem auch in der finalen Motorgeometrie entsprechend seiner Konzeption funktioniert.

Bild 6–82 zeigt auch für diese Konfiguration die einzelnen Wasserstoffmassenströme, die sich an den jeweiligen Düsenlöchern ergeben.

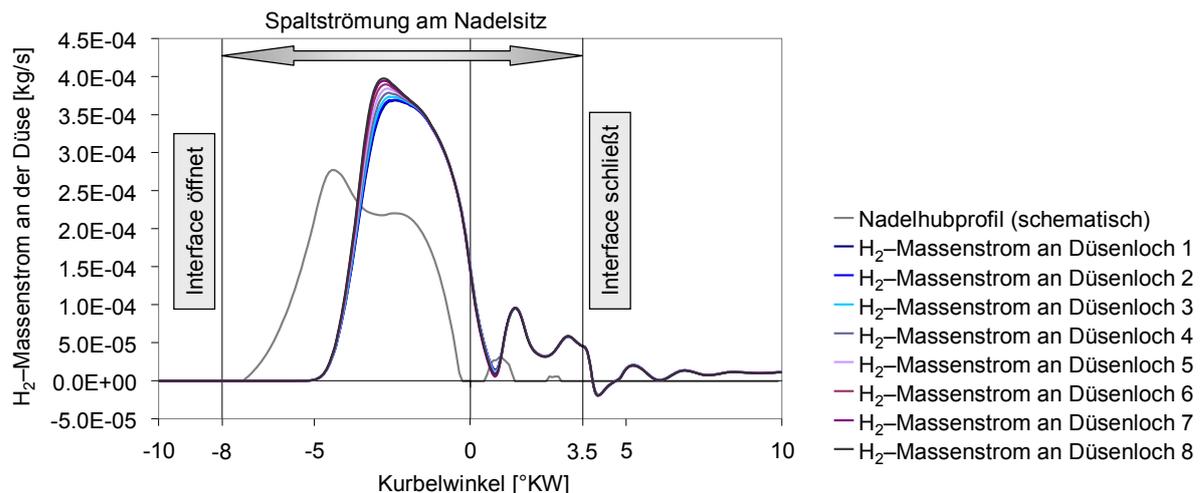


Bild 6–82: H<sub>2</sub>-Massenströme an den Düsenlöchern bei GB-Simulation an der finalen Motorgeometrie

Mit Ausnahme leicht unterschiedlicher Maximalwerte entsprechen die einzelnen Kurven einander sehr gut, so dass im Wesentlichen auch die Unterschiede zwischen den über die einzelnen Düsenaustrittsbohrungen transportierten Massen klein bleiben und somit von weitgehend radialsymmetrischer Einblasung ausgegangen werden darf.

Die schematisch dargestellte Nadelhubkurve lässt ihren ersten Anstieg erst etwa 1°KW nach dem Öffnen des Interfaces am Modell erkennen, davor verbleibt der Nadelhub in der Berechnung unverändert auf dem Niveau des gewählten Minimalspaltes entsprechend der obenstehenden Erklärung. Die Massenströme an den Düsenaustrittsbohrungen folgen in Bezug auf ihre Form im wesentlichen der Nadelhubkurve, es lässt sich jedoch ein deutliches zeitliches Nachlaufen relativ zum Nadelhub erkennen, welches den bereits in den Untersuchungen an den 2D-Ersatzmodellen identifizierten Vorgängen im Injektorschadraum geschuldet ist. Das modellierte Nadelhubprofil bildet zwei Nachschwingereignisse ab, die sich auch im Verlauf der Massenströme wiederfinden. Die Amplituden der weiteren Schwingungen in der gemessenen Nadelhubkurve (vgl. Bild 6–79) liegen unterhalb der gewählten minimalen Spalthöhe am Modell und können somit nicht berücksichtigt werden.

Am Ende der Einblasung erkennt man sofort den abfallenden Massenstrom an den Düsenlöchern. Im Anschluss kommt es, überlagert von einer durch das Schließen des Tellerventils bedingenen Schwingung, zu einer kontinuierlich anhaltenden, schwachen Einströmung von Kraftstoff in den Brennraum, die in dieser frühen Phase noch nicht der Expansion des Gases durch die Kolbenbewegung zugeschrieben werden kann. Hiefür verantwortlich ist der Abbau des Druckes im Injektorschadraum, der sich während des Nachströmens von Kraftstoff über das Tellerventil ebendort aufgebaut hat.

Für eine Verbrennung ergeben sich dadurch insofern unvorteilhafte Verhältnisse, weil je nach Brennraumgedruck ein nicht unwesentlicher Anteil des über den Spalt am Tellerventil eingeströmten Wasserstoffes vorerst im Schadraum des Injektors verbleibt und von dort erst mit Fortschreiten der Expansion in den Brennraum übertritt. Dieser Teil des Wasserstoffes steht also der Verbrennung nicht von Anfang an zu Verfügung. Je nachdem, ob diese Verbrennung beim späteren Eintritt des Wasserstoffs noch im Gange ist bzw. Druck, Temperatur und Radikalbelastung im Brennraum ausreichen, um den Kraftstoff umzusetzen, ergibt sich jedenfalls ein Wirkungsgradnachteil durch verschleppte bzw. unvollständige Verbrennung, der dem Injektordesign angelastet werden muss. Die nachfolgenden Diagramme (Bild 6–83) zeigen eine Gegenüberstellung der Wasserstoffmassen in Brennraum und Injektor bis zum Abbruch der Berechnungen bei 10°KW n.ZOT, wo sich im gegenständlichen Fall immerhin noch etwa 20% des Wasserstoffs im Injektor befinden.

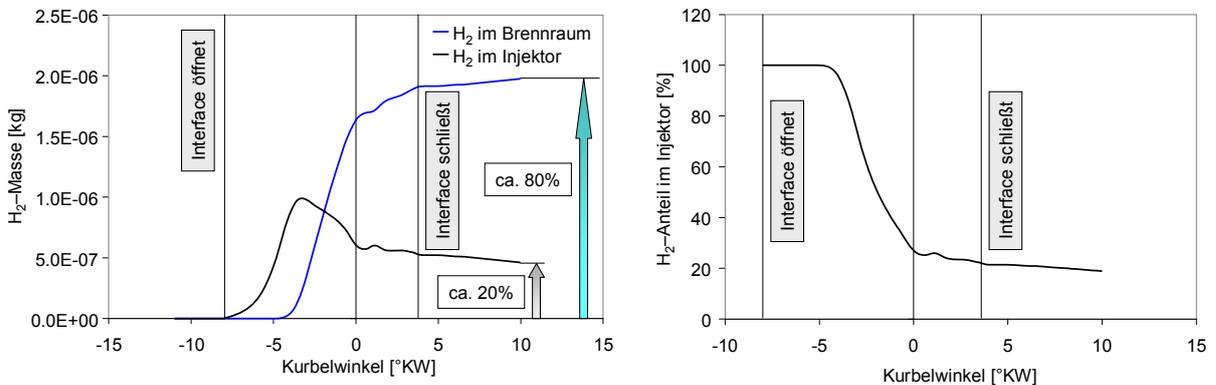


Bild 6–83: Verteilung der Wasserstoffmasse zwischen Brenn- und Injektorschadraum

Der oben beschriebene Einfluss des großen Schadraumes am eingesetzten Hochdruckeinblaseventil wirkt sich mit abnehmender Motorlast immer stärker aus, da diese bei der eingesetzten Qualitätsregelung über eine Verringerung der Einblasemenge realisiert wird. Bei entsprechend hohen Lasten reduziert sich demnach der prozentuelle Kraftstoffanteil, der im Injektorschadraum verbleibt. Der konzeptionelle Nachteil des Injektordesigns bleibt aber jedenfalls bestehen.

Bild 6–84 liefert abschließend eine Übersicht zur Turbulenz im Brennraum.

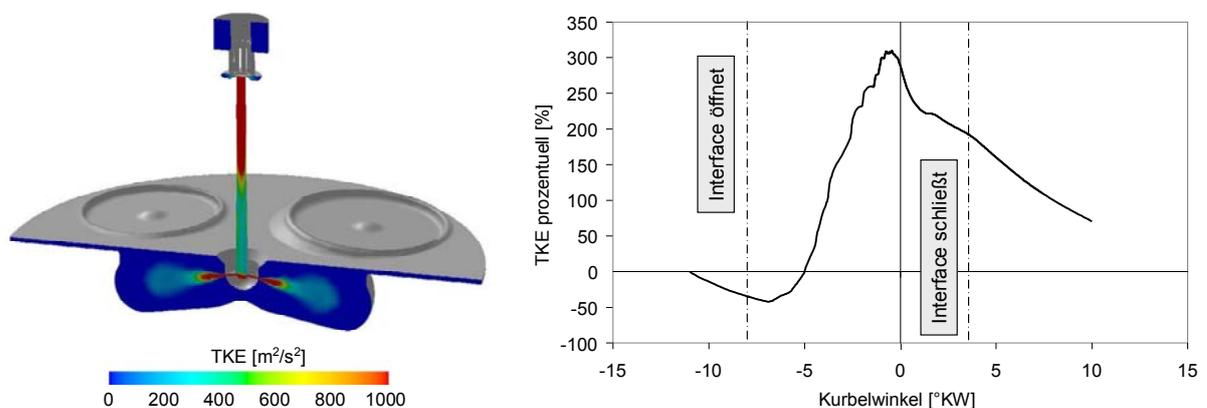


Bild 6–84: Lokale Verteilung (links) und Durchschnitt der TKE (rechts) im Brennraum während der Einblasung

Im Bild 6–84 links ist dazu die lokale Verteilung der TKE auf der Symmetrieebene des Gemischbildungsmodells bei voll offenem Einblaseventil dargestellt. Man erkennt, dass die höchsten Turbulenzwerte einerseits im Injektorschadraum in direktem Anschluss an die Strömung am Nadelsitz, und andererseits im Brennraum unmittelbar nach der Ausströmung aus den Düsenaustrittsbohrungen auftreten. Die lokalen Werte der TKE im Brennraum übersteigen dabei jene, die in der Ladungswechselsimulation für den Einblasezeitpunkt errechnet werden, um nahezu zwei Größenordnungen.

Das Diagramm rechts in Bild 6–84 zeigt die prozentuelle Abweichung des Mittelwertes der TKE im Brennraum vom Wert bei Beginn der Berechnung, der in diesem Fall der zuvor dokumentierten Ladungswechselrechnung entnommen worden ist. Das Interface im Modell gibt bei 8°KW v.ZOT den Spalt am Nadelsitz frei und ermöglicht so die beginnende Einströmung von Wasserstoff in den Injektorschadraum. Erst mit einer Verzögerung von etwa 1 – 2 °KW beginnt sich die Turbulenz im Brennraum zu erhöhen. Der darauf folgende, starke Anstieg der Turbulenz kehrt sich erst knapp vor dem ZOT wieder um. Zu diesem Zeitpunkt ist das Einblaseventil beinahe schon wieder geschlossen (vgl. Nadelhubprofil in Bild 6–79), aufgrund der oben bereits beschriebenen Auswirkungen des Injektorschadraumes sind die H<sub>2</sub>-Massenströme an den Düsenlöchern jedoch noch nicht abgeflaut. Nach dem ZOT zeigt sich ein rascher Abbau der TKE im Brennraum, deren Durchschnittswert zum Ende der Berechnung bei 10°KW n.ZOT bereits wieder auf weniger als den doppelten Startwert gefallen ist.

Bild 6–84 bestätigt zudem noch einmal die Hochdruck-Direkteinblasung als maßgeblichen Turbulenzgenerator bei H<sub>2</sub>-DI Brennverfahren und untermauert die weiter oben aufgestellte Behauptung, dass bei niedrigen Drehzahlen die von der Ladungswechselrechnung ermittelten Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder bei der Initialisierung des Gemischbildungsmodells nicht zwingend berücksichtigt werden müssen.

#### **6.4.5.3 Zwischenfazit zur 3D-Modellierung**

Es hat sich gezeigt, dass die Erkenntnisse aus den Untersuchungen an den 2D-Ersatzmodellen (vgl. 6.4.3.7) sehr gut auf die wesentlich aufwändigere dreidimensionale Modellierung übertragen werden können.

Die Berechnungen mit den kombinierten Injektor-/Brennraummodellen haben gezeigt, dass das zuvor ausgelegte Gemischbildungssystem für späte Einblasungen wie gewünscht funktioniert und demgemäß Tendenzen zum Anlegen der eingeblasenen Kraftstoffwolke wirkungsvoll vermieden werden können. Die Rechnungen haben auch den zuvor schon identifizierten Designnachteil des verwendeten Injektors bestätigt, durch den es zu einem unerwünschten Verbleib von Kraftstoff im großen Schadraum des Injektors kommt. Dieser Kraftstoffanteil wird dem Brennraum erst in der Expansionsphase zur Verfügung gestellt und muss damit den motorischen Wirkungsgrad über die Verluste durch unvollkommene bzw. unvollständige Verbrennung negativ beeinflussen. Aufwändige Abstimmungsreihen zur absoluten Gleichstellung der Einblasemassen zwischen Experiment und Rechnung konnten aufgrund von vorrangigen Arbeiten am Prüfstand nicht mehr durchgeführt werden. Die methodische Tauglichkeit der Modellierungsstrategie bleibt davon aber unangetastet.

Zusammenfassend ist es im Rahmen der Simulationsarbeit in einem Prozess sukzessiv abnehmender Abstrahierung gelungen, schlussendlich ein lauffähiges Modell zur Abbildung auch der unterkritischen – und damit gegendruckabhängigen – Wasserstoff-Hochdruckdirekteinblasung auf Basis der finalen, auskonstruierten Motorgeometrie aufzubauen und erfolgreich anzuwenden. Für etwaige zukünftige Arbeiten auf dem Gebiet der Verbrennungsmodellierung stellt dies nicht nur einen hinreichenden, sondern absolut notwendigen Grundstein dar.

## 6.5 Experimentelle Untersuchungen an der H<sub>2</sub>-CI Konfiguration

Aufbauend auf die mit Hilfe von modernen Simulationswerkzeugen mit Fokus auf gute Eignung für einen selbstgezündeten, dieselmotorischen Betrieb mit Wasserstoff erarbeitete Brennraumkonfiguration (vgl. Kapitel 6.3.2) konnten sowohl Hochdruckeinblaseventile mit entsprechendem Düsen Spitzenlayout, als auch Kolben mit einer entsprechenden Kolbenmulde auskonstruiert und in Hardware dargestellt werden. Obwohl die Arbeiten auf dem Gebiet der 3D-CFD Simulation den Kern der vorliegenden Arbeit bilden, soll an dieser Stelle ein Überblick über die experimentellen Ergebnisse bei Einsatz dieser Komponenten gegeben werden. Dies betrifft einerseits optische Untersuchungen am Wasserstoff-Hochdruckinjektor von HVT (vgl. 4.3.2) [37] und andererseits den motorischen Betrieb mit Wasserstoff am Forschungsmotor mit Dieselgeometrie (H<sub>2</sub>-CI) [32].

### 6.5.1 Untersuchungen am HVT-Injektor mit 16 x 0.3 mm – Strahlbild

#### 6.5.1.1 Strahlbildanalyse

Wie weiter oben bereits beschrieben hat sich in Hinblick auf die Darstellung eines dieselmotorischen Betriebes mit Wasserstoff aus Sicht der 3D-CFD Gemischbildungssimulation eine Mehrlochdüse mit 16 am Umfang der Düsen Spitze radial gleichmäßig verteilten Austrittsbohrungen mit je 0.3 mm Lochdurchmesser insofern als günstiger Kompromiss herausgestellt, als dass damit gleichzeitig der Eindringimpuls des eingeblasenen Wasserstoffes wirksam reduziert und das zur Verfügung stehende Volumen im Brennraum zum Zeitpunkt der Einblasung bestmöglich ausgenutzt werden kann. So kann ein Kontakt des eingeblasenen Gases mit den Bewandungen im Brennraum so lange wie möglich hinausgezögert und damit Zeit für den zum Erreichen der Selbstzündungstemperatur notwendigen Wärmeeintrag in die Randzone der Gemischwolke zur Verfügung gestellt werden.

In einer automatisierten Großserienfertigung wäre auch ein derart kompliziertes Lochbild ohne Weiteres beherrschbar, eine einigermaßen kostengünstige Herstellung lediglich einer kleinen Anzahl dieser Düsen Spitzen für den Forschungsbetrieb muss jedoch durch Bohren der Austrittsöffnungen in Handarbeit erfolgen und stellt somit in Hinblick auf die Kleinheit der Bohrungen und deren korrekte Positionierung eine fertigungstechnische Herausforderung dar, die zweifelsfrei stark fehleranfällig ist. Andererseits haben die 3D-CFD Rechnungen gezeigt, dass das auf sehr späten Einblasebeginn ausgelegte Gemischbildungssystem sensitiv auf beispielsweise den Einblasebeginn reagiert, weil durch unterschiedliche Kolbenpositionen die Kräfteverhältnisse auf die eindringenden Gasjets verschoben und letztere in der Folge durch den Coandă-Effekt (vgl. Bild 5–12) räumlich abgelenkt werden können. Eine solche Verschiebung der angesprochenen Kräfteverhältnisse ist auch durch Fertigungsungenauigkeiten des Lochbildes selbst denkbar, die etwa den Winkel zwischen den Bohrungen, den Bohrungsdurchmesser oder den Kegelwinkel betreffen können.

Die im Sinne der Auslegung ordnungsgemäße Funktion des Gemischbildungssystems ist demnach von einer korrekten Fertigung des Lochbildes abhängig. Letztere ist vor dem Einsatz am thermodynamischen Forschungsmotor jedenfalls zu verifizieren, weil etwaige während des Prüfstandsbetriebes zu beobachtende Phänomene kaum schlüssig als Folge von Fertigungsfehlern an den Düsen Spitzen identifiziert werden können.

Eine Möglichkeit dazu stellt der Einsatz berührungsloser, optischer Messtechnik dar. Im konkreten Fall wurden die Injektoren an der in 4.2.2 vorgestellten Einblasekammer [36] appliziert und mittels LIF-Verfahren (vgl. 4.2.3.1 bzw. 4.2.3.2) vermessen. Vordringliches Ziel dieser Messkampagne war demnach eine Vermessung des Strahlbildes der ausgeführten Einheiten in Bezug auf die Funktionstüchtigkeit aller Bohrungen und die Übereinstimmung mit dem rechnerisch ausgelegten Strahlbild.

Dazu ist vorwegzunehmen, dass beim Großteil der mit den Injektoren gelieferten Düsen spitzen sowohl Fertigungsqualität als auch Genauigkeit als ausgezeichnet bewertet werden konnten und es nur bei einer einzigen Düse zu Unregelmäßigkeiten gekommen ist, anhand derer die Einflüsse auf das Strahlbild beschrieben werden sollen. Bild 6–85 [37] zeigt diesbezüglich zwei Messungen in achsnormalem Lichtschnitt. Im Bild ist das Strahlbild der ursprünglich gelieferten Version (links) jenem gegenüber gestellt, das sich nach der Revision der Düsen spitze eingestellt hat (rechts). Die unterschiedliche Farbdarstellung ist lediglich auf andere Einstellungen bei der Auswertung zurückzuführen und hat im Falle der hier vorliegenden, nicht quantifizierten Messung keinerlei Einfluss auf die Aussage – in beiden Fällen handelt es sich um eine Falschfarbendarstellung.

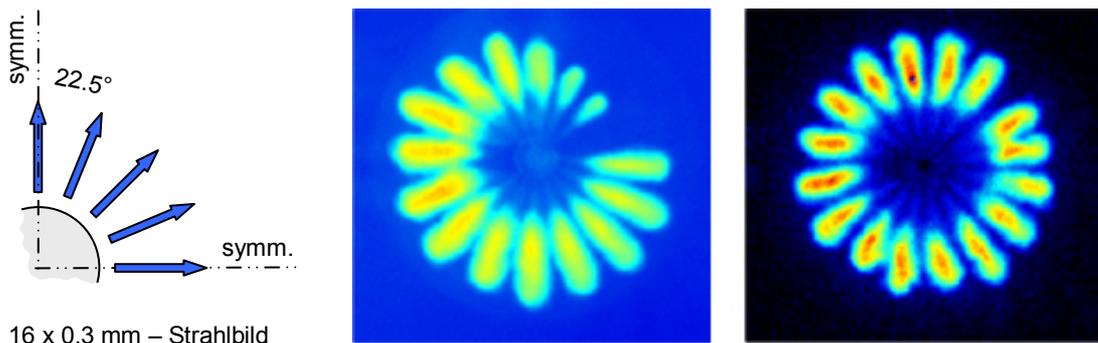


Bild 6–85: Strahlbild einer funktionseingeschränkten Injektordüse vor (links) und nach (rechts) Revision

Man erkennt in der linken Aufnahme deutlich, dass die Funktionstüchtigkeit von vier Bohrungen beginnend bei der 12-Uhr-Position immer weiter eingeschränkt und das letzte dieser Düsenlöcher offenbar komplett funktionslos ist. Eine genaue Analyse hat ergeben, dass diese Bohrungen teilweise bis gänzlich offenbar mit Bohrrückständen verstopft waren, so dass sie mit einem 0.3 mm durchmessenden Werkzeug nachgebohrt werden mussten. Das Ergebnis dieser Nacharbeit ist in der rechten Aufnahme in Form eines deutlich homogeneren Strahlbildes dargestellt, an dem aber auch noch zu erkennen ist, dass es – am stärksten ausgeprägt an der 12<sup>15</sup>-Uhr-Position – bei dieser Düse auch insoweit zu Positionierungsfehlern bei der Herstellung gekommen ist, als dass eben dort radiale Ungleichverteilungen in Form unterschiedlich großer Winkel zwischen den einzelnen Einblasestrahlen auftreten.

Obwohl die Lichtschnittebene nur etwa einen Millimeter unterhalb der Düsen spitze des Injektors entfernt positioniert ist, besteht mit dieser Messung aufgrund des flachen Strahlkegelwinkels von 160° die Möglichkeit, alle der in den Brennraum eintretenden Wasserstoff-Jets in einem Bild zu erfassen. An der 12<sup>15</sup>-Uhr-Position zeigt sich am radialen Ende zweier benachbarter, von der Messebene erfassten Einblasestrahlen aufgrund eines im Vergleich zur Optimalposition reduzierten Winkels zwischen den zugehörigen Bohrungsachsen eine deutliche Krümmung der Wasserstoff-Jets zueinander. Dadurch verändert sich das Strahlbild und die Gemischbildung kann sich nicht mehr wie beabsichtigt ausprägen. Die Unterdruckgebiete (Bild 5–12), die für die beschriebenen Effekte des Zusammenziehens benachbarter schneller Gasjets verantwortlich zeichnen, treten selbstverständlich auch bei perfekt radialsymmetrischer Verteilung der Bohrungsachsen auf, jedoch befinden sich in diesem Falle die Ablenkkräfte im Gleichgewicht, sodass es zu keiner Deviation der Einblasestrahlen kommen kann.

Gerade bei den in diesem Fall durch die hohe Anzahl der Düsenlöcher und deren Kleinheit gesteigerten Anforderungen an die Fertigung darf mit einer vollkommen auslegungskonformen Ausbildung des Strahlbildes real kaum gerechnet werden, was an der in Bild 6–85 gezeigten Düse zusätzlich durch die leichten Fehler der Bohrungsrichtungen bestätigt wird. Jedoch zeigen die nachfolgenden Bilder, wie nahe man der Auslegung durch die ausgezeichnete Fertigung bei Hörbiger kommen kann. In untenstehender Zusammenstellung (Bild 6–86) [37] ist zu unterschiedlichen Zeitpunkten während des Einblaseprozesses das Strahlbild einer Düse in jeweils einer Ansicht durch die Symmetrieebene des Injektors (links, achsparallel) und einer achsnormalen (rechts) Ansicht in Falschfarbendarstellung gezeigt.

Der Symmetrieschnitt verläuft durch die Injektorachse und beinhaltet zusätzlich die Achsen zweier Eindüsebohrungen, es kann somit der Eindringverlauf der Einblasestrahlen gut verfolgt werden. Für diese Messreihe war die Luft in der Kammer auf annähernd Umgebungs-  
zustand ( $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $T_K = 300 \text{ K}$ ) konditioniert. Eingeblassen wurde Wasserstoff mit einem Kraftstoffvordruck von  $p_{H_2} = 50 \text{ bar}$ , die Ansteuerdauer des Injektors war mit  $0.75 \text{ ms}$  fest-  
gesetzt.

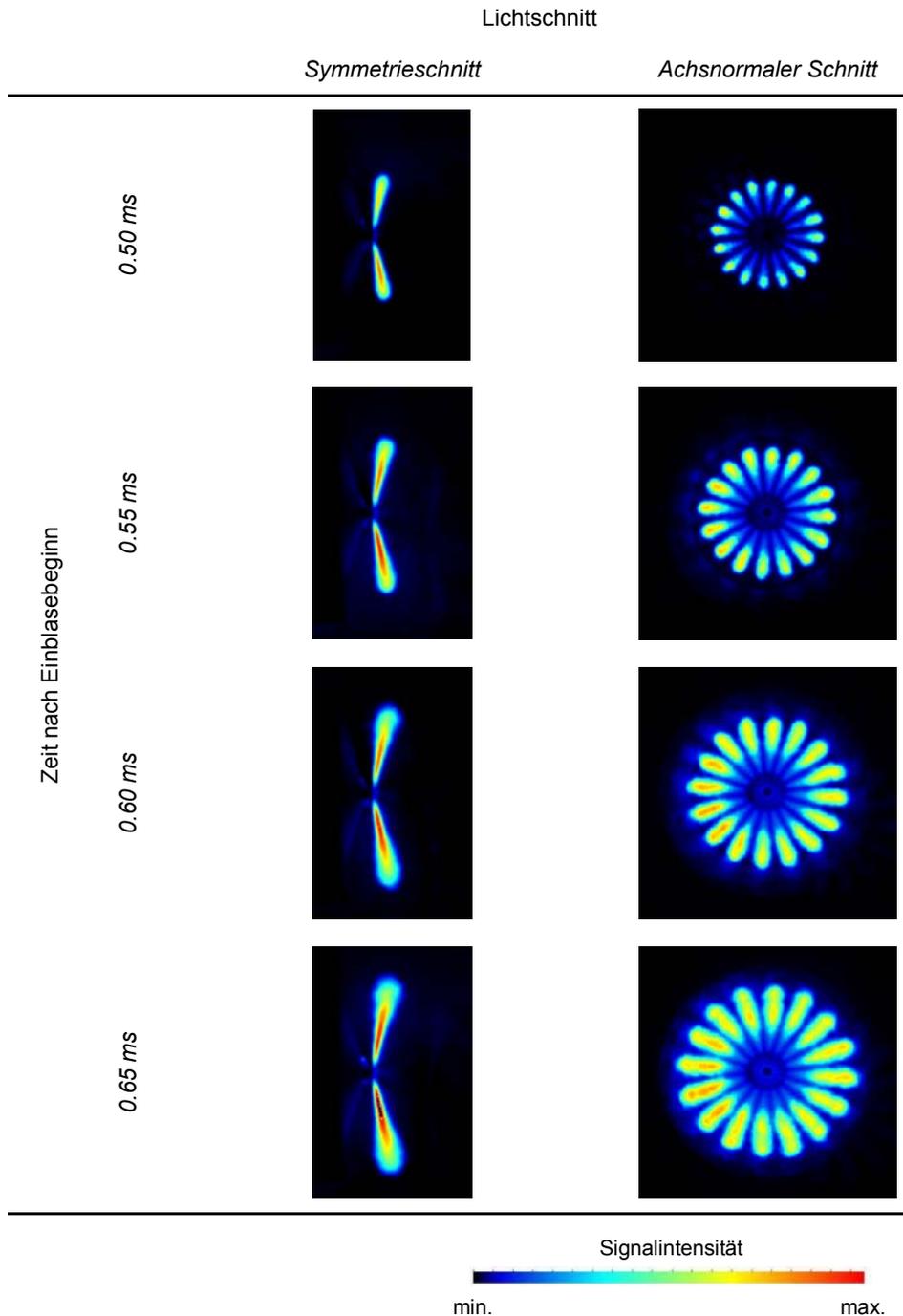


Bild 6–86: Optische Strahlbilduntersuchung an einer funktionsfähigen Düse

Nach dem Strahlaustritt aus dem Injektor kommt es zu einer starken Expansion vom Kraftstoffvordruck auf den Kammerdruck. Dies bewirkt ein Aufplatzen der Strahlen und damit verbunden die Ausbildung von Sekundärströmungen auch normal zur Einblaserichtung, so dass sich ein bestimmter Kegelwinkel an den einzelnen Einblase-Jets einstellt, der im jeweils links in den Bildern befindlichen achsparallelen Lichtschnitt gut erkennbar ist. Der hauptsächliche Kraftstofftransport erfolgt im Inneren des Strahls im so genannten Strahlkern, wohingegen sich in den Randzonen eine Durchmischung mit der Umgebungsluft in der Kammer ergibt.

Es ist jedoch anzumerken, dass die hier verwendete Falschfarbendarstellung lediglich dazu in der Lage ist, ohne Quantifizierung anzuzeigen, ob sich in der jeweils beleuchteten Zone mehr oder weniger Tracer befindet. Der Tracer selbst wird zusammen mit dem Kraftstoff eingeblasen und, obwohl das Molekulargewicht des Tracers ein Vielfaches von jenem des Wasserstoffes beträgt, kann davon ausgegangen werden, dass die Tracerverteilung die Kraftstoffverteilung hinreichend genau widerspiegelt und der Tracer somit dem Kraftstoff ohne nennenswerte Entmischungserscheinungen folgen kann [34].

Im Unterschied zum in Bild 6–85 gezeigten Strahlbild verdeutlichen diese Aufnahmen durch das nahezu völlige Fehlen jedweder radialen Ungleichverteilung die ausgezeichnete Fertigungsqualität dieser Düsen spitze. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass die Gemischbildung im Brennraum des Forschungsmotors sehr gut dem mit Hilfe der CFD-Simulation gefundenen Konzept folgt und es somit nicht zu frühzeitiger Wandinteraktion kommen kann.

Dabei ist anzumerken, dass sich die Einblasung im Motor, vor allem was den Verlauf der Strahlpenetration betrifft, deutlich von jener in die Einblasekammer unterscheiden wird, weil zum einen die im Motor herrschenden thermodynamischen Zustände der Brennkammerladung vor allem in Hinblick auf die sehr hohen Temperaturen von bis zu 1200 K knapp vor Verdichtungsende in der Einblasekammer nicht nachgebildet werden können, und sich zum anderen diese Zustände durch die Bewegung des Kolbens und die damit verbundene Volumsänderung während der Einblasung verändern. Die Größe dieser Volumsänderung ist ganz maßgeblich von Einblasezeitpunkt und Einblasedauer abhängig, da einerseits die Volumsänderung pro Grad Kurbelwinkel zu den Totpunkten hin immer kleiner wird, und andererseits eine längere Einblasedauer den eingeblasenen Jet länger unter den Einfluss der Volumsänderung stellt. Nachdem das avisierte Brennverfahren aber, egal ob im Falle einer reinen Kompressionszündung oder eines später noch beschriebenen Hybridverfahrens, jedenfalls auf eine Diffusionsverbrennung abzielt, muss der Kraftstoff im Unterschied zu einigen ottomotorischen Konzepten jedenfalls spät in den Brennraum eingebracht werden – der Einfluss der Volumsänderung und der damit verbundenen Zustandsänderungen der Brennkammerladung kann somit in guter Näherung vernachlässigt werden.

Zudem war im Rahmen der hier gezeigten Messkampagne der Nachweis einer hinreichenden Strahlbildsymmetrie vordringliches Ziel. Dieser konnte für den überwiegenden Teil der mit den Injektoren gelieferten Düsen spitzen auch erbracht werden. Die zuvor angesprochene Änderung des Eindringverhaltens im Brennraum eines Motors beeinflusst diese Ergebnisse in keiner Weise, so dass die grundsätzliche Eignung zur Ausbildung der beabsichtigten Gemischbildung jedenfalls mit Hilfe der Messungen an der Einblasekammer nachgewiesen und auf den Motor übertragen werden kann.

Wie bereits oben beschrieben kommt es durch den Coandă-Effekt [27, 28] zu Unterdruckgebieten in Umgebung der Einblasestrahlen bei schnellen Gaseinblasungen und damit zur Ausübung von Ablenkkraften auf diese Strahlen. Für eine eingehendere Untersuchung wurde daher innerhalb einer Messreihe der Einblasedruck sukzessive erhöht. Nachdem es sich bei den Düsenbohrungen um Löcher mit kreisrundem Querschnitt handelt, sollte entsprechend der Theorie in diesen Bohrungen höchstens lokale Schallgeschwindigkeit erreicht werden können. Diese hängt neben dem strömenden Gas nur von der Temperatur ab. Wenn sich letztere nicht ändert, bleiben auch Volumenstrom und Strömungsgeschwindigkeit in jeder einzelnen Bohrung unverändert.

Andererseits kommt es durch die höhere Dichte des eingeblasenen Gases zu einer stärkeren Expansionsströmung und damit zu einer Geschwindigkeitserhöhung auch in Richtung der Einblasung. Damit sollte der Coandă-Effekt [27, 28] bei nicht genau radialsymmetrischer Geometrie verstärkt werden. Kammerzustand und Einblasedauer wurden im Vergleich zur zuvor gezeigten Messung beibehalten ( $p_K = 1$  bar,  $T_K = 300$  K,  $ED = 0.75$  ms), lediglich der Einblasedruck wurde beginnend bei 50 bar inkrementell um jeweils 50 bar erhöht. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in untenstehender Abbildung (Bild 6–87) [37] in Form von achsnormalen Lichtschnitten dargestellt. Als Ergebnis zeigt sich auch bei der Druckerhöhung ein vollkommen symmetrisches Strahlbild.

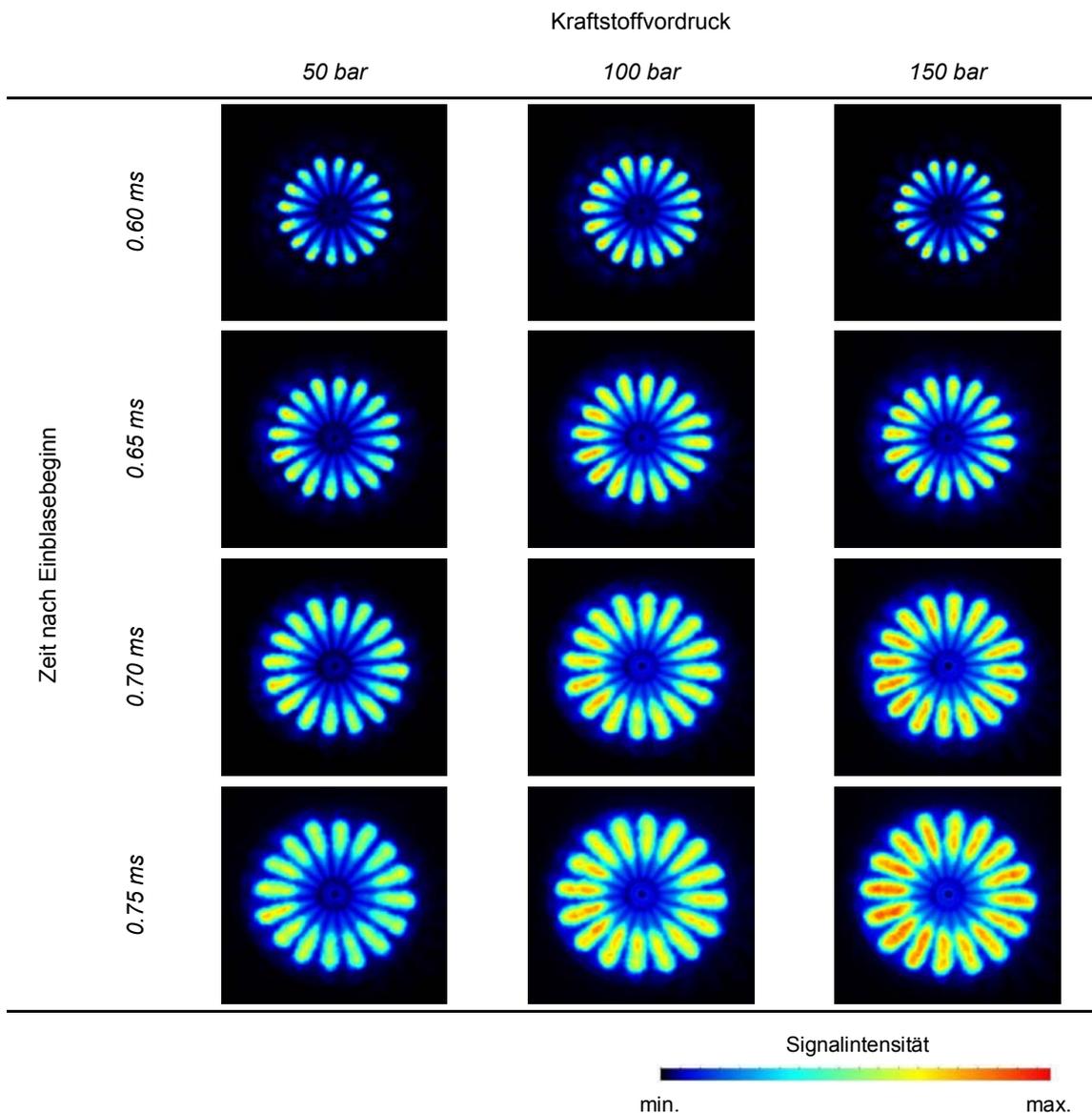


Bild 6–87: Optische Strahlbilduntersuchung bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken

Zusätzlich lässt sich aus diesen Messungen grob auf das unterschiedliche Eindringverhalten der Gasjets bei verschiedenen Vordrücken schließen. Während zu Beginn der Einblasung die Eindringtiefe ungeachtet des  $H_2$ -Versorgungsdruckes annähernd gleich ist, zeigen sich zu späteren Zeitpunkten hin aufgrund des höheren Eindringimpulses und der stärkeren Expansionsströmung mit zunehmendem Kraftstoffvordruck einerseits eine zunehmende Eindringtiefe und andererseits ein stärkeres Aufplatzen der einzelnen Gasjets. Dieses Verhalten steht im Einklang mit den strömungsmechanischen Grundlagen und entspricht somit den Erwartungen.

### 6.5.1.2 Zyklische Stabilität der HVT-Injektoren

Ein weiteres für die Bewertung der Injektorfunktionalität wesentliches Merkmal ist die so genannte Zyklusstabilität. Sie gibt Aufschluss darüber, in welchem Ausmaß sich bei gleicher Ansteuerung die Öffnungsdauer und/oder die Öffnungscharakteristik eines Ventils zwischen mehreren Schaltzyklen voneinander unterscheiden. Im Falle von Serieninjektoren für den Einsatz in Fahrzeugen ist diese Eigenschaft ganz wesentlich, da sie in einer Grundbedatung dafür verantwortlich ist, wie viel Kraftstoff durch den Injektor in den jeweiligen Brennraum einer Mehrzylindermaschine gelangt. Diese Masse ist bei bekanntem Kraftstoffvordruck und überkritischem Druckverhältnis nur von der jeweiligen Öffnungscharakteristik und der Öffnungszeit des Injektors abhängig. Auch für am Motorenprüfstand eingesetzte Injektoren ist die Zyklusstabilität wichtig, da die Kraftstoffmassenmessung zu den so genannten langsamen – also nicht pro Zyklus aufgelösten – Messdaten gehört und somit allein aus dem abgebildeten Mittelwert zyklische Schwankungen nicht zu ersehen sind. Im Falle der Indizierung des Zylinderdruckes können im Rahmen einer Messkampagne zumindest die Zylinderdruckverläufe und die daraus berechneten Brennverläufe miteinander verglichen werden, wobei aber bestenfalls abgeschätzt werden kann, welcher Anteil der gesamten zyklischen Instabilität etwaigen unterschiedlichen Einblasemassen zugerechnet werden kann.

Eine Möglichkeit, zyklische Unterschiede der Injektorcharakteristik zumindest sichtbar zu machen, stellt die optische Messung dar. Dabei werden die Einzelbilder mehrerer aufeinander folgender Einblasungen zu jeweils dem gleichen Zeitpunkt nach Einblasebeginn aufgenommen und miteinander verglichen. Daraus können dann Rückschlüsse auf die zyklische Stabilität eines Injektors gewonnen werden. Zu diesem Zweck wurden für den HVT-Injektor jeweils 0.8 ms nach Injektoransteuerung 15 Einzelbilder aufgenommen und dann dem daraus erhaltenen Mittelwertbild gegenübergestellt. Das Ergebnis daraus ist in Bild 6–88 [37] dargestellt. Die ersten 4 Bilder zeigen von links nach rechts jeweils Einzelaufnahmen aufeinanderfolgender Einblasezyklen, während rechts das abgeleitete Mittelwertbild dargestellt ist.

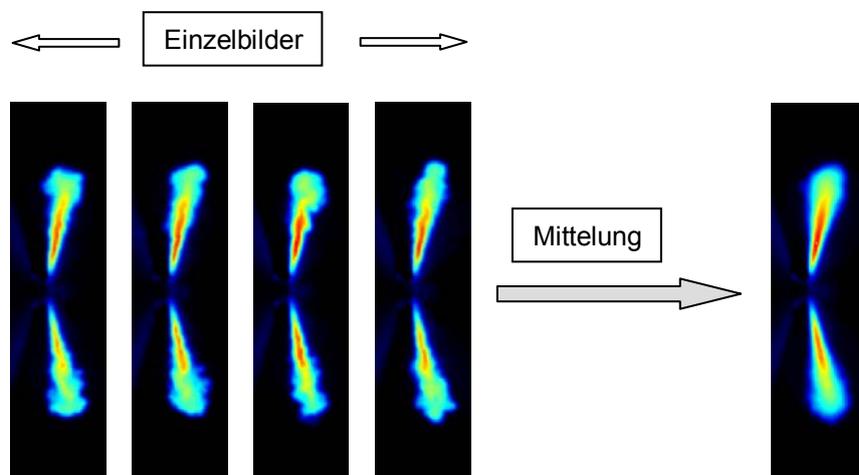


Bild 6–88: Optische Messungen zur Zyklusstabilität der HVT-Injektoren

Als Ergebnis dieser Messungen zeigt sich, dass es bei den Einzelbildern untereinander nur zu sehr geringen Unterschieden kommt. Die Abweichungen zwischen minimaler und maximaler Eindringtiefe sind sehr klein und bescheinigen dem Injektor eine bei gleichbleibender Ansteuerung nahezu konstante Öffnungscharakteristik. Dies gilt auch für das hier nicht in Form von Abbildungen dargestellte Schließverhalten, sodass dem Injektor gerade im Hinblick darauf, dass es sich um einen Prototypen und nicht um ein Serienteil handelt, ausgezeichnete Eigenschaften im Bezug auf die zyklische Stabilität attestiert werden können. Dieser Aussage folgend spiegelt auch das Mittelwertbild sehr gut die Einzelergebnisse wider.

Die hier gezeigten Ergebnisse konnten für alle seitens HVT gelieferten Injektoren in ähnlicher Form an der optischen Einblasekammer reproduziert werden. Auf eine Darstellung der jeweils injektorspezifischen Messergebnisse kann an dieser Stelle demnach verzichtet werden.

### 6.5.1.3 Leckageuntersuchungen an den HVT-Injektoren

Ein weiteres ganz wesentliches Bewertungskriterium für die Funktionalität eines Injektors ist seine Dichtheit im geschlossenen Zustand. Die optische Messung kann dabei insoweit unterstützen, als dass mit ihrer Hilfe etwaiger, auch bei geschlossenem Einblaseventil aus der Düse austretender Kraftstoff mit Hilfe der Fluoreszenzeigenschaften des dem Kraftstoff beigemischten Tracers sichtbar gemacht werden kann. Dies ist umso wertvoller, als dass mittels einer am Prüfstand installierten Kraftstoffmassenmessung verhältnismäßig kleine Leckagemassenströme in der Messgenauigkeit untergehen und damit nicht eindeutig detektierbar sind. Die untenstehende Aufstellung (Bild 6–89) zeigt LIF-Aufnahmen [37], die an zwei verschiedenen Einblaseventilen in geschlossenem Zustand vorgenommen worden sind. Zur besseren Visualisierung wurden die Injektoren dazu mit einer Düsen spitze mit nur einer Austrittsbohrung ausgestattet. Die Lichtschnittebene wurde für diese Messungen so positioniert, dass sie sowohl durch die Injektorachse, als auch durch jene der Austrittsbohrung verläuft.

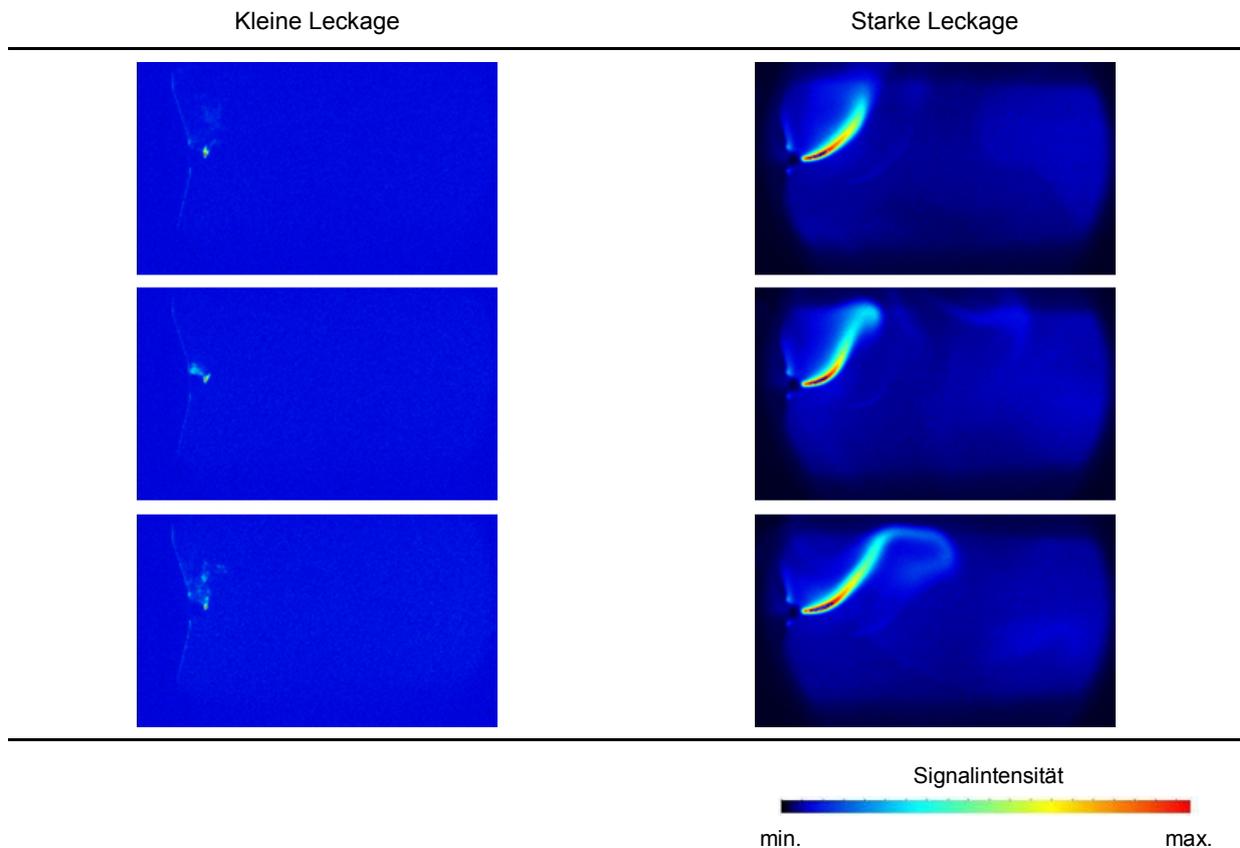


Bild 6–89: Optische Untersuchungen zur Leckage der HVT-Injektoren

Die linke Bildreihe zeigt aufeinanderfolgende Aufnahmen an einem Injektor mit nur sehr geringen Leckagewerten, während man rechts deutlich den permanenten Austritt von Kraftstoff aus dem an sich geschlossenen Ventil beobachten kann. Die unterschiedliche Hintergrundfarbe der Bilder erklärt sich daraus, dass für die linke Bildreihe die Empfindlichkeit des Meßsystems zur Detektion auch kleinster Leckagemassenströme erhöht werden musste [37]. Dadurch treten der bereits in der Kammer befindliche Tracer sowie das Hintergrundrauschen stärker in Erscheinung.

Neben den geringen Standzeiten der Einblaseventile waren Dichtheitsprobleme die größte Schwierigkeit für den motorischen Betrieb. Ein positiver Test der Ventile bei HVT vor Auslieferung mit  $N_2$  gewährleistet nicht automatisch auch hinreichende Dichtheitseigenschaften mit  $H_2$ , der diesbezüglich als kleinstes Molekül bei hohen Drücken keineswegs einfach handhabbar ist. Für einen motorischen Dauerbetrieb mit  $H_2$ -Hochdruckdirektinblasung liegt die Herausforderung demnach vor allem bei den Standzeiten und der Dichtheit der Injektoren.

## 6.5.2 Experimentelle Untersuchungen am H<sub>2</sub>-CI Motor

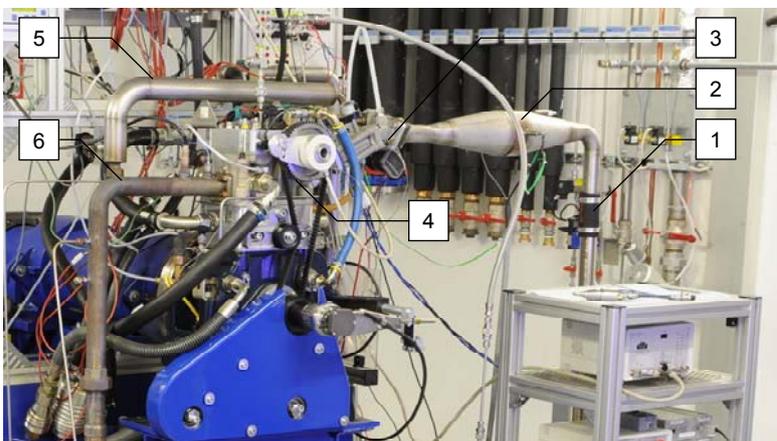
In diesem Kapitel soll unter Rückgriff auf Ergebnisse aus [32] und in Anlehnung an [33, 35] ein Überblick über die Messergebnisse gegeben werden, die bei Einsatz des Forschungsmotors mit Dieselgeometrie am Prüfstand herausgefahren werden konnten. Nachdem die Umfänge auf dem Gebiet der 3D-CFD Simulation den Kern der vorliegenden Arbeit bilden, dient dies vorrangig der Vollständigkeit und zur Darstellung von Synergien zwischen Berechnung und Experiment, während sich genauere Analysen der motorischen Betriebspunkte und der zugehörigen Brennverfahrenskonzepte in [32] finden.

### 6.5.2.1 Selbstzündungsbetrieb

Bereits im Rahmen der experimentellen Voruntersuchungen am Forschungsmotor mit Otto-geometrie hat sich die Brennraumtemperatur als der wesentliche Parameter auf die Selbstzündungsneigung des Wasserstoffes im Motor herausgestellt (vgl. 6.2.2.4). Besondere Einschränkungen haben sich dabei durch die Beschränkung des Verdichtungsverhältnisses auf einen Maximalwert von  $\varepsilon = 16.5$  ergeben, welches zudem mittels Kolbenaufbau realisiert werden muss. Dies bedingt eine stark zerklüftete Brennraumform in OT-Nähe, die ihrerseits zu einem sofortigen Anlegen des Wasserstoffes an die vergleichsweise kalten Brennraumwände führt und so stabilen Selbstzündungsbetrieb auf Einzelbetriebspunkte beschränkt.

Aus Sicht der Gemischbildungssimulation wurde deswegen die Brennraumkonfiguration des H<sub>2</sub>-CI Motors so ausgelegt, dass der Kontakt zwischen eingeblasenem Gas und den Brennraumwänden unter bestmöglicher Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Raumes so lange wie möglich hinausgezögert wird. Damit sollten ein Wärmeeintrag aus der heißen Brennraumluft in die Randzone der Gemischwolke über eine möglichst große Oberfläche ermöglicht und so die Selbstzündung begünstigt werden (vgl. 6.3.2.3).

Trotz des höher angesetzten Verdichtungsverhältnisses stand von vorne herein fest, dass auch am Forschungsmotor mit Dieselgeometrie auf weiterführende Maßnahmen zur Darstellung der benötigten, hohen Verdichtungsendtemperaturen nicht verzichtet werden kann. Die Abschätzung initialer Betriebsstrategien sieht dazu entweder eine Ansaugluftvorwärmung oder eine Aufladung ohne Ladeluftkühlung vor. Die in Bild 6–17 gezeigten Konzepte stellen dabei Abschätzungen für Grenzfälle dar. Im Prüfstandsbetrieb selbst müssen zur Darstellung des Verhaltens eines Abgasturboladers beide Maßnahmen kombiniert werden, was durch den gleichzeitigen Einsatz eines externen Aufladeaggregates und eines in den Ansaugweg integrierten Luftheizers bewerkstelligt werden kann. Aufgrund seines Platzbedarfes muss dieses Heizelement in einiger Entfernung vom Motor in den Luftweg integriert werden. Die Temperatur der erwärmten Ansaugluft wird mit einem Sensor abgenommen, der in einer Entfernung von etwa 420 mm vom Motor am Saugrohr appliziert ist. Die Einbausituation am Prüfstand zeigt Bild 6–90.



- 1 ... Saugrohr
- 2 ... Ansaugluftheizer
- 3 ... Ansaugluft-Temperaturmessstelle
- 4 ... Motor
- 5 ... Äußere AGR-Leitung
- 6 ... Auspuffrohr

Bild 6–90: Einbausituation von Ansaugluftheizung und zugehöriger Temperaturmessstelle

Je nach Ansauglufttemperatur und Luftmassenstrom sind Wärmeströme über die zwischen der Temperaturmessstelle (3) und dem Motor (4) befindliche Saugstrecke nicht zu vermeiden und führen dazu, dass sich die Temperatur der dem Motor zugeführten Ansaugluft von jener unterscheidet, die an der Referenzmessstelle (3) aufgezeichnet wird. Während bei inaktivem Heizelement aus der thermisch an den Motor angebotenen Verrohrung Wärme in die strömende Ansaugluft eingebracht und deren Temperatur somit erhöht wird, kehren sich Temperaturdifferenz und somit auch Wärmestrom bei hohen Ansaugluftvorwärmungen, wie sie für den dieselmotorischen Betrieb zum Einsatz kommen, um und führen so bei Einlassschluss im Vergleich zur Referenzmessstelle (3) zu einer Temperaturabnahme im Motor, die bei höchsten Ansaugluftvorwärmungen von  $T_{\text{Saug}} \approx 200^\circ\text{C}$  bis zu 30 K betragen kann. In den nachfolgenden Abbildungen ist bei Ansaugluftvorwärmung trotzdem die an der Referenzmessstelle abgenommene Ansauglufttemperatur angegeben.

Als Schlüsselkomponenten für den motorischen Betrieb haben sich die eingesetzten Hochdruckeinblaseventile in Bezug auf ihre Standzeiten bzw. ihre Leckage erwiesen, wobei beide Werte durch den Betrieb mit höchsten Kraftstoffvordrücken negativ beeinflusst werden. Nachdem, wie eingangs erwähnt, die Temperatur im Brennraum als der bestimmende Parameter für die Darstellung eines stabilen Selbstzündungsbetriebes identifiziert werden konnte, wurde für den Großteil der Grundsatzuntersuchungen nur auf die Ansaugluftvorwärmung zurückgegriffen, wohingegen zur Schonung der Hochdruckinjektoren auf die Aufladung weitgehend verzichtet wurde, weil zur Sicherstellung eines überkritischen Einblasedruckverhältnisses die Injektoren dadurch zusätzlich zur unvermeidlichen Beaufschlagung mit hohen Temperaturen auch noch durch den Betrieb mit erhöhten Kraftstoffvordrücken ( $p_{\text{H}_2} > 200 \text{ bar}$ ) belastet würden.

Für die Untersuchungen zur Selbstzündung am H<sub>2</sub>-CI FoMo wurde auf die Kolbenvariante mit  $\varepsilon = 22$  zurückgegriffen, die Drehzahl wurde mit  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  festgesetzt. In dieser Konfiguration lassen sich bei früh im Verdichtungstakt angesetzttem Einblasebeginn erste stabile Einzelbetriebspunkte mit Selbstzündung ab einer Ansaugluftvorwärmung von etwa  $T_{\text{Saug}} = 70^\circ\text{C}$  darstellen. Bild 6–91 [32, 35] zeigt die Indizierdaten für zwei Messpunkte mit unterschiedlich hohen Ansaugluftvorwärmungen, wobei der Zeitpunkt des Einblasebeginns jeweils so spät wie möglich angesetzt worden ist.

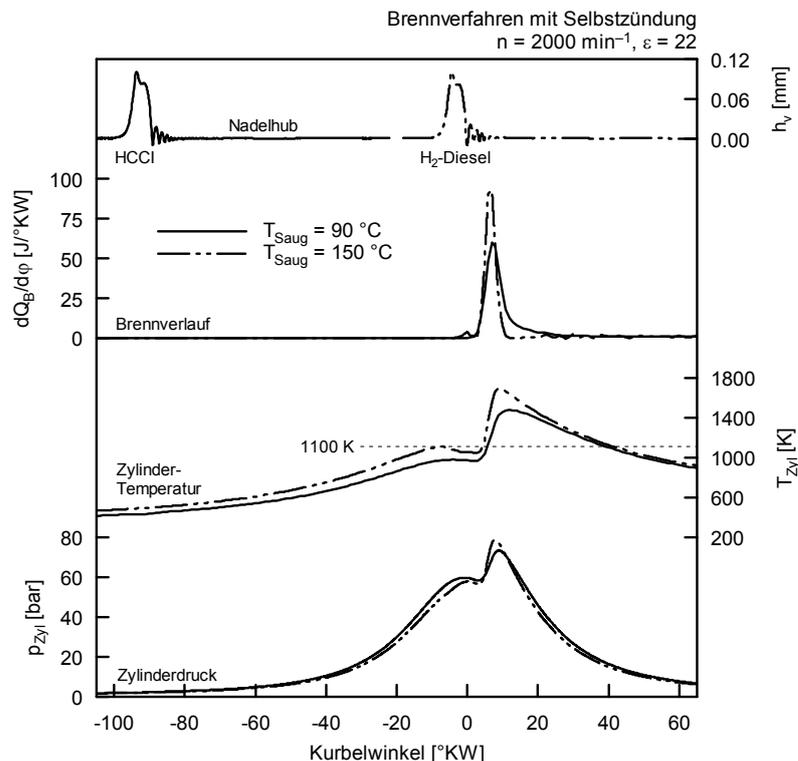


Bild 6–91: Selbstzündungs-Betriebspunkte am H<sub>2</sub>-CI FoMo bei unterschiedlichen Ansauglufttemperaturen

Bei einer Ansaugluftvorwärmung auf  $T_{\text{Saug}} = 90^\circ\text{C}$  muss zur Darstellung eines stabilen Selbstzündungsbetriebspunktes der Einblasebeginn bei etwa  $100^\circ\text{KW}$  v.ZOT früh im Verdichtungshub angesetzt werden. Damit verbunden ist eine weitgehende Homogenisierung des Gemisches im Brennraum, welches über den Verdichtungshub zusammen mit der Luft erwärmt wird und sich schließlich im Bereich des ZOT selbst entzündet. Die Vorgänge im Brennraum ähneln somit eher jenen eines HCCI-Brennverfahrens als jenen eines klassischen Dieselfahrens. Die leichte Verschiebung im zugehörigen Brennverlauf lässt darauf schließen, dass Teile des Gemisches während der Hauptverbrennung um den ZOT beispielsweise im Bereich der Quetschflächen lagern und für die Verbrennung daher erst später in der Expansionsphase zur Verfügung stehen. Der Temperaturverlauf zeigt an, dass die avisierten  $1100\text{ K}$  Verdichtungsendtemperatur in diesem Fall um etwa  $100\text{ K}$  verfehlt werden. Dies bedingt, dass bei ansonsten gleichen Parametern die Variation der Motorlast durch Vergrößerung oder Verringerung der Einblasemenge schnell zu Verbrennungsanomalien führt.

Bei einer Ansaugluftvorwärmung auf  $T_{\text{Saug}} = 150^\circ\text{C}$  wird hingegen die avisierte Verdichtungs- endtemperatur von  $1100\text{ K}$  erreicht, womit sich auch bei spät angesetztem Einblasebeginn ein selbstgezündeter Betrieb mit Wasserstoff darstellen lässt. Zwar ist die Einblasung auch in diesem Fall noch vor dem eigentlichen Brennbeginn abgeschlossen, es herrschen zum Zeitpunkt des Einblasebeginnes im Brennraum jedoch bereits Temperaturen vor, die im Unterschied zur frühen Einblasung oberhalb der theoretischen Selbstzündungstemperatur für stöchiometrische  $\text{H}_2/\text{Luft}$ -Gemische liegen, so dass in diesem Fall von einem klassischen Zünd- verzug gesprochen werden darf. Der äußerst kompakte Brennverlauf lässt trotzdem auf weitgehende Vormischung schließen, da eine für den konventionellen Dieselmotor typische Dreiteilung des Verbrennungsprozesses in einen Verbrennungsstoß zu Beginn, eine mi- schungskontrollierte Diffusionsverbrennung als Hauptverbrennung und eine daran ange- schlossene verschleppte Verbrennung nicht auftritt.

Bild 6–92 [32, 33] zeigt die Indizierdaten jenes niedrigen Teillast-Betriebspunktes bei  $T_{\text{Saug}} = 150^\circ\text{C}$ , für den in Kapitel 6.4.5.2 der Einblase- und Gemischbildungsprozess (vgl. Bild 6–81) mittels 3D-CFD Rechnung an der finalen Motor- und Injektorgeometrie abgebildet worden ist.

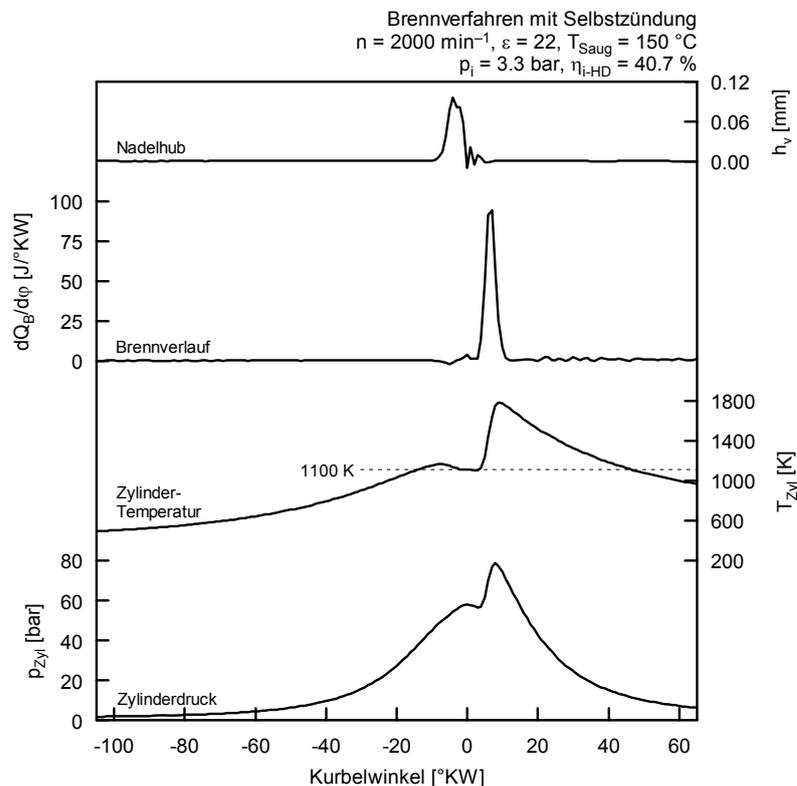


Bild 6–92: Selbstzündungs-Betriebspunkt am  $\text{H}_2\text{-CI}$  FoMo zur Gemischbildungssimulation aus Bild 6–81

Auch bei der niedrigen Motorlast von  $p_i = 3.3$  bar stellt der gezeigte Betriebspunkt einen stabilen Selbstzündungspunkt an der oberen Betriebsgrenze dar. Eine Erhöhung der Einblase­menge bei ansonsten gleichen Parametern führt daher sofort zu klopfartigen Verbrennungs­anomalien. Der indizierte Hochdruckwirkungsgrad von knapp 41% ist zwar für einen niedrigen Teillastpunkt durchaus respektabel, liegt aber nicht wesentlich über dem entsprechen­den Wert bei ottomotorischen Brennverfahren [25] und stellt somit gegenüber letzteren keine Verbesserung dar, die den höheren Aufwand des dieselmotorischen Brennverfahrens rechtfertigen könnte.

Den Ergebnissen der Gemischbildungssimulation (vgl. Bild 6–81) kann entnommen werden, dass sich der Wasserstoff bereits nach dem Nadelsitz im Injektorschadraum mit Luft zu durchmischen beginnt. Nach Übertritt des Gases in den Brennraum durchmischt sich dieses auch dort sehr rasch mit der umgebenden Luft. So zeigt sich beispielsweise zum Zeitpunkt des Verbrennungsbeginnes, der für alle Selbstzündungsbetriebspunkte immer in unmittelbarer Nähe des ZOT liegt, nur direkt an den Austrittsbohrungen reiner Kraftstoff im Strahlkern. Die radial weiter außen liegenden Bereiche des Strahlkernes bestehen zwar aus fetterem Gemisch, zeigen sich aber dennoch bereits vorgemischt.

Die für konventionelle Dieselmotoren typische Makromischung, bei der bei Brennbeginn an einem Einblasestrahl von außen nach innen typischerweise alle Mischungsverhältnisse zwischen reiner Luft und reinem Kraftstoff auftreten, kann demnach bei dieser Konfiguration nicht gefunden werden. Dies ist eine Folge des Injektordüsen­spitzendesigns mit seiner hohen Lochanzahl und dem geringen Lochdurchmesser. Die Verwendung einer geringeren Anzahl von Düsenlöchern größeren Durchmessers würde besagter Makromischung zwar zuträglicher sein, jedoch ließe sich damit der Eindringimpuls weit weniger wirkungsvoll verringern, so dass es zu einem vergleichsweise raschen Anlegen des Kraftstoffes an die Brennraumwände käme, was die zur Verfügung stehende Zeit für den Wärmeeintrag verkürzen und die Selbstzündungswahrscheinlichkeit damit reduzieren würde. Dieser Trade-Off lässt sich für Motoren mit typischer PKW-Einzelzylindergröße kaum aufbrechen, weil einerseits die Drehzahlen Schnellläufer-typisch hoch sind und andererseits der Bauraum durch die kleinen Bohrungen stark begrenzt ist.

Beim gegenständlichen Betriebspunkt befindet sich der gesamte Kraftstoff mit Ausnahme des im Injektorschadraum verbleibenden Anteils vor Brennbeginn bereits im Brennraum und kann aufgrund seines hohen Vormischgrades entsprechend dem in Bild 6–92 gezeigten Brennverlaufes ohne nennenswerte Verschleppung sehr rasch umgesetzt werden.

Eine Erhöhung der Einblasedauer bei ansonsten gleichen Rahmenbedingungen sollte an der Zusammensetzung des mageren Randbereiches im radial äußeren Bereich der Gemischwolke nur wenig Veränderung bewirken, während im injektornahen Bereich auch nach Verbrennungsbeginn noch Kraftstoff nachströmt, der sich wieder rasch mit der Luft mischen sollte. Geht man davon aus, dass die Selbstzündung jedenfalls im erstgenannten mageren Randbereich stattfinden muss, weil nur in diesem Bereich ausreichend hohe Temperaturen über längere Zeitperioden vorherrschen (vgl. Bild 6–69), dann erhöhen sich durch die beginnende Verbrennung gleichermaßen die Temperatur sowie die Beladung mit reaktiven Radikalen im Brennraum. Gleich wie bei der kurzen Einblasedauer müsste demnach für das bereits vorgemischte Gemisch von einer raschen und kompletten Umsetzung entsprechend dem Brennverlauf aus Bild 6–92 ausgegangen werden können. In jenem Teil des Gemisches jedoch, der sich im Bereich des nachströmenden Wasserstoffs erst formt, könnte diese Energiefreisetzung entsprechende Vorreaktionen bewirken, die dann eine schlagartige Umsetzung des Kraftstoffes und die damit verbundenen Klopferscheinungen wahrscheinlich erscheinen lassen.

Auf Basis der Messungen am thermodynamischen Forschungsmotor mit Dieselgeometrie und der CFD-Gemischbildungssimulation (vgl. Bild 6–81) scheint dies eine plausible Erklärung für den generellen Trend zu klopfartiger Verbrennung bei Steigerung der Motorlast im Selbstzündungsbetrieb zu sein.

Im Falle der Richtigkeit dieser Hypothese müssten sich bei abermals gesteigerter Temperatur im Brennraum noch einmal kürzere Zündverzüge und damit spätere Einblasebeginnzeitpunkte realisieren lassen, was einerseits die Menge aufbereiteten Gemisches für den ersten Verbrennungsstoß minimieren, und andererseits ein unmittelbares Anbrennen der Randzone auch des nach Brennbeginn eingebrachten Gases ohne Auftreten von Verbrennungsanomalien ermöglichen sollte. Ein derartiger Betriebspunkt konnte am H<sub>2</sub>-CI FoMo bei einer Ansaugluftvorwärmung auf  $T_{\text{Saug}} = 200^\circ\text{C}$  und einer Aufladung von 500 mbar dargestellt werden. Die zugehörigen Indizierdaten zeigt Bild 6–93 [32].

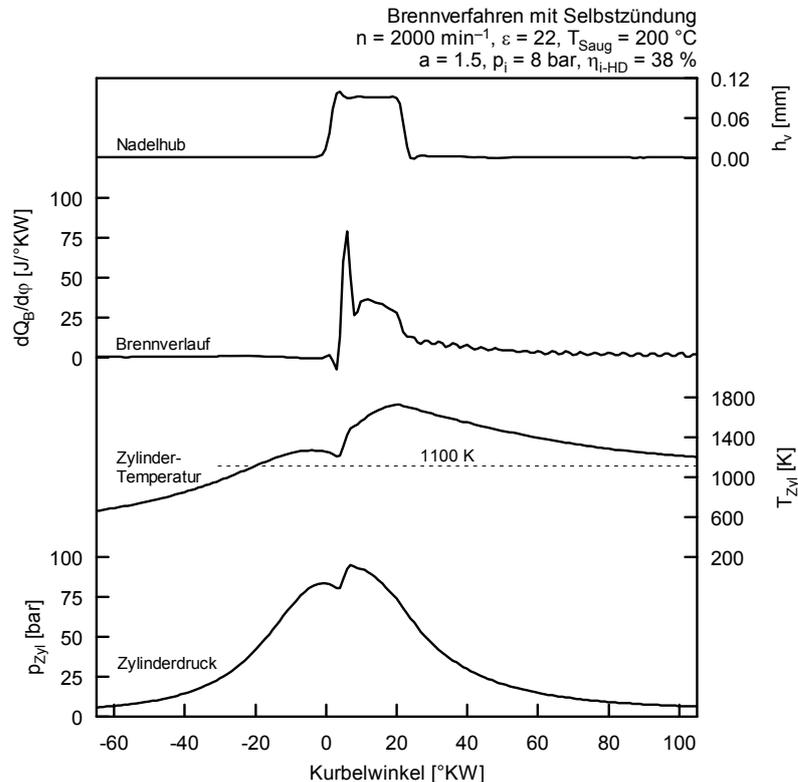


Bild 6–93: Klassische dieselmotorische Verbrennung von Wasserstoff am H<sub>2</sub>-Cl FoMo

Die Verdichtungsendtemperatur bei diesem Messpunkt liegt bei  $T_{\text{KE}} > 1200 \text{ K}$ . Damit lässt sich ein Zündverzug von lediglich etwa  $5^\circ\text{KW}$  erreichen. Entsprechend der in Bild 6–81 dokumentierten Gemischbildungssimulation vergehen nach dem Öffnen des Tellerventils im Injektor etwa  $3 - 4^\circ\text{KW}$ , bis der Wasserstoff den Weg im Injektorschadraum zurückgelegt hat und über die Austrittsbohrungen in der Injektordüsen spitze in den Brennraum überzutreten und sich mit der heißen Luft zu durchmischen beginnt. In unmittelbarem Anschluss daran setzt die Verbrennung in Form einer schlagartigen Umsetzung des bereits aufbereiteten Gemischanteils ein.

Der Kraftstoff, der nach Verbrennungsbeginn weiter in den Brennraum eingebracht wird, wird im Anschluss an den Verbrennungsstoß in Form einer Mischungskontrollierten Hauptverbrennung umgesetzt. Der Brennverlauf zeigt dann noch eine ausgeprägte Verschleppung der Verbrennung, die auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden kann. Zum einen dauert die Einblasung bis zum Ende der Hauptverbrennung an, so dass ein Teil des eingebrachten Kraftstoffes seine Umsetzung betreffend auf weitere Durchmischungsvorgänge angewiesen ist, und zum anderen beginnt etwa in diesem Bereich der Brennraumdruck durch die Abwärtsbewegung des Kolbens wieder zu fallen, so dass der im Injektorschadraum befindliche Kraftstoff expandiert und kontinuierlich der noch laufenden Verbrennung zugeführt wird.

Für den niedrigen indizierten Hochdruckwirkungsgrad von etwa  $\eta_{i\text{-HD}} = 38\%$  zeichnet neben dem oben Gesagten sicher auch die ungünstige Lage des Verbrennungsschwerpunktes verantwortlich.

Betreffend die Verluste durch Wandwärme sollten sich das erhöhte Durchschnittstemperaturniveau zwar negativ, der kurze Zündverzug und damit das weitgehende Fernhalten brennenden Gemisches von den Wänden jedoch positiv auswirken. Die absolute Größe der motorischen Verluste müsste mittels Verlustteilung ermittelt werden. Eine auf H<sub>2</sub>-DI Diffusionsbrennverfahren anwendbare Methodik ist für [32] in Planung.

Der in Bild 6–93 dokumentierte Betriebspunkt weist jedenfalls nach, dass ein dieselmotorischer Betrieb mit Wasserstoff ohne Verbrennungsanomalien auch bei höheren Motorlasten darstellbar ist – wenngleich auch nur unter Randbedingungen, die für den Einsatz im PKW als unrealistisch bezeichnet werden müssen.

Bild 6–94 [32, 35] gibt abschließend einen Überblick über den Betriebsbereich, der am H<sub>2</sub>-CI Forschungsmotor mit dem Selbstzündungsbrennverfahren abdeckbar ist. Dazu sind auf der linken Seite für zwei unterschiedliche Ansauglufttemperaturen die erreichbaren indizierten Mitteldrücke über dem Einblasebeginn dargestellt. Außerhalb der farblich hinterlegten Bereiche ist ein Selbstzündungsbetrieb aufgrund von Verbrennungsanomalien nicht darstellbar. Nachdem der Verbrennungsbeginn bei Selbstzündung immer auf einen sehr engen Bereich um den ZOT eingegrenzt werden kann, lässt sich der zeitliche Verzug zwischen Einblasebeginn und Verbrennungsstart zusätzlich aus dem Diagramm in guter Näherung ablesen. Mit kürzer werdendem Verzug nähert man sich dabei einem dieselmotorischen Brennverfahren an, das allerdings für die beiden gezeigten Ansauglufttemperaturen nicht erreicht werden kann.

Rechts in Bild 6–94 [32, 35] ist schließlich über der Ansauglufttemperatur jener Bereich ungeachtet des jeweiligen Einblasebeginnzeitpunktes dargestellt, innerhalb dessen am H<sub>2</sub>-CI FoMo jeweils ein Selbstzündungsbetrieb realisiert werden kann. Er beinhaltet also gleichermaßen HCCI- und dieselartige Betriebspunkte. Erst ab etwa  $T_{\text{Saug}} > 170^\circ\text{C}$  beginnt sich dabei ein dieselmotorischer Betrieb im klassischen Sinne einzustellen, der erst bei weiterer Steigerung der Ansaugluftvorwärmung auch die Abdeckung der für PKW-Anwendungen notwendigen Lastzustände erlaubt.

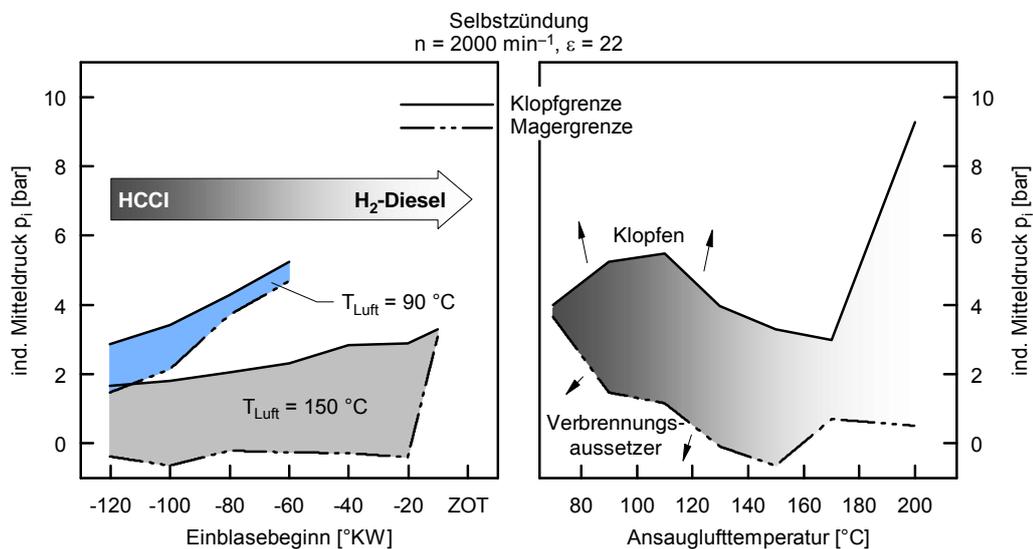


Bild 6–94: Betriebsbereich des Selbstzündungs-Brennverfahrens am H<sub>2</sub>-CI FoMo

### Zwischenfazit zum Selbstzündungsbetrieb am H<sub>2</sub>-CI FoMo

Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass ein Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff als Kraftstoff am H<sub>2</sub>-CI Motor grundsätzlich darstellbar ist. Trotz des erhöhten Verdichtungsverhältnisses und der selbstzündungsgerechten Auslegung der Brennraumkonfiguration kann dabei auf eine Vorwärmung der Ansaugluft zur Erhöhung der Verdichtungs- endtemperatur nicht verzichtet werden. Der Vorwärmbedarf fällt aber im Vergleich zu der für die Voruntersuchungen herangezogenen Otto-Geometrie erwartungsgemäß niedriger aus.

Trotzdem bleibt bis hin zu Ansaugluftvorwärmungen von  $T_{\text{Saug}} < 170^\circ\text{C}$  der mittels Selbstzündungsbrennverfahren abdeckbare Lastbereich ungeachtet der Einblasebeginnzeitpunkte ausnehmend schmal. Bei niedrigen Ansauglufttemperaturen ergibt sich dabei nicht nur eine Beschränkung der darstellbaren Motorlast nach oben durch klopfartige Phänomene, sondern auch nach unten durch Zündaussetzer. Die Beschränkung auf niedrige Motorlasten führt zudem zu niedrigen Abgastemperaturen, die die Aufladefähigkeit des Brennverfahrens einschränken, welche zur Kompensation des Füllungsachtheiles durch die Ansaugluftvorwärmung jedoch vorteilhaft wäre.

Zudem sorgt die notwendigerweise kompromissbehaftete Auslegung der Mehrloch-Injektordüsenpitze für ein sehr rasches Durchmischen des Wasserstoffs mit der Luft, so dass der Vormischgrad des Gemisches entsprechend hoch ausfällt. Klassischer dieselmotorischer Betrieb mit weitestgehend mischungskontrollierter Verbrennung im gesamten für die PKW-Anwendung interessanten Lastbereich ist hingegen erst bei Ansauglufttemperaturen von  $T_{\text{Saug}} \geq 200^\circ\text{C}$  möglich und somit im Fahrzeug nicht realistisch darstellbar.

Darüber hinaus zeigen sich Wirkungsgrade, die erwartungsgemäß höher liegen als jene, die im Rahmen der Voruntersuchungen an der ottomotorischen Geometrie mit Aufbaukolben eingefahren werden konnten. Während bei Einfacheinblasung der Bestpunkt bei  $\eta_{i\text{-HD}} = 43\%$  [32] liegt, konnte der absolute Bestwert im Selbstzündungsbetrieb ( $\eta_{i\text{-HD}} = 45.6\%$  [32]) mittels Mehrfacheinblasestrategie erreicht werden, bei der eine früh eingebrachte Pilotmenge homogenisiert und zum ZOT selbstgezündet verbrennt, während die Haupteinblasemenge in diese Verbrennung eingebracht wird und demgemäß rasch umgesetzt. Selbst dieser Wert liegt jedoch im Bereich der Bestwerte für ottomotorische Wasserstoffbrennverfahren [25] und stellt somit jenen gegenüber keine nennenswerte Verbesserung dar.

Zusammenfassend kann daher festgehalten werden, dass ein selbstgezündetes Brennverfahren mit Wasserstoff eventuell im Bereich großer, stationär betriebener Langsamläufermotoren vorteilhaft applizierbar sein könnte, dass sein Einsatz im PKW-Bereich aber aufgrund der oben beschriebenen Nachteile und Schwierigkeiten nicht nur kaum möglich, sondern angesichts der erzielbaren Wirkungsgrade auch nicht sinnvoll erscheint. Nachfolgend sollen daher aussichtsreichere Alternativen kurz vorgestellt werden.

### 6.5.2.2 Fremdzündung mittels Glühstift

Soll die ursprüngliche Grundidee eines hochverdichtenden Wasserstoffbrennverfahrens mit später Einblasung bei gleichzeitiger Reduktion der Wandwärmeverluste weiter verfolgt werden, dann muss, wie die Erfahrungen mit der Selbstzündung gezeigt haben, zumindest bei Einfacheinblasung an der gegenständlichen Motorkonfiguration der Verbrennungsbeginn unmittelbar an den Einblasebeginn gekoppelt werden, um die Ausbildung größerer Mengen teilhomogenisierten Gemisches und die damit verbundene starke Klopfneigung zu unterbinden. Eine Möglichkeit zur technischen Umsetzung besteht darin, anstelle der Selbstzündung eine Oberflächenzündung mittels Glühstift einzusetzen (Bild 6–95).

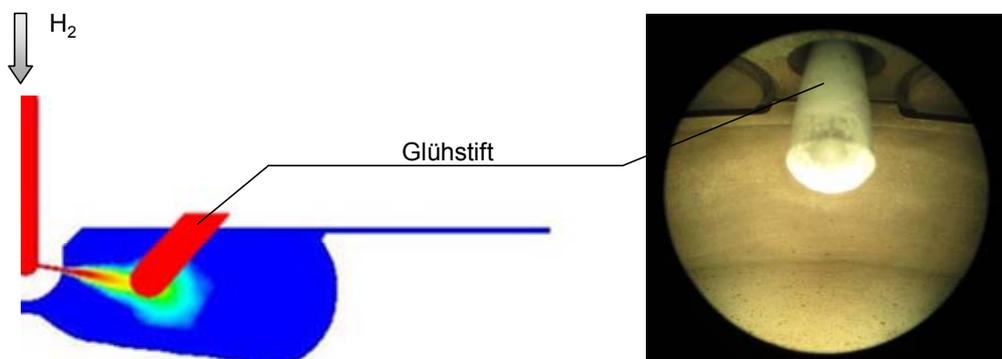


Bild 6–95: Brennraumkonfiguration für das Glühstift-Brennverfahren

Links in Bild 6–95 ist in einem der Gemischbildungssimulation entnommenen Bild die Positionierung des Glühstiftes im Brennraum überlagert. Es ist zu erkennen, dass letzterer während der Einblasung direkt von einem der Gasjets getroffen wird. Die bereits weiter oben angesprochene rasche Durchmischung des austretenden Wasserstoffes mit der Luft im Brennraum sorgt dabei dafür, dass der Glühstift nicht mit reinem Wasserstoff, sondern mit brennbarem Gemisch beaufschlagt wird. Zusätzlich ist rechts in Bild 6–95 eine endoskopische Aufnahme [32] abgebildet, für deren Erstellung das Endoskop über die zentrale Injektorböhrung in den Motorbrennraum eingeführt wurde. Die Aufnahme zeigt demnach den Glühstift aus Sicht der Injektordüsen spitze.

In Bild 6–96 [32, 35] ist anhand der Indizierdaten für einen mittleren Teillastpunkt das Verhalten des Motors bei spät angesetzter Einblasung und Fremdzündung mittels Glühstift dokumentiert. Für die Messung wurde auf die Kolbenvariante für  $\varepsilon = 18$  zurückgegriffen.

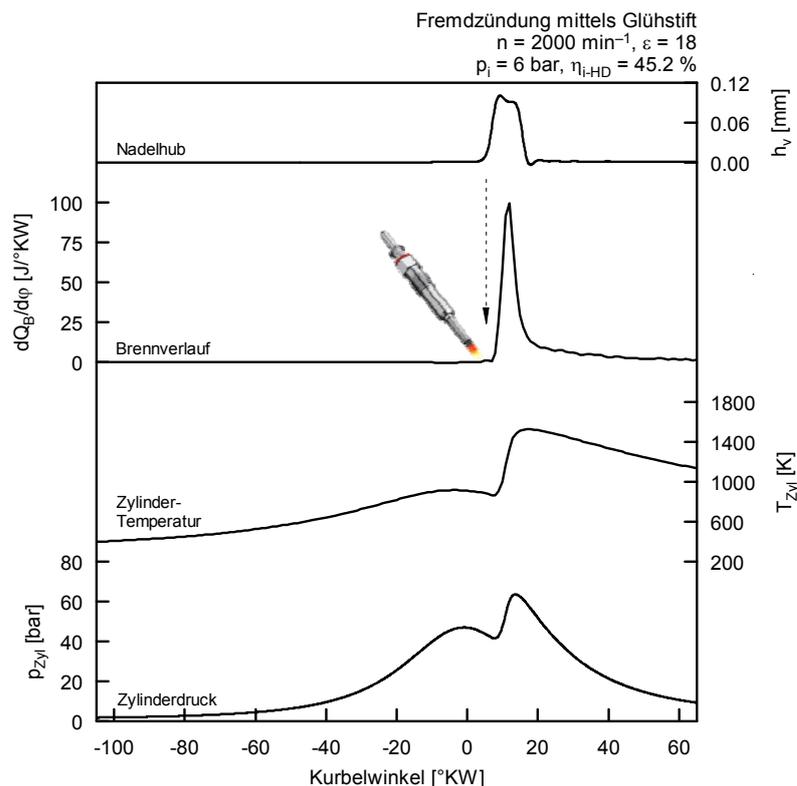


Bild 6–96: Betriebspunkt bei mittlerer Teillast und Fremdzündung mittels Glühstift am H<sub>2</sub>-CI FoMo

Die Indizierdaten lassen erkennen, dass die Verbrennung mit einem minimalen zeitlichen Verzug von etwa 4°KW relativ zum Beginn der Einblasung startet. Die in Bild 6–95 (links) dargestellte Momentaufnahme aus der Gemischbildungssimulation entspricht dabei jenem Zeitpunkt, zu dem beim oben dargestellten Messpunkt die Verbrennung startet. Daraus lässt sich entnehmen, dass der überwiegende Teil des der Messung entnommenen zeitlichen Versatzes zwischen Einblase- und Verbrennungsbeginn insofern dem Injektordesign angelastet werden muss, als dass der Wasserstoff eine Zeitspanne von etwa 3°KW benötigt, um nach dem Öffnen des Tellerventils im Injektor den Injektorschadraum zu überwinden und zu den Austrittsböhrungen an der Düse zu gelangen. Ein weiteres Grad Kurbelwinkel vergeht dann bis zum im Simulationsbild gezeigten Zustand. Das bedeutet, dass die Verbrennung praktisch sofort nach Auftreffen des Gemisches am heißen Glühstift startet und der den Messkurven entnommene Zeitversatz zum überwiegenden Teil nicht als Zündverzug gewertet werden darf, weil eben im Brennraum noch kein Wasserstoff vorhanden ist.

Die Verbrennung beginnt durch Oberflächenzündung am heißen Glühstift, muss aber dann rasch die gesamte Gemischwolke, die sich radialsymmetrisch vom Injektor aus in den Brennraum ausbreitet, erfassen, was durch den sofortigen starken Umsatzzanstieg belegt wird.

Betreffend den Verbrennungsmechanismus kann ohne optische Analyse bzw. belastbare Verbrennungssimulation – beide stehen leider nicht zur Verfügung – nur gemutmaßt werden. Denkbar ist eine Kombination aus einer ringförmig durchlaufenden Flamme, die ihren Ausgang an der Zündquelle hat und einen vorgemischten Anteil des Gemisches je nach Sauerstoffangebot umsetzt, und einer überlagerten Diffusionsverbrennung, die durch die laufende Durchmischung und den Temperaturanstieg bzw. die Radikale aus der Vormischverbrennung getrieben wird. Dafür sprechen der kompakte Brennverlauf (vgl. Bild 6–96) im zeitlichen Bereich des Einblasefensters, der eine rasche Umsetzung des eingebrachten Wasserstoffs anzeigt, und die geringe Verschleppung der Verbrennung, innerhalb derer einerseits jener Teil des während der Hautpeinblasung eingebrachten Wasserstoffs umgesetzt wird, der auf weitere Durchmischungsvorgänge mit dem Reaktionspartner Sauerstoff angewiesen ist, und andererseits der Kraftstoff verbrennt, der in der Expansionsphase laufend aus dem Injektorschadraum nachströmt. Die rasche Umsetzung und vor allem auch die günstige Schwerpunktlage der Verbrennung spiegeln sich im guten Teillastwirkungsgrad wider.

Generell ist das Glühstiftbrennverfahren sehr robust. Auf Maßnahmen wie Ansaugluftvorwärmung kann verzichtet werden und Verbrennungsanomalien kommen praktisch nicht vor. Das Brennverfahren ist zudem nahezu beliebig aufladefähig und kann den gesamten, für die Anwendung im PKW relevanten Kennfeldbereich abdecken. Bild 6–97 [32, 35] zeigt dazu das Potenzial des effektiven Wirkungsgrades im Kennfeld. Zu seiner Erstellung sind dabei den Messungen am H<sub>2</sub>-CI FoMo die Reibungsverluste eines modernen PKW-Dieselmotors unterstellt worden, während die Ladungswechseldaten des FoMo herangezogen worden sind. Für aufgeladene Betriebspunkte wurde immer ein auf den jeweiligen Betriebspunkt optimal abgestimmter Turbolader unterstellt. Das Kennfeld spiegelt demnach das Potenzial des Brennverfahrens wider, während an einem realen Vollmotor mit einem applizierten Turbolader die Teillastwirkungsgrade stärker abfallen würden [32].

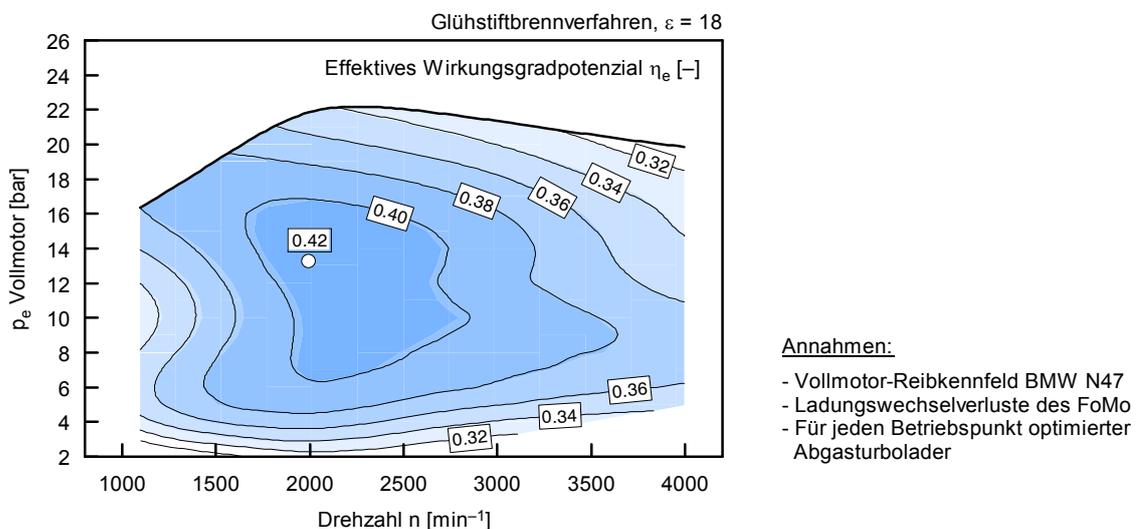


Bild 6–97: Potenzial des effektiven Wirkungsgrades im Kennfeld beim Glühstiftbrennverfahren

Der Wirkungsgradbestpunkt liegt unter den gegebenen Randbedingungen mit  $\eta_e = 42\%$  auf dem Niveau der effizientesten PKW-Turbodieselmotoren. Verglichen mit dem oben dokumentierten Selbstzündungsbrennverfahren ergibt sich auch eine beachtliche Steigerung im indizierten Hochdruckwirkungsgrad, dessen Bestpunkt sich bei  $n = 4000 \text{ min}^{-1}$  und niedriger Teillast bei etwa  $\eta_{i\text{-HD}} = 49\%$  einstellt [32].

Während die Abgasrückführung beim Selbstzündungsbrennverfahren ausschließlich als heiße AGR zur Erhöhung der Brennraumtemperaturen zweckentfremdet wird, kann sie beim Glühstiftbrennverfahren entsprechend ihrer ursprünglichen Bestimmung zur Reduktion der Stickoxid-Rohemissionen eingesetzt werden. Letztere liegen grundsätzlich auf dem Niveau konventioneller Dieselmotoren, zeigen aber im unteren Teillastbereich aufgrund des wirkungsgradorientierten Betriebes deutliche Überhöhungen bis zum Faktor 3 [32].

Bild 6–98 [32, 35] zeigt dazu für einen mittleren Teillastpunkt das Potenzial zur Reduktion der Stickoxid-Rohemissionen mit Hilfe der Abgasrückführung und stellt diesem die je nach AGR-Rate auftretenden Wirkungsgradeinbußen gegenüber.

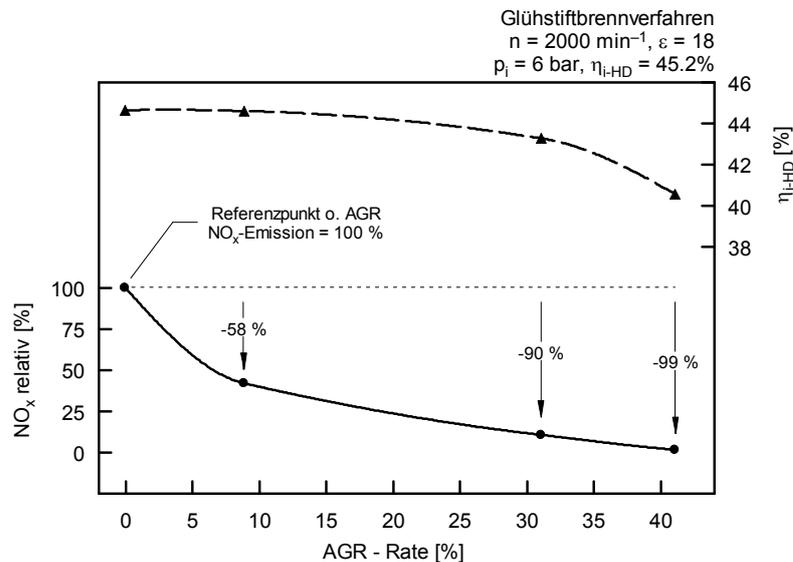


Bild 6–98: Potenzial zur NO<sub>x</sub>-Reduktion mittels AGR beim Glühstiftbrennverfahren

Man erkennt die gute AGR-Verträglichkeit des Brennverfahrens, die auf die sichere Entflammung durch den Glühstift zurückzuführen ist. Bereits bei einer AGR-Rate von lediglich 10% lassen sich die NO<sub>x</sub>-Emissionen auf weniger als die Hälfte reduzieren. Bei etwa 30% AGR-Rate gelingt bereits eine etwa 90%ige Reduktion der Stickoxidrohmissionen bei einer Wirkungsgradeinbuße von lediglich etwa 1.5 Prozentpunkten. Bei Inkaufnahme eines um etwa 10% reduzierten indizierten Hochdruckwirkungsgrades lässt sich im gezeigten Betriebspunkt ein praktisch emissionsfreier Betrieb mit Wasserstoff darstellen.

### 6.5.2.3 Fremdzündung mittels Zündkerze

Beim oben vorgestellten Glühstiftbrennverfahren ist der Brennbeginn eng an den Einblasebeginn gekoppelt, was bei Gemischbildungsstrategien mit nur einer spät angesetzten Einblase insofern zum Vorteil gereicht, als dass klopfartige Verbrennungsanomalien im gesamten Kennfeldbereich wirkungsvoll vermieden werden können. Angesichts der durch das Injektordüsenlayout bedingenen raschen Durchmischung des eingebrachten Wasserstoffes mit der Luft im Brennraum muss die eigentliche Verbrennung dabei als Kombination aus Vormisch- und nachgelagerter bzw. überlagerter Diffusionsverbrennung ablaufen.

Eine Mehrfacheinblasestrategie, die für die Haupteinblasemenge auf eine Diffusionsverbrennung zurückgreift, ist so nicht denkbar, weil der Glühstift innerhalb eines Zyklus nicht so weit abgekühlt werden kann, dass die Oberflächenzündung für den mit dem zweiten Einblasepuls eingebrachten Kraftstoff ausfällt. Zudem unterbindet die oben beschriebene zeitliche Kopplung von Einblase- und Brennbeginn beispielsweise eine homogene Pilotverbrennung. Gerade für Mehrfacheinblasestrategien würde demnach der Einsatz einer Zündkerze anstelle eines Glühstiftes als Zündquelle zusätzliche Freiheitsgrade ins System einbringen.

Die Brennraumkonfiguration des H<sub>2</sub>-CI FoMo ist, wie schon mehrfach erwähnt, mit Hauptaugenmerk auf die Erprobung eines selbstgezündeten H<sub>2</sub>-Brennverfahrens ausgelegt worden. Aus Gründen des Zylinderkopfpackagings musste die Zündkerzenbohrung radial weit außen angeordnet werden und liegt so bei den gegebenen Kolbendesigns jeweils ungünstig im Bereich der Quetschflächen. Diese Situation ist in Bild 6–99 (oben) in Form eines CAD-Bildes dargestellt. Der Kolben trägt eine Ausnehmung (1) für die Zündkerze, die außerhalb der Kolbenmulde (3) liegt. Die seitlich beigestellte endoskopische Aufnahme [32] zeigt einen Blick in Richtung der Zündkerze aus Sicht des zentral eingebauten Injektors in der Nähe des OT. Man erkennt die Versperrung durch den Rand der Kolbenmulde.

Um zündfähiges Gemisch an der Zündkerze positionieren zu können, muss eine einfache Nachbearbeitung des Kolbens vorgenommen werden (Bild 6–99, unten). Dabei ist auf ausreichenden Abstand zum Kühlkanal des Kolbens zu achten. Die endoskopische Aufnahme [32] zeigt, dass nunmehr eine direkte Sicht auf die Zündkerze auch im OT möglich ist.

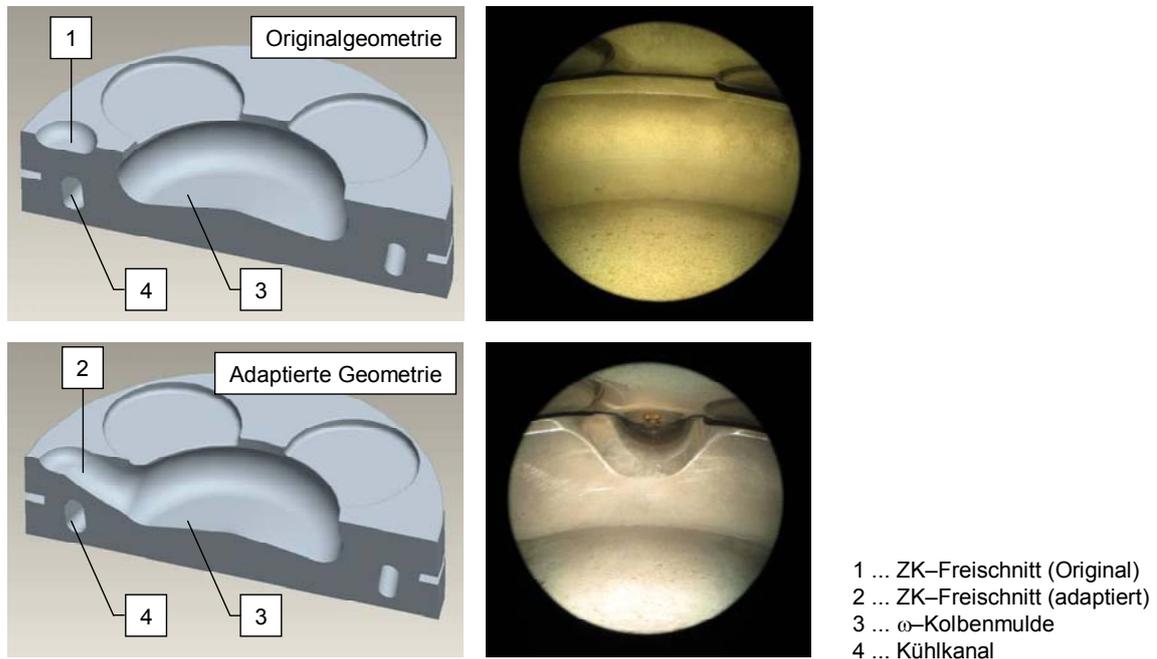


Bild 6–99: Nachbearbeitung des  $\omega$ -Muldenkolbens für das Zündkerzen-Brennverfahren

Bild 6–100 [32, 35] zeigt die Indizierdaten für einen Betriebspunkt bei mittlerer Teillast und Mehrfacheinblasung. Als Basis dient die Kolbenvariante mit  $\epsilon = 18$ , es kommt jedoch durch die angesprochene Nacharbeit zu einem Materialabtrag und somit zu einer Verdichtungsreduktion.

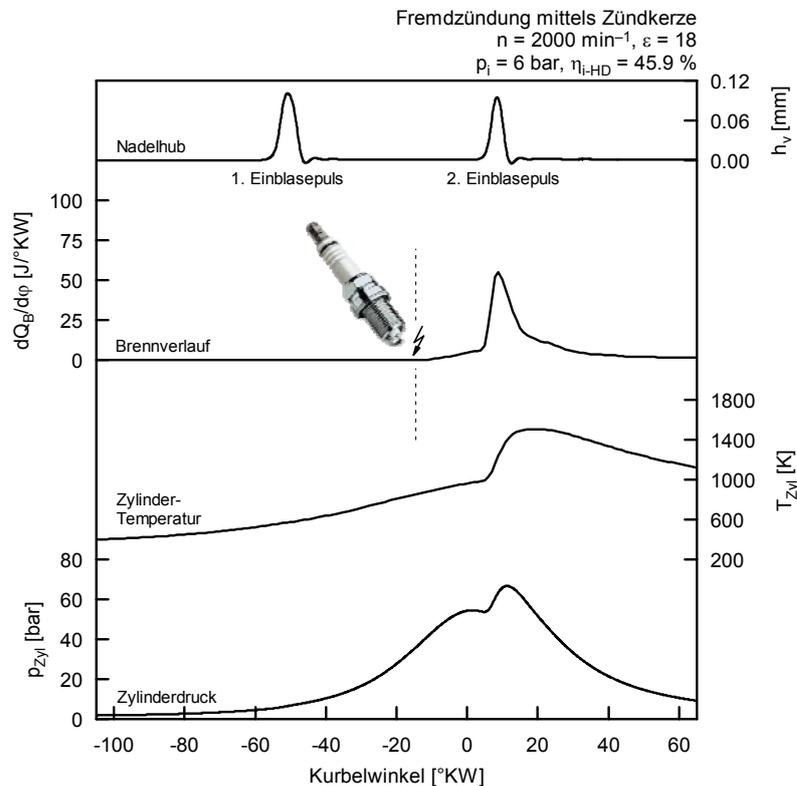


Bild 6–100: Betriebspunkt bei mittlerer Teillast und Fremdzündung mittels Zündkerze am H<sub>2</sub>-Cl FoMo

Beide Einblaspulse transportieren etwa die Hälfte des Wasserstoffes in den Brennraum. Die Pilotinblasung ist dabei bei etwa 60°KW v.ZOT angesetzt. Spätere Einblasebeginnzeitpunkte wären thermodynamisch günstiger, konnten aber geometriebedingt nicht eingestellt werden, weil dann die Positionierung zündfähigen Gemisches an der Zündkerze nicht mehr gelingt.

Der Zündzeitpunkt ist bei 15°KW v.ZOT angesetzt. Nach der Fremdzündung zeigt der Brennverlauf ein sehr langsames Ansteigen der Umsatzrate, welches aller Wahrscheinlichkeit nach der niedrigen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zugerechnet werden kann, die sich im mageren und gut homogenisierten Gemisch des ersten Einblaspulses nicht zuletzt aus geometrischen Gründen ergibt. Bei spät angesetzter Einblasung, für die das Gemischbildungssystem ausgelegt worden ist, kommt es zu keinerlei Anlegeerscheinungen des einblasenen Kraftstoffes an die umgebenden Wände (vgl. Bild 6–81). Wie die Untersuchungen an den 2D-Ersatzmodellen gezeigt haben, kommt es jedoch bei früher im Verdichtungsakt angesetzter Einblasung, wie sie für den ersten Einblaspuls in diesem Fall gewählt wurde, zu einem Anlegen der Wasserstoffjets an das Zylinderkopfdach und damit zu einem Einströmen von Kraftstoff in den Bereich der Quetschflächen (vgl. Bild 6–54), von wo aus der vorgemischte Wasserstoff erst im weiteren Verlauf in die Kolbenmulde gelangt.

Trotzdem scheinen Temperaturanstieg und Radikalbeladung durch diese im Bereich der Quetschflächen startende Pilotverbrennung auszureichen, um einen schlagartigen Umsatzanstieg mit Beginn der Kraftstoffeinbringung des zweiten Einblaspulses auch innerhalb der Kolbenmulde zu bewirken. Der Brennverlauf folgt ab diesem Zeitpunkt mit geringem zeitlichem Versatz praktisch dem Verlauf der Nadelhubkurve. Im Anschluss daran kommt es zu einer leichten Verschleppung der Verbrennung, die einerseits den für die Diffusionsverbrennung notwendigen Durchmischungsvorgängen nach der Haupteinblasung und andererseits möglicherweise zum Teil auch dem wahrscheinlich schleppenden Umsatz im Bereich der Quetschflächen anzulasten ist.

Aufgrund der oben beschriebenen geometrischen Einschränkungen kann den Untersuchungen zum Zündkerzenbrennverfahren an der derzeitigen Konfiguration des H<sub>2</sub>-CI FoMo nur Stichprobencharakter attestiert werden. Umso bemerkenswerter erscheint der in diesem Teillastbetriebspunkt erzielte, indizierte Hochdruckwirkungsgrad von etwa  $\eta_{i-HD} = 46\%$  [32]. In einer direkten Gegenüberstellung mit einem identischen Lastpunkt beim Glühstiftbrennverfahren (vgl. Bild 6–96 [32]) kann das Zündkerzenbrennverfahren mit Mehrfacheinblasung sogar einen leichten Wirkungsgradvorteil für sich verbuchen.

Anhand der durchgeführten, stichprobenartigen Untersuchungen kann dem Zündkerzenbrennverfahren mit Mehrfacheinblasung demnach zumindest ein hohes Potenzial zur Steigerung des indizierten Wirkungsgrades unterstellt werden, dessen Ausschöpfung aber einer geometrischen Überarbeitung von Zylinderkopf und Kolben bedürfte.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

### 7.1 Zusammenfassung

Vorrangige Ziele der vorliegenden Arbeit waren einerseits die CFD-gestützte Erarbeitung einer Brennraumkonfiguration, die aus Sicht der Gemischbildungssimulation für ein selbstgezündetes PKW-Wasserstoffbrennverfahren vorteilhaft erscheint, und andererseits die eingehendere Untersuchung des zugrunde liegenden Gemischbildungsprozesses. Motivation dafür war die Steigerung des motorischen Wirkungsgrades gegenüber den bereits deutlich intensiver erforschten ottomotorischen Konzepten mit  $H_2$ -Hochdruckdirekteinblasung. Dies sollte durch Erhöhung der Verdichtung bei gleichzeitiger Reduktion der Klopfneigung durch Diffusionsverbrennung wie im klassischen Dieselmotor ermöglicht werden.

In einem ersten Schritt war dazu eine CFD-Modellierungsstrategie, bestehend aus der Gittertopologie für die Berechnungsnetze und der Wahl geeigneter Berechnungsmodelle, zu erarbeiten, die mit Hilfe eines optisch zugänglichen Forschungsmotors verifiziert werden sollte. Mittels berührungsloser, optischer LIF-Messungen am Transparentmotor konnten die Ergebnisse der Simulationsrechnung an einer ottomotorischen Geometrie weitestgehend bestätigt werden. Speziell im Falle früh im Verdichtungstakt angesetzter Einblasungen lässt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment nachweisen. Dabei hat sich die Wahl des den Berechnungen zugrunde gelegten Turbulenzmodells insofern als entscheidend herausgestellt, als dass die tendenzielle Gemischverteilung im Brennraum bei Anwendung des weit verbreiteten Standard  $k\varepsilon$ -Modells nicht richtig wiedergegeben werden kann. Andererseits lassen sich bei Einsatz eines Realizable  $k\varepsilon$ -Modells bzw. des aufwändigeren RSM-Modells nicht nur die Tendenzen korrekt nachstellen, sondern auch sehr gute Übereinstimmungen in den Absolutwerten erreichen, weswegen ein Rückgriff auf eines dieser beiden höherwertigen Turbulenzmodelle zwingend notwendig erscheint. Vernetzungs- und Modellierungsstrategie konnten dann auf die Berechnungen zur Auslegung eines selbstzündungsgerechten Gemischbildungssystems übertragen werden.

Für die motorische Selbstzündung von Wasserstoff sind aufgrund seiner Stoffeigenschaften hohe Brennraumtemperaturen unverzichtbar, die durch bloße Verdichtungserhöhung nicht erreicht werden können. Zusätzliche Maßnahmen zur Erhöhung der Brennraumtemperatur, wie etwa die Vorwärmung der Ansaugluft, sind daher zu ergreifen. Voruntersuchungen an einem Forschungsmotor mit Ottogeometrie, dessen Verdichtungsverhältnis mittels Aufbaukolben auf den möglichen Maximalwert von  $\varepsilon = 16.5$  angehoben wurde, haben gezeigt, dass auch bei höchsten Ansaugluftvorwärmungen  $T_{\text{Saug}} > 150^\circ\text{C}$  insbesondere das schnelle Anlegen der eingeblasenen Kraftstoffjets an die vergleichsweise kalten Brennraumwände den für die Selbstzündung notwendigen Wärmeeintrag aus der heißen Brennraumluft in die Randzone des sich formenden Gemisches verhindert. Vorrangiges Ziel für die neue Konfiguration war demnach die Auslegung eines Gemischbildungssystems, bei dem dieses Anlegen trotz spät angesetzter Einblasung erst zum spätestmöglichen Zeitpunkt auftritt.

Mittels 3D-CFD Gemischbildungsrechnung konnte schließlich eine Kombination aus  $\omega$ -förmiger Kolbenmulde und einem Injektordüsenlayout mit 16 Löchern zu je 0.3 mm Lochdurchmesser gefunden werden. Basierend darauf wurden Injektordüsen- und Muldenkolben für die beiden Verdichtungen  $\varepsilon = 18$  bzw.  $\varepsilon = 22$  auskonstruiert und wurde ein neuer Forschungsmotor mit entsprechenden Komponenten aufgebaut. Die Beschränkung auf einen PKW-typischen Einzelzylinderhubraum von  $500\text{ cm}^3$  erzwingt dabei insofern einen Auslegungskompromiss, als dass die hohe Anzahl der Injektoraustrittsbohrungen einerseits den raschen Abbau des Eintrittsimpulses der eingeblasenen  $H_2$ -Jets begünstigt und somit ein Anlegen des Gemisches an die Wände wirkungsvoll hinauszögert, andererseits dadurch aber ein rasches Durchmischen des Wasserstoffs mit der umgebenden Brennraumluft einen hohen Vormischanteil des Gemisches generiert, welcher der dieseltypischen Diffusionsverbrennung abträglich ist und das Brennverfahren klopfanfällig macht.

Anders als bei ottomotorischen  $H_2$ -DI-Brennverfahren, bei denen der Einblasebeginn mit deutlichem zeitlichem Abstand zum Zündzeitpunkt und das Verdichtungsverhältnis wegen der Klopfneigung niedrig angesetzt werden, kommt es beim dieselmotorischen  $H_2$ -Brennverfahren einerseits zu höheren Kompressionsenddrücken durch die höhere Verdichtung bzw. überlagerte Aufladung, andererseits ist eine zusätzliche Erhöhung des Brennraumgegendruckes durch eine während der Einblasung einsetzende Kraftstoffumsetzung ebenfalls Kennzeichen eines Diffusionsbrennverfahrens. Es darf daher nicht mehr von durchgängig überkritischen Druckverhältnissen während des gesamten Einblaseprozesses ausgegangen werden, wodurch der Einblasemassenstrom gegendruckabhängig wird.

Um dies in der CFD-Modellierung berücksichtigen zu können, wurde ein Teil der Innengeometrie des eingesetzten DI-Hochdruckinjektors abgebildet. Dazu gehören die Düsenaustrittsbohrungen, der große Injektorschadraum und der Bereich des Tellerventils, dessen Bewegung mittels gemessener Hubkurven nachgebildet wurde. In einer umfassenden Untersuchung an weitgehend abstrahierten, vereinfachten 2D-Flächenmodellen der aktuellen Geometrie konnten sowohl eine funktionsfähige Vernetzungsstrategie erarbeitet, als auch die wesentlichen strömungsmechanischen Mechanismen mit vertretbarem Berechnungsaufwand identifiziert werden. Mittels Übertragung der so gewonnenen Erkenntnisse auf ein 3D-Modell des Motorbrennraumes mit angeschlossenem Hochdruckeinblaseventil konnte schließlich der Gemischbildungsprozess in Anlehnung an einen stabilen Motorbetriebspunkt mit Selbstzündung rechnerisch abgebildet werden. Diese Berechnungen haben gezeigt, dass das zuvor ausgelegte Gemischbildungssystem für späte Einblasungen wie gewünscht funktioniert und demgemäß Tendenzen zum Anlegen der sich formenden Kraftstoffwolke wirkungsvoll vermieden werden können. Die Rechnungen haben auch einen Designnachteil des verwendeten Injektors identifiziert, bei dem es nach der Einblasung abhängig von den Druckverhältnissen zu einem unerwünschten Verbleib von Kraftstoff im großen Injektorschadraum kommt. Dieser Kraftstoffanteil wird dem Brennraum erst in der Expansionsphase zur Verfügung gestellt und beeinträchtigt damit den motorischen Wirkungsgrad.

Die experimentellen Untersuchungen haben nachgewiesen, dass ein Selbstzündungsbetrieb mit Wasserstoff als Kraftstoff am  $H_2$ -CI Motor mit im Vergleich zum  $H_2$ -SI Motor reduzierter Ansaugluftvorwärmung grundsätzlich darstellbar ist. Bei niedriger Ansauglufttemperatur ist dabei lediglich ein HCCI-ähnlicher Betrieb möglich, während mit steigender Vorwärmung der Ansaugluft kürzere Zündverzögerungen und damit ein dieselähnlicher Betrieb mit Wasserstoff realisierbar ist. Bis hin zu Ansaugluftvorwärmungen von  $T_{\text{Saug}} < 170^\circ\text{C}$  bleibt der mittels Selbstzündungsbrennverfahren abdeckbare Lastbereich ungeachtet der Einblasebeginnzeitpunkte ausnehmend schmal und ist durch Verbrennungsanomalien in beide Richtungen begrenzt. Klassischer dieselmotorischer Betrieb mit größtenteils mischungskontrollierter Verbrennung im gesamten für die PKW-Anwendung interessanten Lastbereich ist hingegen erst bei Ansauglufttemperaturen von  $T_{\text{Saug}} \geq 200^\circ\text{C}$  möglich und somit im Fahrzeug kaum realistisch darstellbar. Es muss daher festgehalten werden, dass ein selbstgezündetes Brennverfahren mit Wasserstoff eventuell im Bereich großer, stationär betriebener Langsamläufermotoren vorteilhaft applizierbar sein könnte, dass sein Einsatz im PKW-Bereich aber aufgrund der oben beschriebenen Nachteile und Schwierigkeiten nicht nur kaum möglich, sondern angesichts der erzielbaren Wirkungsgrade, die im Bereich wesentlich einfacherer ottomotorischer  $H_2$ -Brennverfahren liegen, auch wenig sinnvoll erscheint.

Eine Möglichkeit zur Umsetzung eines hochverdichtenden  $H_2$ -Brennverfahrens besteht im Einsatz eines Glühstiftes als Zündquelle anstelle der Kompressionszündung. Die sofortige Entflammung des vorgemischten Gemischanteiles schafft eine enge Koppelung zwischen Einblase- und Verbrennungsbeginn, so dass Klopfen nicht auftritt. Generell ist das Glühstiftbrennverfahren sehr robust, zudem kann auf Maßnahmen wie Ansaugluftvorwärmung verzichtet werden. Das Brennverfahren ist zudem nahezu beliebig aufladefähig und kann den gesamten, für die Anwendung im PKW relevanten Kennfeldbereich abdecken. Der indizierte Hochdruckwirkungsgrad liegt bei maximal  $\eta_{i\text{-HD}} = 49\%$  und übersteigt somit die im Haus eingefahrenen Bestpunkte für ottomotorische  $H_2$ -Brennverfahren um etwa drei Prozentpunkte.

Die Stickoxid-Rohemissionen liegen dabei auf dem Niveau jener bei konventionellen Dieselmotoren und können mittels AGR bei nur moderater Wirkungsgradeinbuße wirkungsvoll reduziert werden.

Eine reine Diffusionsverbrennung in der Hauptverbrennung wäre mittels Mehrfacheinblasestrategie denkbar, bei der die Verbrennung einer Piloteinblasemenge ausreichend Temperatur und Radikalbeladung im Brennraum generiert und so ein rasches Entflammen des mit der Haupteinblasung transportierten Kraftstoffes gewährleistet. Dafür bietet sich der Einsatz einer Zündkerze zur Entflammung der Piloteinblasemenge an, mit deren Hilfe die beim Glühstiftbrennverfahren vorhandene Koppelung zwischen Einblase- und Brennbeginn aufgebrochen und so auch eine homogene Pilotverbrennung dargestellt werden kann. Die Brennraumkonfiguration des Forschungsmotors mit Dieselgeometrie kommt einer solchen Strategie durch ihre packagebedingte Positionierung der Zündkerze im Bereich der Quetschflächen nicht entgegen, trotzdem konnte im Stichversuch ein indizierter Hochdruckwirkungsgrad erreicht werden, der das hohe Potenzial des Verfahrens aufzeigt. Dessen Ausschöpfung bedingte aber eine geometrische Überarbeitung mindestens des Kolbens und/oder des Zylinderkopfes.

## 7.2 Ausblick

Zur Gemischbildungssimulation für hochverdichtende Wasserstoffbrennverfahren mit spät angesetzter Hochdruck-Direkteinblasung steht ein aus Brennraum und Injektor kombiniertes 3D-Modell zur Verfügung, welches den Wechsel von über- zu unterkritischen Strömungsverhältnissen rechnerisch abbilden kann. Der nächste logische Schritt wäre demnach die Erarbeitung eines auch für die Wasserstoff-Diffusionsverbrennung geeigneten Verbrennungsmodells bzw. von Zündmodellen zur Abbildung der Kompressions- bzw. Oberflächenzündung. Dabei ist der Aufwand als beträchtlich einzuschätzen, weil man die aufwändige Modellierung der Reaktionskinetik entweder direkt im CFD-Code, oder mittels Koppelung mit einem chemischen Solver, zu berücksichtigen hätte.

Betreffend den motorischen Betrieb hat vor allem das Mehrfacheinblasebrennverfahren mit mittels Zündkerze fremdgezündeter Pilotverbrennung in Stichversuchen interessantes Potenzial hinsichtlich des Wirkungsgrades versprochen. Geometrische Adaptierungen von Kolben und Zylinderkopf, die eine weniger exponierte Lage der Zündkerze erlauben, würden eine eingehendere Untersuchung dieses Brennverfahrens und eine fundierte Bewertung im Vergleich mit dem Glühstiftbrennverfahren ermöglichen. Auch beim Glühstiftbrennverfahren selbst besteht durchaus noch Optimierungspotenzial, beispielsweise im Hinblick auf die Dauerhaltbarkeit der Glühstifte und deren Leistungsaufnahme.

Auch  $H_2$ -Brennverfahren mit äußerer Gemischbildung bieten noch einige Möglichkeiten. So könnten deren Nachteile im Gemischheizwert durch die kryogene Saugrohrenblasung teilweise kompensiert und die Verdichtung zur Steigerung des Wirkungsgrades durch das insgesamt niedrigere Temperaturniveau bei reduzierter Klopfanfälligkeit angehoben werden.

Weitere Herausforderungen für den Einsatz von Wasserstoff im Fahrzeug betreffen gleichermaßen den Verbrennungsmotor und die Brennstoffzelle und zielen vor allem auf die Themenkreise der Wasserstoffspeicherung und der  $H_2$ -Infrastruktur. Der Verbrennungsmotor verfügt dabei über eine breite installierte Basis und die Möglichkeit zu bivalentem Betrieb in Kombination mit konventionellen flüssigen und gasförmigen Kraftstoffen. Er stellt somit bereits mittelfristig nicht nur eine, sondern genau genommen die einzig realistische Brückentechnologie auf dem Weg zur  $CO_2$ -freien Mobilität dar und wird uns zweifelsfrei noch über Jahrzehnte begleiten.

## Abbildungen

Bild 1–1:	Dichte (blau) und Arbeit (rot) bei Verdichtung bzw. Verflüssigung von Wasserstoff .....	2
Bild 1–2:	Expansion bei negativem Joule-Thomson Koeffizienten (schematisch) .....	3
Bild 2–1:	Gemischbildungskonzepte für Wasserstoffmotoren.....	7
Bild 2–2:	Leistungspotenzial verschiedener H <sub>2</sub> -Gemischbildungsverfahren im Vergleich zu Benzin .....	8
Bild 2–3:	Gemischzusammensetzung für unterschiedliche Einblasezeitpunkte .....	10
Bild 2–4:	Volllastpotenzialvergleich zwischen H <sub>2</sub> (AGB, DI) und Benzin.....	11
Bild 2–5:	NO <sub>x</sub> -Emissionen beim H <sub>2</sub> -AGB Motor .....	12
Bild 2–6:	theoretisches und gemessenes Wirkungsgradpotenzial für ein ottomotorisches Brennverfahren .....	14
Bild 3–1:	Ableitung der Navier/Stokes-Gleichungen (schematisch).....	19
Bild 3–2:	Energiekaskade turbulenter Strömungen.....	20
Bild 3–3:	Zonen innerhalb einer turbulenten Grenzschicht .....	26
Bild 4–1:	Schnitt durch den Forschungsmotor mit Ottogeometrie.....	33
Bild 4–2:	Aufbaukolben für den Forschungsmotor mit Ottogeometrie ( $\epsilon = 16.5$ ) .....	34
Bild 4–3:	Schnitt durch den Forschungsmotor mit Dieselgeometrie .....	35
Bild 4–4:	Bohrungen im Brennraumdach des H <sub>2</sub> -Motors mit Dieselgeometrie.....	36
Bild 4–5:	Kolben im H <sub>2</sub> -CI-Motor (v.l.n.r.): $\epsilon = 18$ , $\epsilon = 22$ , Halbfertigteil für neue Muldengeometrien .....	36
Bild 4–6:	Aufbau des AVL-Kompaktprüfstandes .....	37
Bild 4–7:	Bauteile für den optischen Zugang am Transparentmotor .....	42
Bild 4–8:	Aufbau und Strahleinkoppelung am Transparentmotor .....	42
Bild 4–9:	Optikmotor am Prüfstand (links) und Blick durch den Glasring (rechts).....	43
Bild 4–10:	Optisch zugängliche Einblasekammer .....	44
Bild 4–11:	LIF-Arbeitsprinzip (links) und typische LIF-Aufnahme (rechts) .....	46
Bild 4–12:	Fluoreszenz-Emissionsspektrum für TEA und TMA .....	47
Bild 4–13:	Strahlführung an der Einblasekammer für achsnormalen (links) und achsparallelen (rechts) Lichtschnitt.....	48
Bild 4–14:	Aufbau des Westport J43P3 Hochdruckinjektors .....	51
Bild 4–15:	Westport J43P3 – ausgeführter Wasserstoff-Hochdruckinjektor .....	52
Bild 4–16:	Hörbiger Doppelmagnet-Hochdruckinjektor für Wasserstoff.....	53
Bild 4–17:	Funktionsprinzip des Doppelmagnet-Hochdruckinjektors von HVT .....	54
Bild 4–18:	Strömungswege im HVT-Hochdruckinjektor .....	55
Bild 5–1:	Einsatz verschiedener Gittertypen je nach Arbeitszyklus der VKM .....	58
Bild 5–2:	Geometrie des Ladungswechselmodells für den H <sub>2</sub> -SI FoMo.....	59
Bild 5–3:	Gittertopologie des Ladungswechselmodells für den H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	60

Bild 5–4:	Ein- / Auslassrandbedingungen am Ladungswechselmodell für den H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	61
Bild 5–5:	Geschwindigkeits- und Turbulenzfeld bei Einblasebeginn .....	63
Bild 5–6:	Geometrie des Gemischbildungsmodells für den H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	64
Bild 5–7:	Gittertopologie des Gemischbildungsmodells für den H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	65
Bild 5–8:	Modellierung des H <sub>2</sub> -Massenstromverlaufs bei H <sub>2</sub> -SI entsprechend der Ansteuerung .....	67
Bild 5–9:	Gemessenes Nadelhubprofil mit Nachschwingungen .....	68
Bild 5–10:	Modellierung des H <sub>2</sub> -Massenstromverlaufs bei H <sub>2</sub> -SI entsprechend dem Nadelhub .....	68
Bild 5–11:	Lochbild des 8 x 0.4 mm – Injektors (links) und zugehörige Strahlausbreitung (rechts) .....	69
Bild 5–12:	Druck- und Machzahlverteilung an der Injektordüse am Beginn der Hochdruckeinblasung .....	70
Bild 5–13:	Vergleich der LIF-Messung mit CFD-Ergebnissen bei früher Einblasung .....	73
Bild 5–14:	Vergleich der LIF-Messung mit CFD-Ergebnissen bei später Einblasung .....	78
Bild 5–15:	CFD-Ergebnisse bei später Einblasung im achsnormalen Schnitt .....	81
Bild 5–16:	LIF-Ergebnisse einer späten Einblasung im horizontalen Lichtschnitt .....	83
Bild 5–17:	TKE während der Gemischbildung bei früher und später Einblasung .....	84
Bild 6–1:	Zündverzögerungen in homogenen H <sub>2</sub> /Luft-Gemischen in Abhängigkeit von Verdichtungs- und H <sub>2</sub> -Konzentration .....	87
Bild 6–2:	örtliche Gemisch- und Temperaturverteilung innerhalb eines Einblasestrahls .....	88
Bild 6–3:	Einbausituation des Aufbaukolbens am H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	89
Bild 6–4:	Zylinderdruck und -temperatur im Schleppbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	90
Bild 6–5:	Selbstzündungs-Betriebsstrategien am H <sub>2</sub> -SI FoMo mit Aufbaukolben .....	91
Bild 6–6:	Verbrennungsanomalien bei Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	92
Bild 6–7:	Indizierdaten für Klopf- und Magergrenze bei Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo bei früher Einblasung .....	93
Bild 6–8:	Betriebsbereich für Selbstzündung am H <sub>2</sub> -SI FoMo bei zwei Ansauglufttemperaturen .....	93
Bild 6–9:	Minimale Zündverzögerungen bei Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -SI FoMo .....	94
Bild 6–10:	Betriebsbereich für Selbstzündung am H <sub>2</sub> -SI FoMo mit/ohne innerer AGR .....	95
Bild 6–11:	Berechnungsgitter und Massenstromprofil für die CFD-Rechnung mit Aufbaukolben .....	97
Bild 6–12:	Örtliche Lambda- und Temperaturverteilung während der Gemischbildung am H <sub>2</sub> -SI FoMo bei später Einblasung .....	99
Bild 6–13:	Zylinderdruck und -temperatur im freisaugenden Schleppbetrieb bei Variation der Verdichtung .....	101
Bild 6–14:	Zylinderdruck und -temperatur im freisaugenden Schleppbetrieb bei Ansaugluftvorwärmung und Variation der Verdichtung .....	101
Bild 6–15:	Zylinderdruck und -temperatur im aufgeladenen Schleppbetrieb (a = 1.5) bei Variation der Verdichtung .....	102

Bild 6–16:	Zylinderdruck und -temperatur im aufgeladenen Schleppbetrieb ( $a = 2$ ) bei Variation der Verdichtung.....	103
Bild 6–17:	Betriebskonzepte für den Selbstzündungsbetrieb am FoMo mit Dieselgeometrie und Muldenkolben.....	103
Bild 6–18:	VIBE-Brennverlauf zur Spitzendruckabschätzung am H <sub>2</sub> -CI FoMo .....	104
Bild 6–19:	Zylinderdruck und -temperatur für die Betriebskonzepte für Selbstzündung am H <sub>2</sub> -CI FoMo .....	104
Bild 6–20:	Flache $\omega$ -Mulde für $\varepsilon = 18$ (links) und $\varepsilon = 22$ (rechts) mit 12 x 0.33 mm – Injektor (Mitte) .....	106
Bild 6–21:	Eindringverhalten in Abhängigkeit der Betriebsstrategie bei der flachen $\omega$ -Mulde mit 12 x 0.33 mm – Injektor .....	107
Bild 6–22:	Konzepte von Injektordüsenaustrittsöffnungen zur Kombination mit der flachen $\omega$ -Mulde .....	108
Bild 6–23:	Einfluss der Lochanzahl auf die Eindringtiefe des eingeblasenen Wasserstoffs .....	108
Bild 6–24:	Tiefe $\omega$ -Mulde für $\varepsilon = 18$ (links) und $\varepsilon = 22$ (rechts) .....	109
Bild 6–25:	Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei tiefer $\omega$ -Mulde und 16 x 0.28 mm – Düse .....	110
Bild 6–26:	Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei tiefer $\omega$ -Mulde und 20 x 0.25 mm – Düse .....	112
Bild 6–27:	Konfiguration aus $\omega$ -Mulde mit zurückgezogenem Injektor und zugehörigen Injektordüsen spitzen .....	113
Bild 6–28:	Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei der $\omega$ -Mulde mit 16 x 0.3 mm – Düse .....	114
Bild 6–29:	Örtliche Verteilung von Luftverhältnis und Temperatur bei der $\omega$ -Mulde mit 20 x 0.25 mm – Düse .....	116
Bild 6–30:	Vergleich der Strahlquerschnitte für 2 verschiedene Muldenformen mit 16- bzw. 20-Loch-Düse .....	117
Bild 6–31:	Finale Brennraumkonfiguration des H <sub>2</sub> -CI Forschungsmotors für $\varepsilon = 18$ (links) und $\varepsilon = 22$ (rechts) .....	117
Bild 6–32:	Designkonzept der Injektordüsen spitze .....	118
Bild 6–33:	Konzeptmodell für die Abbildung der Injektorinnenströmung.....	121
Bild 6–34:	Strömungswege im CFD-Modell des Injektors mit angeschlossenen Brennraum .....	122
Bild 6–35:	Ableitung eines 2D-Ersatzmodells für den Injektor .....	124
Bild 6–36:	Gittertopologie am 2D-Ersatzmodell für den Injektor .....	124
Bild 6–37:	Bewegung des Injektor-Tellerventils in der CFD-Simulation .....	125
Bild 6–38:	Initialisierung und Randbedingungen am 2D-Injektormodell bei $p_g = \text{const.}$	126
Bild 6–39:	Massenströme während der Einblasung am 2D-Injektormodell.....	126
Bild 6–40:	Absolutdruck am 2D-Injektormodell während der Einblasung bei $p_g = \text{const.}$ .....	129
Bild 6–41:	Verschiebung des Staupunktes während der Einblasung am 2D-Injektormodell.....	130

Bild 6–42:	Druckwellen am 2D-Injektormodell zu Einblasebeginn bei $p_g = \text{const.}$ .....	132
Bild 6–43:	Druck- und Machzahlverteilung am 2D-Injektormodell bei $p_g = \text{const.}$ .....	133
Bild 6–44:	Ein- und Auslassmassenströme am 2D-Injektormodell bei unterschiedlichen Gegendrücken.....	134
Bild 6–45:	Über Ein- und Auslass strömende Massen am 2D-Injektormodell bei versch. Gegendrücken.....	135
Bild 6–46:	Massendifferenz zwischen Ein- und Austritt am 2D-Injektormodell bei Gegendruckvariation .....	135
Bild 6–47:	Machzahlen im Übertrittsspalt am Nadelsitz für das 2D-Injektormodell bei versch. Gegendrücken .....	136
Bild 6–48:	Machzahlen in den Austrittsbohrungen des 2D-Injektormodells bei verschiedenen Gegendrücken .....	137
Bild 6–49:	Druckverhältnisse bei Einblasebeginnvariation am 2D-Injektormodell bei veränderl. Gegendruck.....	139
Bild 6–50:	Massenströme und Massen am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck.....	139
Bild 6–51:	Massen und Massenströme bei Luftinitialisierung am 2D-Injektormodell bei veränderl. Gegendruck.....	141
Bild 6–52:	Auswirkung der Luftinitialisierung auf die ausströmende Masse am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck.....	142
Bild 6–53:	Berechnungsgitter und Initialisierung des 2D-Motormodells.....	143
Bild 6–54:	Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB = 40°KW v.ZOT.....	144
Bild 6–55:	Massenströme am 2D-Motormodell bei EB = 40°KW v.ZOT .....	145
Bild 6–56:	Kumulierte Massen über die Düsenbohrungen am 2D-Motormodell bei EB = 40°KW v.ZOT .....	146
Bild 6–57:	Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB = 15°KW v.ZOT.....	147
Bild 6–58:	Massenströme und kumulierte Massen am 2D-Motormodell bei EB = 15°KW v.ZOT .....	148
Bild 6–59:	Gemischbildungsprozess am 2D-Motormodell bei EB = 6°KW v.ZOT.....	149
Bild 6–60:	Massenströme und kumulierte Massen am 2D-Motormodell bei EB = 6°KW v.ZOT .....	150
Bild 6–61:	Grundsätzliche Netztopologie für das 3D-Motormodell (Injektor + Brennraum) .....	151
Bild 6–62:	Nadelhubkurve für das 3D-Motormodell .....	153
Bild 6–63:	Lokale $\lambda$ -Verteilung bei Berechnung am 3D-Motormodell mit einfacher Genauigkeit.....	154
Bild 6–64:	Gemischbildungsprozess am 3D-Motormodell bei Variation des Kraftstoffvordruckes .....	157
Bild 6–65:	H <sub>2</sub> -Massenströme an den einzelnen Düsenlöchern am 3D-Motormodell bei $p_{H_2} = 200 \text{ bar}$ .....	159
Bild 6–66:	Massenströme und kumulierte Massen am 3D-Motormodell bei $p_{H_2} = 200 \text{ bar}$ .....	160
Bild 6–67:	Temperatur auf Iso-Fläche $\lambda_{\text{lokal}} = 0.5$ am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken .....	162

Bild 6–68:	Temperatur auf Iso-Fläche $\lambda_{\text{lokal}} = 1$ am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken .....	163
Bild 6–69:	Temperatur auf Iso-Fläche $\lambda_{\text{lokal}} = 3$ am 3D-Motormodell bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken .....	166
Bild 6–70:	Massenströme an Einlass und Düsenbohrungen am 3D-Motormodell bei versch. H <sub>2</sub> -Vordrücken .....	167
Bild 6–71:	Kumulierte Masse an Einlass und Düsenbohrungen am 3D-Motormodell bei versch. H <sub>2</sub> -Vordrücken .....	168
Bild 6–72:	Zylinderdruck und -temperatur am 3D-Motormodell bei unterschiedlichen H <sub>2</sub> -Vordrücken.....	168
Bild 6–73:	Unterschiede zwischen vereinfachtem und finalem 3D-Motormodell .....	169
Bild 6–74:	Netztopologie im Bereich des Einlassventils am finalen 3D-Motormodell ...	169
Bild 6–75:	Ladungswechsel-Vollmodell für den H <sub>2</sub> -CI Forschungsmotor .....	171
Bild 6–76:	Druck, Temperatur und turbulent-kinetische Energie während der Ladungswechselphase.....	171
Bild 6–77:	Stromlinien bei voll offenen Einlassventilen .....	172
Bild 6–78:	Geschwindigkeit und Turbulenz während der Einlassphase und zum Einblasebeginn (EB) .....	173
Bild 6–79:	Variation des Nadelhubes für die GB-Berechnung an der finalen Motorgeometrie .....	175
Bild 6–80:	Fehlerhafte Berechnung bei reduziertem Minimalspalt am Tellerventil .....	175
Bild 6–81:	Berechneter Gemischbildungsprozess für einen gemessenen Betriebspunkt mit Selbstzündung.....	177
Bild 6–82:	H <sub>2</sub> -Massenströme an den Düsenlöchern bei GB-Simulation an der finalen Motorgeometrie .....	178
Bild 6–83:	Verteilung der Wasserstoffmasse zwischen Brenn- und Injektorschadraum	179
Bild 6–84:	Lokale Verteilung (links) und Durchschnitt der TKE (rechts) im Brennraum während der Einblasung .....	179
Bild 6–85:	Strahlbild einer funktionseingeschränkten Injektordüse vor (links) und nach (rechts) Revision .....	182
Bild 6–86:	Optische Strahlbilduntersuchung an einer funktionsfähigen Düse.....	183
Bild 6–87:	Optische Strahlbilduntersuchung bei verschiedenen Kraftstoffvordrücken..	185
Bild 6–88:	Optische Messungen zur Zyklusstabilität der HVT-Injektoren .....	186
Bild 6–89:	Optische Untersuchungen zur Leckage der HVT-Injektoren.....	187
Bild 6–90:	Einbausituation von Ansaugluftheizung und zugehöriger Temperaturmessstelle.....	188
Bild 6–91:	Selbstzündungs-Betriebspunkte am H <sub>2</sub> -CI FoMo bei unterschiedlichen Ansauglufttemperaturen .....	189
Bild 6–92:	Selbstzündungs-Betriebspunkt am H <sub>2</sub> -CI FoMo zur Gemischbildungssimulation aus Bild 6–81.....	190
Bild 6–93:	Klassische dieselmotorische Verbrennung von Wasserstoff am H <sub>2</sub> -CI FoMo .....	192
Bild 6–94:	Betriebsbereich des Selbstzündungs-Brennverfahrens am H <sub>2</sub> -CI FoMo .....	193

Bild 6–95:	Brennraumkonfiguration für das Glühstift-Brennverfahren.....	194
Bild 6–96:	Betriebspunkt bei mittlerer Teillast und Fremdzündung mittels Glühstift am H <sub>2</sub> -Cl FoMo .....	195
Bild 6–97:	Potenzial des effektiven Wirkungsgrades im Kennfeld beim Glühstiftbrennverfahren.....	196
Bild 6–98:	Potenzial zur NO <sub>x</sub> -Reduktion mittels AGR beim Glühstiftbrennverfahren ....	197
Bild 6–99:	Nachbearbeitung des ω-Muldenkolbens für das Zündkerzen-Brennverfahren .....	198
Bild 6–100:	Betriebspunkt bei mittlerer Teillast und Fremdzündung mittels Zündkerze am H <sub>2</sub> -Cl FoMo .....	198

## Abkürzungen

AGB	Äußere Gemischbildung
AGR	Abgasrückführung
AÖ	Auslass Öffnet
AS	Auslass Schließt
ATL	Abgasturboaufladung
AV	Auslassventil
CAD	Computer Aided Design
CCD	Charge Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
CGH <sub>2</sub>	Compressed Gaseous Hydrogen
CI	Compression Ignition
CO	chem. Symbol für Kohlenmonoxid
CO <sub>2</sub>	chem. Symbol für Kohlendioxid
CZ	Cetanzahl
DI	Direct Injection
DNS	Direkte Numerische Simulation
DOHC	Double Overheaded Camshaft
EB	Einblasebeginn
ED	Einblasedauer
EE	Einblaseende
EÖ	Einlass Öffnet
ES	Einlass Schließt
EV	Einlassventil
FoMo	Forschungsmotor
GaPO <sub>4</sub>	chem. Symbol für Galliumorthophosphat
GB	Gemischbildung
H <sub>2</sub>	chem. Symbol für Wasserstoff
H <sub>2</sub> O	chem. Symbol für Wasser
HC	Hydrocarbons
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
ICCD	Intensified Charge Coupled Device
IGB	Innere Gemischbildung
KrF	Krypton-Fluorid
KW	Kurbelwinkel
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LES	Large Eddy Simulation

LH <sub>2</sub> .....	Liquified Hydrogen
LIF.....	Laser-Induzierte Fluoreszenz
LV.....	Ladungswechselferlust
LW.....	Ladungswechsel
MZ.....	Methanzahl
N <sub>2</sub> .....	chem. Symbol für Stickstoff
NO.....	chem. Symbol für Stickstoffmonoxid
NO <sub>2</sub> .....	chem. Symbol für Stickstoffdioxid
NO <sub>x</sub> .....	Stickoxide
O <sub>2</sub> .....	chem. Symbol für Sauerstoff
OT.....	Oberer Totpunkt
PIV.....	Particle Image Velocimetry
RANS.....	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RNG.....	Renormalization Group
ROZ.....	Research Oktanzahl
RSM.....	Reynolds Stress Model
SI.....	Spark Ignited
TEA.....	Triethylamin
TKE.....	Turbulente Kinetische Energie
TMA.....	Trimethylamin
UT.....	Unterer Totpunkt
UV.....	Ultraviolett
VB.....	Verbrennung
VKM.....	Verbrennungskraftmaschine
WOT.....	Wechsel-OT
ZOT.....	Zünd-OT
ZZP.....	Zündzeitpunkt

# Formelzeichen

## Motorische und thermodynamische Größen

$a$	Aufladegrad (definiert als Druckverhältnis bei ES) [-]
$a_{Lit}$	Aufladegrad (definiert gemäß Literatur als Dichteverhältnis im Ansaugtrakt) [-]
$A_{inj}$	Injektor-Gesamtquerschnittsfläche [m <sup>2</sup> ]
$c$	lokale Schallgeschwindigkeit [m/s]
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck [J/kgK]
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen [J/kgK]
$E$	Energie (allgemein) [J]
$H_G$	Gemischheizwert für gemischansaugende Motoren [J/m <sup>3</sup> ]
$\bar{H}_G$	Gemischheizwert für luftansaugende Motoren [J/m <sup>3</sup> ]
$H_u$	unterer Heizwert [kJ/kg]
$h_v$	Nadelhub am Hochdruckinjektor [mm]
$h_{v,min}$	Minimalspalt zwischen Ventil und Ventilsitz im CFD-Modell [mm]
$L_{St}$	stöchiometrisches Luftverhältnis [-]
$\dot{m}$	Massenstrom (allgemein) [kg/s]
$m_{H_2}$	Kraftstoffmasse [kg]
$n$	Drehzahl [min <sup>-1</sup> ]
$p$	Druck (allgemein) [bar] bzw. [N/m <sup>2</sup> ]
$p_0$	Saugrohrdruck bei freisaugendem Betrieb [bar]
$p_1$	Saugrohrdruck bei aufgeladenem Betrieb [bar]
$p_e$	effektiver Mitteldruck [bar]
$p_{ES}$ bzw. $p(ES)$	Zylinderdruck bei Einlassschluss [bar]
$p_{H_2}$	Kraftstoffvordruck [bar]
$p_i$	indizierter Mitteldruck [bar]
$p_K$	Druck in der Einblasekammer [bar]
$p_{Zyl}$	Zylinderdruck [bar]
$Q_B$	Brennstoffenergie [J]
$R$	spezifische Gaskonstante [J/kgK]
$R_m$	molare Gaskonstante [J/kgK]
$s_l$	laminare Flammengeschwindigkeit [cm/s]
$s_t$	turbulente Flammengeschwindigkeit [cm/s]
$T$	Temperatur (allgemein) [K] bzw. [°C]
$T_0$	Saugrohrtemperatur bei freisaugendem Betrieb [K]
$T_1$	Saugrohrtemperatur bei aufgeladenem Betrieb [K]
$T_{ES}$ bzw. $T(ES)$	Zylindertemperatur bei Einlassschluss [K]
$T_{H_2}$	Kraftstofftemperatur [K]

$T_K$	.....	Temperatur in der Einblasekammer [K]
$T_{KE}$	.....	Kompressionsendtemperatur [K]
$T_{Luft}$	.....	Lufttemperatur [K]
$T_{Saug}$	.....	Ansauglufttemperatur [ $^{\circ}C$ ]
$T_{SZ}$	.....	Selbstzündungstemperatur [K]
$T_{Wand}$	.....	Temperatur der Brennraumwände [K]
$T_{Zyl}$	.....	Zylindertemperatur [K]
$t$	.....	Zeit (allgemein) [s]
$t_C$	.....	Zeitspanne des Vollhubes im Nadelhubsignal [s]
$t_O$	.....	Zeitspanne der Öffnungsflanke im Nadelhubsignal [s]
$t_S$	.....	Zeitspanne der Schließflanke im Nadelhubsignal [s]
$V_h$	.....	Hubvolumen [ $m^3$ ]
$\varepsilon$	.....	Verdichtungsverhältnis [-]
$\eta_e$	.....	effektiver Wirkungsgrad [%]
$\eta_i$	.....	indizierter Wirkungsgrad [%]
$\eta_{i-HD}$	.....	indizierter Hochdruckwirkungsgrad [%]
$\varphi$	.....	Kurbelwinkel [ $^{\circ}KW$ ]
$\lambda$	.....	Luftverhältnis (allgemein) [-]
$\lambda_{global}$	.....	globales Luftverhältnis [-]
$\lambda_{lokal}$	.....	lokales Luftverhältnis [-]
$\lambda_1$	.....	Wellenlänge des Laserlichtes [nm]
$\lambda_2$	.....	Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes [nm]
$\lambda_a$	.....	Frischgasaufwand bzw. Luftaufwand [-]
$\lambda_T$	.....	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]
$\mu_{JT}$	.....	Joule-Thomson Koeffizient [ $Kms^2/kg$ ]
$\rho$	.....	Dichte (allgemein) [ $kg/m^3$ ]
$\rho_G$	.....	Dichte des Gemisches [ $kg/m^3$ ]
$\rho_L$	.....	Dichte der Luft [ $kg/m^3$ ]

### **Strömungsmechanische Größen**

$a$	.....	Temperaturleitfähigkeit [ $m^2/s$ ]
$D_k$	.....	Diffusionskoeffizient [ $m^2/s$ ]
$f_i$	.....	Volumskraft in Richtung „i“ [ $N/m^3$ ]
$h$	.....	spezifische Enthalpie (allgemein) [J/kg]
$h_0$	.....	Referenzwert der spezifischen Enthalpie [J/kg]
$k$	.....	turbulent-kinetische Energie [ $m^2/s^2$ ]
$l_0$	.....	turbulentes Längenmaß bei Wirbelentstehung [m]
$l_e$	.....	Wirbeldurchmesser [m]

$l_k$	.....	Kolmogorov-Längenmaß [m]
$l_t$	.....	integrales Längenmaß [m]
$Ma$	.....	Mach-Zahl [-]
$p_{0\_H2}$	.....	Ruhedruck des Wasserstoffs (Behälterzustand) [N/m <sup>2</sup> ]
$p_{Brennraum}$	.....	Brennraumgegendruck [N/m <sup>2</sup> ]
$Pr$	.....	Prandtl-Zahl [-]
$q_w$	.....	Wandwärmestrom [W/mK]
$Re$	.....	Reynolds-Zahl [-]
$s$	.....	spezifische Entropie [J/kgK]
$s_0$	.....	Referenzwert der spezifischen Entropie [J/kgK]
$Sc_t$	.....	turbulente Schmidt-Zahl [-]
$T_0$	.....	Referenztemperatur [K]
$T_{0\_H2}$	.....	Ruhetemperatur des Wasserstoffs (Behälterzustand) [K]
$t_e$	.....	Eddy Turn-Over Time [s]
$T_{ij}$	.....	Reynolds'scher Spannungstensor [N/m <sup>2</sup> ]
$u^*$	.....	dimensionslose wandnahe Geschwindigkeit [-]
$u^+$	.....	dimensionslose wandnahe Geschwindigkeit (alternative Formulierung) [-]
$u_i$	.....	Geschwindigkeitskomponente in Richtung „i“ [m/s]
$u_i'$	.....	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in Richtung „i“ [m/s]
$\bar{u}_i$	.....	Mittelwert der Geschwindigkeit in Richtung „i“ [m/s]
$u_\tau$	.....	Schubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
$w$	.....	Ausströmgeschwindigkeit [m/s]
$x_i$	.....	Ortskoordinate in Richtung „i“ [m]
$y$	.....	Wandnormalabstand [m]
$y^*$	.....	dimensionsloser Wandabstand [-]
$y^+$	.....	dimensionsloser Wandabstand (alternative Formulierung) [-]
$\delta_{ij}$	.....	Kronecker-Delta ( $\delta_{ij} = 1$ bei $i = j$ , sonst $\delta_{ij} = 0$ ) [-]
$\varepsilon$	.....	Dissipationsrate der turbulent-kinetischen Energie [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\kappa$	.....	Isentropenexponent [-]
$\kappa_K$	.....	Karmann-Konstante ( $\kappa_K = 0.4$ ) [-]
$\mu$	.....	dynamische Viskosität [Ns/m <sup>2</sup> ]
$\mu_{eff}$	.....	effektive Viskosität [Ns/m <sup>2</sup> ]
$\mu_t$	.....	Wirbelviskosität [Ns/m <sup>2</sup> ]
$\nu$	.....	kinematische Viskosität [m <sup>2</sup> /s]
$\rho_{0\_H2}$	.....	Wasserstoffdichte bei Ruhezustand [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau_w$	.....	Wandschubspannung [N/m <sup>2</sup> ]

## Gleichungen

Glg. 1-1:	Joule-Thomson Koeffizient.....	3
Glg. 1-2:	Gemischheizwert für gemischansaugende (links) und luftansaugende (rechts) Motoren .....	5
Glg. 2-1:	Verbrennungsgleichung für Wasserstoff/Luft-Gemische.....	12
Glg. 3-1:	Allgemeine Transportgleichung.....	18
Glg. 3-2:	Massenerhaltungsgleichung .....	18
Glg. 3-3:	Navier/Stokes-Gleichungen in Indexschreibweise .....	19
Glg. 3-4:	Energiegleichung .....	19
Glg. 3-5:	Turbulenzgrößen bei der RANS-Formulierung .....	21
Glg. 3-6:	Turbulente kinetische Energie (TKE) .....	22
Glg. 3-7:	Wirbelviskosität im $k\varepsilon$ -Modell .....	22
Glg. 3-8:	Effektive Viskosität.....	22
Glg. 3-9:	Reynolds-Spannungstensor.....	23
Glg. 3-10:	RANS-Gleichung mit Reynolds-Spannungstensor.....	23
Glg. 3-11:	Speziestransportgleichung.....	24
Glg. 3-12:	Polynomansatz für die spezifische Wärmekapazität $c_p$ .....	24
Glg. 3-13:	Polynomansatz für die Enthalpie $h$ .....	25
Glg. 3-14:	Polynomansatz für die Entropie $s$ .....	25
Glg. 3-15:	dimensionslose Größen zur Wandbehandlung bei turbulenten Strömungen.	25
Glg. 3-16:	dimensionslose Geschwindigkeit in der viskosen Unterschicht .....	26
Glg. 3-17:	dimensionslose Geschwindigkeit im logarithmischen Bereich der Grenzschicht .....	26
Glg. 3-18:	Newton'scher Schubspannungsansatz .....	27
Glg. 3-19:	Wärmeleitungsgleichung .....	27
Glg. 3-20:	Ähnlichkeitsbeziehung zwischen Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht .....	27
Glg. 3-21:	Definitionsgleichung der Prandtl-Zahl .....	28
Glg. 3-22:	dimensionsloser Wandabstand (alternative Formulierung).....	28
Glg. 3-23:	dimensionslose Geschwindigkeit (alternative Formulierung).....	28
Glg. 3-24:	logarithmisches Wandgesetz (alternative Formulierung).....	28
Glg. 3-25:	laminares Wandgesetz.....	29
Glg. 6-1:	Definition des Aufladegrades .....	90
Glg. 6-2:	Geschwindigkeit bei isentroper Strömung idealer Gase durch einen Austrittsquerschnitt.....	119
Glg. 6-3:	Massenstrom bei isentroper Strömung idealer Gase durch einen Austrittsquerschnitt.....	119
Glg. 6-4:	Kritisches Druckverhältnis und lokale Schallgeschwindigkeit bei der isentropen Strömung idealer Gase .....	120

Glg. 6-5:	Einblasedruckverhältnisse bei otto- bzw. dieselmotorischen Brennverfahren mit Wasserstoff .....	120
-----------	---	-----

## Tabellen

Tabelle 1-1:	Eigenschaften von Wasserstoff im Vergleich zu konventionellen Kraftstoffen.	4
Tabelle 3-1:	Grundlegende Solvereinstellungen für die CFD-Rechnung .....	16
Tabelle 4-1:	Basisdaten des Forschungsmotors mit Ottogeometrie .....	32
Tabelle 4-2:	Basisdaten des Forschungsmotors mit Dieselseometrie .....	34
Tabelle 4-3:	Betriebsgrenzen am Kompaktprüfstand .....	37
Tabelle 4-4:	Kenndaten der Konditionieranlage .....	38
Tabelle 4-5:	Spezifikationen der eingesetzten Druckaufnehmer .....	40
Tabelle 4-6:	Basisdaten des Transparentmotors .....	41
Tabelle 4-7:	Kenndaten der Einblasekammer .....	45
Tabelle 4-8:	Kenndaten des Westport J43P3-Hochdruckinjektors .....	53
Tabelle 4-9:	Kenndaten des HVT-Hochdruckinjektors mit Doppelmagnetantrieb .....	56
Tabelle 5-1:	Kenndaten des Validierungsbetriebspunktes bei früher Einblasung .....	71
Tabelle 5-2:	Kenndaten des Validierungsbetriebspunktes bei später Einblasung .....	76
Tabelle 6-1:	Datensatz für die CFD-Gemischbildungsrechnung mit Aufbaukolben .....	97
Tabelle 6-2:	Quantitative Betrachtung der Konzepte für Selbstzündungsbetrieb am H <sub>2</sub> -Cl FoMo .....	105
Tabelle 6-3:	Einstellungen zur Berechnung der Druckverteilung am 2D-Injektormodell während der Einblasung .....	127
Tabelle 6-4:	Betriebspunkt für die Berechnungen am 2D-Injektormodell bei veränderlichem Gegendruck .....	138
Tabelle 6-5:	Betriebspunkt und Berechnungseinstellungen für das 3D-Motormodell .....	153
Tabelle 6-6:	Betriebspunkt und Berechnungseinstellungen für die Vordruckvariation am 3D-Motormodell .....	155
Tabelle 6-7:	Betriebspunkt und CFD-Einstellungen für die Berechnung mit aktueller Motorgeometrie .....	170

## Literatur

- [1] Eichlseder, H.; Klell, M.: „Wasserstoff in der Fahrzeugtechnik: Erzeugung, Speicherung, Anwendung“, ISBN 978-3-8348-0478-5, Vieweg+Teubner, 2008
- [2] Pischinger, R.; Klell, M.; Sams, T.: „Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine“, ISBN 3-211-83679-9, Springer-Verlag/Wien, 2002
- [3] Peschka, W.: „Flüssiger Wasserstoff als Energieträger – Technologie und Anwendung“, Springer Verlag Wien New York, 1984
- [4] Erren, R. A.: „Der Erren – Wasserstoffmotor“, ATZ Automobiltechnische Zeitschrift, Ausgabe 41, 1939
- [5] Wallner, T.: „Entwicklung von Brennverfahrenskonzepten für einen PKW-Motor mit Wasserstoffantrieb“, Dissertationsschrift, Technische Universität Graz, 2004
- [6] Eichlseder, H.; Wallner, T.; Freymann, R.; Ringler, J.: „The Potential of Hydrogen Internal Combustion Engines in a Future Mobility Scenario“, SAE – International Future Transportation Technology Conference, SAE Paper 2003-01-2267, 2003
- [7] Messner, D.: „Wirkungsgradoptimierung von H<sub>2</sub>-Verbrennungsmotoren mit innerer Gemischbildung“, Dissertationsschrift, Technische Universität Graz, 2007
- [8] Zeldovich, Y. B.: „The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions“, Acta Physicochim, URSS 21, 1946
- [9] Grabner, P.; Wimmer, A.; Gerbig, F.; Krohmer, A.: „Hydrogen as a Fuel for Internal Combustion Engines – Properties, Problems and Chances“, 5th International Colloquium FUELS, Ostfildern, 2005
- [10] Enke, W.; Gruber, M.; Hecht, L.; Staar, B.: „Der bivalente V12-Motor des BMW Hydrogen 7“, Motortechnische Zeitschrift MTZ 68, Ausgabe 06/2007
- [11] Pischinger, R.: „Thermodynamik“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 1989
- [12] Wimmer, A.; Wallner, T.; Ringler, J.; Gerbig, F.: „H<sub>2</sub>-Direct Injection – A Highly Promising Combustion Concept“, 2005 SAE World Congress, Detroit, MI, 2005
- [13] „BMW Wasserstoffmotor erreicht Spitzenwirkungsgrad: Spezialisten von BMW, HOERBIGER, TU Graz und HyCentA entwickeln ein Wasserstoff-Brennverfahren mit höchsten Wirkungsgraden für PKW-Verbrennungsmotoren“, Pressemeldung vom 12.03.2009, <http://www.presse.tugraz.at/pressemitteilungen/2009/12.03.2009.htm>
- [14] Kovac, K.: „Optimierung der Gemischbildung an einem DI Wasserstoffmotor“, Dissertationsschrift, Technische Universität Graz, 2005
- [15] Meile, W.; Steiner, H.: „Numerische Methoden in der Strömungslehre und Wärmeübertragung“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2002
- [16] Prandtl, L.; Oswatitsch, K.; Wieghardt, K.: „Führer durch die Strömungslehre“, 8. Auflage, Vieweg Verlag, 1984
- [17] Steiner, H.: „Strömungslehre und Wärmeübertragung II“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2001
- [18] Gerlinger, P.: „Numerische Verbrennungssimulation – Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung“, ISBN 3-540-23337-7, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [19] FLUENT Inc.: „FLUENT 6.3 User’s Guide“, 2007

- [20] Warnatz, J.; Maas, U.; Dibble, R.W.: „Verbrennung“, 2. Auflage, Springer Verlag, 1996
- [21] Colin, O.: „Hydrogen Differential Diffusion Model“, HylCE Deliverable D3.2.C, 2004
- [22] Reaction Design: “Chemkin 4.0 User’s Manual”, Reaction Design, 2004
- [23] Hirschfelder, O.; Curtis, C.F.; Bird, A.B.: “Molecular Theory of Gases and Liquids”, John Wiley and Sons, 1954
- [24] Martens, S.: „Strömungsmechanik und Stoffaustausch“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2007
- [25] Grabner, P.: „Potentiale eines Wasserstoffmotors mit innerer Gemischbildung hinsichtlich Wirkungsgrad, Emissionen und Leistung“, Dissertationsschrift, Technische Universität Graz, 2009
- [26] Kirchweger, W.: „Laseroptische Diagnoseverfahren zur Optimierung von Wasserstoff-DI-Brennverfahren“, Dissertationsschrift, Technische Universität Graz, 2007
- [27] Nasr, A.; Lai, J. C. S.: “Two Parallel Plane Jets: Mean Flow and Effects of Acoustic Excitation”, Experiments in Fluids, 22 251-260, 1997
- [28] Nasr, A.; Lai, J. C. S.: “A Turbulent Plane Offset Jet with Small Offset Ratio”, Experiments in Fluids, 24 47-57, 1998
- [29] Osafune, S.; Akagawa, H.; Ishida, H.; Egashira, H.; Kuma, Y.; Iwasaki, W.: “Development of Hydrogen Injection Clean Engine”, International council on combustion engines, Kyoto, 2004
- [30] Welch, A. B.; Wallace, J. S.: “Performance Characteristics of a Hydrogen-Fueled Diesel Engine with Ignition Assist”, SAE-World Congress 1990, Paper No. 902070, 1990
- [31] Prechtl, P.; Dorer, F.: „Wasserstoff-Dieselmotor mit Direkteinspritzung, hoher Leistungsdichte und geringer Abgasemission, Teil 2: Untersuchung der Gemischbildung, des Zünd- und des Verbrennungsverhaltens“, MTZ Motortechnische Zeitschrift, Ausgabe 60, 1999
- [32] Spuller, C.: *in Arbeit*, Dissertation, Technische Universität Graz
- [33] Heindl, R.; Eichlseder, H.; Spuller, C.; Gerbig, F.; Heller, K.: „New and Innovative Combustion Systems for the H<sub>2</sub>-ICE: Compression Ignition and Combined Processes“, SAE World Congress 2009, Paper No. 2009-01-1421, 2009
- [34] Melling, A.: „Tracer Particles and Seeding for Particle Image Velocimetry“, Meas. Sci. Technol. 8 (1997), 1406-1416
- [35] Eichlseder, H.; Spuller, C.; Heindl, R.; Gerbig, F.; Heller, K.: „Konzepte für dieselähnliche Wasserstoffverbrennung“, MTZ Motortechnische Zeitschrift, Ausgabe 01/2010
- [36] Fimml, W.: „Aufbau einer Einspritzkammer zur Visualisierung von Dieselsprays mittels CCD-Hochgeschwindigkeitskamera“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2005
- [37] Haslacher, R.: *in Arbeit*, Dissertation, Technische Universität Graz



