

Modellierung des Einflusses der Düsenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät –
Zentrum für Ingenieurwissenschaften –
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von

Herrn Jose Oscar Soriano Palao
geboren am 18.01.1978 in Murcia (Spanien)

Gutachter:

1. Prof. Dr. Ing. Martin Sommerfeld
2. Dr. Axel Burkhardt

Halle (Saale), 26.11.2009

a mis padres Pepe y Maria Dolores

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand zwischen November 2004 und Mai 2008 im Rahmen einer Industriepromotion im Bereich Forschung und Entwicklung der Continental Automotive GmbH in Regensburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Sommerfeld, der es mir ermöglichte, bei ihm am Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Halle-Wittenberg die Arbeit einzureichen.

Herrn Dr.-Ing. A. Burkhardt danke ich besonders für die Anregung zu dieser Arbeit und die Übernahme der firmenseitigen Betreuung. Sein fortwährend großes Interesse an der Arbeit, zahlreiche Diskussionen und mühsame Korrektur der Arbeit haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Diese Arbeit wäre ohne die sehr gute Kooperation mit dem Bereich Engine Systems der Continental Automotive GmbH sicherlich nicht möglich gewesen. Eine wichtige Hilfe für das Gelingen der Arbeit war die allzeit freundliche Unterstützung des Simulationsteams. Für die vielen fruchtbaren Diskussionen möchte ich den Düsen- und Verbrennungsteams danken.

Im Verlauf dieser Arbeit gab es immer wieder herbe Rückschläge einzu-stecken. In diesen Zeiten ist man ganz besonders auf die Unterstützung durch Familie und Freunde angewiesen. Meinen Eltern Pepe und Maria Dolores gilt deswegen besonderer Dank, da diese mir viel Verständnis entgegen brachten und mich mit Rat und Tat unter allen Umständen unterstützten. Meinen Geschwistern Mai, Uli und Maye und meiner geliebten Freundin Karin gebührt auch ein spezielles Dankeschön!

Regensburg, im Mai 2009

Symbolverzeichnis

Abkürzungen

<i>CAB</i>	Cascade Atomization Break-up Modell
<i>CCD</i>	Charged Couple Device
<i>CF</i>	Konizitätsfaktor
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CV</i>	Kontrollvolumen
<i>ESMV</i>	Einzelstrahlmengenmessvorrichtung
<i>ETAB</i>	Enhanced TAB Modell
<i>KUP</i>	Kavitationsumschlagspunkt
<i>L2F</i>	Laser Two Focus
<i>LD</i>	Laserdiode
<i>MSDA</i>	Mikrosacklochdüse Design A
<i>MSDB</i>	Mikrosacklochdüse Design B
<i>SST</i>	Shear Stress Transport
<i>TAB</i>	Taylor Analogy Break-up Modell
<i>VOF</i>	Volume of Fluid Methode

WP Wollaston Prisma

Griechische Symbole

α	Volumenanteil, [–]
Δ	Differenz
δ	Verschiebung der Gitterknoten
ϵ	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie, [m^2/s^3]
η	Wirkungsgrad [–], Relaxationsfaktor [–], Dynamische Viskosität, [(Ns)/ m^2]
Γ	Netzsteifigkeit
κ	Verhältnis von Oberflächenenergie zu Gesamtenergie [–], Konstante der Eykman Beziehung [–], Polytrophenexponent eines Gases, [–]
μ	Viskosität [$Kg/m \cdot s$], Durchflusskoeffizient [–], [–]
μ_D	Durchflusskoeffizient oder Wirkungsgradfaktor, [–]
∇	Nabla-Operator
ν	Kinematische Viskosität, [m^2/s]
ω	Frequenz der turbulenten Schwankungen, [s^{-1}]
Φ	Kegelwinkel (Strahlwinkel), [°]
ϕ	Nahkegelwinkel [°], Seitenwinkel, [°]

ψ	Höhenwinkel, [°]
ρ	Dichte, [kg/m^3]
σ	Oberflächenspannung [N/m], Standardabweichung, [–]
τ	Schubspannung [N/m^2], charakteristische Zeit, [s]
θ	Tropfendispersion, [°]

Indizes hochgestellt

'	Schwankungsgröße
i	Laufvariable
j	Laufvariable
–	Zeitlicher Mittelwert
·	erste Ableitung nach t
··	zweite Ableitung nach t
→	vektorielle Darstellung

Kennzahlen

C_a	Kavitationszahl
Oh	Ohnesorgezahl, [–]
Re	Reynolds-Zahl
We	Weberzahl, [–]

Lateinische Symbole

A	Area, [m^2]
C	Konstante, $[-]$
C_D	Widerstandbeiwert eines Partikels, $[-]$
D	Durchmesser, [m]
E	Energie, [J]
F	Kraft [N], Konstante des Kavitationsmodells, $[-]$
g	Erdbeschleunigung, [m/s^2]
V	Volumen, [m^3]
K	Konstante, $[-]$
k	turbulente kinetische Energie, [J]
L	Länge, [m]
m	Masse, [kg]
n	Brechungsindex, $[-]$
N_B	Anzahl an Blasen, $[-]$
p	Impuls, [$kg \cdot m/s$]
p	Statischer Druck, [Pa]
R	Radius, [m]
S_l	Dampfkondensationsrate, [$kg/m^3 s^2$]
S_p	Eindringtiefe, [m]
\dot{S}_v	Dampferzeugungsrate, [$kg/m^3 s^2$]

t	Zeit, [s]
u	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung, [m/s]
v	Strömungsgeschwindigkeit in y-Richtung, [m/s]
w	Strömungsgeschwindigkeit in z-Richtung, [m/s]
x	Längenkoordinate, [m]
y	Längenkoordinate [m], dimensionslose Tropfenverformung , [-]
z	Längenkoordinate, [m]

Indizes tiefgestellt

a	Schallgeschwindigkeit
alt	Ursprungtropfen
B	Blase
B	bezogen auf Dampfblase
br	Aufbruch
$breakup$	Aufbruch
cav	Kavitation
$chamber$	Einspritzkammer
$cond$	Kondensationsprozess
$Diesel$	Diesel Kraftstoff
$droplet$	Tropfen
dyn	Dynamisch

<i>eff</i>	effektiv
<i>F</i>	Flüssigkeit
<i>G</i>	Gas
<i>gesamt</i>	Gemisch
<i>geg</i>	nach der Düse
<i>in</i>	am Einlass
∞	Zustand weit entfernt vom betrachteten Punkt
<i>inj</i>	bezogen auf die Einspritzung
<i>keim</i>	Kavitationskeimen
<i>kin</i>	Kinetische Energie
<i>Kollaps</i>	zum Kollapszeitpunkt
<i>l</i>	Flüssigkeit
<i>m</i>	Fluidgemisch
<i>max</i>	Maximum
<i>min</i>	Minimum
<i>n</i>	Senkrecht
<i>neu</i>	Neuer Tropfen
<i>out</i>	am Auslass
<i>p</i>	Partikel
<i>parent</i>	Ursprungtropfen

<i>r</i>	Radiale Richtung
<i>res</i>	resultierend
σ	aufgrund von Oberflächenspannung
<i>slip</i>	Versetzung
<i>spl</i>	relativ zum Spritzloch
<i>turb</i>	aufgrund von Turbulenz
<i>v</i>	Dampf
<i>vap</i>	Verdampfungsprozess
<i>vor</i>	vor der Düse
<i>Wachstum</i>	Blasenswachstum
0	Anfangswert
1	bezogen auf Zone 1
2	bezogen auf Zone 2

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	19
2	Stand des Wissens und Zielsetzung	21
2.1	Stand des Wissens zur Düseninnenströmung	21
2.1.1	Strömung in der Düse. Besonderheiten	21
2.1.2	Strömung in Standard Diesel-Einspritzdüsen mit rea- len Düsengeometrien	29
2.2	Stand des Wissens zum Strahlaufbruch	30
2.2.1	Strahlaufbruchsbereiche	31
2.2.2	Strahlaufbruchmodelle	32
2.2.3	Aufbruchslänge	34
2.2.4	Einteilung des Strahlzerfalls: Primär- und Sekundärz- erfall	35
2.2.5	Simulation des Primärzerfalls	40
2.3	Ableitung der Aufgabenstellung und Vorgehensweise	44
3	Numerische Methoden und Validierung zur Düsenströmung	49
3.1	Numerische Simulation	50
3.1.1	Simulationsmethoden	50
3.1.2	Simulation der Düseninnenströmung mit CFX	53
3.2	Validierung und Diskussion	65
3.2.1	Glasdüse	66
3.2.2	Reale Düsen	86
3.2.3	Zusammenfassung	99

Inhaltsverzeichnis

3.3	Berechnung instationärer Düsenströmungen	102
4	Primärzerfallsmodell	105
4.1	Modellstruktur	105
4.1.1	Aufbruch der kavitierenden Zone 2.	110
4.1.2	Aufbruch der flüssigen Zone 1	112
4.1.3	Dynamik kollabierender Kavitationsblasen.	114
4.2	Gesamtverhalten des Modells	117
5	Numerische Methoden und Validierung zum Strahlzerfall	127
5.1	Numerische Simulation	127
5.1.1	Numerische Ansätze	127
5.1.2	Euler-Lagrange Simulation	133
5.2	Validierung und Diskussion	148
5.2.1	Voruntersuchungen	148
5.2.2	Makroskopische Eigenschaften des Strahls	160
5.2.3	Impulsverteilung im Strahl	174
5.2.4	Bewertung und Zusammenfassung	182
6	Zusammenfassung	187
	Literaturverzeichnis	195
A	Anhang	209
A.1	Physikalische Stoffeigenschaften	209
A.1.1	Flüssige Stoffe	209
A.1.2	Gasförmige Stoffe	211
A.2	Messtechnik	211
A.2.1	Glasdüse	211
A.2.2	Reale Düsen	217
A.2.3	Spray	220
	Abbildungsverzeichnis	223

Tabellenverzeichnis

227

1 Einleitung

Im Personenkraftwagenbereich steigt seit der Einführung moderner, direkt eingespritzter Dieselmotoren der Anteil der Dieseltechnik stetig an. Im Bereich der Nutzfahrzeuge und Schiffe hingegen stellt der Dieselmotor mit Direkteinspritzung seit langem die hauptsächliche Antriebsquelle dar. Aus der stetig steigenden Zahl der weltweit zugelassenen Dieselfahrzeuge und der damit verbundenen Abgas- und Verbrauchsproblematik entsteht für die Automobilindustrie eine gesellschaftliche Verantwortung, die zu einer kontinuierlichen Verschärfung der Schadstoffgrenzwerte führt.

Bei dem Dieselmotor ist diese Problematik der Schadstoffemissionen, insbesondere zu hohe Stickoxid- und Partikelemissionen, nach wie vor noch nicht zufriedenstellend gelöst. Demnach kommt der Entwicklung moderner Fahrzeugmotoren die Reduzierung der Schadstoffemissionen eine immer entscheidendere Bedeutung zu. Diese Schadstoffe entstehen zwangsläufig bei der Verbrennung fossiler Kraftstoffe. Kohlendioxid CO_2 , Kohlenmonoxid CO , Stickoxide NO_x , unverbrannte Kohlenwasserstoffe C_xH_y und Ruß tragen hierbei den Hauptanteil. Während Kohlendioxid lediglich über den Kraftstoffverbrauch reduziert werden kann, ist die Entstehung der anderen erwähnten Stoffe von der Gemischbildung und dem Reaktionsverlauf abhängig. Daher die Forderung der Dieselmotorenentwickler, ein optimiertes Zerstäubungsverhalten des in den Brennraum eingespritzten Kraftstoffes zu erzielen. Die Kraftstoffe müssen nicht nur zerstäubt werden, der verdunstende Sprühstrahl muss sich zudem gleichmäßig in der Brennkammer ausbreiten. Die Gemischbildung nimmt hierbei eine zentrale Stellung ein, da sie alle folgenden Prozesse – wie Zündung, Verbrennung und Emissionsbildung – direkt beeinflusst.

1 Einleitung

Das Zerstäubungsverhalten des Einspritzstrahls wird zum einen durch den anliegenden Einspritzdruck, zum anderen durch die Innengeometrie der Düse bestimmt. Änderungen an der Düsengeometrie ermöglichen eine gezielte Anpassung des Strahlaufbruchsverhaltens an die Bedürfnisse des Motors. Der Düse kommt damit im Gesamteinspritzsystem die wohl wichtigste Schlüsselrolle zu, da sie die vom Einspritzsystem in Form des Einspritzdrucks bereitgestellte potentielle Energie möglichst verlustfrei in einen optimal zerstäubenden Einspritzstrahl umsetzen muss. Letztendlich ermöglicht erst eine optimierte Düseninnengeometrie und damit eine optimierte Düseninnenströmung die Ausnutzung des vollen Potenzials moderner Einspritzsysteme.

Bei der Optimierung der Düseninnengeometrie im Bezug auf die Verbrennung spielt die Simulation der motorischen Prozesse eine immer entscheidendere Rolle. Die Optimierung könnte somit nicht mehr am Motor, sondern mit Hilfe eines Modells, das das Motorverhalten mathematisch beschreibt, erfolgen. Dadurch können Zeit und Kosten für Versuche am realen Motor eingespart werden. Ob die Düsengeometrie in Hinsicht auf die Verbrennung den gewünschten Effekt bewirkt, lässt sich in erster Stelle durch die Untersuchung der Zerstäubungsgüte des Dieselstrahls evaluieren. Den ersten Schritt für die Optimierung der Düse bildet also die richtige Beschreibung des Einflusses der Düsenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen.

In der vorliegenden Arbeit wird daher versucht, ein mathematisches Modell für die Beschreibung des düsenströmungsinduzierten Flüssigkeitsaufbruchs zu erproben und zu erweitern, das die bestmöglichen Randbedingungen für die weitere Berechnung von Verdampfung, Zündung und Verbrennung liefert.

2 Stand des Wissens und Zielsetzung

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

2.1.1 Strömung in der Düse. Besonderheiten

Wird zur vereinfachten Beschreibung der Flüssigkeitsströmung im dieselrelevanten Druckbereich von einer einphasigen, wirbelfreien, reibungsfreien, eindimensionalen, stationären, inkompressiblen und isothermen Strömung ausgegangen, so lässt sich die Strömung mithilfe der Bernoullischen Energiegleichung

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gh = konst \quad (2.1)$$

beschreiben. Hierin ist u die Geschwindigkeit der Flüssigkeit, p ihr Druck, ρ ihre Dichte, g die Erdbeschleunigung und h die Höhe im Schwerfeld, die annäherungsweise konstant ist. Diese Gleichung beschreibt für den oben genannten Fall den Energieerhaltungssatz. Umgeformt ergibt sich die für Strömungen durch Drosseln und Düsen gebräuchliche Form der Bernoulli-Gleichung.

$$\frac{dV}{dt} = \mu_D A \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (2.2)$$

Dabei ist dV/dt der Volumenstrom und A die Querschnittfläche der Drossel. Es wird ein Wirkungsgradfaktor μ_D hinzugefügt, der auch als Durchflussko-

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

effizient bezeichnet wird. Der Durchflusskoeffizient berücksichtigt den Unterschied im Durchfluss zwischen der idealen inkompressiblen und reibungsfreien Flüssigkeit mit Anströmung in der Drosselachse ohne Einschnürung und einer realen Flüssigkeit mit einer Anströmung unter einem beliebigen, aber festen Winkel zur Drosselachse [58]. Der Durchflusskoeffizient beinhaltet dann die Druckverluste in der Strömung. Zu denen Verlusten zählen sowohl die Verluste am Düseneinlauf als auch die Verluste durch Reibung. Gleichung 2.2 beschreibt die Realität nur solange richtig, wie die Randbedingungen, die zur Herleitung der Gleichung führten, gelten bzw. nicht berücksichtigte Einflüsse vernachlässigbar sind. Für eine detaillierte Analyse der Düsenströmung im Falle der Diesel-Einspritzung gelten die oben erwähnten idealen Annäherungen nicht mehr. Diese werden im folgenden Teil näher betrachtet.

Zweiphasige Strömung. Kavitation in der Düse.- Unter Kavitation versteht man das druckabhängige Entstehen von dampf- bzw. gasgefüllten Hohlräumen in einer Flüssigkeit, die durch niedrigen Druck z.B. an Stellen hoher Geschwindigkeit auftreten. Dort kann der Druck unter den Dampfdruck der Flüssigkeit fallen. Die entstandenen Hohlräume bilden sich ausgehend von kleinsten Keimen, die entweder bereits in der Flüssigkeit vorhanden sind (mit Gas gefüllte Mikroblasen, Festkörper im Fluid) oder sich in Ritzen an der Wand befinden. Steigt der Druck wieder an, kommt es zwangsläufig zu einer Kondensation in den Dampfblasen. Dadurch kollabieren sie, was lokal zu sehr hohen Geschwindigkeiten im Fluid führt. Im Falle der Diesel Einspritzung erfährt der in das Spritzloch eintretende Kraftstoff aufgrund der Querschnittsverengung und der sich ausbildenden „Vena Contracta“ eine starke Beschleunigung, was zu einem Absinken des statischen Drucks führt. Diesen Vorgang bezeichnet man als *strömungsbedingte Kavitation*. Auch durch Umlenken der Strömung entstehen Gebiete mit unterschiedlichem Druck im Strömungsfeld. Kann die Strömung der Geometrie nicht mehr folgen, da die Trägheit des Fluids größer als die maximale Zugspannung der Flüssigkeit ist, so entsteht ein zusätzliches Radialdruckgefälle von der Spritzlochachse zur

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

Wand hin. Dabei herrscht ein höherer Druck in der Düsenmitte als an den Düsenwandungen [35, 13]. Somit reißt die Flüssigkeit auf und es entstehen Gebiete mit Dampf bzw. Dampfblasen. Dieser Vorgang wird als *geometriebedingte Kavitation* bezeichnet.

Beide Effekten bewirken, dass im Bereich der Einlasskante der Dampfdruck des Kraftstoffes erreicht wird und Kavitation entsteht. Die Entstehung von Kavitation ruft eine weitere Querschnittsverengung hervor, die zu einem Anwachsen von Kavitationsfilmen und zu deren Stabilisierung entlang der Wand in Richtung Spritzlochaustritt führt. Eine analytische Ableitung dieses Phänomens ist in [13] zu finden. Dabei muss die Geschwindigkeit nach der Kontinuitätsgleichung ansteigen und über den aus der Gl. 2.2 berechneten Wert liegen. Aufgrund der sehr viel geringeren Dampfdichte in den Kavitationsblasen verglichen mit der Flüssigkeitsdichte, findet im Bereich der Kavitation kein wesentlicher Massetransport statt.

Um den kavitierenden Zustand der Strömung zu beschreiben, ist die Kavitationszahl gebräuchlich. Die Kavitationszahl ist in der Literatur unterschiedlich definiert. Wird der Differenzdruck Δp im Verhältnis zum dynamischen Druck gesetzt, so ergibt sich die erste gebräuchliche Form der Kavitationszahl.

$$C_{a,Bernouilli} = \frac{p_{vor} - p_v}{\frac{\rho u^2}{2}} \quad (2.3)$$

Eine andere Definition ist das Verhältnis von Differenzdruck und Gegendruck [104, 63].

$$C_{a,\Delta p} = \frac{p_{vor} - p_{geg}}{p_{geg}} \quad (2.4)$$

In der vorliegenden Arbeit wird diese Definition verwendet. Die Kavitationszahl wird auch als Verhältnis des Vordrucks zum Differenzdruck angegeben [95], wobei der Dampfdruck p_v häufig vernachlässigt werden kann.

$$C_{a,p_{vor}} = \frac{p_{vor} - p_v}{p_{vor} - p_{geg}} \quad (2.5)$$

Ob Kavitation auftritt oder nicht ist für die Düsenströmung von großem Interesse, da beim Auftreten starker Kavitation der Durchfluss nicht mehr

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

von dem Differenzdruck, sondern nur noch vom Vordruck abhängt. In diesem Moment spricht man davon, dass die Düse “durchkavitiert” ist oder dass sie einen “choked flow” aufweist [18, 58, 104]. Der Punkt, ab dem der Durchfluss nur noch vom Vordruck abhängt, wird Kavitationsumschlagpunkt (KUP) genannt (Abb. 2.1). Der KUP beschreibt nicht das Einsetzen der ersten

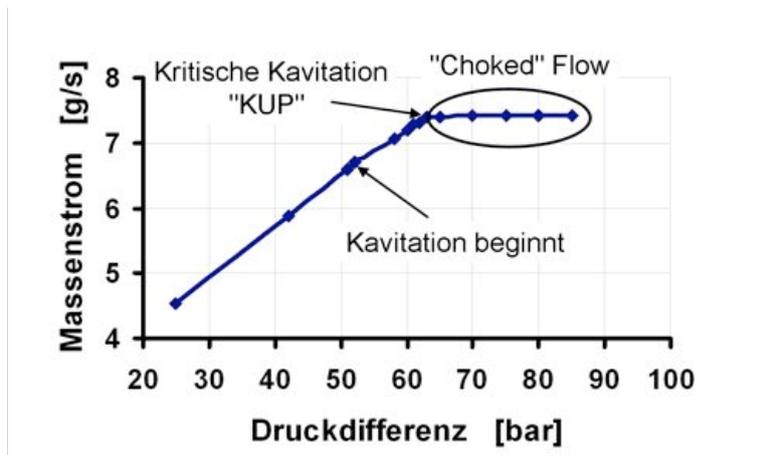


Abbildung 2.1: Hydraulische Bestimmung des KUPs.

Kavitationserscheinungen, sondern den Strömungszustand, wenn die Düse durchkavitiert ist. Eine Erklärung für die physikalische Ursache des KUP findet man durch die Betrachtung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasengebieten. Sinkt der statische Druck der Strömung unter dem Dampfdruck, fällt die Schallgeschwindigkeit des Mediums beim Auftreten der Kavitation stark ab. Ist die Strömungsgeschwindigkeit gleich oder größer als die Schallgeschwindigkeit, so kann kein Impulsübertrag entgegen der Strömungsrichtung stattfinden. Das führt dazu, dass die Information über eine Änderung des Gegendrucks nicht in Richtung Vordrucksbereich gelangen kann. Damit wird der Durchfluss vom Gegendruck unabhängig. Mehr zum Thema KUP kann man in der Literatur [59, 58] finden.

Kavitation wird häufig bewusst eingesetzt, beispielweise gegen Verkokung in Einspritzdüsen [59]. Aufgrund von Verunreinigungen im Kraftstoff kann es zur Ablagerung kleiner Festpartikeln im Spritzloch kommen, was zu einer

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

Verstopfung der Düse führen kann. Durch die heftigen Implosionen der Kavitationsblasen, deren Druckstöße weit über 10^4 bar liegen können, können diese Ablagerungen in der Düse abgetragen werden. Dieser Effekt der Blasenimplosionen ist jedoch wiederum unerwünscht wenn es zu Schaden durch Erosion und eventuell zum Versagen von Teilen führt, ganz abgesehen von der begleitenden Geräusentwicklung.

Turbulenz.- Innerhalb des Düsenstritzloches werden sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten erreicht. Die Trägheitskräfte der strömenden Flüssigkeit sind deutlich größer als die Zähigkeitskräfte¹, die laminare Strömung geht in eine turbulente Strömung über. Während der Druckverlust bei einer laminaren Rohrströmung proportional zur mittleren Geschwindigkeit ist, ist er in einer turbulenten Strömung proportional zum Quadrat der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Das Geschwindigkeitsprofil in der Stritzlochmitte ist annähernd eben. Am Rand fällt das Profil in relativ kurzer Distanz auf Null ab. Es ist zu beachten, dass dieses Profil lediglich für die zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit gilt. Dank der stochastischen Entstehung und Bewegung der Wirbel in der Hauptströmung kommt es unter turbulenten Strömungsbedingungen zu Geschwindigkeitsschwankungen. Zu beachten ist auch, dass der kritische Wert der Reynoldszahl von der Regelmäßigkeit der Einlaufgeometrie und von der sich mit dem Druck ändernden kinematischen Viskosität abhängt [92]. Die Viskosität kann bei einer Erhöhung des Einspritzdruckes p_{vor} von 10 MPa auf 200 MPa um eine Größenordnung steigen. Das kann dazu führen, dass die Strömung bei $p_{vor} = 10$ MPa bei unregelmäßigem Einlauf turbulent ist, und dass bei $p_{vor} = 200$ MPa und einer sehr gut verrundeten Einmündung eine laminare Strömung auftritt [58]. Ebenfalls entscheidend für die Turbulenzentwicklung im Stritzloch ist die Länge des Stritzlochs. Voll turbulente Profile in der Düsenbohrung stellen sich erst nach einer Einlauflänge von $L/d=10$ bis 50 ein. Unter realen Bedingungen

¹Reynoldszahl (Re) stellt das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften von Fluiden. Turbulenz entsteht für $Re > 2320$

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

ist die Düse so kurz, dass sich eine voll turbulente Strömung vor dem Verlassen der Düse nicht entwickeln kann. Wenige Grundlagen im Bezug auf den Übergang laminar-turbulent sind in der Literatur zu finden. Schlichting [92] beschreibt, dass der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung durch Druckwellen hervorgerufen werden kann. Die vorher laminare Strömung ist, nachdem die Druckwelle durchgelaufen ist, turbulent. Der Massenstrom verringert sich dabei, da der turbulente Strömungswiderstand größer ist als der laminare.

Einige Autoren [90, 55] haben sich mit der Turbulenz im Spritzloch beschäftigt und festgestellt, dass Turbulenz in der Einspritzdüse in starkem Zusammenhang mit der Kavitation steht. Beide Effekte lassen sich nicht voneinander trennen. Weitere zu betrachtende Faktoren bei der Turbulenz sind das Grenzschichtverhalten und die Strömungsseparation. Aufgrund der Einlaufgeometrie der Düse und der durch hohen Druck und geringe Viskosität verursachten, dünnen Grenzschicht ist bei einigen Düsen ein Rückstromgebiet entlang der Wand zu sehen [20, 58]. Diese Rückströmungen führen zu Strömungsablösungen die das gesamte Strömungsverhalten beeinflussen, z.B. indem sie zum Umschlagen der Strömung von laminar nach turbulent führen [104]. Soteriou et al [104] haben den Einfluss der Turbulenz auf die Grenzschichtablösung untersucht und festgestellt, dass ein hoher Turbulenzgrad die Grenzschichtablösung vermindert. Löst sich trotzdem die Grenzschicht ab, wird das Wiederanlegen der Strömung durch den hohen Turbulenzgrad gefördert.

Eindimensionale Strömung.- Für Diesel-Einspritzung relevante Düsengeometrien entstehen aufgrund der Querschnittsverengung im Spritzloch Sekundärströmungen, so dass die Strömung nicht mehr als eindimensional betrachtet werden kann. Messungen von Chaves et al [21] an Glasdüsen zeigen eine starke Drallströmung. Soll der in der Drallachse herrschende Druck unter den Dampfdruck sinken, können dadurch die entstandenen Kavitationsblasen bis zum Düsenaustritt strömen.

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

Transiente Strömung.- Bei der Diskussion der Grundlagen zur Flüssigkeitsströmung wird immer eine stationäre Strömung vorausgesetzt. Bei der Diesel-Einspritzung gibt es jedoch fast nur instationäre Strömungsbedingungen. Solange die Injektornadel in Bewegung ist, ergibt sich durch die sich ändernde Drosselung am Nadelsitz ein sich ändernder Druck innerhalb der Düse. Dies bewirkt eine sich ständig ändernde Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit. Unter instationären Bedingungen ändert sich auch die Entstehung von Kavitation. In den Öffnungs- und Schließphasen stellt der Bereich des Nadelsitzes eine weitere Drosselstelle dar. Hier können ebenfalls Kavitationsstrukturen beobachtet werden, die entweder im Sackloch implodieren oder mit der Strömung in die Spritzlöcher eintreten und dort die Ausbildung weiterer Kavitationsstrukturen unterstützen [17].

Bode [13] beobachtet, dass die Kavitationsfilme leicht instationär in ihrer Länge sind und sich kleine Blasen von diesen Filmen ablösen. Sollte sich der Kavitationsfilm von der Wand abheben, wird der Kavitationsfilm durch die Verformung der Oberfläche instabil. Dadurch löst sich von der Spitze des Films aufgrund von Oberflächenspannungseffekten eine Blase ab. Die Strömung transportiert die Blase stromabwärts, wo sie aufgrund des herrschenden Druckes kollabiert. Mehrere Autoren [7, 20, 17] haben die zeitliche Ausdehnung der Kavitationsfilme bis zum Spritzlochaustritt untersucht und festgestellt, dass die Kavitationszonen bei großen Druckdifferenzen den Düsenaustritt schneller erreichen als bei niedrigen Druckdifferenzen. Die zeitliche Ausbreitung der Kavitation scheint dann mit der Strömungsgeschwindigkeit zu korrelieren.

Inkompressibilität.- Der Unterschied zwischen kompressibler und inkompressibler Strömung für die Strömungsgeschwindigkeit u in einer Engstelle kann als vernachlässigbar angenommen werden, wenn $u \ll c$, wobei c die Schallgeschwindigkeit und u die Geschwindigkeit des Mediums ist. Unter realen Dieseleinspritzbedingungen liegen die auftretenden Strömungsgeschwin-

2.1 Stand des Wissens zur Düseninnenströmung

digkeiten in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit des reinen Kraftstoffes, und dadurch spielt seine Kompressibilität eine Rolle [58, 26]. Tritt dazu Kavitation in der Strömung auf, sinkt die Schallgeschwindigkeit rapide und der Effekt der Kompressibilität wird verstärkt.

Wärmeentwicklung.- Zwei Effekte beeinflussen die Temperatur der Flüssigkeit in der Düse. Zum einen führt die durch die Druckdifferenz verursachte Volumenänderung zu einer Temperatursenkung. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar gegen den Effekt der Wandreibung, welcher eine Temperaturzunahme zur Folge hat. Als Beispiel sei ein Common-Rail Injektor betrachtet. Durch die Strömung im Injektor kann sich der Kraftstoff bis auf 50°C erwärmen. Das hat auch einen Einfluss auf das Kavitationsverhalten in der Düse, denn die Entstehung und der Kollaps von Kavitationsblasen sind mit einem thermischen Effekt verbunden. Beim Blasenwachstum führt die aufgewendete Verdampfungsenthalpie zu einer Temperaturabsenkung in der Blase und umgekehrt die Kondensation beim Kollaps zu einer Temperaturerhöhung. Mit der Temperatur ändert sich der Dampfdruck p_v in der Kavitationsblase und zwar so, dass sich die treibende Druckdifferenz $\Delta p_{Wachstum} = p_v - p$ bzw. $\Delta p_{Kollaps} = p - p_v$ jeweils vermindert. Ist dieser thermische Effekt von Relevanz, ergibt sich also eine Dämpfung des Kavitationsprozesses. Die Stärke der thermischen Dämpfung hängt von der Fluidtemperatur ab. Mit steigender Temperatur steigt der Dampfdruck und damit auch die Dampfmasse in der Kavitationsblase, was zu einer stärkeren Abkühlung führt. Zudem ist die Änderung des Dampfdrucks mit der Temperatur bei hohen Temperaturen wesentlich größer, so dass sich dann Temperaturänderungen stärker auf den Blaseninnendruck auswirken und somit auch aus diesem Grund der thermische Effekt bei hohen Temperaturen stärker ist. Sauer [91] hat strömungsdynamische Kavitation modelliert und den Temperatureinfluss durch Berücksichtigung der Enthalpiegleichung betrachtet. Nach seiner Abschätzung ist der thermische Effekt unterhalb einer Temperatur von 30°C zu vernachlässigen. Oberhalb dieser Temperatur ist allerdings mit einer Relevanz

der thermischen Effekten zu rechnen.

2.1.2 Strömung in Standard Diesel-Einspritzdüsen mit realen Düsengeometrien

Neben den erklärten Eigenschaften der allgemeinen Düsenströmung sind für den Fall der Diesel-Einspritzung andere Besonderheiten zu betrachten.

Anströmgeometrie.- Unter Anströmgeometrie ist der Sitzbereich, das Sackloch und schließlich die Spritzlocheinlaufkante zu verstehen (siehe Abb. 2.2). Im Sitzbereich kann es bei kleinen Nadelhüben zur Kavitationsbildung und Turbulenzerzeugung kommen, da dieser Bereich eine erste Drosselstelle darstellt. Da ein Teil der Strömung das Spritzloch von unten durch das Sackloch anströmen kann, hat die Geometrie des Sacklochs einen Einfluss auf die Strömung. Der Verrundungsgrad (HE^2) der Spritzlocheinlaufkanten spielt ebenfalls eine wichtige Rolle, da ein kleiner Verrundungsgrad zu geometriebedingter Kavitation führen kann.

Ausrichtung der Spritzlochachse.- Auch die Ausrichtung der Spritzlochbohrungsachse relativ zur Injektorachse, der so genannte Spritzlochhöhenwinkel, hat einen erheblichen Einfluss auf die Strömung im Spritzloch. Sie bewirkt eine Umlenkung der Stromlinie, und bestimmt das Ablösverhalten der Strömung. Aufgrund der mehr oder weniger starken Umlenkung der Strömung tritt auch variierende, geometriebedingte Kavitation auf, was das Geschwindigkeits- und Turbulenzfeld beeinflusst. Ein stark inhomogenes Strömungsprofil kann die tatsächliche Spritzrichtung gegenüber der durch die Ausrichtung der Spritzlochachse geometrisch vorgegebenen Richtung verändern. Das heißt, dass der tatsächliche Höhenwinkel und der geometrische Höhenwinkel verschieden sein können [103, 54].

²HE steht für Hydroerosives Runden von Bohrungskanten in einem Düsenkörper

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

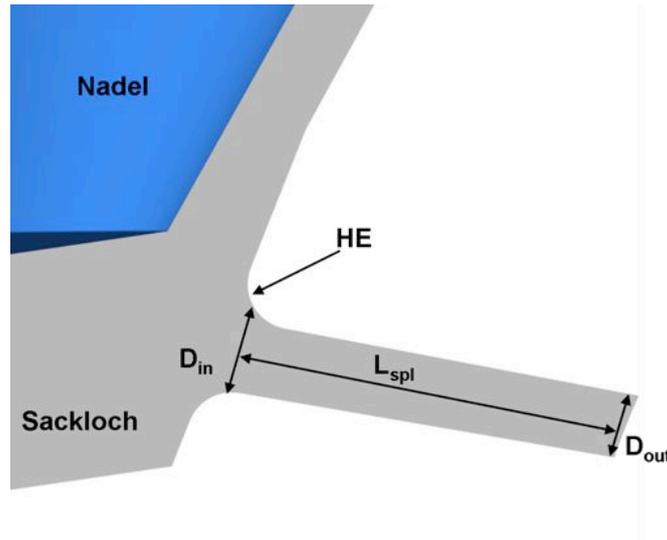


Abbildung 2.2: Duesengeometrie

Spritzlochgeometrie.- Durch eine gezielte Änderung der Spritzlochgeometrie, z.B. eine prozentuale Durchmesser-Verkleinerung, kann sich das Druckfeld entlang des Spritzlochs gravierend ändern, was eventuell zu einem Ausbleiben von Kavitation führt. Eine prozentuale Durchmesseränderung wird als Konizitätsfaktor bezeichnet, und lässt sich zu

$$CF = \frac{D_{in}[mm] - D_{out}[mm]}{L_{spl}[mm]} \cdot 100 \quad (2.6)$$

ermitteln. Ist der Konizitätsfaktor hoch, kann die von der Wand abgelöste Strömung früher sich wieder an der Wand anlegen. Ab einem bestimmten Wert von Konizität lassen sich sogar kavitationsfreie Strahlen erzeugen. Der Einfluss der Duesengeometrie über die Düseninnenströmung auf die Strahl- ausbildung wurde in den letzten Jahren gründlich untersucht [35, 18, 106, 114, 17, 9, 119, 7]. Dies wird im nächsten Abschnitt näher erläutert.

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

Im ersten Teil dieses Unterkapitels wird zunächst auf die Mechanismen des Strahlzerfalls bei Diesel-Hochdruckeinspritzung eingegangen. Es werden de-

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

tailliert die Vorgänge beim Übergang von dem aus der Düse austretenden dichten “Intact Core” in das Spray beschrieben sowie deren Auswirkungen auf wichtige Phänomene des Mischvorgangs.

Bei der Einspritzung von Flüssigkeit mittels einer Düse in ein Gas kommt es bei hohen Einspritzgeschwindigkeiten zur Zerstäubung. Als Basis für die theoretische Behandlung der Zerstäubung können von verschiedenen Autoren veröffentlichte Messungen dienen [48, 86, 124, 117, 71, 6, 96, 113]. Bereits vor 80 Jahren hat Ohnesorge [117] Flüssigkeitsstrahlen in Luft unter atmosphärischen Bedingungen eingespritzt und vier unterschiedliche Zerfallsbereiche gefunden, die im folgenden Absatz beschrieben werden.

2.2.1 Strahlaufbruchsbereiche

Der Strahlzerfall lässt sich mit Hilfe der Ohnesorgezahl (Gl. 2.7) klassifizieren. Sie stellt das Verhältnis von Zähigkeitskräften zu Oberflächenkräften in der Flüssigkeit dar. Diese dimensionslose Zahl enthält sämtliche kennzeichnenden Stoffwerte wie Oberflächenspannung σ , Flüssigkeitsdichte ρ und dynamische Viskosität η sowie der Durchmesser der Düsenbohrung D .

$$Oh = \frac{\eta_F}{\sqrt{\sigma \cdot \rho_F \cdot D}} \quad (2.7)$$

Wird die Ohnesorgezahl über die Reynoldszahl

$$Re = \frac{u \cdot D \cdot \rho_F}{\eta_F} \quad (2.8)$$

logarithmisch aufgetragen (Abb. 2.3), kann die Zerstäubung in folgende Zerfallsbereiche eingeteilt werden:

- Rayleighzerfall
- Erster windinduzierter Zerfall
- Zweiter windinduzierter Zerfall
- Atomisierung – Zerstäubung

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

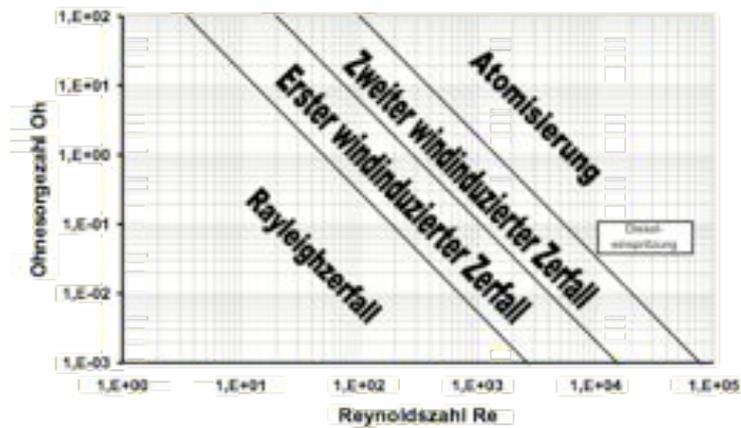


Abbildung 2.3: Ohnesorge Diagramm

Die einzelnen Zerfallsbereiche werden in [117, 86] detailliert beschrieben. Dieselsprays sind aufgrund des hohen Einspritzdrucks und den damit verbundenen hohen Reynoldszahlen dem Atomisierungsbereich zuzuordnen. Dabei beginnt der Zerfall des Strahls in ein konisches Spray direkt bei Austritt aus dem Spritzloch und erfolgt chaotisch und unregelmäßig. Da der Bereich des dichten Strahls nahe der Düse messtechnisch kaum zugänglich ist, können Modelle zur Beschreibung des Strahlaufbruchs besonders schwierig entwickelt werden. In der Literatur zeigt sich, dass mit verschiedenen Messtechniken zum Teil sehr unterschiedliche Aussagen über den vorherrschenden Zerfallsmechanismus und den Ort des Strahlzerfalls getroffen werden, was der Modellierungsaufgabe noch zusätzliche Schwierigkeiten bereitet. Für die Modellierung der Zerstäubung im Atomisierungsbereich stehen einige Modelle zur Verfügung, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

2.2.2 Strahlaufbruchmodelle

Vier der am häufigsten beschriebenen Strahlaufbruchmodelle sind in Abb. 2.4 dargestellt und im Folgenden kurz erläutert [128].

Bei dem “immediate Atomization” Model wird davon ausgegangen, dass der Flüssigkeitsstrahl aufgrund der Düseninnenströmung bereits in der Düse zer-

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufruch

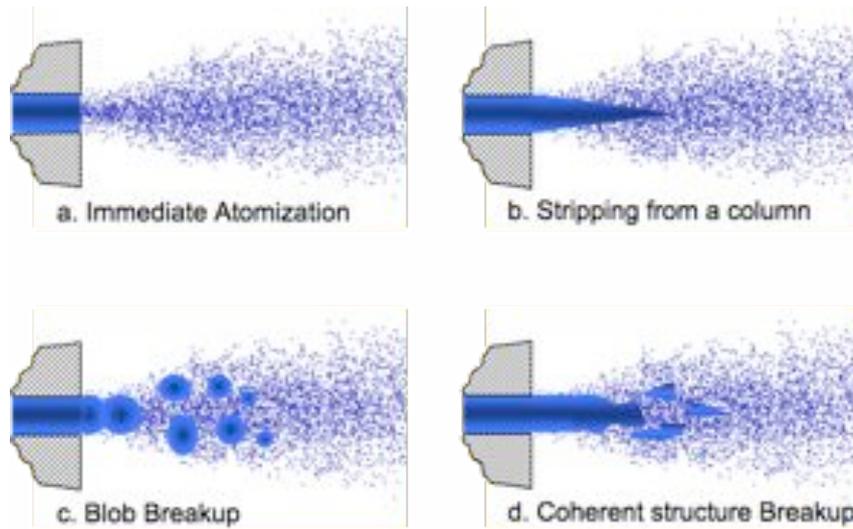


Abbildung 2.4: Modellierung des Zerfallsbereiches Atomisierung

fällt, so dass ein feiner Tropfennebel das Spritzloch verlässt (oben links in Abb. 2.4). Die Tropfengrößenverteilung wird anhand experimenteller Daten oder Erfahrung geschätzt. Obwohl es diesem Model an physikalischen Fundamenten mangelt, wurde es aufgrund seiner Einfachheit weitgehend verwendet. Das “blob-breakup” Model, dargestellt links unten in Abb. 2.4, setzt die Existenz von großen kugelförmigen Partikeln (Blobs) voraus, deren Durchmesser ähnlich dem des Spritzloches sind. Diese instabilen Blobs zerfallen weiter stromabwärts aufgrund der Interaktion mit dem umgebenden Gas [87]. Beim dritten Model —“stripping from a column”— verlässt die Flüssigkeit das Spritzloch als ein kompakter Flüssigkeitsstrahl. Die Entstehung von Tropfen wird durch die Ablösung von Masse von dem Flüssigkeitskern beschrieben, so dass dieser kegelförmig wird (rechts oben). Dabei muss der Spraywinkel mit Hilfe experimenteller Daten oder empirischer Korrelationen vorgegeben werden. Das “zusammenhängende Struktur Breakup” Model basiert auch auf die Annahme, dass ein zusammenhängender Flüssigkeitsstrahl die Düse verlässt. Im Gegensatz zu dem vorherigen Model, weist der Flüssigkeitskern eine wellenförmige Gestalt auf, die auf die intensive aerodynamische Wechselwirkung zurückzuführen ist. Diese aerodynamischen Kräfte können

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

zur Abspaltung großer Strukturen führen, welche in Abhängigkeit der Weberzahl

$$We = \frac{D \cdot \rho_G \cdot U_{rel}^2}{\sigma} \quad (2.9)$$

stromabwärts weiter in Tropfen zerfallen können [120, 35]. Hier ist ρ_G die Gasdichte und U_{rel}^2 die relative Geschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und Gas

2.2.3 Aufbruchslänge

Die vier erläuterten Strahlaufbruchsmodelle unterscheiden sich hauptsächlich durch die Modellierung des Flüssigkeitskerns. Bei der Auswahl eines zweckentsprechenden mathematischen Ansatzes für die Simulation von Sprays spielt das verwendete Strahlaufbruchsmodell eine entscheidende Rolle.

Der Flüssigkeitskernstrahl besteht fast ausschließlich aus Flüssigkeit in Form eines kompakten Strahls und in Form großer, unregelmäßig geformter Flüssigkeitselemente (Ligamente). Diese Region wird oft als “Churning Flow” bezeichnet. Mit zunehmender Mischung von Gas und Flüssigkeit am Rand der Kernzone geht der Einspritzstrahl in die dichte Strahlzone über. Ob die Länge des dichten Kernstrahls der Strahlaufbruchlänge gleichgesetzt werden kann, ist strittig [58]. Über die Existenz und Länge des Flüssigkeitskernstrahles werden unterschiedliche Aussagen getroffen. Der aus dem Spritzloch austretende Flüssigkeitskernstrahl kann aufgrund der minimalen geometrischen Ausbreitung und der hohen Tropfendichte im umgebenden Strahl messtechnisch nur sehr schwer erfasst werden. Die meisten Korrelationen zur Beschreibung der maximalen Länge des Flüssigkeitskernstrahles basieren einerseits auf Messungen der elektrischen Leitfähigkeit und andererseits auf der Absorption von Röntgenstrahlen der eingespritzten Flüssigkeit [35, 56, 86, 48, 128, 22, 42]. Leitfähigkeitsmessungen von Hiroyasu am intakten flüssigen Strahlkern ergeben Aufbruchslängen im Bereich von mehreren Millimetern [48]. Chehroudi et al. [22] haben jedoch festgestellt, dass Bereiche mit dichtem Spray ebenso wie flüssige Bereiche eine gute Leitfähigkeit aufweisen, so dass die Zuverlässigkeit

dieser Messmethode in Frage gestellt werden kann. Neuere Untersuchungen mit Röntgenstrahlen am Dieselstrahl unmittelbar nach dem Düsenaustritt zeigen, dass eine intakte Kernstrahlänge vorliegt, die aber bereits 1mm nach der Düsenöffnung in einen dichten Kernstrahl übergeht [64]. Die Vermutung, dass bei der Dieseleinspritzung ein intakter flüssiger Strahlkern am Düsenaustritt vorliegt, hat sich in der letzten Zeit als ungenau herausgestellt. Da die Düsenströmung unter Diesel Einspritzbedingungen fast immer zweiphasig ist, kann man erwarten, dass keine reine Flüssigkeit außerhalb der Düse zu finden ist.

2.2.4 Einteilung des Strahlzerfalls: Primär- und Sekundärzerfall

Der zentrale Punkt dieser Arbeit ist die Modellierung des Einflusses der Düseninnenströmung auf den Strahlaufbruch. Aufgrund der kleinen Zeit- und Längenskalen, sind die in der Düse ausgelösten Effekte auf einen kleinen Abstand unmittelbar nach dem Düsenaustritt beschränkt. Dieser erstmalige Aufbruch der vorher zusammenhängenden Flüssigkeit in Ligamente und Tropfen bezeichnet man als *Primärzerfall*. Der weitere Zerfall der bereits existierenden Tropfen aufgrund aerodynamischer Kräfte bezeichnet man als *Sekundärzerfall*. Da einige Strahlzerfallsmechanismen nur lokal auftreten, erscheint zur Analysierung des Strahlzerfalls eine Einteilung in einen Düsen-nahbereich und einen Düsenfernbereich als sinnvoll.

Vorgänge im dichten Kernstrahl - Primärzerfall

Der Primärzerfall wird nahezu ausschließlich durch die Strömungsbedingungen in der Düse bestimmt. Die Aufbruchsmechanismen haben ihren Ursprung in der Düse selbst, setzen aber außerhalb der Düse ein. Bei hohen Einspritzgeschwindigkeiten hat die Geometrie des Spritzloches einen erheblichen Einfluss auf das Aufbruchsverhalten des Strahls. Nach Chigier und Reitz [23] nimmt

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

dieser Einfluss mit steigender Einspritzgeschwindigkeit zu. Im Nächsten werden die einzelnen Aufbruchsmechanismen näher beschrieben.

Turbulenz der Düseninnenströmung.- Durch die Geometrie des Spritzloches und die hohen Geschwindigkeiten wird in der Düse Turbulenz entstehen, deren Geschwindigkeitsschwankungen zur Ausbildung von Störungen auf der Strahloberfläche führen können. Die für den Primärzerfall entscheidenden turbulenten Schwankungen sind am Rand der Düseninnenströmung zu finden [39]. Aufgrund aerodynamischer Interaktion mit dem umgebenden Gas können die Störungen wachsen, sich vom Strahl lösen und Tropfen bilden. Untersuchungen zeigen jedoch, dass kleine Turbulenz-Niveaus zu einer Verringerung der Dicke der Grenzschicht führen, was eine Stabilisierung des Strahls zur Folge hat [39]. Da sich voll turbulente Profile im Spritzloch erst nach einer Lauflänge von $L/d=10$ bis 50 einstellen, erzeugen Düsen mit langen Spritzlöchern stabilere Flüssigkeitsstrahlen mit kleineren Spraykegelwinkeln [86]. Kommt es bei der Strömung in der Düse unter bestimmten Bedingungen zum so genannten “Hydraulic-Flip”, so zeigt der Strahlzerfall den starken Einfluss von Turbulenz. Beim Hydraulic-Flip ist die aufgrund der Umlenkung am Spritzlocheingang abgelöste Strömung nicht in der Lage, sich vor dem Erreichen des Düsenaustritts wieder anzulegen. Dabei hat der Strahl keine Neigung aufzubrechen, da sich keine turbulente Grenzschicht mehr aufbauen kann [105]. Bei der Verwendung längerer Spritzlöcher kann sich die Strömung wieder anlegen und eine neue turbulente Grenzschicht ausbilden. Infolge der Turbulenz werden Störungen an der Oberfläche hervorgerufen, die aufgrund der aerodynamischen Wechselwirkung zusätzlich verstärkt werden.

Kavitation im Spritzloch.- Der kavitationsinduzierte Primärzerfall ist bei experimentellen Untersuchungen als bedeutender Mechanismus des primären Strahlaufbruches erkannt worden [18, 104]. Im Hinblick auf die Zerstäubungsgüte führt Kavitation zu einem durchaus gewollten Effekt, da auf diese Art und Weise starke Störungen an der Strahloberfläche hervorgerufen werden.

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

Bisher veröffentlichte Untersuchungen unterteilen die Wirkung der Kavitation auf den dieselmotorischen Strahlzerfall in drei Bereiche:

- Implosion von Kavitationsblasen: Untersuchungen in Transparentdüsen [69] haben gezeigt, dass Kavitationserscheinungen bis zum Düsenaustritt reichen können. Ist dies der Fall, so kann davon ausgegangen werden, dass der statische Druck in diesen Zonen dem Dampfdruck der Flüssigkeit entspricht. Am Düsenaustritt herrscht jedoch ein Gasgegendruck, der bei Dieselmotoren über 30 bar betragen kann. Dabei kommt es zu einem starken Druckanstieg, der zum Kollaps der Kavitationsblasen führt. Dies ruft zusätzliche turbulente Schwankungen in der Flüssigkeit hervor. Bode [13] zeigt, dass vom Strahlrand abgelöste Ligamente mit der Kavitation in der Düse korrelieren. Diese Aussagen zum Verhalten der Kavitationsblasen im Strahl außerhalb der Düse basieren ausschließlich auf mathematischen Betrachtungen, da Messungen im Primärzerfallsbereich zugänglichkeitsbedingt äußerst schwierig sind. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass Kavitation den Strahlzerfall durch die genannte Implosion von Einzelblasen und die daraus resultierenden Störungen der Strahloberfläche beeinflusst.
- Turbulenzerhöhung: Neben der direkten Beeinflussung vom Blasenkollass auf den Primärzerfall ist auch ein indirekter Effekt über die kollapsbedingte Erhöhung des Turbulenzgrads vorhanden. Kavitationsblasen, die innerhalb der Spritzlöcher zerfallen, beschleunigen die umgebende Flüssigkeit, erhöhen somit die Strömungsturbulenz durch radiale Geschwindigkeitsschwankungen und fördern damit den Strahlzerfall.
- Veränderung des Geschwindigkeitsprofils: Ein weiterer möglicher Einfluss der Kavitation auf den Strahlaufbruch ist in der Veränderung des Geschwindigkeitsprofils des austretenden Strahls zu finden. Dieser passive Einfluss resultiert aus der Verengung des Strömungsquerschnitts infolge der Dampfgebiete. Damit verbunden sind sowohl Geschwindigkeits- und Turbulenzerhöhung im Spritzloch als auch ein stark ungleichmäßi-

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

ges Geschwindigkeitsprofil am Spritzlochaustritt. Dies führt dazu, dass der Strahlaufbruch asymmetrisch erfolgt [18, 103]. Die asymmetrische Kavitation, die zu einem nicht erwünschten Strahlbild führen kann, ermöglicht es, das Kraftstoff-Luft-Gemisch im Brennraum individuell zu positionieren. Bisher veröffentlichte Untersuchungen sehen den Haupteinfluss der Kavitation auf den dieselmotorischen Strahlzerfall in der Erhöhung der Strahlaustrittsgeschwindigkeit [17, 30].

Die erwähnte kavitationsinduzierte Turbulenz führt zusammen mit der strömungsinduzierten Turbulenz zu Druckschwankungen, die in Bereichen mit statischen Druck nahe dem Dampfdruck, Ursache für Kavitation sein können. Daher stehen Turbulenz und Kavitation im Spritzloch in enger Wechselwirkung, was eine entkoppelte Betrachtung beider Einflüsse schwierig macht [90, 55].

Aerodynamischer Aufbruch.- Der Strahlaufbruch durch aerodynamische Wechselwirkungen ist der am weitesten untersuchte Zerfallsmechanismus. Nachdem das Fluid die Düse verlassen hat, stellt die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Flüssigkeit und Gas laut einigen Autoren den stärksten Zerfallsmechanismus dar [13, 32, 86]. Infinitesimal kleine Störungsamplituden werden bei hohen Strahlgeschwindigkeiten durch Druckunterschiede an der Oberfläche verstärkt und führen zur Ablösung einzelner Tropfen und Flüssigkeitsligamenten. Mit Hilfe der aerodynamischen Theorie kann für zerstäubende Strahlen der Strahlkegelwinkel, die Länge des zusammenhängenden Flüssigkeitskernstrahles und die Tropfengröße berechnet werden. Anlass zur Kritik an der aerodynamischen Theorie bietet die Beobachtung, dass kein ungestörter Flüssigkeitsstrahl die Düse verlässt und dass der Strahl von Anfang an einen messbaren Kegelwinkel aufweist. Da das Anwachsen der Oberflächenwellen eine gewisse Zeit braucht und kein ungestörter Strahl beobachtet wird, lässt sich die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Flüssigkeit und Umgebungsgas als einziger Zerfallsmechanismus ausschließen.

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

Sekundärströmungen.- Eine zusätzliche Störung der Strahloberfläche kann durch nicht-axiale Geschwindigkeitskomponenten entstehen. Sowohl die aufgrund der Düsengeometrie entstandenen radialen Geschwindigkeiten [31] als auch durch Viskositätseffekte entlang des Spritzloches hervorgerufenen Wirbel [122], können zur Ausbildung von Störungen an der Oberfläche führen. Dem instabilen Wachstum dieser Störungen folgt die Abspaltung von Tropfen. Untersuchungen zeigen den erheblichen Einfluss der nicht-axialen Geschwindigkeiten auf den Aufbruch von langsamen Strahlen. Ob solche Effekte unter Diesel-Einspritzbedingungen mit axialen Strahlgeschwindigkeiten von mehreren hundert Metern pro Sekunde wirksam sind ist fraglich.

Geschwindigkeitsprofil-Relaxation.- Sofern keine kavitierende Strömung im Spritzloch vorliegt und die Länge des Spritzlochs ausreicht, stellt sich im Spritzloch das Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Rohrströmung ein. Tritt der Strahl aus dem Spritzloch aus, entfällt die Haftbedingung an der Wand und das Geschwindigkeitsprofil der Strömung beginnt sich in ein Rechteckprofil umzuwandeln. Der Impulsaustausch zwischen den unterschiedlich schnellen Flüssigkeitsschichten führt zu radialen Druckgradienten und Geschwindigkeitskomponenten. Die Flüssigkeit am Strahlrand wird beschleunigt. Daraus folgt die Annahme, dass die Dicke der Grenzschicht im Verhältnis mit der Intensität des Primärzerfalls stehen könnte. Die dadurch im Randbereich des Strahls entstandenen Instabilitäten fördern den Zerfall [32, 63].

Druckpulsationen.- Systembedingte Druckpulsationen werden bei einigen Untersuchungen als Ursache des Strahlzerfalls erwähnt. Nachweislich zeigen mit absolut konstantem Einspritzdruck erzeugte Strahlen die gleichen Eigenschaften wie Strahlen mit schwingender Druckerzeugung [86]. Druckmessungen im Sackloch von Einspritzdüsen weisen einen nahezu konstanten Wert auf, so dass der Einfluss von Druckpulsationen auf den Strahlzerfall als gering zu bewerten ist.

Für jeden der genannten Aufbruchsmechanismen kann der Nachweis erbracht werden, dass dieser am Strahlaufbruch beteiligt ist, d.h. dass er eine Instabilität an der Flüssigkeitssäule verursacht die durch aerodynamische Effekte verstärkt wird und eventuell zum Strahlzerfall führt. Untersuchungen [86] zeigen auch, dass kein Aufbruchsmechanismus allein für den Strahlzerfall verantwortlich ist. Im Atomisierungsbereich sind die am Strahlzerfall beteiligten Mechanismen und deren Zusammenwirken nach wie vor nicht genau bekannt.

2.2.5 Simulation des Primärzerfalls

Die Simulationsrechnungen beginnen ausgehend von Starttropfen (Primärtropfen), die am Ort des Einspritzdüsenaustritts dem Berechnungsnetz zugegeben werden. Diese Starttropfen sind ein Produkt des Primärzerfalls und ihre Eigenschaften werden direkt durch den Primärzerfall bestimmt. Die Startwerte dieser Tropfen wie z.B. Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilung sind unbekannt und hängen hauptsächlich von den Strömungsbedingungen am Spritzlochaustritt ab. In diesem Abschnitt werden die bisher zur Simulation des Einflusses der Düseninnenströmung auf das Spray entwickelten Primärzerfallsmodelle vorgestellt.

- **Blob-Methode [87].** Der Primäraufbruch wird bei dieser Methode durch die “Einspritzung” großer kugelförmiger Primärtropfen simuliert, deren Durchmesser dem des Spritzloches entspricht. Es handelt sich um eine monodisperse Einspritzung. Die Geschwindigkeit und der Anzahl an Primärtropfen ergibt sich aus der Vorgabe des Verlaufes des Einspritzmassenstroms. Die Flugrichtung wird ebenfalls vorgegeben, und mit Hilfe von empirischen Gleichungen berechnet. Eine Modellierung der Physik des eigentlichen Primärzerfalls ist hier nicht vorhanden.
- **Turbulenzinduzierter Primärzerfall.** Huh und Gosman [52] haben den Spraywinkel anhand der Turbulenzintensität innerhalb der Einspritzdüse berechnet. Dazu wird das instabile Wachstum von Wellen

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

auf der Oberfläche der Primärtropfen betrachtet. Dabei wird angenommen dass die Charakteristische Wellenlänge proportional zur integralen Längenskala der turbulenten Strömung ist. Wu und Faeth [122] haben ebenfalls ein Modell entwickelt, das auf Interaktionen zwischen den turbulenten Energiespektrum und dem Energiebedarf zur Tropfenbildung basiert. Da die Kavitation im Spritzloch nicht berücksichtigt wird, sind beide Modelle für die Berechnung von Dieselstrahlen nicht geeignet.

- **Turbulenz- und Kavitationsinduzierter Primärzerfall.** Arcoumanis et al [5] verwenden ein System empirischer Gleichungen zur individuellen Berechnung des Durchflusskoeffizienten für das Spritzloch, mit dessen Hilfe der austretende Massenstrom, die Einspritzgeschwindigkeit und der effektive Strömungsquerschnitt berechnet werden. Dabei werden Höhenwinkel, Spritzlochlänge, Verrundungsgrad, und Kavitationseffekte berücksichtigt. Die turbulente Intensität wird ebenfalls mit einer einfachen Beziehung abgeschätzt. Ein bedeutender Nachteil besteht in der Annahme, dass sich das Verhalten von Kavitation mit Hilfe einer einzigen, in der Strahlmitte befindlichen Blase beschreiben lässt. Der Einfluss, den die Kollapsenergie auf Tropfengröße und Spraywinkel hat, wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Nishimura und Assanis [73] veröffentlichten ein Spraymodell, das die Dynamik implodierender Kavitationsblasen sowie der beim Kollaps freigesetzten Energie berücksichtigt. Außerhalb der Düse wird die Energie der dort kollabierenden Blasen zur Berechnung einer zusätzlichen Aufbruchskraft verwendet, die den Primärzerfall unterstützt. Da man bei diesen Modellen von Axialsymmetrie ausgeht, kann die Auswirkung von asymmetrischen Spritzlochströmungen auf das Spray nicht abgebildet werden. Ein weiterer Nachteil ist die Annahme einer homogenen Verteilung der Kavitationsblasen in der Flüssigkeit. Berg et al [114] hat ein Modell präsentiert, bei dem Primärtropfen von einem flüssigen Strahlkern abgespalten werden. Ihre Eigenschaften sind von der turbulenten kinetischen Energie, der aerodynamischen Kräfte und der Turbulenzsteigung durch Blasen-

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

implosionen abhängig. Das Modell berücksichtigt eine räumliche Verteilung der für den Aufbruch wichtigen Parameter, und kann damit Sprayasymmetrien abbilden. Baumgarten [9] hat ebenfalls ein Modell entwickelt, das Sprayasymmetrien berücksichtigt. Das Modell basiert auf Energie- und Kraftbilanzen. Da dieses Modell die Basis für die vorliegende Arbeit darstellt und im Kapitel 4 beschrieben wird, wird in dieser Stelle nicht tiefer darauf eingegangen.

	Blob-Methode [87]	Huh und Gosman [52]	Arcoumanis [5]	Nishimura und Assanis [73]	von Berg [114]	Baumgarten [9]
Kopplung Düse/Strahl	-	o	o	+	+	+
Turb. induzierter Aufbruch	-	+	o	+	+	+
Kav. induzierter Aufbruch	-	-	+	+	+	+
Berechn. des Nahkegelwinkels	-	+	+	+	+	+
Asymmetrien im Spray	-	-	-	-	+	+
Berechn. der Tropfengröße	o	o	+	+	+	+
Zeitabhängige Tropfeneig.	o	o	o	o	+	+

Tabelle 2.1: Zusammenfassung vorhandener Primärzerfallsmodelle [10]

Vorgänge an abgelösten Tropfen - Sekundärzerfall

Mit dem Begriff Sekundärzerfall wird der Zerfall eines sich vom flüssigen Kern abgelösten Elements wie Primärtropfen, Ligamente und Fäden bezeichnet. Diese Flüssigkeitselemente werden durch aerodynamische Kräfte und gegenseitige Wechselwirkung ständig weiter aufgebrochen bis sie eine stabile Größe erreichen. Dies wird durch das Verhältnis von Oberflächenspannung zu aerodynamischen Kräften bestimmt. Die aerodynamischen Kräfte werden durch die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Brennraumgas hervorgerufen und durch die Oberflächenspannung entgegengewirkt. Mit Hilfe der Gasphasen-Weberzahl (Gl. 2.9) lässt sich dieses Verhältnis beschreiben,

2.2 Stand des Wissens zum Strahlaufbruch

angenommen dass die Viskosität einen sehr geringen Einfluss hat [80, 34]. In Abbildung 2.5 sind die Zerfallsarten nach Pilch et al. dargestellt. Alle in

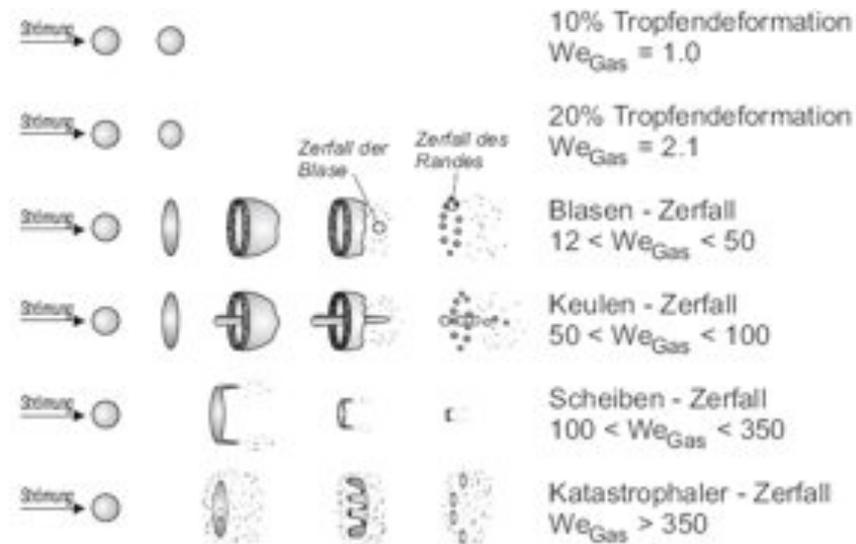


Abbildung 2.5: Tropfenzerfallsarten und Tropfendeformationen nach Pilch et al. [80] resp Faeth et al. [34], von [96]

der Literatur verfügbaren experimentellen Daten zum Tropfenzerfall wurden durch Einführen von Einzeltropfen in einen definierten Luftstrom gewonnen. Aufgrund des optisch dichten Strahls im für Zerfallsprozesse relevanten Düsenbereich, sind Untersuchungen bei dieselmotorischer Einspritzung nicht verfügbar. Lokal in der Umgebung der Tropfen wird die eingesaugte Umgebungsluft stark beschleunigt, wodurch sich die für die Weberzahl relevante Relativgeschwindigkeit erheblich reduziert. Die Relevanz der Zerfallsmechanismen bei hoher Weberzahl ist daher noch ungeklärt. Weitere Literaturstellen zum Thema Sekundäre Atomisierung: [86, 6, 48, 96].

2.3 Ableitung der Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Die Darstellung des Kenntnisstandes über die Hochdruck-Dieseleinspritzung zeigt die direkte Beeinflussung des Primärzerfalls durch die Düseninnenströmung deutlich. Aufgrund dieser starken Kopplung zwischen Einspritzstrahl und Düseninnenströmung kann der Strahlzerfall nicht nur durch die Modellierung der aerodynamischen Aufbruchsprozesse an der Flüssigkeitsoberfläche beschrieben werden. Folglich ist zur Behandlung der Aufbruchsmechanismen die Modellierung der Düseninnenströmung erforderlich. Bei der Modellierung des Primärzerfalls stellt die Ankopplung der Düseninnenströmung die entscheidende Schwierigkeit dar. Diese Ankopplung beinhaltet sowohl eine durchgängige Beschreibung der physikalischen Mechanismen als auch die numerische Handhabung des Übergangs von der kontinuierlichen Düseninnenströmung zur dispersen Tropfenströmung außerhalb der Düse. Dieser Zusammenhang wird jedoch bei einigen Modellierungsansätzen mithilfe grober Vereinfachungen und Annahmen über die Spritzlochströmung nicht zufriedenstellend berücksichtigt [79, 83, 61, 5, 73, 86, 52]. Hingegen bieten andere Ansätze große Entwicklungspotenzialen an, wie die von Baumgarten et al. [9] und von Berg et al. [115]. Baumgarten schlägt ein detailliertes Primäraufbruchsmodell für CFD-Codes vor, das den Einfluss der kavitierenden und turbulenten 3D- Spritzlochströmung auf den Übergang vom flüssigen Kraftstoff in der Einspritzdüse in das dichte Tropfenkollektiv im Brennraum abbildet. Mit diesem Ansatz können die wichtigsten Mechanismen für den Strahlzerfall — Kavitation und Turbulenz in der Düse — getrennt berücksichtigt werden. Ausgangspunkt für die Untersuchungen von Baumgarten ist eine zweidimensionale Berechnung der kavitierenden Düsenströmung, welche den realen Strömungszustand in der Düse nicht ausreichend abbilden kann. Eine zuverlässige Aussage über die Grenzen dieses Modells setzt eine ausführliche Validierung anhand von verschiedenen — bisher noch nicht durchgeführten — Messungen voraus.

2.3 Ableitung der Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Ziel dieser Arbeit ist die Erprobung und Evaluierung des oben erwähnten Modells. Ausgehend von den Eigenschaften der flüssigen Kraftstoffsäule am Spritzlochaustritt soll die Simulation des Primäraufbruchs von Dieseleinspritzstrahlen bis hin zur Bildung von Einzeltröpfen im Fernfeld der Düse dargestellt werden. Zu diesem Zweck ist eine Modellerweiterung für geometrisch reale Düsen notwendig. Darüber hinaus sollen anhand umfangreicher Vergleiche zu Messdaten die Zuverlässigkeit der dreidimensionalen Berechnung der Düsenströmung unter Beweis gestellt werden.

Die simultane Berechnung von Düseninnenströmung und Gemischbildung im Dieselmotor, beginnend am Düschenschaft, durch die Einspritzlöcher bis in den Brennraum, ist aufgrund der stark unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen der auftretenden Prozesse für die praktische Anwendung nicht machbar. Der große Aufwand an Rechenzeit und Speicherplatz erlauben diese durchgehende Berechnung nicht. Aus diesem Grund wird für Simulationszwecke das Einspritzverfahren in drei Schritten geteilt (vgl. Abb. 2.7) und jeweils separat numerisch berechnet:

- Berechnung der Düseninnenströmung
- Übergang Düseninnenströmung / Dieselstrahl
- Berechnung des Dieselstrahls

Aus den sich bei der Beschreibung der einzelnen physikalische Phänomene ergebenden unterschiedliche Zeit- und Längenskalen resultieren Diskretisierungsgitter verschiedener Feinheit (Abb. 2.6). Dennoch können die Ergebnisse einer Berechnung der Düseninnenströmung mit Berücksichtigung der Dampfblasenbildung durch Kavitation, direkt als Randbedingung für die Modellierung des Primärzerfalls benutzt werden. Dieses Konzept der getrennten Berechnung von Düseninnenströmung und Strahlzerfall wurde in einigen Arbeiten erfolgreich verwendet [82, 114, 11]. Damit ist die Auswirkung bei Variationen von System- und Geometrieparametern die Düseninnenströmung und damit auf den Strömungszustand der Flüssigkeit am Spritzlochaustritt

2.3 Ableitung der Aufgabenstellung und Vorgehensweise

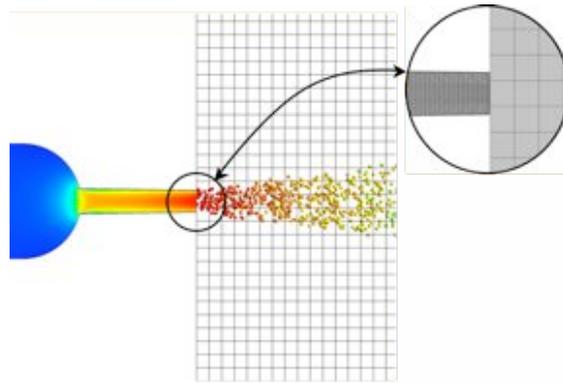


Abbildung 2.6: Diskontinuität des Rechengebietes am Übergang
Düsenströmung / Dieselstrahl

im Voraus berechenbar. In weiterer Folge stehen die so erzeugten Daten jederzeit als Input für Berechnungen des Strahlzerfalls in beliebig austauschbaren Kammer-, Zylinder oder Motorgeometrien zur Verfügung.

Die wichtigsten Aufbruchmechanismen, wie sie beim Strahlzerfall unter

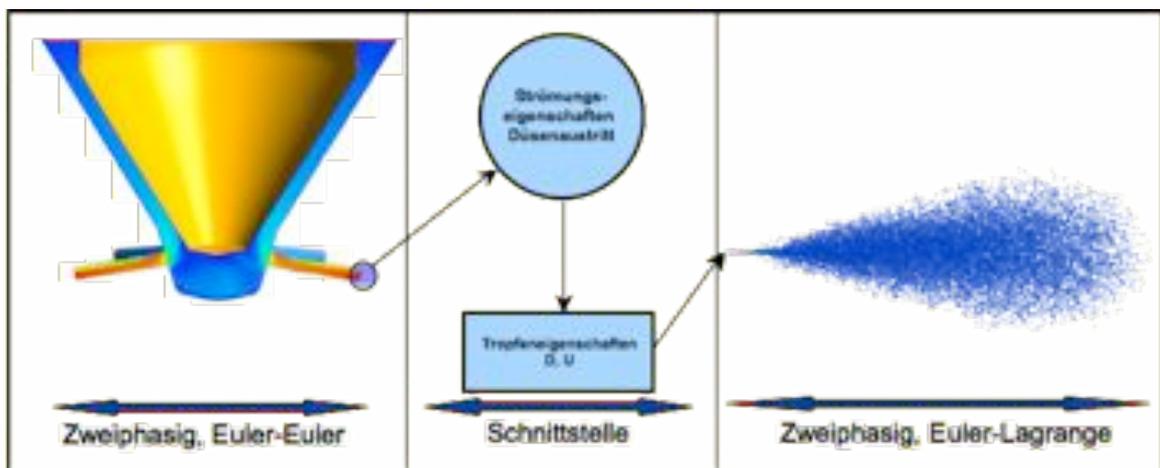


Abbildung 2.7: Vorgehensweise

Hochdruck-Diesel Einspritzbedingungen auftreten, wurden bereits im Kapitel 2 vorgestellt. Kapitel 3 befasst sich mit der Simulation der zweiphasigen Düseninnenströmung sowie deren Vergleich mit Messdaten. Besondere Aufmerksamkeit gilt der Berechnung von Kavitation und Turbulenz, da diesen

2.3 Ableitung der Aufgabenstellung und Vorgehensweise

zwei Effekten beim Strahlzerfall eine Schlüsselrolle zukommt. Die numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen der Strömung erfolgt auf Basis einer Eulerschen Betrachtungsweise. Die Berechnung der instationären zweiphasigen, kavitierenden Düsenströmung liefert für ausgewählte Düsengeometrien und Versuchsparametern (Einspritzdruck, Kammerdruckdruck) räumlich und zeitlich aufgelöst die Verteilungen wichtigster Strömungsgrößen. Diese Daten stehen als Randbedingungen für die nachfolgende Simulation des Dieselstrahls zur Verfügung.

Die Informationen über die Zweiphasenströmung im Düseninneren müssen in geeigneter Art und Weise als Randbedingung für die Strahlsimulationen aufbereitet werden. Dies erfolgt auf Basis einer Energiebilanz zwischen der am Düsenaustritt für die Zerstäubung zur Verfügung stehende Zerfallsenergie, und der kinetischen und Oberflächenenergie für die Initialisierung der Tropfen, die das Dieselspray beschreiben. Im Kapitel 4 wird diese Energiebilanz näher erläutert.

Anschließend geht die Berechnungskette in das bewährte, klassische Diskrete-Tropfen-Modell zur Simulation der Ausbreitung des dispersen Dieselstrahls über. Das numerische Setup und die Validierung der Strahlsimulationen anhand von Messungen wird im Kapitel 5 vorgestellt. Schließlich wird im Kapitel 6 der gesamte Berechnungsansatz unter Berücksichtigung der Validierungsergebnisse evaluiert und diskutiert.

3 Numerische Methoden und Validierung zur Düsenströmung

In diesem Kapitel werden die numerischen Simulationen kavitierender Düsenströmungen vorgestellt. Im Vordergrund steht der Vergleich mit Messungen. Im Unterkapitel 3.1 wird die Auswahl der verschiedenen mathematischen Ansätze und Modelle begründet und das numerische Setup der Simulationen vorgestellt. Unterkapitel 3.2 befasst sich mit der Beschreibung der verwendeten Untersuchungsobjekte und mit einer kurzen Erläuterung zu Messtechnik und Auswertemethoden. Zur Kalibrierung des Kavitationsmodells dienen Messungen an einer aus Glas gefertigten Zweilochdüse. Für diese Düse werden Kavitationserscheinungen und Strömungsgeschwindigkeiten bei kleinen Differenzdrücken bei Diesel-in-Diesel Einspritzung gemessen und Berechnungen gegenübergestellt. Anschließend erfolgt der Vergleich zwischen Messung und Berechnung anhand von drei unterschiedlichen Düsen, wie sie heutzutage in modernen Dieselmotoren eingesetzt werden. Zu den Messungen an den realen Düsen gehören Durchfluss-, KUP- und Einspritzverteilungsmessungen. Dabei kann eine Aussage über die Qualität der berechneten Düsenströmung getroffen werden um gegebenenfalls entsprechende Parameter im numerischen Modell anzupassen. Im dritten Teil des Kapitels (3.3) werden dann instationäre Düsenberechnungen unter tatsächlichen Diesel-Einspritzbedingungen durchgeführt und vorgestellt. Da diese Ergebnisse als Randbedingung für nachfolgende Spray Simulationen dienen, ist eine möglichst genaue Darstel-

lung der Variablen am Düsenaustritt anzustreben.

3.1 Numerische Simulation

3.1.1 Simulationsmethoden

Für die Simulation der zweiphasigen Düseninnenströmung stehen ein- und mehrdimensionale Modelle zur Verfügung. Da Kavitation ein dreidimensionales Phänomen ist, wird in dieser Arbeit nicht auf eindimensionale Modelle eingegangen. Die Modelle zur zwei- und dreidimensionalen Berechnung kavitierender Strömungen lassen sich üblicherweise entweder nach der Fähigkeit zur Berechnung der exakten Position der Gas-Flüssigkeits-Grenzfläche oder nach der Anzahl an phasenspezifischen zu lösenden Gleichungen, klassifizieren [91, 65, 9, 30].

Berechnung der exakten Position der Gas-Flüssigkeits-Grenzfläche

Ein erster Ansatz zur Beschreibung der Phasengrenze stellen die so genannte *Front Tracking* Methoden dar. Zu dieser Kategorie gehören die Methoden, bei denen die Phasengrenze durch spezielle Markierungspunkte definiert wird. Diese masselosen Markerpartikel werden mit der Strömung mittransportiert. Zu jedem Zeitpunkt erhält man durch Interpolation zwischen benachbarten Punkten die Geometrie der Grenzfläche. Die Kontur der Phasengrenze als Verbindung zwischen den Punkten wird im Allgemeinen durch Polynome angenähert. Unterschiedliche Markermethoden sind in der Literatur zu finden: masselose Partikel, "Height Functions", "Level Set", "Surface fittings" [30].

Im Gegensatz zu den oben genannten Methoden stehen die *Front capturing* Methoden. Dabei wird die Grenzfläche durch eine volumetrische Funktion definiert. Diese skalare Funktion repräsentiert den Dampfvolumenteil in jeder Zelle, ändert ihren Wert an der Grenzfläche (z.B. $f=0$ für Flüssigkeit, $f=1$ für Dampf) und dient dadurch zur Identifikation der Verteilung der bei-

3.1 Numerische Simulation

den Fluide. Die Lage der Phasengrenze wird aus der Information über den Fluidgehalt der Rechenzellen rekonstruiert. Bei dieser Methode wird ein Satz von Navier-Stokes-Gleichungen gelöst, wobei die Dichte des Fluids zwischen der Flüssigkeits- und der Dampfdichte variieren kann. Das Originalverfahren ist als die Volume-Of-Fluid Methode in der Literatur eingegangen [50].

Anzahl an phasenspezifischen Gleichungen

Bei den “Mischungsmodellen” werden die beiden Phasen über eine Berechnungszelle gemittelt und als ein Fluid mit variabler Dichte behandelt. Dabei repräsentiert die berechnete Dichte in der Zelle die mittlere Dichte der real mit Kavitationsblasen und Flüssigkeitsligamenten gefüllten Zelle.

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (3.1)$$

Hier ist α der Volumenanteil von Dampf und ρ die Dichte, wobei v für Dampf und l für Flüssigkeit steht. Gas-Flüssigkeits Phasengrenzen und damit auch Blasengrößen und Blasenoberflächen können nicht exakt dargestellt werden. Diese Methoden sind sehr effizient, da die mathematische Modellierung der Strömung, abgesehen vom Phasenübergang, keine weiteren Gleichungen erfordert. Der Phasenübergang wird durch eine geeignete Beziehung zwischen der variablen Dichte und den anderen Zustandgrößen, in der Regel dem Druck, beschrieben. Dieser Beziehung kommt bei dieser Methode eine Schlüsselposition zu, denn sie muss die gesamte Physik der Kavitation repräsentieren. Sie beschreibt sowohl die Verdampfung als auch die Kondensation des Fluids [9].

Einen weiteren Ansatz stellen die “Zweifluidmodelle” dar[65]. Bei diesen Modellen wird für jede Phase ein vollständiger Satz von Navier-Stokes-Gleichungen gelöst, wobei der Austausch von Masse, Impuls und Energie mithilfe von Quelltermen berücksichtigt wird. Diese Methode wird oft für Blasenströmungen verwendet, bei denen die Turbulenz der beiden Phasen und der Blasenwiderstand von großer Bedeutung sind.

Auswahl einer Methode

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen der Düseninnenströmung an Diesel Injektoren wird im Folgenden das für die vorliegende Arbeit am meisten zweckentsprechende Zweiphasenmodell diskutiert.

Unter Diesel-Einspritzbedingungen kommt es zwangsläufig zu Kavitationsercheinungen innerhalb der Einspritzdüse. Da die Kavitationsblasen eine sehr kleine Dichte aufweisen —und dadurch eine geringe Stokeszahl¹—, kann man davon ausgehen, dass Dampf und Flüssigkeit dieselbe Geschwindigkeit haben und sich mit Hilfe eines homogenen Ansatzes beschreiben lassen. Dabei werden beide Phasen in einem festen Koordinatensystem betrachtet (Euler-Euler Ansatz).

Die Verwendung von “Front Tracking” Methoden setzt die Existenz einer scharfen Phasengrenze voraus. Aus den experimentellen Untersuchungen ist bekannt, dass Kavitationsgebiete bei typischen Dieseldüsen in der Regel disperse Blasenstrukturen besitzen. In diesem Fall ist der Blasenrand als Phasengrenze zu verstehen. Eine Markierung an jeder Blasenwand ist aufgrund der großen Anzahl an Blasen im Strömungsgebiet aus numerischen Gründen nicht realisierbar. Noch dazu müssen Markerpartikel bei Fragmentierung und Koaleszenz kavitierender Blasen dementsprechend zugefügt bzw. gelöscht werden. Eine optimale Lösung hierfür ist noch nicht gefunden. Eine Verwendung dieser Art von Front-Tracking-Methoden scheidet hier aus.

Gelingt es, die Physik der Düsenströmung, d.h. Kompressibilität des Fluids, Kavitations- und Kollapsphänomen, durch eine geeignete Zustandgleichung zu beschreiben sind Mischungsmethoden ein möglicher Ansatz zur Berechnung des vorliegenden Problems.

Die Volume-Of-Fluid Methode verfolgt ganz allgemein die Bewegung eines beliebigen Fluidvolumens durch das Strömungsgebiet. In dem Fall einer kavitierender Strömung, zeichnet sich dieses Volumen dadurch aus, dass es eine bestimmte Anzahl an Blasen enthält. Aus der Anzahl und dem Durchmesser

¹Dimensionslose Kennzahl, die das Verhältnis von Relaxationszeit der Tropfen (Gl.5.11) und charakteristischer Zeit der kontinuierlichen Phase beschreibt

3.1 Numerische Simulation

der Blasen kann der Volumenanteil des Dampfs berechnet werden. Die VOF Methode ist in der Lage, den Transport dieses Fluidvolumens zu berechnen. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wird die im kommerziellen CFD-Code CFX zur Verfügung stehende Mischungsmethode zur Berechnung der zweiphasigen Strömung verwendet. Der Phasenübergang wird anhand einer geeigneten Beziehung zu der mit dem VoF verfolgten Volumenanteil bestimmt.

3.1.2 Simulation der Düseninnenströmung mit CFX

In diesem Unterkapitel wird das numerische Verfahren zur Simulation einer turbulenten und kavitierenden Zweiphasenströmung erläutert. Zur numerischen Behandlung der Erhaltungsgleichungen wird die Finiten-Volumen-Methode verwendet.

Grundgleichungen

Die Zweiphasenströmung wird als Strömung eines Fluidgemisches mit gemittelten Stoffeigenschaften beschrieben. Dabei definiert α den volumetrischen Anteil der gasförmigen Phase pro Einheitsvolumen.

$$\alpha = \frac{V_v}{V} \quad (3.2)$$

$$V_v + V_l = V \quad (3.3)$$

Dichte und Viskosität des Fluidgemisches ergeben sich zu

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (3.4)$$

$$\mu_m = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l \quad (3.5)$$

wobei die Indizes v für Dampf und l für Flüssigkeit stehen.

Die Strömung des Fluidgemisches wird mathematisch durch die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben. In der vorliegenden Arbeit wird von einer isothermen Strömung ausgegangen. Die Ener-

3.1 Numerische Simulation

Die Kontinuitätsgleichung ist deshalb nicht relevant. Massen- und Impulsgleichungen lauten im kartesischen Koordinatensystem, ohne Berücksichtigung der Schwerkraft:

$$\frac{\partial (\alpha \rho_v)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho_v u^i)}{\partial x^i} = \dot{S}_v \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial ((1 - \alpha) \rho_l)}{\partial t} + \frac{\partial ((1 - \alpha) \rho_l u^i)}{\partial x^i} = \dot{S}_l \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial (\rho_m u^i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u^j u^i)}{\partial x^j} = -\frac{\partial p}{\partial x^i} + \frac{\partial (\tau^{ji})}{\partial x^j} \quad (3.8)$$

Hierbei stellen u^i , u^j die Geschwindigkeitskomponenten, p den Druck, \dot{S}_v die Dampferzeugungsrate und τ^{ji} den Spannungstensor dar. Durch Gl. 3.4 wird deutlich, dass lediglich zwei von den drei Gleichungen gelöst werden sollen. Die Schub- und Normalspannungen ergeben sich für Newton'sche Medien gemäß dem Stokes'schen Schubspannungsansatz

$$\tau^{ji} = \mu_m \left(\frac{\partial u^i}{\partial x_j} + \frac{\partial u^j}{\partial x_i} \right) \quad (3.9)$$

Aus der Annahme, dass die Dampf- und Flüssigkeitserzeugungsrate mit der Massenübertragung zwischen Phasen verbunden sind, folgt die Zwangsbedingung

$$\dot{S}_l + \dot{S}_v = 0 \quad (3.10)$$

Zum besseren Verständnis, kann eine der Kontinuitätsgleichungen als die Summe aller Kontinuitätsgleichungen, dividiert durch die entsprechende Dichte

$$\sum_{k=v,l} \frac{1}{\rho_k} \left(\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u^i)}{\partial x^i} - \dot{S}_k \right) = 0 \quad (3.11)$$

umgeschrieben werden. Sind alle Phasen inkompressibel, so lässt Gl. 3.11 eine deutliche Interpretierung zu: die aufgrund des Phasenüberganges hervorgerufene Volumenerzeugung wird durch die Divergenz der Geschwindigkeit ausgeglichen [129]. Mit Hilfe von Gl. 3.10

$$\dot{S}_v = -\dot{S}_l = \dot{S}_{lv} \quad (3.12)$$

3.1 Numerische Simulation

wird Gl. 3.11 zu

$$\frac{\partial u^i}{\partial x^i} = S_{lv}^i \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (3.13)$$

Tritt in der Strömung Turbulenz auf, müssen die Gleichung dementsprechend modifiziert werden. Zur korrekten räumlichen und zeitlichen Auflösung von Turbulenzphänomenen ist es jedoch notwendig, abhängig von der Reynolds-Zahl der Strömung ein sehr feines Diskretisierungsgitter und einen sehr kleinen Zeitschritt zu verwenden, was zu einem erheblichen Berechnungsaufwand führt. Diese direkte numerische Beschreibung auch von kleinskaligen turbulenten Strukturen wird als Direkte Numerische Simulation (DNS) bezeichnet. In den meisten Fällen ist man aber nicht an den turbulenten Schwankungen selbst interessiert, sondern nur an deren zeitlichem Mittel. Dazu werden die Strömungsgrößen in einen zeitlichen Mittelwert und einen Schwankungswert aufgespalten. Somit stellen die Geschwindigkeiten im Gleichungssystem statistisch gemittelte Geschwindigkeiten dar und es treten zusätzliche Terme

$$-\rho_m \overline{u'_i u'_j} \quad (3.14)$$

in der Impulserhaltungsgleichung auf, die als Reynolds'scher Spannungstensor bezeichnet werden [49]. Die Reynolds-Spannungen erfordern eine entsprechende Modellierung. Zu diesem Zweck wird das Wirbelviskositätsprinzip verwendet. Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, dass Turbulenz aus einer Reihe von kleinen Wirbeln besteht, die fortlaufend entstehen und verschwinden. In diesen Wirbeln sind die Reynolds Spannungen proportional zu den gemittelten Geschwindigkeitsgradienten. Somit wirkt die Turbulenz als zusätzliche Viskosität. In Analogie zur Gl. 3.9 lässt sich der neu entstandene Term mit

$$-\rho_m \overline{u'_i u'_j} = \mu_{tm} \left(\frac{\partial u^i}{\partial x_j} + \frac{\partial u^j}{\partial x_i} \right) \quad (3.15)$$

beschreiben. μ_{tm} stellt darin die turbulente Viskosität dar. Somit kann der Einfluss von Turbulenz in der Impulsgleichung nur mithilfe einer modifizierten gesamten Viskosität

$$\mu = \mu_m + \mu_{tm} \quad (3.16)$$

3.1 Numerische Simulation

berücksichtigt werden. Solange μ_{tm} bekannt ist, lässt sich der neu entstandene turbulente Term als Funktion der gemittelten Variablen darstellen. Die Wirbelviskositätsmodelle werden nach der Anzahl der unabhängigen Turbulenzvariablen, die zur Berechnung von μ_{tm} benutzt werden, unterschieden. Algebraische- oder Nullgleichungsmodelle verwenden zur Schließung nur algebraische Beziehungen. Eingleichungsmodelle benutzen eine zusätzliche Transportgleichung zur Bestimmung von μ_{tm} . Zweigleichungsmodelle sind ein Schließungsansatz, der aus der Lösung zweier gekoppelter Transportgleichungen besteht. Man unterscheidet die Modelle anhand der verwendeten Turbulenzgrößen. Zwei große Gruppen sind z. B. die $k - \epsilon$ Turbulenzmodelle und die $k - \omega$ Turbulenzmodelle. Eine ausführliche Beschreibung der unterschiedlichen Modelle ist in der Literatur zu finden [1]. Die DNS ist aufgrund ihres extremen Rechenaufwands auf absehbare Zeit auf niedrige (und damit für praktische Anwendungen häufig wenig interessante) Reynolds-Zahlen beschränkt. Aus diesem Grund werden unterschiedliche Strategien zur Verringerung des Rechenaufwandes verwendet. Je mehr Annahmen dabei getroffen werden, desto geringer wird i. d. R. die Rechenzeit und desto größer werden die Unsicherheiten bzgl. des Ergebnisses. Unter Berücksichtigung des zu lösenden Problems, der gewünschten Genauigkeit des Turbulenzmodells und des dadurch entstandenen zusätzlichen Zeitaufwandes soll die Auswahl vom Turbulenzmodell erfolgen.

Zwei-Gleichungsmodelle bieten vom ingenieurwissenschaftlichen Standpunkt aus den besten Kompromiss zwischen Zuverlässigkeit und Zeitaufwand an. Das am weitesten verbreitete Modell für technische Anwendungen ist das $k - \epsilon$ Modell [3, 62]. Ein bekannter Schwachpunkt bei diesem Modell ist die unzufriedenstellende Berechnung des asymptotischen Verhaltens von Turbulenz in der Grenzschicht. Da weist das $k - \epsilon$ Modell Schwäche auf, besonders bei ablosenden Strömungen in das Vorhersagen des Ablosepunkts, wie z.B. bei Düsenströmungen [68]. Auch sehr verbreitet ist das $k - \omega$ Turbulenzmodell [121], der aufgrund seiner Formulierung bei der Berechnung von Grenzschichten (Low-Reynolds-Bereiche) besser geeignet ist.

3.1 Numerische Simulation

Aufgrund der erwähnten Nachteile beim $k - \epsilon$ Modell wird in dieser Arbeit für sämtliche Düsenberechnungen Shear-Stress-Transport Modell (SST) verwendet [67]. SST ist ein Zwei-Gleichung Modell das den Transport der turbulenten kinetischen Energie k und der Schwankungsfrequenz ω der Geschwindigkeit beschreibt. Hier wird eine dem $k - \omega$ Modell ähnliche Modellformulierung für die Zellen in der Grenzschicht verwendet. Es werden Transporteffekte bei der Formulierung der Wirbelviskosität mitberücksichtigt, was zu einer besseren Vorhersage des Ablöseverhaltens der Strömung führt. In weiterem Abstand von der Wand schaltet das Turbulenzmodell auf eine auf $k - \epsilon$ basierte Formulierung um.

Beim SST Modell wird davon ausgegangen, dass sich die turbulente Viskosität als Funktion der turbulenten kinetischen Energie und turbulenten Frequenz

$$\mu_{tm} = \rho_m \frac{k}{\omega} \quad (3.17)$$

beschreiben lässt. Die turbulente Viskosität ist im Gegensatz zur molekularen Viskosität keine Stoffkonstante, sondern hängt ausschließlich vom lokalen Geschwindigkeitsfeld ab. Für die Berechnung der Werte von k und ω muss jeweils eine zusätzliche Transportgleichung gelöst werden [1].

Trotz seiner für Grenzschichten geeignete Formulierung, bietet das SST Modell noch Verbesserungspotenzial bei der Berechnung des turbulenten Reynolds-Spannungstensor (Gl. 3.14) in Strömungen mit abgelöstem Grenzschicht [29] an. Dabei werden die Reynolds-Spannungen und dadurch auch die Geschwindigkeitswerte unterschätzt, was dazu führt, dass der Punkt an dem die Strömung an die Wand wieder anlegt falsch berechnet wird. Für die Düsenströmung wird dies relevant, da sich die Grenzschicht durch starke Umlenkung der Stromlinien am Spritzlocheintritt von der Wand ablöst. Zu diesem Problem wurde eine Modifikation im Berechnungsmodell vorgenommen, was eine genauere Abschätzung vom "Reattachment Point" durch einen zusätzlichen Term in der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie k ermöglicht [1].

Aus der Literatur ist bekannt, dass Turbulenz stark von der Verkrümmung

3.1 Numerische Simulation

und der Verwirbelung der Stromlinien beeinflusst wird [98]. Da die Düsenströmung teilweise erhebliche Umlenkungen und eine damit verbundene Drallströmung aufweist, ist für das Turbulenzmodell in dieser Hinsicht ein Verbesserungsbedarf gegeben. Zu diesem Zweck wurde in CFX eine Modifikation des SST Modells nach dem Ansatz von Spalart et al. eingebracht, wobei zusätzliche Terme in den Transportgleichungen von k und ω eingesetzt werden [98]. Dieser Ansatz wird für die in dieser Arbeit durchzuführenden Simulationen verwendet.

Weiterhin wird in der Literatur zu instationären kavitierenden Strömungen davon berichtet, dass Standard Turbulenzmodelle bei der Vorausberechnung des schwingenden Verhaltens der Strömungen versagen. Dies ist deshalb so, da Gleichung 3.17 viel zu hohe Werte für die turbulente Viskosität im Bereich auftretender Kavitation liefert, auch wenn beim SST-Modells eine obere Grenze für die Wirbelviskosität gesetzt wird [67]. In kavitierendem Bereich ($\alpha > 0$) ist die Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\partial p / \partial \rho}$ der Düsenströmung sehr klein, so dass Kompressibilitätseffekte eine Rolle spielen, wie bereits im Kapitel 2.1 beschrieben. Dadurch kann die Strömung große Machzahlen in den Verdampfungs- oder Kondensationsbereiche aufweisen. Große Mach Zahlen in einer Strömung können zu grundlegenden Modifizierungen der turbulenten Strukturen führen, wie bereits von Birch und Eggers bewiesen [12]. Wilcox et al haben zu diesem Problem Modifizierungen zum Turbulenzmodell vorgeschlagen, die bestimmte Parameter des SST-Modells als eine Funktion der lokalen turbulenten Mach Zahl darstellen [121]. Dies führt zu einer Erhöhung der turbulenten Dissipation, und daraus resultierend zu einer Absenkung der turbulenten Viskosität (Wirbelviskosität). Diese Modifizierungen wurden für kavitierende Strömungen in einer Venturi Drossel getestet [26]. In der vorliegenden Arbeit wird das Gemisch als inkompressibel ($\partial \rho_m / \partial p = 0$) betrachtet, was zu einem konstanten Wert der Machzahl im gesamten Berechnungsgebiet führt. Demzufolge wird diese Korrektur nicht verwendet.

Um diesen Effekt der Viskosität im Mischungsbereich trotzdem zu erzielen wird für diese Arbeit ein Ansatz verwendet, der für inkompressible Strömun-

3.1 Numerische Simulation

gen abgeleitet wurde. Dabei kommt eine Modifizierung der Gleichung 3.17 nach dem Vorschlag von Coutier-Delgosha [26]²:

$$\mu_{tm} = f(\rho) \frac{k}{\omega} \quad (3.18)$$

$$f(\rho) = \rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho_m}{\rho_v - \rho_l} \right)^4 (\rho_l - \rho_v) \quad (3.19)$$

für sämtliche Simulationen verwendet. Dieser Ansatz verringert den Wert von μ_{tm} in allen Zellen in denen Kavitation auftritt. Der Effekt von Kompressibilität auf Turbulenz wird somit künstlich erzeugt.

An der Spritzlochwand wird eine “No Slip” Randbedingung gewählt. Die Annahme einer Nullgeschwindigkeit an die Wand kann sich unter Berücksichtigung der Strömungsbedingungen, besonders bei Kavitationserscheinungen in Wandnähe, als nicht richtig herausstellen. Die Wand-Flüssigkeit Grenzfläche kann sich durch vorhandene Gasblasen ändern, wie einige experimentelle und theoretische Arbeiten zeigen [72, 28]. Ob die eingesetzte Randbedingungen an der Wand die Hafteneigenschaften bei kavitierenden Strömungen erfüllt ist fraglich und wäre Gegenstand grundlegender Untersuchungen.

Kavitationsmodell

Das verwendete Kavitationsmodell, welches auch in CFX implementiert ist, wird im Folgenden kurz beschrieben. Da der Phasenübergang von einer Vielzahl physikalischer Einzelphänomene wie Wärmeübertragung, Oberflächenspannung, Kompressibilität des Dampfes, Wechselwirkung zwischen einzelnen Blasen, Relativbewegung zwischen Blasen und Fluid sowie der Wechselwirkung mit Turbulenz abhängt, gibt es zurzeit noch kein allgemeingültiges Modell, das alle oben genannten Aspekte des Phasenübergangs berücksichtigt [123].

Die meisten CFD-Modelle zur Berechnung von Kavitation sind mit der Ver-

²Ursprünglich entwickelt für das $k - \epsilon$ Turbulenz Modell

3.1 Numerische Simulation

wendung einer barotropischen Gleichung verbunden. Dabei wird die Gemischdichte als Funktion des lokalen Drucks dargestellt. Dieser Modellansatz ist attraktiv, da die Implementierung in einen Standard CFD-Code wenige Probleme bereitet [129]. Nachteilig bei diesem Ansatz ist die Annahme, dass der thermodynamische Zustand während des Phasenübergangs im Gleichgewicht ist, was eine starke Vereinfachung des Problems darstellt. Die meisten Modelle basieren auf der Rayleigh-Plesset Gleichung, die das Wachstum und den Kollaps einer einzelnen Blase in einem Fluid mit konstantem Druck beschreibt. Beispiele für diesen Ansatz finden sich in den Arbeiten von [126], [97] und [38]. In der vorliegenden Arbeit wird ebenfalls ein auf dieser Gleichung basiertes Kavitationsmodell verwendet.

Die Rayleigh-Plesset Gleichung beschreibt das Wachstum einer einzelnen von Flüssigkeit umgebenen Dampfblase:

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R \cdot \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{R} \quad (3.20)$$

Hierbei ist R der Blasenradius, σ die Oberflächenspannung, p_B der Blasen-
druck, p_∞ der Druck in der Flüssigkeit und ρ_l die Flüssigkeitsdichte. Werden die Terme zweiter Ordnung und die Oberflächenspannung vernachlässigt, so lässt sich die Gleichung zu

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} \quad (3.21)$$

vereinfachen. Die Massenaustauschrate wird dann zu

$$\frac{dm_B}{dt} = 4\pi R^2 \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} \quad (3.22)$$

Es wird davon ausgegangen, dass N_B Blasen pro Volumeneinheit vorhanden sind. Dann ergibt sich für den Dampfvolumenteil

$$\alpha = \frac{4}{3} \pi R^3 N_B \quad (3.23)$$

3.1 Numerische Simulation

Die gesamte Massenaustauschrate pro Volumeneinheit infolge Kavitation lässt sich zu

$$\dot{S}_{lv} = \frac{3\alpha\rho_v}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} \quad (3.24)$$

ermitteln. Für die Herleitung dieser Gleichung wurde lediglich das Wachstum der Blase berücksichtigt. Eine allgemeingültige Gleichung zur Beschreibung von Blasenwachstum und -kollaps kann mittels eines empirischen Kalibrierungskoeffizienten

$$\dot{S}_{lv} = F \frac{3\alpha\rho_v}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} \text{sign}(p_B(t) - p_\infty(t)) \quad (3.25)$$

erhalten werden.

Auch wenn diese Formulierung funktioniert, ist ihre Anwendbarkeit für Verdampfung physikalisch nicht richtig, und kann zu numerischen Instabilitäten führen. Die Annahme, dass Blasen allein und ungestört in der Flüssigkeit wachsen ist nur richtig wenn Kavitationsblasen aus Kavitationskeimen³ zu wachsen beginnen. Wachsen die Blasen weiter, so nimmt der Dampfgehalt zu. Das führt dazu, dass der Volumenanteil der Kavitationskeime proportional abnehmen muss. Um das zu berücksichtigen kann der Dampfvolumenteil α bei der Kavitationsentstehung durch $\alpha_{keim}(1 - \alpha)$ ersetzt werden. Dabei ist α_{keim} der Volumenanteil der Kavitationskeime. Wird R als Radius der Kavitationskeime betrachtet, lässt sich das Kavitationsmodell schließlich zu

$$\dot{S}_{lv} = \begin{cases} F_{vap} \frac{3\alpha_{keim}(1-\alpha)\rho_v}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} & \text{für } p < p_B \\ F_{cond} \frac{3\alpha\rho_v}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l}} & \text{für } p > p_B \end{cases} \quad (3.26)$$

schreiben. Die Bestimmung der Modellparameter R , α_{keim} , F_{vap} und F_{cond} erfolgt anhand von Vergleichen mit Messungen. Die gewählten Größen werden im folgenden Kapitel angegeben.

³Ähnlich den Kondensationskeimen bei der Niederschlagsbildung, lassen sich inhomogene Punkte bzw. Bereiche im sonst homogenen Flüssigkeitsgefüge als Kavitationskeime bezeichnen. Insbesondere Verunreinigungen wie Staub oder Gasbläschen bilden ideale Startpunkte für die Kavitation, da an diesen Stellen die Bindungskräfte der Flüssigkeit gestört sind.

3.1 Numerische Simulation

Wie bereits im Abschnitt 2.1 erwähnt, gehen manche Autoren von einer starken Wechselwirkung zwischen Kavitation und Turbulenz aus [55, 18, 90]. Um den Einfluss der Turbulenz auf die Kavitation wenigsten im Ansatz erfassen zu können wird das einfache Modell von Singhal et al. verwendet [125]. Dabei wird der Dampfdruck durch die turbulenten Druckschwankungen erhöht:

$$p_{vap}^* = p_{vap} + \Delta p_{vap}^* \quad (3.27)$$

wobei

$$\Delta p_{vap}^* = 0.39 \cdot \rho_l \cdot k \quad (3.28)$$

Hierbei stellt k die kinetische turbulente Energie.

Kavitation zählt zu den schnellsten physikalischen Vorgängen, was zu zwei numerischen Hauptproblemen führt:

- Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge verursachen starke Dichtegradienten im Berechnungsgebiet. Da die Grenzschicht zwischen reiner Flüssigkeit und reinem Dampf sehr dünn ist, können nebeneinanderliegende Zellen selbst bei extrem feinen Netzen mit Dampf oder Flüssigkeit gefüllt sein. Diese Diskontinuität ist ungünstig für die Konvergenz und Stabilität der Berechnungen.
- Wie bereits erwähnt, verhält sich die zweiphasige Kavitationsstruktur grundsätzlich instationär. Der Kollaps der Dampfstrukturen kann teilweise so schnell erfolgen, dass sich Fluidelemente in Bruchteilen von Mikrosekunden von reinem Dampf in reine Flüssigkeit umwandeln. Eine kontinuierliche Beschreibung dieses Phänomens würde sehr kleine physikalische Zeitschritte aufzwingen, die ungefähr hundertmal kleiner wären als die in dieser Arbeit verwendeten Zeitschritte [27]. Die zeitliche Auflösung der für die kavitierende Düsenströmung charakteristischen Frequenzen ist aus Rechenzeitsgründen nicht realisierbar.

Aufgrund dieser zwei Probleme werden die örtlichen und zeitlichen Schwankungen der Dichte durch einen Relaxationsfaktor η_{cav} gedämpft. Sprunghafte

3.1 Numerische Simulation

Dichteänderungen und die damit verbundene numerische Instabilitäten werden dadurch teilweise vermieden. Die Relaxation der Dichte hat dieselbe Wirkung wie eine Verkleinerung des Zeitschrittes Δt um Faktor η_{cav} für die Massgleichung (Gl. 3.7). Dies hat erwartungsgemäß einen ungewollten Effekt auf die Konvergenz der Rechnungen, die dadurch langsamer wird. Dieser Effekt ist weiterhin besser als eine Verkleinerung des Zeitschrittes für die drei Gleichungen 3.6-3.8, denn dies würde aufgrund langsamer Konvergenz zu viel höheren Rechenzeiten führen.

Diskretisierung des Rechengebietes und Lösungsansatz.

Die numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen erfordert die Diskretisierung des Rechengebiets und der Erhaltungsgleichungen. Die Diskretisierung des Rechengebiets ist die Darstellung des Berechnungsraumes als Gitter von Rechenpunkten, an denen die Gleichungen gelöst werden. Hierfür wird die Methode der Finiten Volumen verwendet.

Das Rechengebiet wird in eine endliche Anzahl von sich nicht überschneidenden Kontrollvolumen aufgeteilt. Für jedes dieser Volumen wird das System der Erhaltungsgleichungen in Integralform formuliert. Durch Anwendung des Gauß'schen Theorems ergibt sich die Änderung der Variablen im Kontrollvolumen aus den Flüssen an den Kontrollvolumen-Grenzen. Im dreidimensionalen Fall wird das Kontrollvolumen durch sechs Seitenflächen begrenzt. Das Integral über die ganze Oberfläche kann in eine Summe von Integralen über die einzelnen Seitenflächen berechnet werden. Die weitere Diskretisierung besteht im Wesentlichen darin, die Flächenintegrale mit Hilfe von geeigneten Mittelwerten der jeweiligen Integranden zu approximieren. Da das in CFX verwendete numerische Verfahren in [1] ausführlich beschrieben ist, werden in diesem Abschnitt nur die prinzipielle Vorgehensweise bei der numerischen Strömungsberechnung sowie die zugrundeliegenden Annahmen dargestellt. Vorteilhaft bei der Finiten-Volumen-Methode ist, dass die Erhaltungsprinzipien per Definition für die diskretisierten Gleichungen erfüllt sind. Als Resultat wird ein algebraisches Gleichungssystem erhalten, das durch einen geeigne-

3.1 Numerische Simulation

ten Algorithmus gelöst werden soll. Weitere Details zur Methode der Finiten Volumen sind z.B. in [49] oder [36] zu finden.

Ein für die Düsenströmungssimulation verwendetes Berechnungsgitter wird in der Abbildung 3.1 beispielhaft für den Spritzlocheinlaufbereich gezeigt. In diesem Bereich ist die Qualität der Vernetzung von besonderer Bedeutung, da hier die Strömung stark beschleunigt wird und infolge dessen Kavitation auftritt.

Für die Erzeugung der Berechnungsgitter auf Basis von Hexaedern wurde das kommerzielle Programm IcemCFD⁴ verwendet. Dabei wurde versucht, durch eine hohe Gitterqualität die Genauigkeit der Berechnung zu steigern. Die Feinheit der verwendeten Netze soll sowohl für einphasige als auch für

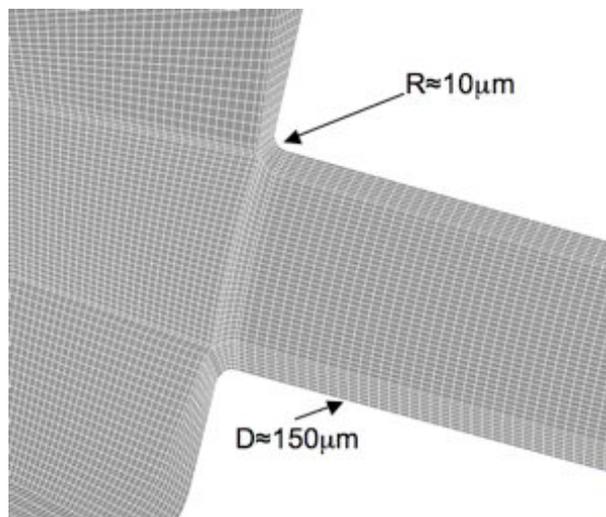


Abbildung 3.1: Vernetzung der Einlasskante zum Spritzloch

zweiphasige Berechnungen ausreichend sein. Die verwendeten Rechengitter für die Simulation zweiphasiger Strömungen müssen im Vergleich zu typischen Gittern für einphasige Berechnungen wesentlich feiner sein. Der Grund für den erheblichen Mehraufwand im Vergleich zu einphasigen Rechnungen ist der Kavitationsquellterm von Gleichung 3.7. Da ein Verdampfungsprozess unter massiver Volumenzunahme erfolgt, ist dieser Quellterm extrem

⁴IcemCFD von der Firma Ansys inc.

3.2 Validierung und Diskussion

groß und die Steifheit der zu lösenden Gleichung dementsprechend ausgeprägt [118]. Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Netze bestehen aus mehr als 10^6 Zellen.

Wie in Kapitel 5.2 vorgestellt wird, erfolgen einige Messungen zur Charakterisierung des Strahls, wie z.B. Eindringtiefe $S_p(t)$ oder Strahlwinkel, zeitabhängig. Aus diesem Grund laufen die entsprechenden Sprayberechnungen zur Validierung des Primärzerfallsmodells ebenfalls instationär. Demzufolge ist es auch nötig, die von der Düseninnenströmung gelieferten Randbedingungen am Düsenaustritt zeitabhängig zu erhalten. Zu diesem Zweck werden so genannte “Moving Mesh” Simulationen durchgeführt, die den Öffnungsvorgang der Nadel beschreiben. Die Nadelbewegung wird aus einer eindimensionalen Berechnung oder aus Messungen gewonnen.

3.2 Validierung und Diskussion

Die für diese Arbeit relevanten Düsengeometrien mit den jeweiligen Untersuchungsschwerpunkten sind im Folgenden aufgelistet. Einzelheiten zu den Geometrien sind in den folgenden Kapiteln zu finden.

- Sitzlochdüse aus Glas.- Zur Charakterisierung der Düseninnenströmung in Bezug auf Kavitation und Geschwindigkeitsfeld.
- Mikrosacklochdüse MSDA.- Kavitierende Düse mit niedrigem Wirkungsgrad. Zur hydraulischen Charakterisierung der Düse und zur Vermessung des Kraftstoffstrahls.
- Mikrosacklochdüse MSDB1.- Kavitierende Düse mit niedrigem Wirkungsgrad. Zur hydraulischen Charakterisierung der Düse und zur Vermessung des Kraftstoffstrahls.
- Mikrosacklochdüse MSDB2.- Nicht-kavitierende Düse mit hohem Wirkungsgrad. Zur hydraulischen Charakterisierung der Düse und zur Ver-

3.2 Validierung und Diskussion

messung des Kraftstoffstrahls.

Mit Hilfe der gewählten Einspritzdüsen soll der Einfluss von unterschiedlichen Innengeometrien und der Düsenbauart auf den primären Strahlaufbruch untersucht werden. Als Einspritzsystem kommt ein Pkw-Common-Rail-System bestehend aus Hochdruckpumpe, Hochdruckrail und Injektor zum Einsatz. Das Common-Rail-System bietet die von diesem Einspritzsystem her bekannten Vorteile von frei wählbarem Einspritzdruck und -dauer. Im Gegensatz zu den in diesem Kapitel beschriebenen Düsenberechnungen wird bis auf einige explizite Untersuchungen nur der quasistationäre Teil der Einspritzung, d.h. die Haupteinspritzphase bei voll geöffneter Düsennadel, verwendet. Zur Minimierung des Einflusses von Raildruckschwankungen und Druckschwingungen im Hochdrucksystem wurden die Einspritzungen mit ausreichender Frequenz durchgeführt, so dass bei den Versuchen von einem bereits zu Beginn der Einspritzung konstanten Raildruck ausgegangen werden kann. Alle Berechnungen in diesem Kapitel zur Validierung der Düseninnenströmung wurden stationär durchgeführt.

3.2.1 Glasdüse

Geometrie und eingesetzte Messtechnik

Die Glasdüse besteht aus einer Standard Sitzlochdüse, bei der der Teil unterhalb des Nadelsitzes abgetrennt und durch eine aus transparentem Glas⁵ gefertigte Kappe ersetzt wird [69]. Die transparente Kappe beihaltet das Sackloch und die Spritzlöcher. Somit ist die Düseninnenströmung optisch zugänglich. Die Messungen an dieser Düse dienen zur Validierung der Simulationen zur Düseninnenströmung. Statt der üblichen Anzahl von 6 oder 8 Spritzlöchern wird für die durchzuführenden Untersuchungen eine Kappe mit lediglich zwei gegenüberliegenden Spritzlöchern verwendet. Dadurch wird eine Beeinflussung der Strömung durch benachbarte Spritzlöcher ausgeschlossen. Untersuchungen von Busch [17] an transparenten 6-Lochdüsen

⁵DURAN® ist ein spezielles Borosilicatglas der ersten Wasserbeständigkeitsklasse.

3.2 Validierung und Diskussion

zeigen, dass die Lage und Gestalt der Kavitationsschläuche während der Haupteinspritzphase derjenigen in einer Einlochdüse entspricht. Damit kann davon ausgegangen werden, dass die Einströmbedingungen in das Spritzloch durch die Reduzierung der Lochanzahl bei vollem Nadelhub nicht grundlegend verändert werden. Bild 3.2 zeigt ein Bild der beschriebenen Glasdüse.

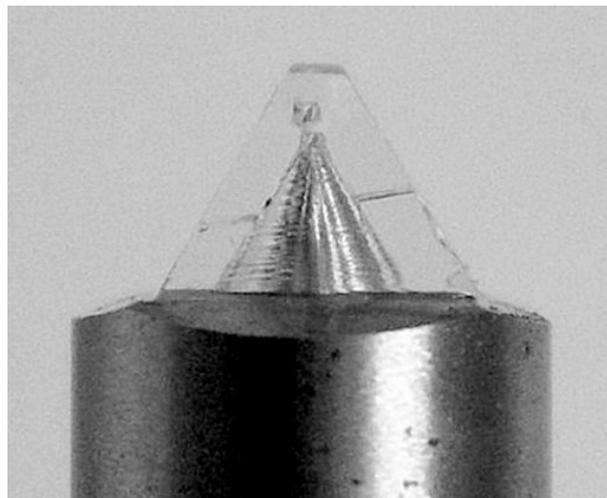


Abbildung 3.2: Bild der durchsichtigen Glasdüse [20]

Die Geometrie weist einen scharfkantigen Einlauf ins Spritzloch auf. Beide Spritzlöcher sind zylindrisch mit einem Durchmesser von $150\mu\text{m}$, jedoch mit unterschiedlichen Längen (1 und 1.2 mm.) und unterschiedlichen Höhenwinkeln ($HW = 78^\circ$ und 102°). Als geometrischer Höhenwinkel wird der Winkel zwischen Düsenskörper- und Spritzlochachse bezeichnet. Die Hauptströmung wird somit beim Übergang ins Spritzloch unterschiedlich umgelenkt. Dadurch kann man mehr Validierungsdaten aus den Messungen gewinnen als bei einer Düse mit zwei gleichen Spritzlöchern.

Der Höhenwinkel des Spritzloches 1 entspricht demjenigen einer Standarddüse ($HW = 78^\circ$), so dass die Verhältnisse, wie sie in realen Einspritzdüsen herrschen, weitaus wirklichkeitsgetreuer abgebildet werden als bei Spritzloch 2. Durch den größeren Höhenwinkel vom Spritzloch 2 ($HW = 102^\circ$) wird beim Einlauf in das Spritzloch an der Oberkante eine stärkere Krümmung der Stromlinien erreicht, die die Kavitationsneigung fördert. Stärkere Kavitati-

3.2 Validierung und Diskussion

onserscheinungen im Spritzloch 2 werden deshalb erwartet. Da die Messungen bei einem Nadelhub von $250\mu\text{m}$ durchgeführt werden, soll die Nadel dementsprechend positioniert werden. Im Anhang A.2.1 wird das näher erläutert. Sämtliche Messungen an der Glasdüse wurden an der Technischen Universität Freiberg von Dr. Chaves durchgeführt [20]. Bei der Auswahl der für die Messung verwendeten Methode wurde vor allem darauf geachtet, dass die erfassten Messdaten eine möglichst große Bedeutung für die spätere Validierung des Strahlzerfallsmodells haben. Bricht der Strahl unter anderem aufgrund von Kavitation auf, so wird beispielweise die Größe der aus der Düse entstandenen Kavitationsschläuche experimentell untersucht werden. Für die Ableitung der Versuchsmatrix sollen die entsprechenden Grenzen der Messvorrichtung berücksichtigt werden. Da der treibende Druck sowohl vor der Düse als auch nach der Düse variiert werden kann, sollen an erster Stelle die Druckrandbedingungen definiert werden. Bei einem Betrieb der Düse mit sehr hohen Drücken wird die Düsennadel bei der Öffnungs- und Schließphase sehr schnell, was zur Zerstörung der Glasdüse führen könnte. Aus diesem Grund wird der Einspritzdruck auf 3 MPa begrenzt. Zur optischen Erfassung des Stromfeldes werden die folgenden Messtechniken an der Glasdüse angewendet:

- Durchlichtaufnahmen zur Bestimmung der Entstehung und Ausbreitung des Kavitationsgebietes im Spritzloch.
- Mikro- PIV zur Bestimmung der Geschwindigkeiten im Spritzloch.

Auf den Aufbau der Versuchsanlage wird im Anhang eingegangen A.2.1.

Kavitationsuntersuchungen anhand von Durchlichtaufnahmen

Der experimentelle Aufbau für die Durchführung der Durchlichtaufnahmen besteht aus einer CCD Kamera mit einem Fernfeldmikroskopaufbau und einer Funkenblitzlampe (Belichtungszeit ca 20 ns). Für die Versuchsdurchführung sind folgende Messrandbedingungen von Bedeutung: der Einspritzdruck p_{vor} und der Kammerdruck p_{geg} . Diese Werte werden über die im An-

3.2 Validierung und Diskussion

hang A.2.1 beschriebenen Drucksensoren als elektrische Spannung erfasst. Die Spannungswerte werden an einen Speicheroszilloskop weitergeleitet, das eine sofortige Umrechnung und Darstellung der Spannungswerte in Druckwerte ermöglicht. Weitere Literaturstellen zum Prüfstand und zur angewendeten Messtechnik finden sich in [70, 69, 19, 21].

Versuchsdurchführung Alle Glasdüsenexperimente werden als Diesel-in-Diesel Einspritzungen mit Einspritzdrücken von 10 bar bis auf 30 bar durchgeführt. Dabei wird der Einspritzdruck in 5 bar Schritten erhöht. Um umfassende Validierungsdaten zu erhalten, werden für jeden Einspritzdruck mehrere Versuche mit unterschiedlichen Gegendrücken gefahren.

Auswertung Nach Fertigstellung der Versuchsreihen können den aufgenommenen Bildern die entsprechenden Einspritz- bzw. Kammerdrücke zugeordnet werden. Jedem Bild wird nun über diese Drücke eine Kavitationszahl C_a zugewiesen, nach der Definition von Gleichung 2.4.

$$C_{a,\Delta p} = \frac{p_{vor} - p_{geg}}{p_{geg}} \quad (3.29)$$

Ein typisches Bild einer Versuchsreihe ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Hier beträgt der Einspritzdruck $p_{vor} = 30$ bar und der Kammerdruck $p_{geg} = 4.2$ bar. Die Kavitationszahl liegt ungefähr bei 6.

Bei den Messungen erscheint Dampf als schwarzer Bereich im Spritzloch,



Abbildung 3.3: Typische Durchlichtaufnahme der Düsenströmung

während Flüssigkeit aufgrund der Anpassung des Brechungsindex (Gl. A.1)

3.2 Validierung und Diskussion

durchsichtig ist. Beide Phasen werden durch eine scharfe Grenzfläche getrennt. Dass Dampf schwarz dargestellt wird ist auf die Brechung des Lichtes durch die anderen Stoffeigenschaften des Dampfes zurückzuführen. Da die Grenzfläche in der Simulation aufgrund des verwendeten mathematischen Ansatzes nicht berechnet werden kann, soll für einen zuverlässigen Vergleich zwischen Messungen und Simulation eine klare Übertragung der Definition der Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit von Messungen auf Simulationen erfolgen. Die Grenzfläche wird in den Simulationen mit Hilfe des lokalen Dampfanteils α berechnet. Berechnungszellen mit einem Dampfanteil über einen bestimmten Grenzwert sind dem Dampfgebiet zugeordnet. Dieser Grenzwert wird mit Hilfe der Gleichung 3.1 und der Eykman Beziehung berechnet. Mit der Eykman Beziehung kann die Änderung des Brechungsindex einer Flüssigkeit als Funktion der Dichte in Verbindung gebracht werden [81]. Es gilt

$$\frac{n^2 - 1}{n + 0.4} = \kappa \cdot \rho \quad (3.30)$$

Hier ist n der Brechungsindex und κ eine Konstante. Bei den vorliegenden Messungen wurde als Kraftstoff eine Mischung von Diesel und Alphamethylnaphtalin mit $n_m = 1.517$ und $\rho = 899 \text{ kg/m}^2$ verwendet. Unter diesen Bedingungen ist $\kappa = 7,5508 \cdot 10^{-4}$. Erste Vorversuche haben gezeigt, dass sich Flüssigkeit und Glas bei einer nahezu perfekten Anpassung des Brechungsindex optisch nicht unterscheiden. Eine Änderung des Brechungsindex von 0,2% hat jedoch dazu geführt, dass die Übergänge zwischen Glas und Diesel deutlich zu erkennen sind. Demzufolge wird bei der Auswertung der Berechnungen angenommen, dass eine solche Änderung des Brechungsindex und dadurch der Dichte in einer Zelle zu demselben Effekt führen würde.

Mit Hilfe von Gleichung 3.30 lässt sich die durch diese Änderung der Brechungsindex verursachte Dichteveränderung zu $\Delta\rho = 5 \text{ kg/m}^3$ berechnen. Anhand Gl. 3.4 wird der Grenzwert $\alpha = 0.01$ abgeleitet. Somit wird das in allen Zellen mit einem Dampfanteil größer als 1% eingeschlossene Volumen als Kavitationserscheinung zum Vergleich genommen. Mithilfe einer Rekonstruktion der Volumenanteilsgrenze lässt sich eine "Isofläche" für einen Dampfanteil

3.2 Validierung und Diskussion

von $\alpha = 0.01$ darstellen.

Die Auswertung erfolgt dann auf Basis eines optischen Vergleichs zwischen den am Prüfstand aufgenommenen Bildern und den mit CFX berechneten Kavitationsbereichen. Besonders zu betrachten sind Dicke und Länge der Kavitationsschichten für unterschiedliche Betriebspunkte oder Kavitationszahlen. In Abbildung 3.4 ist ein Vergleich für vier unterschiedliche Betriebspunkte zu sehen.

An der linken Seite der Abbildungen 3.4a-3.4d sind, wie in der Literatur

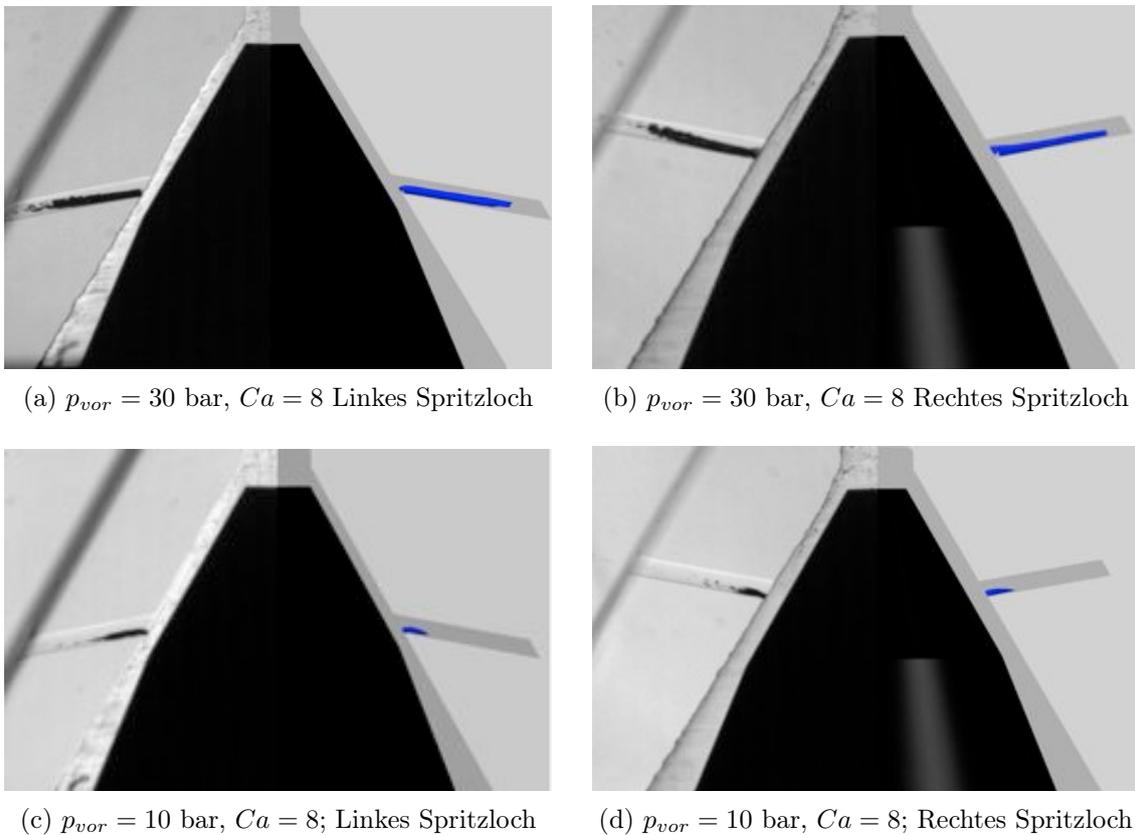


Abbildung 3.4: Kavitationsentstehung in der Glasdüse für das linke Spritzloch (a und c) und für das rechte Spritzloch (b und d). Jeweils Vergleich zwischen Simulation (rechts) und Messung (links).

oft beschrieben, mehrere kleine Blasen zu sehen, die sich vom Kavitations-schlauch ablösen [7, 17, 18]. Aufgrund des ausgewählten mathematischen An-

3.2 Validierung und Diskussion

satzes zur Berechnung der zweiphasigen Strömung wird die Blasenabtrennung bei den stationären Simulationen nicht abgebildet. Bei der Simulation hängt die Gasphase während der ganzen Berechnung zusammen. Weiterhin zeigen die Simulationsbilder in Abb. 3.4 dass die Grenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit nicht glatt ist. Auf der Grenzfläche entstehen kleine sägezahnähnliche Instabilitäten als Resultat von Druckschwankungen. Diese Druckschwankungen werden durch die Kavitationsablösung verursacht und können mit dem verwendeten Ansatz nicht berechnet werden.

Die Länge und Breite des Kavitationsschlauchs wird mit dem verwendeten numerischen Modell relativ zuverlässig vorhergesagt. Es ist zu erkennen, dass sich in den Messungen der Kavitationsschlauch von der Wand trennt, so dass die Gasphase von Flüssigkeit umgeben ist. Zwar zeigt die Simulation denselben Effekt, jedoch schwächer ausgeprägt.

Mit dieser Messtechnik wurden für unterschiedliche Werte von p_{vor} und p_{geg} mehrere Hundert Bilder gewonnen. Ein Vergleich mit der Simulation für jeden Messpunkt war aus Zeitgründen nicht machbar. Aus diesem Grund wurden die Bilder bearbeitet und die Länge der Kavitationszone für jedes Spritzloch in Abhängigkeit von der Kavitationszahl Ca dargestellt (vgl. Abb. 3.5). Für die Validierung wurden Simulationen für drei repräsentative Einspritzdrücke $p_{vor} = 10, 20, 30$ bar bei unterschiedlichen Gegendrücken p_{geg} durchgeführt, so dass jeder Betriebspunkt einer Kavitationszahl zugeordnet werden kann. Dabei wird die Länge des Kavitationsschlauchs sowohl für das linke als auch für das rechte Spritzloch ausgewertet. Um einen aussagekräftigen Kennwert für die Intensität der Kavitation zu erhalten, wurde die Länge des auftretenden Kavitationsschlauches mit der Länge des Einspritzkanals normiert. Damit erhält man zum Beispiel bei einer maximalen Kavitationserscheinung welche sich über den gesamten Einspritzkanal erstreckt, eine genormte Kavitationslänge von 1. In den Abbildungen 3.5a bis 3.5f sind Ergebnisse von Messungen und Simulationen zusammen dargestellt.

Erwartungsgemäß steigt generell mit Zunahme der Kavitationszahl Ca auch die relative Länge der Kavitation. Somit erscheint die Kavitationszahl als

3.2 Validierung und Diskussion

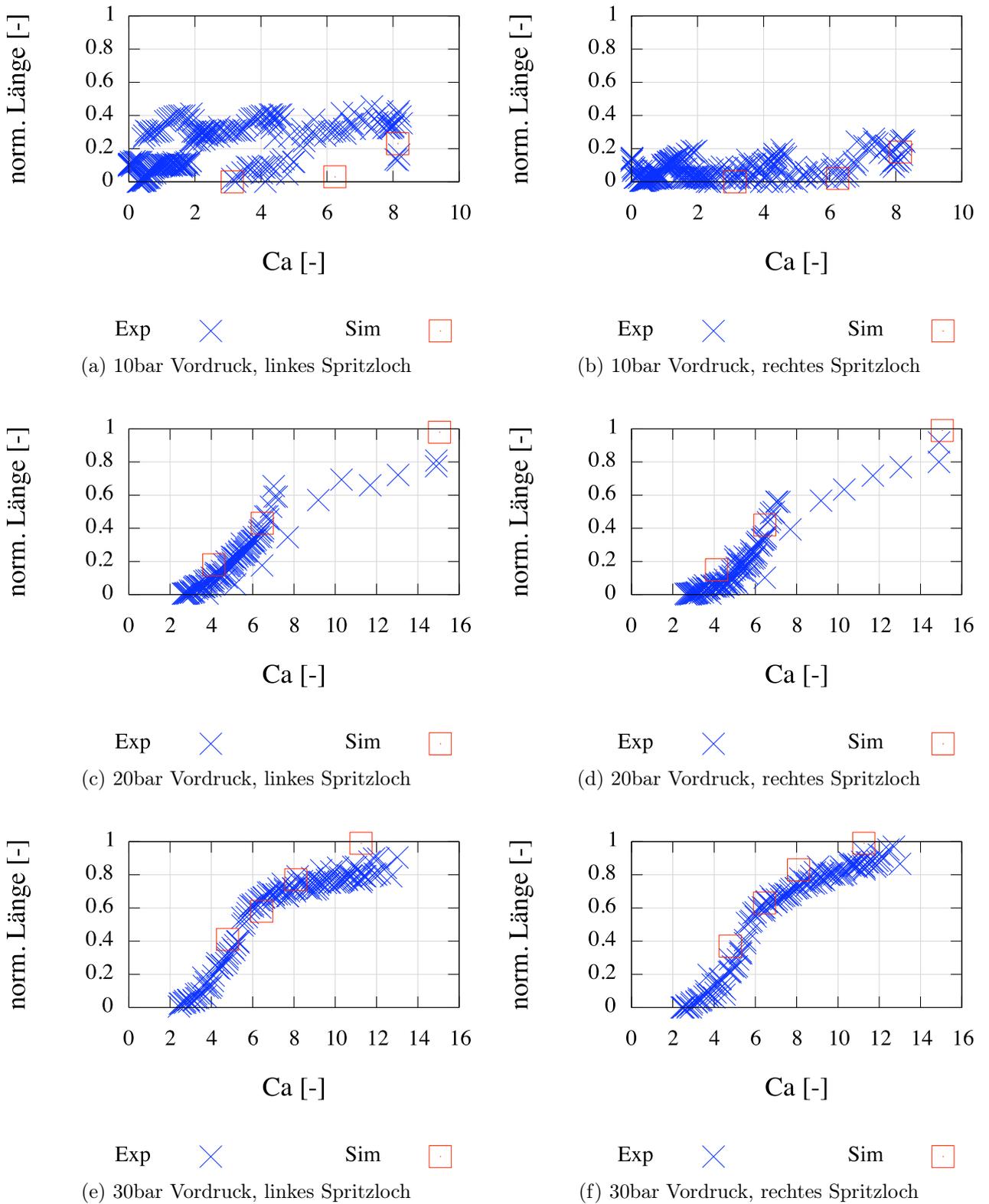


Abbildung 3.5: Normierte Länge der Kavitationszone L_{cav}/L_{spl} . Vergleich Messung-Simulation.

3.2 Validierung und Diskussion

maßgeblich für die Kavitationsuntersuchungen. Dass die genormten Kavitationslängen der mit höherem Einspritzdruck vorgenommenen Versuche grundsätzlich auf einem höheren Niveau liegen, ist auf die höheren Geschwindigkeiten im Spritzloch zurückzuführen. Unter solchen Strömungsbedingungen können die Blasen vor dem Kollaps eine längere Strecke mit der Strömung mittransportiert werden. Beide Effekte sind sowohl bei den experimentellen Versuchen als auch bei den Simulationen zu erkennen.

Wegen der Geometrie der Düse, die im Einströmbereich des linkseitigen Spritzloches eine größere Strömungsumlenkung erzwingt als im rechtsseitigen, tritt allgemein links früher Kavitation auf als rechts, siehe Abb. 3.5. Dadurch ist bei kleinen Kavitationszahlen C_a die Kavitationserscheinung an der linken Seite länger. Simulationen zeigen auch einen allgemein längeren Kavitationsschlauch am linken Spritzloch, wobei der Längenunterschied weniger ausgeprägt ist als im Experiment.

Des Weiteren wird in den Versuchen ein sehr instationäres Verhalten der Kavitation bei kleinen Kavitationszahlen und Drücken beobachtet. Die Streuung der Messdaten bei einer bestimmten Kavitationszahl ist auf instationäre Effekte zurückzuführen. Wie die Abbildungen 3.5a und 3.5b zeigen, kann sich die Kavitationszone bei einem bestimmten C_a fast bis zur Hälfte des Spritzlochs erstrecken oder gar nicht auftreten. Die Simulationen wurden zeitunabhängig durchgeführt und zeigen dadurch diese Instabilitäten nicht.

Insgesamt fällt der Vergleich zwischen Simulationen und Messungen, was die Ausdehnung der Kavitationserscheinungen betrifft, ziemlich zufriedenstellend aus. Aufgrund der Beschränkungen im Modellierungsansatz kann das instationäre Verhalten der Kavitation, zum Beispiel die Blasenabtrennung oder schwankender Kavitationsbeginn, nicht abgebildet werden. Man geht aber davon aus, dass die Länge der Kavitationserscheinung bei den in Dieseleinspritzung üblichen Kavitationszahlen bis zum Düsenaustritt reicht. Dies führt einerseits dazu, dass wenig Blasenabtrennung im Spritzloch erfolgt, so dass im praxisrelevanten Fall die numerische Berechnung das Verhalten des Dampfes relativ gut abbilden kann.

Mikro PIV Messungen- Geschwindigkeitsbestimmung

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein optisch arbeitendes Geschwindigkeitsmessverfahren, mit dessen Hilfe zwei Komponenten des räumlichen Geschwindigkeitsfeldes in einer beleuchteten Messebene erfasst werden können. Die Geschwindigkeit wird dabei in der gesamten Ebene erfasst. So lassen sich auch instationäre, nicht periodische Strömungsfelder vermessen. Im Anhang A.2.1 sind die Details zur verwendeten Messtechnik beschrieben.

Für Einspritzdrücke von 4.5 bar, 14 bar und 17 bar wurden geeignete Bilder bzgl. der Partikelanzahl und des -kontrastes ausgewählt, entsprechend bearbeitet und mit einer Software⁶ ausgewertet. Neben der Vektordarstellung bietet die Software auch die Möglichkeit der Visualisierung der Geschwindigkeiten mittels farblicher Darstellung an. Dadurch ist ein direkter Vergleich der qualitativen Eigenschaften der Strömung möglich. Die Tabelle 3.1 fasst alle untersuchte Betriebspunkte zusammen. Kavitations- und Reynoldszahl (anhand von der Bernouilli Geschwindigkeit und dem Austrittsdurchmesser vom Spritzloch) sind ebenfalls in der Tabelle angegeben.

In Abbildung 3.6 ist für die aus Tabelle 3.1 gewählten Betriebspunkte das

Betriebspunkt	$p_{vor}(bar)$	$p_{geg}(bar)$	C_a	Re
1	4.5	1	4.5	1067
2	14	1.05	12.3	2055
3	17	1	17	2284

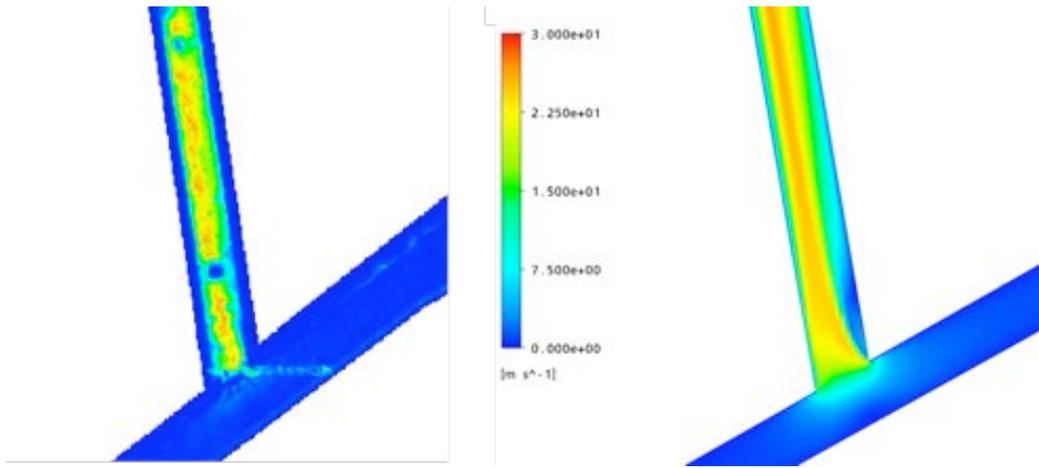
Tabelle 3.1: Druckrandbedingungen der PIV-Messungen

mit der PIV-Messtechnik bestimmte Geschwindigkeitsfeld der Glasdüse im Zulaufbereich zum Spritzloch und im Spritzloch selbst dargestellt. Um berechnete und gemessene Felder besser vergleichen zu können, wird dieselbe Geschwindigkeitskala für beide Darstellungen verwendet.

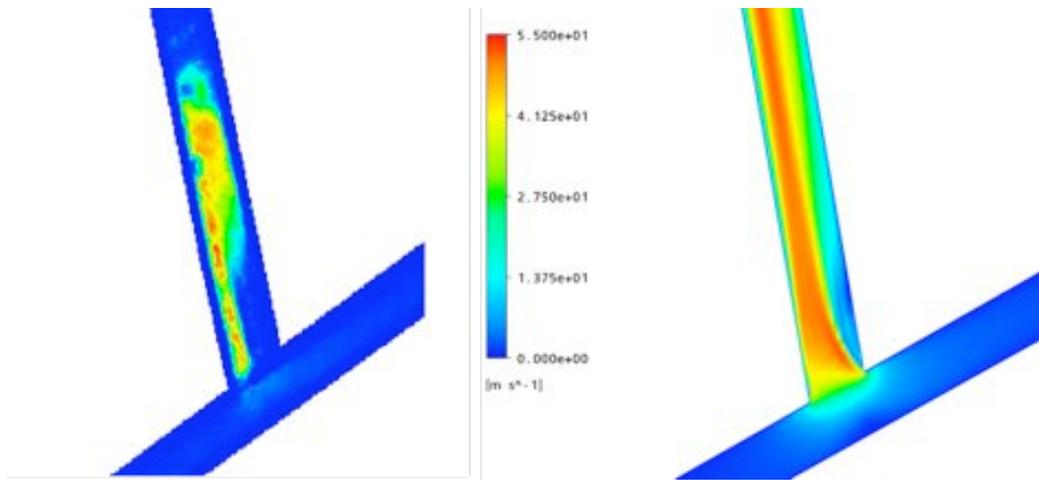
Wie in Abb. 3.6 zu erkennen ist, weisen das berechnete und gemessene

⁶VidPiv-Software

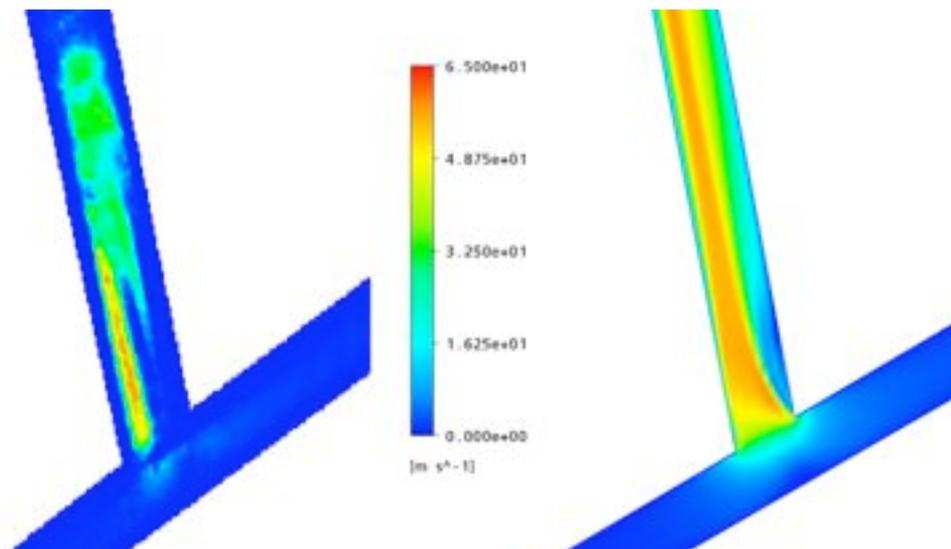
3.2 Validierung und Diskussion



(a) $p_{vor} = 4.5$ bar



(b) $p_{vor} = 14$ bar



(c) $p_{vor} = 17$ bar

Abbildung 3.6: Geschwindigkeitsfeld aus PIV-Messtechnik. Vergleich Messung-Simulation. $HW=78^\circ$

3.2 Validierung und Diskussion

Geschwindigkeitsfeld die gleichen Hauptmerkmale auf. In der Grenzschicht der Strömung lassen sich aufgrund messtechnischer Begrenzungen keine verwertbare Messdaten gewinnen. Demnach sind nur die im Zentrum des Einspritzkanals befindlichen Daten zum Vergleich mit Simulationen brauchbar. Bei allen untersuchten Zuständen weist die Strömung unmittelbar stromab der Einlaufkante zunächst an der linken –unteren– Seite des Spritzloches eine im Vergleich zum Austritt höhere Geschwindigkeit auf. Dies ist darauf zurückzuführen, dass aufgrund der starken Umlenkung der Stromlinien Kavitation entsteht und den Strömungsquerschnitt teilweise versperrt. Aus Kontinuitätsgründen bewirkt Kavitation die in Abb. 3.6 deutlich sichtbare Strömungsbeschleunigung entlang der linken Seite des Spritzloches unmittelbar stromab der Einlaufkante.

Zusätzlich kommt es im Bereich der Totwasserzone der sich im Einströmbereich befindlichen Kavitationserscheinung zu einem so genannten “Reentrant-Jet”. Dabei können lokale Geschwindigkeitsvektoren gegen die Hauptrichtung der Strömung entstehen. Dieser Effekt entsteht als Fortsetzung einer Druckschwankung bei der Ablösung der durch diese Druckschwankung eingeschnürten Bereiche der Kavitationszone, ähnlich wie beim Kollaps sphärischer Blasen [20]. Abbildung 3.7 zeigt die vektorielle Darstellung der Geschwindigkeiten im Einstrombereich im Vergleich zwischen Messung und Simulation. Dabei lässt sich erkennen, dass Simulationen auch im Stande sind, solchen “Reentrant-Jet” wiederzugeben.

Weiter stromab der Einlaufkante, im nicht-kavitierend Bereich, legt sich die Strömung mit einhergehender Verzögerung wieder an die Spritzlochwand an. Die Übereinstimmung mit den Berechnungen ist in diesem Bereich besonders gut weil die Strömung unter diesen Bedingungen nicht kavitiert und dadurch Messdaten über den gesamten Spritzlochquerschnitt zur Verfügung stehen. Wird jedoch der Vordruck und damit die Kavitationszahl höher, entsteht Kavitation. Im kavitierenden Bereich lässt sich die Position des Tracers nicht bestimmen, so dass dort keine Messdaten gewonnen werden können. In der Abbildungen 3.6b und 3.6c lässt sich dieser Effekt sehr gut erkennen,

3.2 Validierung und Diskussion

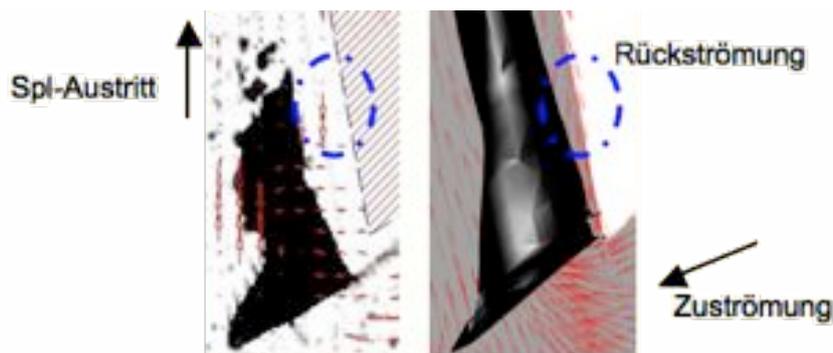


Abbildung 3.7: Vektorielle Darstellung des Einstrombereiches. Links Messung; rechts Simulation. Schwarzer Bereich: Kavitationszone

wobei die Länge des erwähnten Bereiches bei $p_{vor} = 17$ bar etwas mehr ausgedehnt ist.

Weiterhin fällt auch ein Ausbleiben der Messdaten stromauf des kaviterenden Bereiches auf. Erklärbar ist diese Erscheinung damit, dass die Tacer-Partikel um den Kavitationsbereich herumströmen und somit die Beobachtungsebene verlassen [20]. Die Einströmung in das Spritzloch findet allseitig sowohl aus der Hauptstromrichtung als auch aus dem Bereich der Nadelspitze statt. Somit ist die Strömung in diesem Bereich stark dreidimensional ausgeprägt. Wie in Abb. 3.8 dargestellt, lassen sich nur wenige Messdaten aus einer zweidimensionalen Ebene gewinnen (vgl. Anhang A.2.1). Ein Vergleich zu Simulationen in diesem Bereich ist aus diesem Grund nicht sinnvoll.

In den Diagrammen der Abbildung 3.9 sind Geschwindigkeitsprofile in einem lokalen zylindrischen Koordinatensystem mit Ursprung am Spritzlocheinlass bei einer axialen Position von $x = L_{spl}/2$ dargestellt. Dafür werden alle Messpunkte im Intervall $0.95 \cdot L_{spl}/2 < x < 1.05L_{spl}/2$ in einem Datensatz zusammengefasst und über die radiale Komponente dargestellt. Die berechneten Geschwindigkeitswerte bei $x = L/2$ sind ebenfalls dargestellt. Für eine bessere Handhabbarkeit der gemessenen Geschwindigkeitsverläufe wird aus dem Messdatensatz eine zusätzliche Kurve mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrat abgeleitet. Bei dieser Methode versucht man eine gegebene

3.2 Validierung und Diskussion

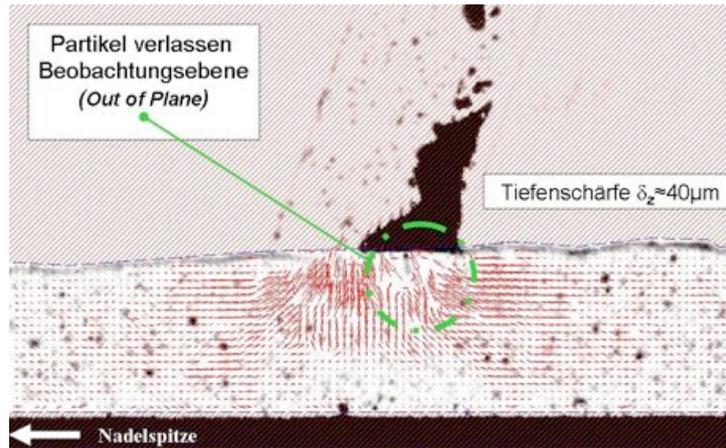


Abbildung 3.8: Einströmung in das Spritzloch. Momentanaufnahme.

mathematische Modellfunktion bestmöglich an Datenpunkte anzupassen. In dem betrachteten Fall wird ein Polynom dritten Grades als Trendlinie benutzt, welches die Asymmetrie der gemessenen Werte zeigen soll. Die axiale Position wurde so ausgewählt, dass möglichst viele Messdaten für den Vergleich mit den Simulationen zu Verfügung stehen.

Zunächst fällt in den Geschwindigkeitsprofilen die ausgeprägte Asymmetrie auf, die auf die ebenfalls asymmetrische Einströmung in das Spritzloch zurückzuführen ist. Für den Betriebspunkt $p_{vor} = 4$ bar ist die Übereinstimmung zwischen Messungen und Rechnung, wie Diagramm 3.9a zeigt, bis auf den Grenzschicht sowohl qualitativ als auch quantitativ sehr gut. Für die anderen Betriebspunkte, in denen Kavitation entsteht, ist der Kurvenverlauf des gemessenen Profils zumindest qualitativ ähnlich zu dem der Simulation. Allerdings liegen die gemessenen Werte unterhalb der berechneten Werte. Dies deutet auf eine stark ausgeprägte dreidimensionale Strömung hin, die erst nach Kavitationsbeginn einsetzt. Die Beschleunigung der Strömung im Einlaufbereich und die entsprechende Abbremsung nach der Kavitationszone zusammen mit den Effekten von Kavitation und beginnender Turbulenz können zu starken sekundären Strömungen führen. Das Offset zwischen Messung und Rechnung lässt sich dann durch die dritte Komponente der Geschwindigkeit, die sich am verwendeten Prüfstand nicht erfassen lässt, erklären. Chaves

3.2 Validierung und Diskussion

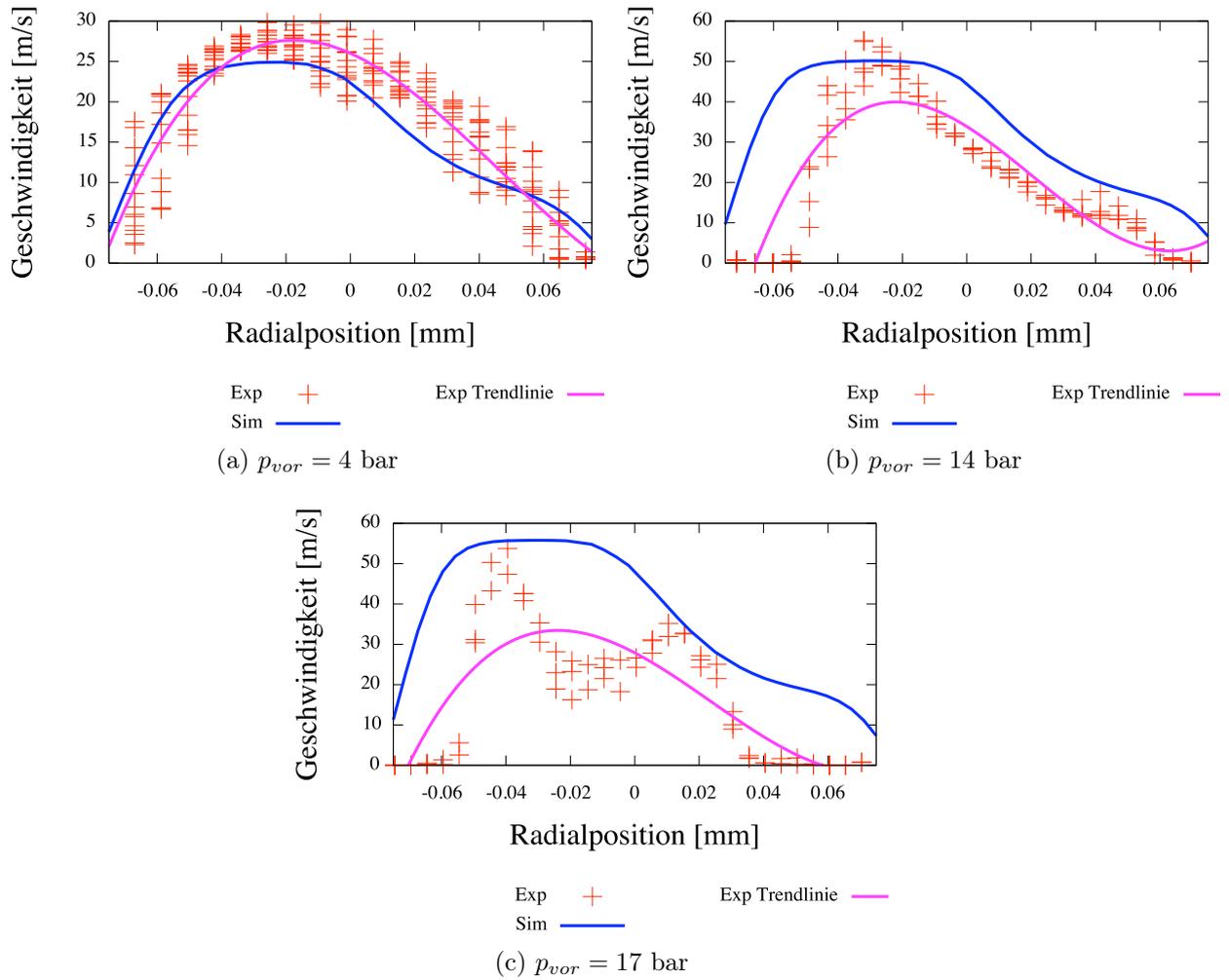


Abbildung 3.9: Geschwindigkeitsprofile in Spritzlochmitte ($x = L/2$).
 Vergleich Messung-Simulation. Betriebspunkte der Tabelle 3.1

3.2 Validierung und Diskussion

[21] hat diesen Effekt bei kavitierenden Strömung beobachtet und gefolgert, dass diese Drallströmung eine große Rolle beim Strahlzerfall spielen kann, ähnlich wie beim bekannten Phänomen “Vortex Breakdown” .

In den Diagrammen von Abb. 3.9 stellt man auch fest, dass die Anzahl an Messdaten mit zunehmenden Kavitationszahlen C_a sinkt. Ausschlaggebend hierfür sind zwei Gründe: Zum einen ist die Strömungsgeschwindigkeit bei großen C_a höher, was dazu führt, dass es am Prüfstand mit demselben Zeitfenster weniger Daten zu erhalten sind. Ist die Geschwindigkeit der Strömung niedriger, finden sich mehr Tracer-Partikeln in einem Bildpaar. Zum anderen entwickelt sich durch das Einsetzen der Kavitation und der Turbulenz eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung senkrecht zum Bild, so dass einige Tracer-Partikeln die Messebene verlassen, so dass sie im Zweiten der Doppelbilder nicht erfasst werden.

Abgesehen von den Bereichen wo sich keine Daten gewinnen lassen ist der Vergleich zwischen Simulation und Messungen zufriedenstellend. In Abbildung 3.6 ist eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung sowohl in der Messung als auch in der Simulation deutlich zu erkennen. Der Einfluss der Reynoldszahl auf die Geschwindigkeitsverteilung im Spritzloch ist klein, und die Ergebnisse ändern sich qualitativ sehr wenig. Das Ablösegebiet im Einlaufbereich des Spritzloches und im Totwasserbereich wird in der Simulation ebenfalls gut abgebildet.

In der Abbildung 3.10 sind die gemessene Geschwindigkeitsschwankungen u' für den Betriebspunkt 3 von Tabelle 3.1 dargestellt. Hier wird eine Art von turbulenter Intensität dargestellt, die sich nach folgender Gleichung berechnen lässt:

$$T_i = \frac{\bar{u}'}{U} \quad (3.31)$$

Bei einem Teil der aufgenommenen Schwankungen handelt es sich um Punkte, wo ein Wert nur bei einigen Messungen erfasst wurde. Dadurch entstehen bei der Mittelung der gemessenen Werten “künstliche” Geschwindigkeitsschwankungen, die auf messtechnischen Gründen zurückzuführen sind. Andere Punkte hingegen zeigen Werten von T_i , die auf starken Schwankungen

3.2 Validierung und Diskussion

deuten.

Die Reynoldszahl des betrachteten Betriebspunktes liegt bei $Re = 2284$. Bei Rohrströmungen wird dieser Wert als der Übergang von laminarer auf turbulenter Strömung angegeben. Die Strömung verfügt allerdings nicht über eine ausreichende Länge um ein vollturbulentes Geschwindigkeitsprofil zu entwickeln. Trotzdem wurden am Prüfstand Schwankungen der Geschwindigkeit erfasst, welche eine viel größere Intensität ($T_i \approx 2$) aufweisen als reine turbulente Schwankungen ($T_i \approx 0.1$). Diese Schwankungen haben ihren Ursprung nicht in der Turbulenz sondern in der Instationarität der Strömung.

Mit dieser Überlegung wird gezeigt, dass der Dieselstrahlzerfall auf Basis

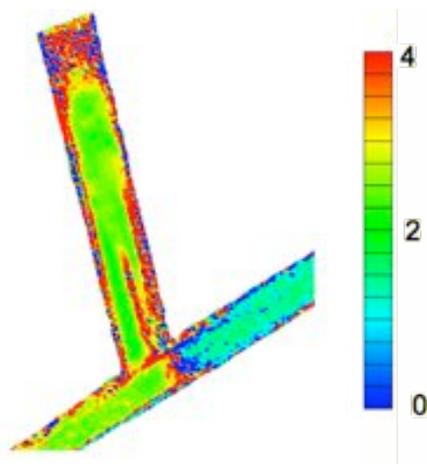


Abbildung 3.10: Gemessene Geschwindigkeitsschwankungen im Einspritzkanal nach Gl. 3.31.

von in der Düse sich befindlichen Instabilitäten erfolgt, die nicht allein durch die klassische Turbulenz verursacht werden, sondern von Sekundärströmungen die aus der starken Instationarität der Kavitation resultieren. Ruiz et al. hat Turbulenz in kavitierenden Strömungen untersucht und vorgeschlagen, die in kavitierenden Strömungen erzeugte Turbulenz quantitativ und qualitativ gegenüber der klassischen Turbulenz zu bewerten [90]. Dieser Effekt wird mit den verwendeten Kavitations- und Turbulenzmodellen derzeit nicht berücksichtigt. Ein Vergleich zur Simulation ist hinsichtlich dieses Punktes

nicht sinnvoll.

Allgemeine Bewertung

Die Messungen an der Glasdüse dienen hauptsächlich zur Kalibrierung des Kavitationsmodells und zu einer ersten Evaluation des verwendeten Turbulenzmodells. Aus dem Vergleich zwischen Messung und Simulation haben sich bestimmte Werte für folgende Parameter als geeignet für Düsenströmungen erwiesen:

$$F_{vap} = 500 \quad (3.32)$$

$$F_{cond} = 0.002 \quad (3.33)$$

$$\alpha_{keim} = 0.001 \quad (3.34)$$

$$D_{keim} = 2 \cdot 10^6 m \quad (3.35)$$

Diese Werte sind gegenüber den vom Programmhersteller empfohlenen Werten leicht unterschiedlich, aber relativ ähnlich zu den berechneten Werten von Schneer et al. [127]. Das liegt daran, dass diese ursprünglichen Werte anhand von mehreren Experimenten nicht nur an Einspritzdüsen, sondern auch an unterschiedliche Strömungsgeometrien (z.B. Pumpen oder Profile) für die allgemeine Anwendbarkeit des Modells bestimmen wurden. Dabei können Randbedingungen und Stoffeigenschaften anders sein als bei der Die-seleinspritzung. Getroffene Annahmen zu Vereinfachung der Kavitationsmodellierung (Unterkapitel 3.1.2) haben einen Einfluss auf die Genauigkeit der Modellierung. Die Bedeutung dieses Effektes ist abhängig vom betrachteten Problem. Folgende Eigenschaften vom Kavitationsvorgang können die Modellparameter stark beeinflussen:

- Das Wachstum und der Kollaps einer Dampfblase werden der blasendynamischen Theorie zufolge durch das Verdrängen der umgebenden Flüssigkeit beschränkt. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass eine Blase nur von Flüssigkeit umgeben ist. In Realität handelt es sich um ein Dampf-Flüssigkeitgemisch, das sich anders verhält als reine

3.2 Validierung und Diskussion

Flüssigkeit. Dadurch lassen sich Parameter wie F_{vap} und F_{cond} beeinflussen.

- Die spektrale Keimverteilung in einer Flüssigkeit wird durch Vorgabe des mittleren Keimdurchmessers D_{keim} und der mittleren Keimanzahl n_{keim} approximiert. Bei Änderung der Flüssigkeitseigenschaften in einer bestimmten Anwendung können sich diese Werte ändern. Die Annahme einer homogenen Verteilung von Blasen kann unter bestimmten Bedingungen richtig sein, wird aber nicht immer getroffen. Sauer et al. schlägt vor, die Keimanzahl als Funktion der Druckdifferenz zwischen Dampfdruck und Umgebungsdruck in Verbindung mit einer Transportgleichung für die Keimanzahl zu formulieren [91].
- In der Literatur unterscheidet man zwischen Keimtypen wie “Partikel”, “Porenkeim” oder “Luftblase”. Die physikalischen Eigenschaften und die Größe der Keimtypen D_{keim} führen zu unterschiedlichen Wachstum- und Kollapsvorgänge [91]. Bei der Simulation werden alle Keimtypen vereinfachend zu einem einzigen Keimtyp zusammengefasst.
- Wie im Unterkapitel 2.1 erwähnt, spielen bei Kavitation thermische Effekte ebenfalls eine Rolle [126, 15]. Durch Verdampfung sinkt die Temperatur und demnach auch der Dampfdruck p_{sat} , was die Ausprägung der Kavitation (F_{vap}) begrenzt. Erst durch den Wärmetransport wird die Temperatur wieder angehoben und in der Folge der Kavitationsprozess fortgesetzt.
- Die Stoffeigenschaften spielen ebenfalls eine bedeutende Rolle für die Bestimmung der Modellparameter. Die Modellparameter wurden anhand von Experimenten bestimmt, welche z.B. mit Wasser [129] durch-

3.2 Validierung und Diskussion

geführt wurden. Diesel-Kraftstoff besteht beispielweise aus mehreren Komponenten, die wiederum in flüssiger und dampfförmiger Phase vorliegen können. Einige Komponenten können schneller Verdampfen als andere, was die Parameter F_{vap} oder F_{cond} beeinflusst. Für die Berechnungen in dieser Arbeit werden die variierenden Stoffeigenschaften vereinfachend durch konstante Werte ersetzt.

In Bezug auf die Tauglichkeit vom Turbulenzmodell lässt sich aus dieser Untersuchung keinen Schluss ziehen. Neben den im Unterkapitel 3.1 erwähnten Schwächen des Turbulenzmodells ist es fraglich, ob die Strömung in der Düse aufgrund der zu kurzen Spritzlochlänge überhaupt turbulent ist. Selbst unter der Annahme einer turbulenten Strömung, wäre die klassische Beschreibung der Turbulenz für kavitierende Strömungen aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Kavitation nicht anwendbar. Messungen zeigen Geschwindigkeitsschwankungen und Instabilitäten in der Düse. In der Literatur wird oft auf den Einfluss von Geschwindigkeitsschwankungen in der Düse auf den Strahlzerfall eingegangen. Diese Geschwindigkeitsschwankungen können nicht nur aus Turbulenz stammen, sondern entstehen ebenfalls aus der starken Instationarität der Strömung, bedingt durch Bildung und Kollaps von Blasen, Ablösung von Kavitationschichten sowie strömungsbedingten Effekten im Sackloch bzw. im Sitzbereich. Diese mit Instationarität und Dreidimensionalität verbundenen Effekten begünstigen den Strahlzerfall.

Heutige Simulation Programme sind noch nicht im Stande, solche Wechselwirkungen in einer zweiphasigen kavitierenden Strömung ausreichend zu berücksichtigen. Dennoch wird in verschiedenen Modellen versucht, Blasenwachstum und -kollaps zu berechnen und dessen Wechselwirkung auf die Strömung zu berücksichtigen [91]. Diese Modelle sind aber nicht nur rechenzeitintensiv, sondern auch aufgrund des Mangels an experimentellen Daten nicht ausreichend validiert und so für die vorliegende Arbeit nicht geeignet. Eine erste Validierung der Düsenströmung anhand von Messungen an der Glasdüse hat die Begrenzungen der verwendeten Kavitations- und Turbu-

3.2 Validierung und Diskussion

lenzmodelle im Rahmen des ausgewählten Berechnungsansatzes gezeigt. Die Entwicklung besserer Methoden zur Berechnung zweiphasiger Strömungen und entsprechende Validierung anhand von Messdaten scheinen für künftige Untersuchungen von großer Bedeutung zu sein.

Es wurde auch bei dieser Voruntersuchung zur Strömung in der Einspritzdüse gezeigt, dass die Geschwindigkeits- und Impulsverteilung im Einspritzkanal asymmetrisch sind. Demzufolge kann man davon ausgehen, dass der Strahlzerfall ebenfalls asymmetrisch erfolgt. Dies wurde z.B. von Busch et al [17] an Durchlichtaufnahmen der Düsenströmung und des Strahlzerfalls einer Glasdüse beobachtet. Eine realistische Erfassung des Primäraufbruchs des Dieselstrahls und damit aller nachfolgenden Prozesse kann nur dann gelingen, wenn die Vorgänge der Düsenströmung wie z.B. die asymmetrische Impulsverteilung in geeigneter Weise in der Gesamtbetrachtung berücksichtigt werden.

3.2.2 Reale Düsen

Untersuchte Geometrien und eingesetzte Messtechniken

Im folgendem werden die Geometrien der Standard Düsen und die eingesetzten Messtechniken für deren Charakterisierung vorgestellt. Die zu untersuchenden Düsen sind optisch nicht zugänglich, so dass die Charakterisierung der Düsen durch die Vermessung hydraulischer Eigenschaften wie Durchfluss, Durchflusskennlinie, Kavitationsumschlagpunkt (KUP) und Strahlmengenverteilung erfolgt. Diese Messtechniken werden im Anhang A.2.2 beschrieben. Sämtliche Untersuchungen an den realen Düsen wurden im Rahmen der Dissertation bei Continental Automotive in Regensburg durchgeführt.

Bei den drei Mikrosacklochdüsen –MSDA, MSDB1 und MSDB2– handelt es sich um Einspritzdüsen mit gängigen Düsenkörpern aus der Serienproduktion der Firma Continental Automotive mit einfach geführter Düsennadel. Um die Vermessung der Sprays zu erleichtern wurden lediglich zwei Spritzlö-

3.2 Validierung und Diskussion

cher je Versuchsdüse gefertigt. Standard Düsen können üblicherweise 6 bis 10 Spritzlöcher aufweisen. Die Spritzlöcher von Standard Dieseleinspritzdüsen für PKW und leichte NFZ haben in der Regel Durchmesser von 120 bis 200 μm . Die Länge der Löcher liegt zwischen 0,6 und 1,1 mm. Um den Kraftstoff präzise in den Brennraum zu bringen sind sehr kleine Toleranzen für Form und Lage der Löcher notwendig.

Für die gefertigten Düsen wurden Durchmesser und Rundheit über die Lochlänge vermessen. Daraus ergibt sich die Geradheit der Spritzlochbohrung. Um die Lage der Spritzlochbohrung relativ zum Düsenkörper zu erhalten werden A-Maß zusammen mit Höhen- und Strahlkegelwinkel vermessen. Diese Parameter sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Mehr Details über die Art und Weise der Geometriebestimmung sind in [58] zu finden.

In Tabelle 3.2 sind die geometrischen Eigenschaften der untersuchten Dü-

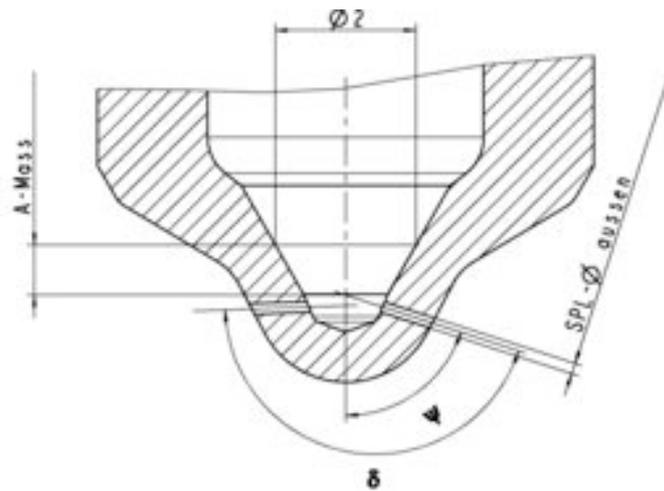


Abbildung 3.11: Definition von A-Maß, Höhen- (Ψ) und Strahlkegelwinkel (δ)

sen aufgelistet. Da es hier sich um Zweilochdüsen mit gegenüberliegenden (180°) Spritzlöchern handelt, werden die Seitenwinkel nicht dargestellt. Die Beschreibung von D_{out} , KF und HE ist im Kapitel 2.1 zu finden.

Der wesentliche Unterschied zwischen MSDB und MSDA Düsen liegt in der Geometrie des Sackloches, d.h. im Schadvolumen an der Düsenkuppe. Un-

3.2 Validierung und Diskussion

Düse	$\delta(^{\circ})$	HE(%)	Spritzloch	$\psi(^{\circ})$	D_{out} (mm)	A-Maß(mm)	KF(-)
MSDA	160	5.47	1	72	0.1537	0.714	0.67
			2	88	0.1521	0.866	0.9
MSDB1	160	7.5	1	72	0.1542	1.110	0.675
			2	88	0.1554	1.226	0.6
MSDB2	160	24	1	72	0.1421	1.110	1.9
			2	88	0.1396	1.226	1.5

Tabelle 3.2: Geometrische Eigenschaften der untersuchten realen Düsen

ter Schadvolumen versteht man das Volumen innerhalb der Düse, das sich bei geschlossener Nadel zwischen Nadelspitze und Düsenkörper befindet. Bei MSDB Düsen ist dieses Schadvolumen kleiner als bei MSDA Düsen. Weiterhin findet man Unterschiede im Einlaufbereich in das Spritzloch. Dadurch ist die Umlenkung von den aus dem Sackloch entstandenen Stromlinien verschieden. Bei den Düsen mit modifiziertem Sackloch MSDB ist die Umlenkung kleiner und dadurch sinkt die Tendenz zur Kavitation. Eine weitere Eigenschaft dieser Düse ist die Verbesserung der Festigkeit der Düsenkuppe, was den Betrieb der Düsen bei Einspritzdrücken über $p_{vor} = 2000$ bar und die Fertigung einer zweiten Reihe von Spritzlöchern ermöglicht. Die in

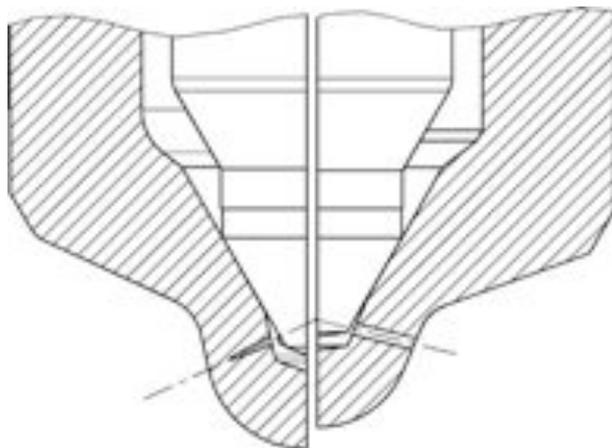


Abbildung 3.12: Düsensdesigns. Links: Design MSDB; Rechts: Design MSDA

3.2 Validierung und Diskussion

diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen wurden mit den im Kapitel 3.1 beschriebenen numerischen Einstellungen und mit den im vorherigen Unterkapitel ermittelten Parametern des Kavitationsmodells durchgeführt. Das Ziel ist eine möglichst genaue Berechnung der Strömung am Düsenaustritt als Input für die anschließende Simulationen des freien Dieselstrahls.

Hydraulische Vermessungen

Hydraulischer Durchfluss.- Der hydraulische Durchfluss wird unter Stationärbedingungen gemessen, d.h. bei maximalem Nadelhub ($250\mu m$). Der Vordruck p_{vor} im Prüföl wird auf 100 bar eingestellt. Der Gegendruck p_{geg} kann variabel von 0 bar bis auf den vorhandenen Vordruck manuell eingestellt werden. So kann man den aufgrund der Druckdifferenz entstandenen Durchfluss HD mit Hilfe eines Massenströmgerätes messen. Die Erklärungen zu Aufbau und Vorbereitung des Prüfstandes finden sich im Anhang A.2.2. Die Ergebnisse der Messungen des hydraulischen Durchfluss (HD) zeigen ob die vermessenen Düsen dem HD Sollwert entsprechen. Aufgrund von Fertigungstoleranzen ist bei Düsen eine Abweichung von 3% des Sollwertes erlaubt. In der Tabelle 3.3 ist der Vergleich zwischen Simulationen und Messungen dargestellt. Dabei wird auch der Durchfluss HD_{Ber} nach Bernouilli

$$HD_{Ber} = A \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (3.36)$$

und der Durchflusskoeffizient

$$\mu = \frac{HD}{HD_{Ber}} \quad (3.37)$$

zum besseren Verständnis hingefügt. Es ist zu berücksichtigen, dass die Messungen bei einer Prüfölktemperatur von $T \approx 41^\circ C$ erfolgen. Die Stoffeigenschaften für diesen Bedingungen sind im Anhang A.1.1 zu finden.

Die Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Durchfluss ist sehr gut, besonders für die Düse MSDA. Da die Düse MSDB2 einen größeren

3.2 Validierung und Diskussion

	MSDA	MSDB1	MSDB2
HD_{exp} [ml/s]	4.283	4.325	4.322
HD_{Ber} [ml/s]	5.718	5.861	4.932
μ_{exp}	0.749	0.738	0.876
HD_{sim} [ml/s]	4.290	4.371	4.324
HD_{Ber} [ml/s]	5.718	5.861	4.932
μ_{Sim}	0.750	0.746	0.877

Tabelle 3.3: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Durchfluss.

Verrundungsradius und Konizitätsfaktor aufweist, ist der Wirkungsgrad höher. Die Strömungsverluste im Sackloch und im Einspritzkanal werden durch diese Geometrie verringert.

Da sich die Innengeometrie der Düsen nur schwer messen lässt [58], wird durch diesen Vergleich gezeigt, dass die für die Berechnungen verwendeten CAD-Modelle realitätsnah sind. So wird sichergestellt, dass die Innengeometrie im CAD-Modell und in den realen Düsen zu ähnlichen Strömungsverlusten führt.

Durchflusskennlinie.- Eine Einspritzdüse kann vereinfacht als ein Zweidrosselsystem betrachtet werden. Bei geringen Nadelhuben, während der Öffnungs- und Schließphase, ist die Hauptdrosselstelle im Bereich des Nadelsitzes. Diese Spaltströmung führt zu einem sehr hohen Druckabfall vor den Spritzlöchern und spiegelt sich daher in einer relativ niedrigen Austrittsgeschwindigkeit wider. Ab einem bestimmten Nadelhub verlagert sich die Hauptdrosselung der Strömung in die Nähe der Spritzlocheinlaufkanten. Dies resultiert in einer höheren Kraftstoffaustrittsgeschwindigkeit, die eine Impulserhöhung verbunden mit höheren Strahleindringtiefen zur Folge hat. Um eine Düsenkennlinie aufzunehmen, wird der Volumenstrom bei konstantem Rail- bzw. Vordruck von 100 bar in Abhängigkeit des Nadelhubes aufgenommen. Es wird bei jeder neuen Nadelhubeinstellung der stationäre Zustand abgewartet und nur

3.2 Validierung und Diskussion

dieser aufgezeichnet. Abbildung 3.13 zeigt eine typische Durchflusskennlinie. Die Düsenkennlinie betreffend gibt es grundsätzlich zwei Forderungen. Zum einen soll der maximale hydraulische Durchfluss möglichst schnell erreicht werden, um bei hoher Motordrehzahl und gleichzeitig hoher Last die erforderliche Menge möglichst schnell einspritzen zu können. Nach dieser Forderung sollte die Kennlinie möglichst steil ansteigen, um so bereits nach einem kleinen Hub einen hohen Durchfluss zu erreichen. Zum anderen soll die Düse kleinste Mengen an Kraftstoff wiederholgenau über die gesamte Nutzungsdauer einbringen können. Dies ist besonders wichtig für die Voreinspritzung, welche maßgeblich ist für einen weichen Druckanstieg im Brennraum. Wird die vorgegebene Menge nicht exakt eingehalten, führt dies zur extremen Zunahme der Emissionswerte. Hierfür ist eine nur langsam ansteigende Düsenkennlinie besser geeignet. Beide Forderungen zugleich können nicht optimal erfüllt werden und es muss ein Kompromiss eingegangen werden.

In der Abbildung 3.14 sind die Durchflusskennlinien der untersuchten Dü-

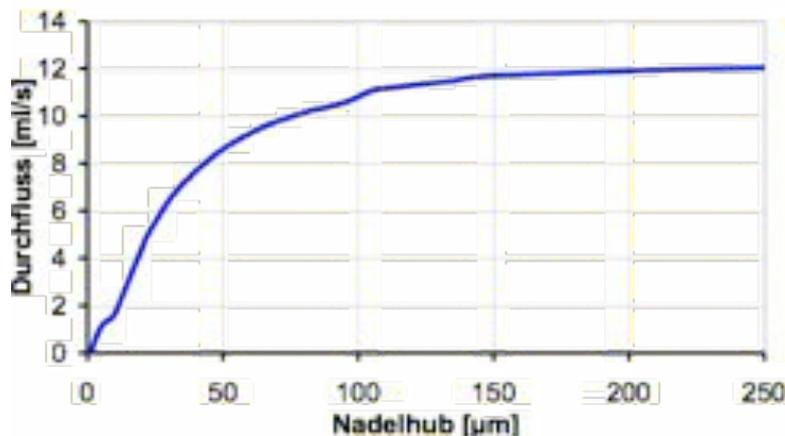


Abbildung 3.13: Durchflusskennlinie von einer Düse mit $HD_{exp} = 12 \text{ ml/s}$

sen dargestellt. Da die Messungen bei einer schrittweise Nadelöffnung unter stationären Bedingungen erfolgen, wurden zum Vergleich mehrere stationäre Simulationen für die Nadelhübe $N_h = 10-20-40-80-120-250 \mu\text{m}$ durchgeführt. Kleine Unstetigkeiten bei den gemessenen Kennlinien (vgl. Abb. 3.14b-

3.2 Validierung und Diskussion

3.14c) sind auf die Messtechnik zurückzuführen.

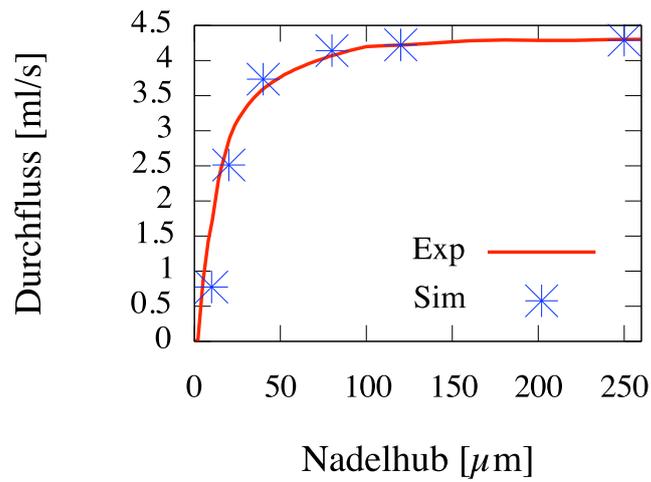
Die Diagramme in Abb. 3.14 zeigen Unterschiede bei kleinen Hüben, d.h. wenn die Drosselstelle im Sitzbereich ist. Für diese Nadelhübe scheint der berechnete Durchfluss etwas zu klein zu sein. Das ist auf die Genauigkeit der Messungen des Nadelhubgebers zurückzuführen. Die Steigung der Diagrammkurven bei kleinen Hüben ($\frac{dHD}{dN_h}$) ist sehr groß und dadurch beeinflussen kleine Messunsicherheiten den gemessenen Durchfluss erheblich. Trotzdem ist die Kurvensteigung bei Messung und Simulationen sehr ähnlich, so dass die durch die Nadelöffnung verursachte Volumenstromzunahme in der Düse zufriedenstellend berechnet wird. Öffnet die Nadel weiter, so wird die Strömung weniger von der Nadel gedrosselt. Für große Nadelhübe befindet sich die Hauptdrosselstelle im Spritzlocheingang. Sobald die Drosselstelle vom Sitzbereich an den Spritzlocheingang verlagert wird, liefert das CFD-Programm sehr gute Ergebnisse. Das ist so weil die Messgenauigkeit des Nadelhubgebers unter diesem Zustand eine untergeordnete Rolle für die Bestimmung des Volumenstromes spielt.

Kavitationsumschlagpunkt.- Der Punkt an dem die Düse zu sperren beginnt wird auch als Kavitationsumschlagpunkt (KUP) bezeichnet und wurde bereits im Kapitel 2.1 definiert. Der KUP kann ohne optische Untersuchung rein hydraulisch bestimmt werden und ist von großer Bedeutung für die Beschreibung des Kavitationsvermögens einer Düse. Am einfachsten wird der KUP in [bar], anhand vom Gegendruck, bei Einsetzen der Gegendruckunabhängigkeit, angegeben (vgl. Abb. 3.15). Diese Angabe wird immer auf 100 bar Vordruck bezogen. Definiert ist der KUP an dem Punkt an dem der Masendurchfluss 99% seines maximalen Werts erreicht hat.

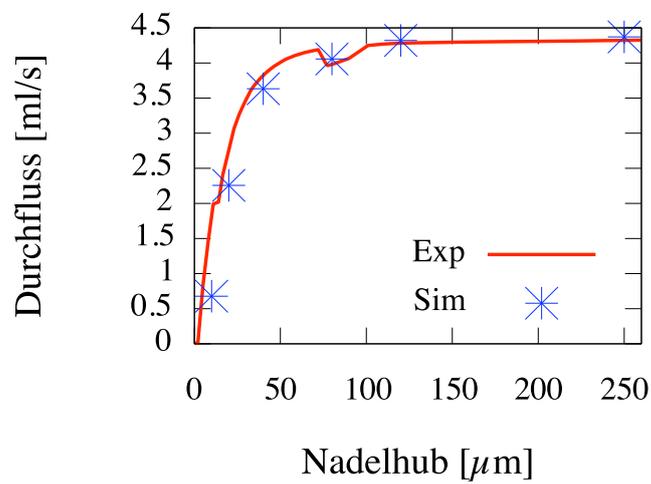
Eine andere Möglichkeit ist die Angabe der Kavitationsneigung einer Düse durch die Kavitationszahl $C_{a,KUP}$, wie in Gleichung 3.38 definiert.

$$C_{a,KUP} = \sqrt{\frac{p_{vor} - p_{geg}}{p_{vor}}} \quad (3.38)$$

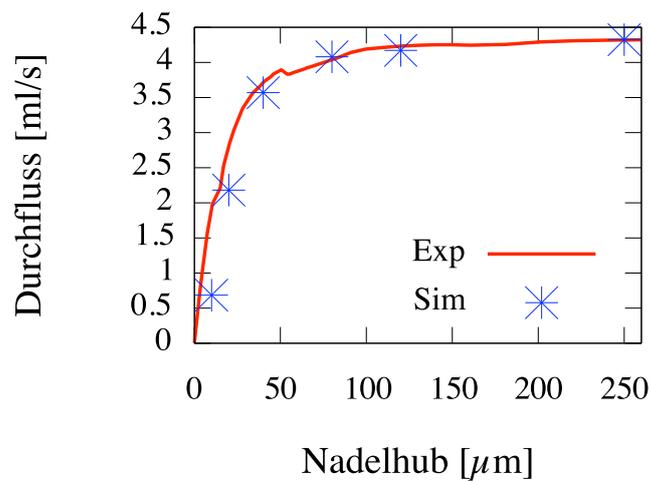
3.2 Validierung und Diskussion



(a) MSDA



(b) MSDB1



(c) MSDB2

Abbildung 3.14: Durchflusskennlinie (p_{vor}). Vergleich Messung-Simulation.

3.2 Validierung und Diskussion

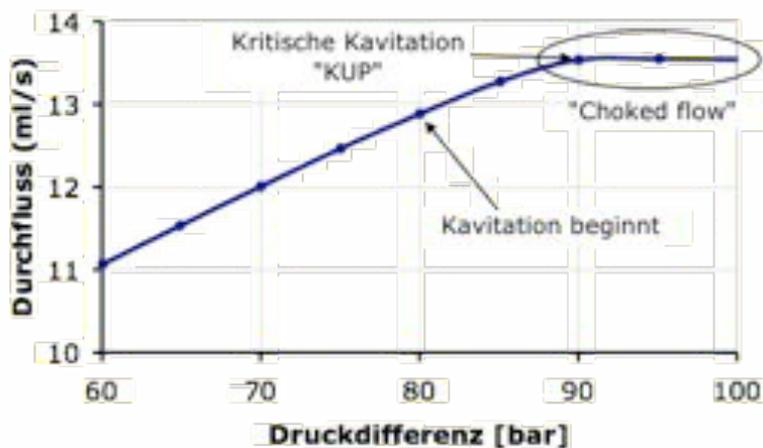


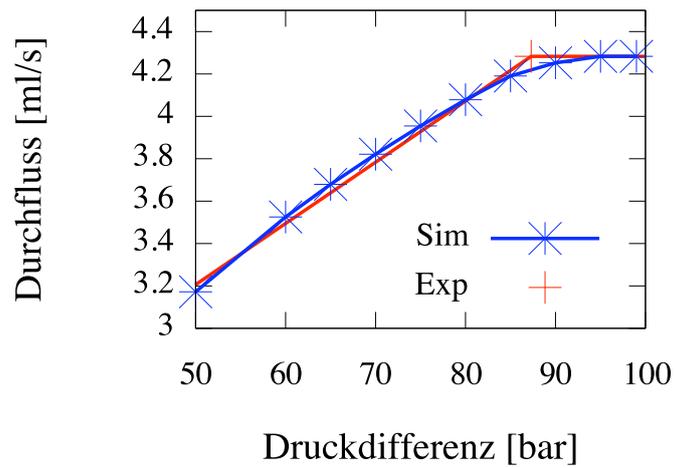
Abbildung 3.15: Hydraulische Bestimmung des KUPs.

Die Kavitationszahl $C_{a,KUP}$ kann, wie schon der KUP (in [bar]), ohne optische Untersuchungen rein hydraulisch bestimmt werden. In der Abbildung 3.16 sind die KUP Diagramme der vermessenen Düsen dargestellt. Für die Kurven der Simulation wurden die Berechnungen jeweils mit zunehmender Druckdifferenz durchgeführt.

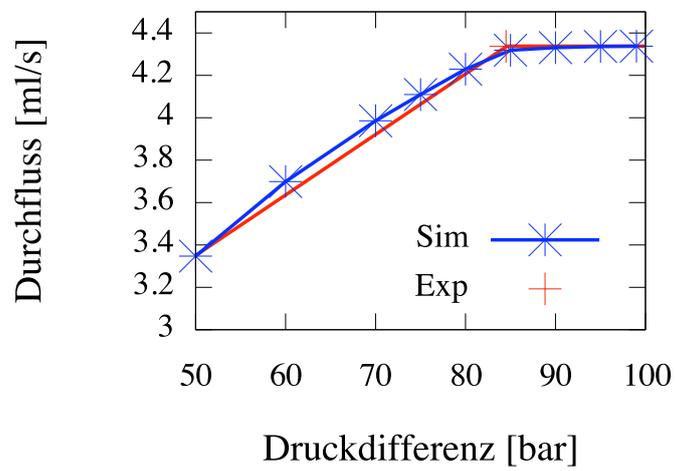
Betrachten man näher die Abhängigkeit des berechneten Volumenstroms von der Druckdifferenz Δp so können zwei Regimes erkannt werden: ab $\Delta p = 50$ bar wächst der Massenstrom linear mit der Quadratwurzel der Druckdifferenz bis auf einer bestimmten Druckdifferenz, wo der Kurvenverlauf flacher wird. Im Diagramm 3.16a findet man die Änderung der Kurvensteigung zwischen $\Delta p = 85$ und $\Delta p = 90$ bar. Auch zwischen diesen zwei Punkten liegt der gemessene KUP. Bei der Düse MSDB1 (Abb. 3.16b) findet man auch eine Änderung der Kurvensteigung, jedoch bei kleinerer Druckdifferenz ($\Delta p \approx 85$ bar). Das deutet an, dass die Düse MSDB1 eine größere Tendenz zur Kavitation hat. In der Abbildung 3.17 sind Kavitationserscheinungen⁷ von den Düsen MSDA und MSDB1 dargestellt. Am linken Spritzloch sind keine großen Unterschiede bei der Entstehung von Kavitation zu sehen. Am rechten Spritzloch hingegen sind die Kavitationserscheinungen der Dü-

⁷Isofläche $\alpha = 0.6$

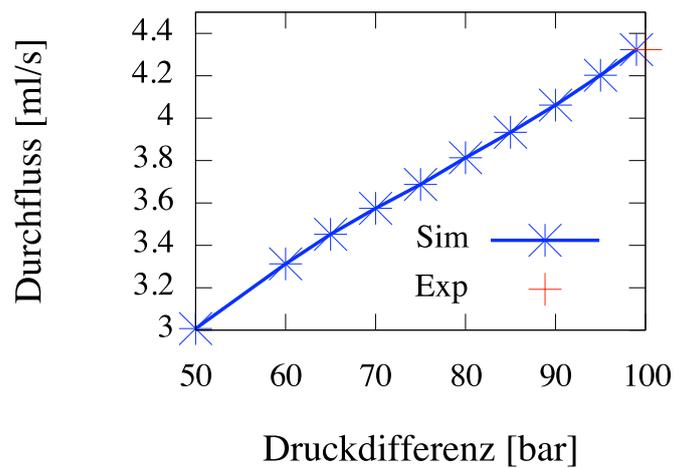
3.2 Validierung und Diskussion



(a) MSDA



(b) MSDB1



(c) MSDB2

Abbildung 3.16: KUP Diagramme. Vergleich Messung-Simulation.

3.2 Validierung und Diskussion

sen deutlich unterschiedlich. Das ist so, weil die Umlenkung von den aus dem Sitzbereich kommenden Stromlinien für die Düse MSDA tatsächlich größer ist, aber dafür ist die Umlenkung der aus dem Sackloch kommenden Stromlinien geringer. Demnach ist die Kavitationserscheinung größer an der oberen Spritzlochwand und kleiner an der unteren Wand. Demnach ist der unterschiedlich berechnete KUP auf die Geometrie des Sacklochs zurückzuführen. Bei der Düse MSDB2 wird deutlich, dass die Strömung aufgrund höherer

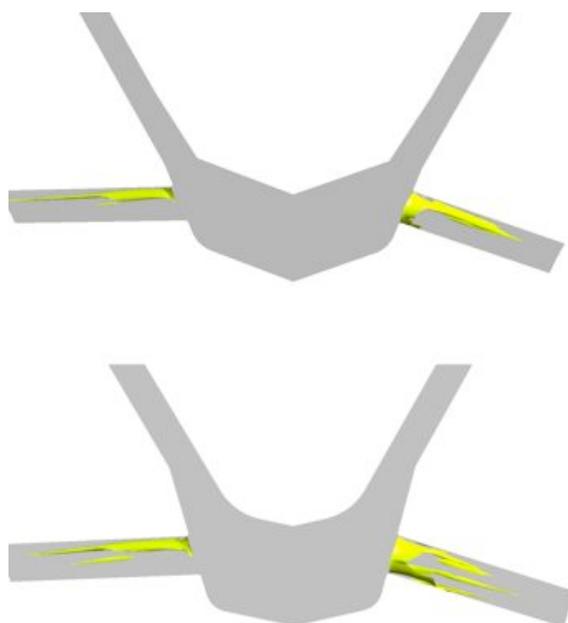


Abbildung 3.17: Kavitationserscheinung von den Düsen MSDA (oben) und MSDB1 (unten) bei einer Druckdifferenz von $\Delta p = 100$ bar. Isofläche $\alpha = 0.6$.

Konizität und großes Verrundungsradius nicht kavitiert. Im Diagramm zeigt sich dies, dass der Volumenstrom auch bei höheren Druckdifferenzen noch weiter steigt. In der Durchflusskurve ist keine Sättigung erkennbar. Zwei unterschiedliche Regimes werden nicht mehr beobachtet.

Einzelstrahlmengenmessung

Bei der Messung der Einzelstrahlmengenverteilung (kurz ESMV) wird die Verteilung des Kraftstoffs auf die einzelnen Spritzlöcher untersucht. Dies ist notwendig, um Rückschlüsse auf die Verteilung des Kraftstoffs im Brennraum ziehen zu können. Für die vorliegende Arbeit ist diese Untersuchung von besonderer Bedeutung, da durch die unterschiedlichen Spritzlochgeometrien in der Düse verschiedene Massenströme geliefert werden.

In Tabelle 3.4 sind die Ergebnisse der Einspritzmengenverteilung dargestellt. Der Massenstrom im Spritzloch 1 wird als \dot{m}_{S1} bezeichnet. Dementsprechend ist \dot{m}_{S12} der Massenstrom im Spritzloch 2 und \dot{m} der gesamte Massenstrom durch die Einspritzdüse. In der Tabelle ist zu erkennen, dass die Massenströme der Spritzlöcher mit großem Höhenwinkel (Spritzloch 1) niedriger sind. Dies ist auf die größere Umlenkung der Strömlinien am Spritzlocheinlass zurückzuführen. Dabei steigt auch die Tendenz zur Kavitation. Tritt Kavitation auf, so wird der Massenstrom weiter reduziert. Die Unterschiede zwischen MSDA und MSDB deuten, dass die Geometrie der Sackloch- und Nadelsitzbereiche auch die Massenstromverteilung beeinflusst. Für den Düsentyp MSDA ist die Massenstromabweichung zwischen den Spritzlöchern größer als bei den MSDB Düsen. Ein Vergleich zwischen zwei Düsen vom selben Düsentyp (MSDB1 und MSDB2) zeigt auch, dass verrundete und konische Spritzlöcher eine bessere Massenstromverteilung vermitteln. Durch die Verrundung der Einlasskante und die Konizität des Spritzloches wird die Einströmung erleichtert. Dabei wird der Strömungswiderstand am Spritzlocheinlass verringert.

Die Simulationen zeigen tendenziell dieselben Ergebnisse. Der Massenstrom ist größer für Spritzlöcher mit kleinerem Höhenwinkel. Der durch die Umlenkung der Strömlinien verursachte Strömungswiderstand wird in den Simulationen gut abgebildet. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation für die MSDB Düsen nahezu perfekt.

3.2 Validierung und Diskussion

	MSDA		MSDB1		MSDB2	
	$\frac{\dot{m}_{S11}}{\dot{m}}$	$\frac{\dot{m}_{S12}}{\dot{m}}$	$\frac{\dot{m}_{S11}}{\dot{m}}$	$\frac{\dot{m}_{S12}}{\dot{m}}$	$\frac{\dot{m}_{S11}}{\dot{m}}$	$\frac{\dot{m}_{S12}}{\dot{m}}$
Simulation	0.491	0.509	0.496	0.504	0.497	0.503
Experiment	0.495	0.505	0.496	0.504	0.497	0.503

Tabelle 3.4: Einspritzmengenverteilung.

Allgemeine Bewertung

In diesem Kapitel wurde die hydraulische Charakterisierung der für die Untersuchungen am Strahl verwendeten Düsen vorgestellt. Dabei wurden die hydraulische Eigenschaften der Düsen am Prüfstand aufgenommen und mit Simulationen verglichen.

Der von den Düsen gelieferte Durchfluss wird mit dem verwendeten CFD-Programm für unterschiedliche Strömungszustände zufriedenstellend berechnet. Lediglich bei kleinen Hüben sind leichte Unterschiede zwischen Messungen und Simulationen zu finden, die aber hauptsächlich auf Messungenauigkeit zurückzuführen sind.

Was die Massenstromverteilung in Düsen angeht, kann man der Vergleich als qualitativ und quantitativ gut bezeichnen. Der durch den unterschiedlichen Höhenwinkel verursachte Strömungswiderstand wird sehr gut abgebildet. Ebenso lässt sich der Einfluss der “hydroerosiven Verrundung” und der Konizität zufriedenstellend modellieren.

Darüber hinaus wird der hydraulische Effekt von Kavitation auf den Volumenstrom mit dem verwendeten CFD-Programm gut berechnet. Durchgeführte Strömungssimulationen können die Sättigung der Düse bei kavitierenden Düsen gut abbilden. Bei nicht kavitierenden Düsen zeigen Simulationen erwartungsgemäß keinen KUP.

3.2.3 Zusammenfassung

Grob betrachtet liefern Simulationen die richtigen Größen für die Charakterisierung der Düseninnenströmungen. Im Folgenden sind die wichtigsten Punkte der Validierung der Düsenberechnungen zusammengefasst.

- Die hydraulischen Eigenschaften der Düsenströmungen werden mit dem verwendeten Ansatz gut berechnet. Der Wirkungsgrad, die Durchflussskennlinie und der KUP der untersuchten Düsen lassen sich gut vorher-sagen. Daraus lässt sich schließen, dass die durchgeführten Simulationen eine gute Basis für die Beschreibung der realen Strömungsvorgänge in der Düse darstellen.
- Die Geschwindigkeitsverteilung in der Düse ist asymmetrisch. Quali-tativ betrachtet können Simulationen die Asymmetrie der Düsenströmung gut abbilden. Wird aber ein quantitativer Vergleich gezogen, ist die Tauglichkeit des CFD-Programms bei kavitierenden Düsen nicht ganz zufriedenstellend. Durch Kavitation entstehen Sekundärstromun-gen in der Düse die den Strahlzerfall fördern können aber sich mit dem verwendeten Kavitationsmodell nicht erfassen lassen.
- Aus den vorherigen zwei Punkten lässt sich schließen, dass der Impuls der Flüssigkeit beim Verlassen der Düse qualitativ gut berechnet wird. Diese Tatsache ist von großer Bedeutung weil der Impuls die entschei-dende Größe für die korrekte Vorausberechnung der Strahleindringtiefe ist. Sowohl Simulationen als auch Messungen zeigen die Asymmetrie der Impulsverteilung am Düsenaustritt.
- Der Kavitationsbeginn wird aufgrund der hohen Instationarität des Prozesses nicht zufriedenstellend berechnet. Das Entstehen und Ver-schwinden von Kavitationsschichten am Spritzlocheinlass wurde expe-rimentell beobachtet. Ebenfalls fluktuiert die Länge der Kavitations-schichten bei bestimmten Kavitationszahlen. Diese zwei Effekte lassen

3.2 Validierung und Diskussion

sich mit dem verwendeten Modellierungsansatz nicht erfassen. Die einfache Modellierung der Kavitation und die viel zu hohe turbulente Viskosität führen zu einer Dämpfung der Geschwindigkeitsschwankungen und zu einer Stabilisierung der Vorgänge in der Düse, so dass die hier durchgeführten Berechnungen eine Art von “Mittelwert” für Kavitationslängen liefern.

- Im Hinblick auf den gelieferten Dampfstrom sind keine Messergebnisse vorhanden. Diese Größe ist von großer Bedeutung für die Bestimmung der Konstanten des Spraymodells. Wie vorhin erwähnt, wird die Ausdehnung der Kavitationserscheinung am Spritzlochaustritt gut berechnet. So kann man von einer richtigen Bestimmung der von Dampf durchgeströmten Austrittsfläche ausgehen. Unter der Annahme einer homogenen Strömung⁸ lässt sich der Dampfstrom zuverlässig abschätzen.
- Blasenimplosionen und dadurch hervorgerufene Effekte wie Erhöhung der Turbulenz und Sekundärströmungen können mit dem verwendeten Ansatz nicht abgebildet werden. Demnach sollte die Wechselwirkung von Kavitation und Turbulenz in zukünftigen Arbeiten besser beschrieben werden. In den Arbeiten von Ruiz et al. [90] und Keller et al. [55] wird auf die starke Wechselwirkung zwischen Kavitation und Turbulenz eingegangen. Für die durchgeführten zweiphasigen Berechnungen wird diese Interaktion mit dem einfachen Ansatz von Singhal et al. simuliert [125]. Mit diesem Modell wird hauptsächlich der Einfluss von Turbulenz auf Kavitation immerhin ansatzweise berücksichtigt. Dies spielt aber eine untergeordnete Rolle, da das Turbulenzniveau im Bereich beginnender Kavitation sehr niedrig ist. Entscheidender für den Strahlzerfall ist der Einfluss von Kavitation auf Turbulenz. Dieser Effekt kann mit dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Ansatz nicht berücksichtigt werden. Dadurch werden vorhandene Instabilitäten der

⁸ $U_{\text{Dampf}} \approx U_{\text{Fluessigkeit}}$

3.2 Validierung und Diskussion

Strömung unterschätzt. Im Gegensatz dazu wird bei der Simulation von einer voll entwickelten Turbulenz ausgegangen, was numerisch bedingte Instabilitäten innerhalb der Düse erzeugt. Um dem Effekt der durch Kavitation entstandenen Instabilitäten in der Düse einigermaßen Rechnung zu tragen, dienen für die vorliegende Arbeit die numerisch erzeugten Geschwindigkeitsschwankungen als Zerfallsfördernde Instabilitäten.

- An der Spritzlochwand wurde eine “No Slip” Randbedingung für sämtliche Simulationen ausgewählt. Die Annahme einer Nullgeschwindigkeit an die Wand kann sich unter Berücksichtigung der Strömungsbedingungen als nicht richtig herausstellen.
- Unterschiede zwischen Ideal-⁹ und Realgeometrien der Düsen können die Berechnungsergebnis erheblich beeinflussen. Den für die vorliegende Arbeit verwendeten geometrischen Modellen liegen für die Bereiche Düsenerschaft und Sackloch ideal geometrische CAD-Daten zugrunde. Für Austrittsdurchmesser und Konizität werden die Werteverwendet, die sich an der gefertigten Düse durch Fasertastenmessungen ermitteln ließen. In der Realität weisen Düsengeometrien fertigungsbedingten Abweichungen von den idealen Geometrien auf. Der Einlauf in das Spritzloch eines Düsenmodells wird beispielweise durch einen einzigen Radius beschrieben, während der verrundete Einlauf einer realen Düse durch mehrere Radien charakterisiert werden kann. Ein weiteres Beispiel ist die Wandrauhigkeit im Inneren der Düse und der Spritzlöcher, welche für Simulationen als glatt angenommen wird. Diese Abweichungen von den “perfekten” Geometrien rufen zusätzliche Instabilitäten hervor, die Kavitation und Turbulenz fördern können. Diese Effekte spielen bei solch kleinen geometrischen Abmessungen eine Rolle, können aber mit den verwendeten einfachen Modellen nicht mitberücksichtigt werden.

⁹CAD

3.3 Berechnung instationärer Düsenströmungen

Trotz der Vielzahl vereinfachender Annahmen liefern die zweiphasigen Berechnungen der Düsenströmung zufriedenstellende Ergebnisse und damit brauchbare Randbedingungen für das im folgenden Kapitel vorgestellte Spraymodell. Die Auswahl der verwendeten Modelle für Turbulenz und Kavitation ergibt sich aus einem Kompromiss zwischen Ergebnisgenauigkeit und benötigter Rechenzeit. Trotzdem sind die Modelle im Stande, alle wichtige Strömungsgrößen in der Düse qualitativ gut zu beschreiben. Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Evaluierung eines Primärzerfallsmodells, und zu diesem Zweck sind die aus der durchgeführten Düsensimulationen gewonnene Randbedingungen trotz der erwähnten Schwächen durchaus geeignet.

3.3 Berechnung instationärer Düsenströmungen

Für die im Kapitel 5 durchzuführenden Strahlsimulationen müssen entsprechende Düsensimulationen als Randbedingung vorhanden sein. Da die Vermessung der Eigenschaften des Strahls zeitabhängig verläuft, müssen die Strahlsimulationen ebenfalls instationär durchgeführt werden. Weiterhin müssen diese Strahlsimulationen unter realen Einspritzdrücken durchgeführt werden (in Tabelle 3.5 aufgelistet). Bisher wurden sämtliche Düsenberechnungen für die Validierung der Düsenströmung bei Einspritzdrücken bis $p_{vor} = 100$ bar durchgeführt. Diese sind für die Dieseleinspritzung keine repräsentative Werte. Demzufolge sollen Düsenberechnungen nicht nur instationär, sondern auch unter realen Einspritzdrücken durchgeführt werden. Diese Berechnungen werden in diesem Kapitel vorgestellt.

Die für die Strahlsimulationen verwendeten Randbedingungen, die aus der instationären Düsenströmung gewonnen werden, müssen dann zeitabhängig gespeichert und anschließend vom Primärzerfallsmodell eingelesen werden.

Abb. 3.18 zeigt den Verlauf von berechnetem Volumenstrom und Nadelhub für die untersuchte MSDB1 Düse für die Betriebspunkte 1,2 und 4 der Tabelle 3.5. Der berechnete Volumenstrom zeigt eine leichte Schwankung (ungefähr

3.3 Berechnung instationärer Düsenströmungen

Betriebspunkt	p_{vor} (bar)	p_{geg} (bar)
1	800	20
2	1300	20
3	1600	10
4	1600	20
5	1600	40

Tabelle 3.5: Betriebspunkte für die instationären Simulationen

5%), die auf die Instationarität der Düsenströmung zurückzuführen ist. Deutlich zu erkennen ist –analog zu den Auswertungen der statischen Berechnungen (Kap. 3.2)–, dass der Volumenstrom vom Spritzloch mit $HW=88^\circ$ etwas kleiner ist als der vom Spritzloch mit $HW=72^\circ$. Da die zur Validierung der Strahlsimulationen verwendeten Messdaten¹⁰ den Nadelschließvorgang nicht beinhalten, wird bei der instationären Düsensimulation nur die Nadelöffnung und der Einspritzvorgang bei vollem Nadelhub berechnet.

Abbildung 3.18 zeigt erwartungsgemäß eine schnellere Nadelöffnung bei hohen Einspritzdrücken. Dies ist so weil die Nadelbewegung hydraulisch gesteuert wird. Die schnellere Nadelöffnung bewirkt einen raschen Volumenstromanstieg. Der nominale Volumenstrom wird dadurch bei einem Nadelhub von etwa $60\mu m$ erreicht, wie bereits bei der Auswertung der Durchflusskennlinie (Abb. 3.14a) zu sehen war. Dies ist auf den durch die niedrige Anzahl von Spritzlöchern verursachten schnelleren Sacklochdruckaufbau zurückzuführen. Mehrlochdüsen zeigen eine langsamere Nadelöffnung und einen langsameren Sacklochdruckaufbau, wobei der nominale Volumenstrom bei ca. $120\mu m$ Nadelhub erreicht wird.

Der Volumenstrom und der Impuls der Strömung bestimmen die Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffs aus dem Düsenloch, und dadurch auch die Strahlausbreitung im Düsennahbereich. Aus der vereinfachten Energieerhaltungsgleichung nach Bernoulli kann die theoretische Maximalgeschwindigkeit

¹⁰Kap.5

3.3 Berechnung instationärer Düsenströmungen

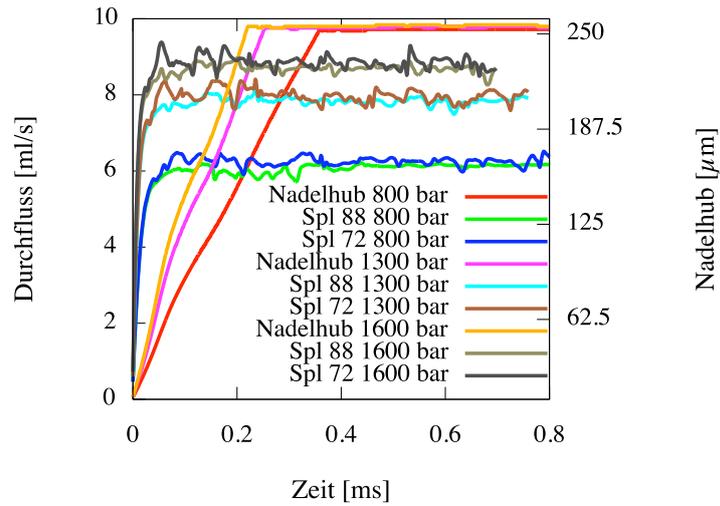


Abbildung 3.18: Instationärer Volumenstrom der Düse MSDB1 bei den Betriebspunkten 1,2 und 4. (Vorgegebener Nadelhub aus Messungen gewonnen).

nach Gl 2.1 berechnet werden. Wegen der Druck- und Impulsverluste am Nadelstanz, im Sackloch und im Düsenloch liegt die tatsächliche Düsenaustrittsgeschwindigkeit jedoch deutlich niedriger. Dies wird über den Durchflussbeiwert berücksichtigt, der in Gl. 2.2 definiert wurde.

4 Primärzerfallsmodell

4.1 Modellstruktur

Das Ziel der Modellierung besteht im Rahmen der Aufgabenstellung nun primär darin, die makroskopischen Auswirkungen des Primärzerfallsprozesses (Aufbruch durch düseninnenströmungsinduzierte Instabilitäten, Abscheren von Flüssigkeitsschichten, Tropfenbildung etc.) auf den Gesamtprozess (Strahleindringtiefe, Strahlwinkel, Impulsaustausch) wiederzugeben. Dabei müssen sämtliche Startbedingungen der entstandenen Tropfen wie Geschwindigkeit, Flugrichtung, Größe etc. zeitabhängig berechnet werden, da sie zur anschließenden Simulation des aerodynamischen Sekundärzerfalls benötigt werden. Die Berechnung der Tropfeneigenschaften erfolgt durch die Bilanz des energetischen Zustands der Strömung am Düsenaustritt, d.h. an der Schnittstelle zwischen der Strömung innerhalb und außerhalb der Düse. Folglich dient das Ergebnis der Berechnung der turbulenten kavitierenden Spritzlochströmung dann als Randbedingung (Ausgangspunkt) zur Modellierung des Übergangs von dem Flüssigkeitskern in das dichte Tropfenkollektiv unmittelbar nach Austritt aus der Düse. Baumgarten et al [9] hat den Zerfall durch "Einspritzung" einer Kette zylinderförmiger Primärligamente modelliert, in denen eine energetische Bilanz zwischen zerfallfördernde Energie im Primärligament und Oberflächen- und radialer kinetischer Energie der Primärtropfen zu einem bestimmten Zeitpunkt (Aufbruchszeit) stattgefunden hat, siehe Abb. 4.1. Die Kollapszeit der im Primärligament enthaltenen Kavitationsblasen wurde als Aufbruchszeit verwendet. Aufgrund des sehr schnellen Blasenkollapses zerfallen die Primärligamente in der Regel schon im Be-

4.1 Modellstruktur

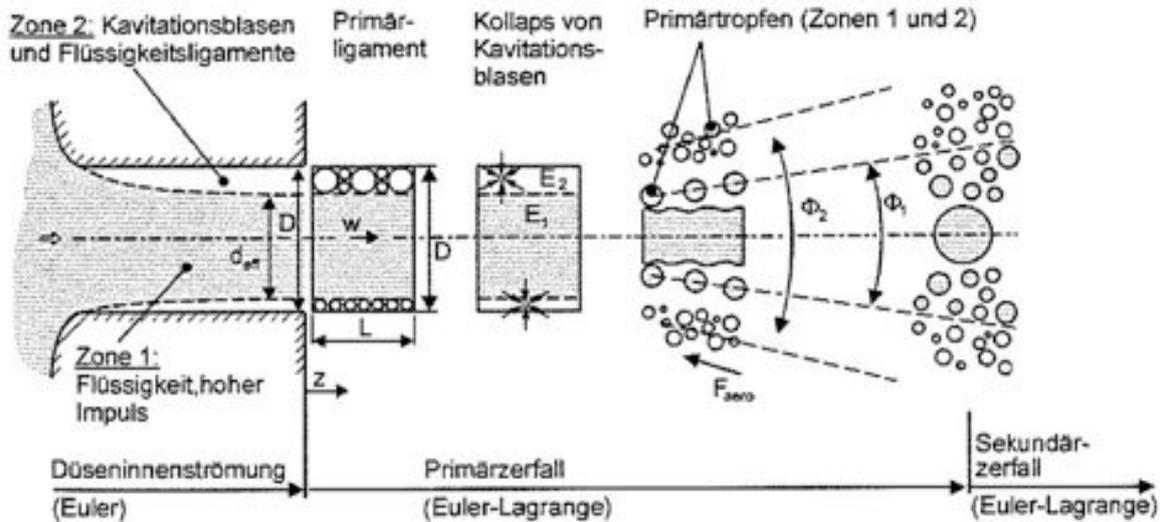


Abbildung 4.1: Struktur des Zwei-Zonen Primärzerfallsmodells von Baumgarten [9]

reich eines Spritzlochdurchmessers nach Verlassen der Düse. Folglich können diese Primärligamente ohne Verlust an Modellierungsqualität als statisch betrachtet werden. Bei der vorliegenden Arbeit erfolgt die energetische Bilanz in einem Primärligament, das in die Umgebung nicht “eingespritzt” wird. Dadurch entstehen die Primärtropfen unmittelbar am Düsenaustritt.

Als Ergebnis der Düsenberechnung steht neben den Geschwindigkeitsvektoren, der Turbulenzintensität und dem Massenstrom auch noch der Volumenanteil des Dampfes α_2 zur Verfügung. Für jedes Spritzloch werden sämtliche Variablen in einem lokalen Koordinatensystem definiert (Abb. 4.2). Für die Herleitung der Energiebilanz wird die für den Strahlzerfall zur Verfügung stehende Energie aus der Verteilung der genannten Variablen in einem zylindrischen Primärligament berechnet. Analog zur Zwei-Zonen Strömung im Spritzloch (Dampf und Flüssigkeit) besteht das Ligament ebenfalls aus zwei Zonen, deren Verteilung über dem Querschnitt identisch mit derjenigen am Düsenaustritt ist. Die Begrenzung der Zonen basiert auf einem kritischen Wert von α_2 . Zone 1 besteht hauptsächlich aus Flüssigkeit ($\alpha_2 < 10\%$) und Zone 2 hauptsächlich aus Dampf ($\alpha_2 > 10\%$). Der Durchmesser des Primär-

4.1 Modellstruktur

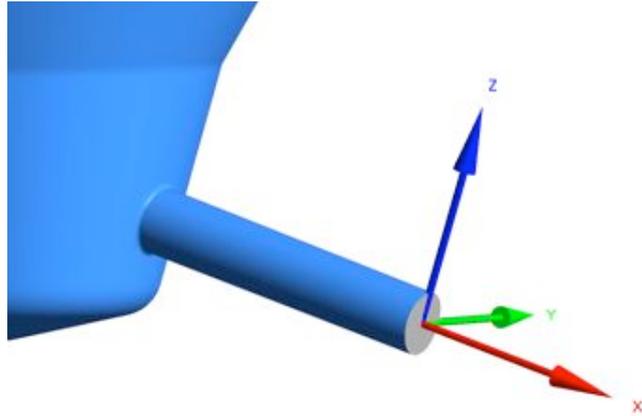


Abbildung 4.2: Lokales Koordinatensystem

ligaments ist der Spritzlochdurchmesser D . Die Länge gleicht dem effektiven Durchmesser D_{eff} der flüssigen Zone, damit auch eine stärker Kavitierende Düse kleinere Primärligamente liefert:

$$L = D_{eff} = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_1} \quad (4.1)$$

Dabei ist A_1 die Querschnittfläche von Zone 1 am Spritzlochaustritt. Für die energetische Bilanz im Primärligament soll in erster Linie die zur Verfügung stehende Zerfallsenergie aus Kavitation und Turbulenz berücksichtigt werden.

Kavitation. Mit Hilfe von CFD-Simulationen ist eine Bestimmung des Volumens in Zone 2 aus

$$V_{Dampf} = L \cdot A_2 \cdot \alpha_2 \quad (4.2)$$

möglich. Aus diesem muss nun eine Blasengröße und eine Blasenanzahl ermittelt werden, wobei diese über den Volumenanteil gekoppelt sind. Es genügt also einen der beiden Werte zu bestimmen. Zur Modellierung der Blasengrößenverteilung wird eine abgeschnittene Gaußsche Normalverteilung

$$f(R, \bar{R}, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} e^{-\frac{(R-\bar{R})^2}{2\sigma^2}} \quad (4.3)$$

4.1 Modellstruktur

verwendet, die von $R_{min} = 1\mu m$ bis $R_{max} = 25\mu m$ reicht. Für den Mittelwert \bar{R} und die Standardabweichung σ werden die Werte der Arbeit von Baumgarten $R = 10\mu m$ und $\sigma = 10\mu m$ verwendet [9]. Diese Werte befinden sich auch im Bereich der von Fath et al. gemessenen Blasenradien für kavitierende Dieselströmungen [35]. Ist die Düsenströmung instationär, so ändern sich die Länge des Primärligaments und die Blasengröße für jeden Zeitschritt der instationären Spraysimulation. Bei stationären Düsensimulationen als Randbedingung für instationäre Spraysimulationen hingegen bleibt der Primärligament konstant, wobei die durch Kavitation bedingte Zerfallsenergie sich mit der Blasengröße wiederum für jeden Zeitschritt der Spraysimulation ändert. Mithilfe des Volumens reinen Dampfes und der Blasengröße kann die Anzahl an sich im Primärligament befindlichen Blasen berechnet werden.

$$N_B = \frac{V_{Dampf}}{\frac{4}{3}\pi \cdot R_0^3} \quad (4.4)$$

Hier ist R_0 der Radius der Blasen in einem bestimmten Ligament. Mit Hilfe der Blasendynamik (siehe Unterkapitel 4.1.3) ist eine Bestimmung der Blasenkollapszeit $t_{Kollaps}$ und der Blasenkollapsenergie E_{max} möglich. Die insgesamt aus der Implosion des Dampfolumens im Kontrollvolumen zur Verfügung stehende Kollapsenergie E_{Kav} berechnet sich zu

$$E_{Kav} = N_B \cdot E_{max} \quad (4.5)$$

Bei der Modellierung des Kollapsvorgangs wird angenommen, dass die Blasenimplosionen innerhalb Zone 2 homogen verteilt sind, und dass dadurch auch eine gleichmäßige Freisetzung der Energie erfolgt. Damit wird die Einteilung der Kollapsenergie für jede Zone abhängig von der räumlichen Verteilung der Schnittstelle zwischen beiden Zonen [9]. Durchlichtaufnahmen von Kavitationserscheinungen im Spritzloch durchsichtiger Düsen zeigen deutlich, dass Kavitation an der Wand entsteht, aber sich langsam von der Wand ablöst. Somit ist die Zone 2 am Düsenaustritt von Flüssigkeit umgeben, wie in Abb. 4.3 dargestellt. Folglich soll die Energieabstrahlung von Zone 2

4.1 Modellstruktur

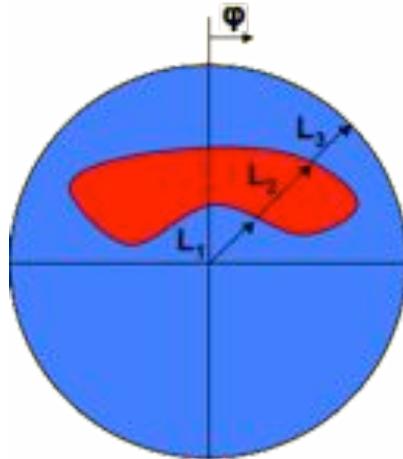


Abbildung 4.3: Typische Verteilung der flüssigen Zone 1 (blau) und kavitierenden Zone 2 (rot) am Spritzlochquerschnitt

in Zone 1 mit Hilfe von Gleichung 4.6 berücksichtigt werden.

$$\frac{E_{Kav2}}{E_{Kav}} = \frac{(1 - \frac{2\bar{L}_3}{D}) \cdot \int_0^{2\pi} (L_1 + L_2) d\phi}{(\int_0^{2\pi} L_1 d\phi + \int_0^{2\pi} (L_1 + L_2) d\phi)} \quad (4.6)$$

Die Bedeutung der Parameter L_i ist in Abb. 4.3 beschrieben. Durch diesen im ursprünglichen Modell nicht enthaltenen Ansatz wird die Abstrahlung von Kavitationsenergie so modelliert, dass Blasenimplosionen nah am Strahlrand einen größeren Einfluss auf den Strahlzerfall haben als die im Strahlkern. Die Dämpfung der Abstrahlung von Kollapsenergie kommt durch den Faktor $(1 - \frac{2\bar{L}_3}{D})$ zu Stande. Befindet sich der Kavitationsschlauch an der Wand, so erhält man mit $L_3 = 0$ ein Kavitationsenergieverhältnis wie im ursprünglichen Modell von Baumgarten [9].

Turbulenz. Der Einfluss der im Spritzloch erzeugten turbulenten kinetischen Energie soll im folgendem besprochen werden. Die turbulente kinetische Energie ist in Form von Wirbeln und Schwankungsbewegungen im Kontrollvolumen als Grundunruhe vorhanden und wirkt dadurch Zerfallsfördernd. Bei der Bestimmung der turbulenten, zerfallsfördernden Energie soll

4.1 Modellstruktur

die Zeitspanne zwischen Verlassen der Düse und die Herleitung der Energiebilanz, die der Blasenkollapszeit gleich ist, berücksichtigt werden. In dieser Zeit wird die turbulente kinetische Energie k durch Dissipation verringert, da keine neue Turbulenz produziert wird. Wie viel Energie dissipiert wird, hängt von der Kollapszeit ab. Die gemittelten Werte von turbulenter kinetischer Energie k sowie deren Dissipationsraten ε sind direkt aus der Berechnung der Spritzlochströmung bekannt.

4.1.1 Aufbruch der kavitierenden Zone 2.

Die Energiebilanz im betrachteten Kontrollvolumen erfolgt getrennt für Zone 1 und Zone 2. In diesem Abschnitt wird erstmal auf Zone 2 eingegangen.

Zur Modellierung des Aufbruches von Zone 2 wird nun angenommen, dass die Energie

$$E_{2,eff} = \eta_2 \cdot E_2 \quad (4.7)$$

zur Verfügung steht.

Der Wirkungsgrad deutet an, dass ein Teil der sämtlichen Energie E_2 durch Kollisionsvorgänge und damit verbundenen, nicht vollständig reversiblen Prozessen wie weiterer Tropfenzerfall, Koaleszenz, Abbremsung oder Beschleunigung etc. dissipiert wird. Die zur Verfügung stehende Zerfallsenergie in der kavitierenden Zone wird in Oberflächenenergie $E_{\sigma 2}$ zur Bildung von n_2 neuen Tropfen mit dem Durchmesser D_{cav} mit einer bestimmten zusätzlichen radialen kinetischen Energie transformiert.

$$E_{2,eff} = E_{\sigma 2} + E_{kin2} \quad (4.8)$$

$$E_{\sigma 2} = \sigma \cdot \pi D_{cav}^2 \cdot n_2 \quad (4.9)$$

$$E_{kin2} = \frac{1}{2} \cdot v_{r2}^2 \cdot m_{droplet} \cdot n_2 \quad (4.10)$$

4.1 Modellstruktur

$$n_2 = \frac{6 \cdot m_2}{\pi \cdot d_{droplet}^3 \cdot \rho_l} \quad (4.11)$$

In Gleichungen (4.8 - 4.11) sind σ die Oberflächenspannung zwischen Kraftstoff und Gas, D_{cav} der Durchmesser der neuen entstandenen Tropfen und m_2 die Masse der Zone 2 im Spray. Der Energieanteil $E_{\sigma 2}$, der in Oberflächenenergie zur Bildung von neuen Tropfen transformiert werden soll ist unbekannt. Aus diesem Grund muss das Energieverhältnis

$$\kappa = \frac{E_{\sigma 2}}{E_2} \quad (4.12)$$

modelliert werden. Dazu ist Baumgarten zunächst davon ausgegangen, dass die einzige Voraussetzung für die Annahme eines konstanten Energieverhältnisses ein konstanter Brennraumdruck ist [9]. Der Zerfall der aus der Düse austretenden zweiphasigen Mischung erfolgt dann bei konstantem Verhältnis zwischen $E_{\sigma 2}$ und E_{kin2} , unabhängig von der Zusammensetzung der Kavitationszonen. Nach der Blasendynamik bewirkt eine Steigerung des Brennraumdruckes nicht nur einen schnelleren Kollaps, sondern auch eine höhere Energiefreisetzung [9]. Dabei wird angenommen, dass der Anstieg der Aufbruchenergie vollständig zur Erhöhung der kinetischen Energie verwendet wird, d.h. der Anteil der Kavitationsenergie an $E_{\sigma 2}$ sinkt.

$$E_{\sigma 2} = \kappa_{1bar} \cdot [E_{turb2} + \frac{1}{p_{chamber}} \cdot E_{kav2}] \quad (4.13)$$

wobei κ_2 eine konstante ist und $p_{chamber}$ in [bar] eingegeben wird. Mithilfe von Gleichungen (4.8 - 4.11) und vom bekannten Energieverhältnis lassen sich Durchmesser d_2 und Anzahl n_2 der neuen entstandenen Tropfen berechnen. Aus Gleichung 4.10 lässt sich ebenfalls die Radialgeschwindigkeit ermitteln. Die Energiebilanz im betrachteten Kontrollvolumen liefert eine Anzahl n_2 kleiner Tropfen, die mit einer bestimmten Geschwindigkeit aus einer bestimmten Position als diskrete Partikel in die Berechnungsdomain eingespritzt werden. Die kleinen Tropfen sind sofort nach ihrer Entstehung aerodynamischen Kräften ausgesetzt, die den weiteren Sekundärzerfall bewirken.

4.1 Modellstruktur

Die Position, aus der die Tropfen starten, wird mithilfe einer Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnet. Die Wahrscheinlichkeit für einen Tropfen an einer bestimmten Position zu starten hängt von der Massenstromverteilung der kavitierenden Zone am Düsenaustritt ab. Somit kann eine durch die Düsengeometrie verursachte Asymmetrie der Massenstromverteilung in die Spray Simulation weiter erhalten bleiben.

Die entstandenen Tropfen werden mit einem Geschwindigkeitsvektor initialisiert, der dem aus der Düseninnenströmung berechnete Geschwindigkeitsvektor an der Ausgangsposition gleich ist. Somit können Sekundärströmungen berücksichtigt werden. Zusätzlich zu dieser Geschwindigkeit besitzen die neuen Tropfen eine weitere radiale Geschwindigkeit V_{r2} senkrecht zur Spritzlochachse die auf die Energiebilanz zurückzuführen ist.

$$\vec{V}_{res2} = \vec{V}_{inj} + \vec{V}_{r2} \quad (4.14)$$

Die aus der Energiebilanz entstandenen Tropfen bilden den Randbereich des Sprays und sind damit verantwortlich für den düsen nahen Spraykegelwinkel ϕ_2 .

4.1.2 Aufbruch der flüssigen Zone 1

Nun bleibt im Kontrollvolumen eine bestimmte Masse, die der Zone 1 entspricht und die eine geschlossene Oberfläche besitzt. Diese Zone wird einer weiteren Energiebilanz ausgesetzt. Ausgangspunkt für die Modellierung des Aufbruchs der flüssigen Zone ist die zur Verfügung stehende Energie:

$$E_{1,eff} = \eta_1 \cdot E_1 \quad (4.15)$$

Da die Dichte von Zone 1 größer ist als in der kavitierenden Zone, wird mehr Energie aufgrund Stoß- und Kollapsvorgänge dissipiert. Um die chaotische Natur dieser Vorgänge besser zu modellieren wird der Wirkungsgrad η_1 aus einer uniformen Verteilung zwischen [0.3-0.8] zufällig gewonnen. Dieser Bereich wurde anhand von Messungen bestimmt. Gleich wie im Modell von

4.1 Modellstruktur

Baumgarten [9] wird zur Modellierung des Aufbruches von Zone 1 davon ausgegangen, dass sämtliche Energie $E_{1,eff}$ in Form von turbulenter kinetischer Energie vorliegt und dass diese Turbulenz isotrop ist. Die dadurch entstandene turbulente Schwankungsgeschwindigkeit wird an der Oberfläche der Zone 1 abgebremst und dort in den dynamischen Druck umgesetzt.

$$p_{dyn} = \rho_F \frac{u_{turb}^2}{2} = \rho_F \frac{E_{1,eff}}{3 \cdot m_1} \quad (4.16)$$

Angenommen dass lediglich die Oberflächenspannungskraft

$$F_\sigma = 2 \cdot \sigma \cdot (L + D_{eff}) \quad (4.17)$$

der den Aufbruch der flüssigen Zone fördernde Turbulenzkraft

$$F_{turb} = \rho_F \cdot \frac{E_{1,eff}}{3 \cdot m_1} \cdot L \cdot D_{eff} \quad (4.18)$$

entgegenwirkt, wird dann der Kräftegleichgewicht zwischen den wirkenden Kräften nach folgender Gleichung

$$C \cdot F_{turb} = F_\sigma \quad (4.19)$$

berechnet. Dabei ist C eine empirische Konstante um plausible SMD Werte im Spray zu erhalten, wie sie im Model von Arcoumanis et al [5] eingeführt wurde.

Somit lässt sich der Durchmesser der stabilen flüssigen Restmasse zu

$$D_{parent,cyl} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot L}{C \frac{L \cdot \rho_l \cdot E_1}{3 \cdot m_1} - 2 \cdot \sigma} \quad (4.20)$$

ermitteln. Diese stabile Restmasse besitzt eine zylindrische Form, und kann in einen großen kugelförmigen Tropfen mit dem Durchmesser

$$D_{rem} = \sqrt[3]{\frac{3}{2} \cdot D_{parent,cyl}^2 \cdot L} \quad (4.21)$$

4.1 Modellstruktur

transformiert werden, der anschließend dem aerodynamischen Sekundärzerfall unterliegt. Die in der Restmasse enthaltene, turbulente kinetische Energie wird in kinetische Energie senkrecht zur von der Spritzlochsachse gegebenen Richtung umgewandelt.

Die mithilfe des Kräftegleichgewichts ermittelte überschüssige Masse wird in Form von mehreren Tropfen abgestoßen. Hier erfolgt die Modellierung analog zur kavitierenden Zone, wo die turbulente kinetische Energie als zur Verfügung stehende Aufbruchenergie betrachtet wird. Diese wird dann vollständig in Oberflächenenergie und kinetische Energie transformiert, wie in Gleichungen 4.9-4.11 angegeben. D_{spl} ist der Durchmesser der aus dieser überschüssigen Masse entstandenen Tropfen und entspricht D_{cav} in den erwähnten Gleichungen. Die Entstehungsposition sämtlicher Tropfen wird aus der Massenstromverteilung der flüssigen Zone am Düsenaustritt gewonnen, wie im vorherigen Unterkapitel 4.1.1 beschrieben.

4.1.3 Dynamik kollabierender Kavitationsblasen.

Zur Ermittlung der kavitationsbedingte Aufbruchenergie wird zunächst die Dynamik der Kavitationsblasen mithilfe von der Rayleigh-Plesset Gleichung berechnet. Die detaillierte Vorgehensweise zur Analyse der Blasendynamik ist in Baumgarten et al [9] beschrieben. Betrachtet wird der Fall einer expandierenden oder schrumpfenden, kugelförmigen Blase in einem inkompressiblen Fluid. Unter Berücksichtigung des Einflusses von Viskosität und Oberflächenspannung lässt sich die zeitliche Änderung der Blasengröße zu

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_2} = R \cdot \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4 \cdot \nu_2}{R} \cdot \frac{dR}{dt} + \frac{2 \cdot \sigma}{\rho_2 \cdot R} \quad (4.22)$$

ermitteln [15]. Hier ist $p_b(t)$ der Druck in der Blase, $p_\infty(t)$ der Umgebungsdruck, ρ_2 die Dichte der Flüssigkeit, R der Radius der Blase, ν_2 die kinematische Viskosität der Flüssigkeit und σ die Oberflächenspannung. Nun gilt es noch, den statischen Druck $p_b(t)$ in der Blase zu bestimmen. In der Blase können Flüssigkeitsdampf und gelöste Gase vorliegen, d.h. der statische

4.1 Modellstruktur

Druck ist die Summe der Partialdrücke $p_b = p_d + p_g$. Wird auch die Kompressibilität der Flüssigkeit mitberücksichtigt, kommt man letztlich auf die nach den Autoren Herring [45] und Trilling [112] benannte Gleichung

$$\left(1 - \frac{2}{a} \frac{dR}{dt}\right) \cdot R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4}{3a} \frac{dR}{dt}\right) \cdot \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho_2} \left(p_w(t) - p_\infty(t) + \frac{R}{a} \left(1 - \frac{1}{a} \frac{dR}{dt}\right) \frac{dp_w(t)}{dt}\right) \quad (4.23)$$

mit

$$p_w(t) = p_B(t) - \frac{4\nu_2}{\rho_2 R} \frac{dR}{dt} - \frac{2\sigma}{R} \quad (4.24)$$

und

$$p_B = p_D + p_{G0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} \quad (4.25)$$

zur Beschreibung der Blasendynamik. Dabei ist a die Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit, p_D der Dampfdruck der Flüssigkeit, κ der Polytropenexponent des Gases und p_{G0} ist der Partialdruck des Gases bei einem bekannten Referenzradius R_0 . Gleichung 4.23 wird in dieser Arbeit zur Berechnung des Kollapses von dampfgefüllten Kavitationsblasen verwendet. Die Blasen kollabieren innerhalb der kavitierenden Zone, die aus eine Mischung von Dampf und Flüssigkeit besteht. Es wird angenommen, dass die Umgebung der Blase durch die in dieser Zone gemittelten Werte von Dichte und Schallgeschwindigkeit charakterisiert werden kann. Daher ist die Schallgeschwindigkeit des Umgebungsmediums relativ gering und die Kompressibilität hoch, was eine Verzögerung des Implosionsvorgangs bewirkt. Diese Verzögerung wirkt sich vor allem auf den durch Dissipation verringerten turbulenzbedingten Anteil an Aufbruchsenergie aus.

Durch den Kollaps der Blase wird in deren Umgebung die Flüssigkeit in Bewegung versetzt. Die Geschwindigkeit $v(R_i)$ der die Blase umgebenden Flüssigkeit an der radialen Position i berechnet sich dabei aus:

$$v(R_i) = \left(\frac{R}{R_i}\right)^2 \cdot \frac{dR}{dt} \quad (4.26)$$

4.1 Modellstruktur

Die kinetische Energie der in Bewegung versetzten Flüssigkeit berechnet sich aus einem Integral von der Blasenoberfläche bis nach unendlich:

$$E_k = \frac{m \cdot v^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \int_R^\infty \left(\frac{R}{R_i} \right)^4 \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \cdot 4\pi\rho_2 \cdot R_i^2 \cdot dR_i = 2\pi\rho_2 \cdot R^3 \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (4.27)$$

Damit kann bei Kenntnis des zeitlichen Verlaufes des Blasenradius der zeitliche Verlauf der kinetischen Energie der in Bewegung versetzten Flüssigkeit ermittelt werden. Der ermittelte Verlauf von der kinetischen Energie der

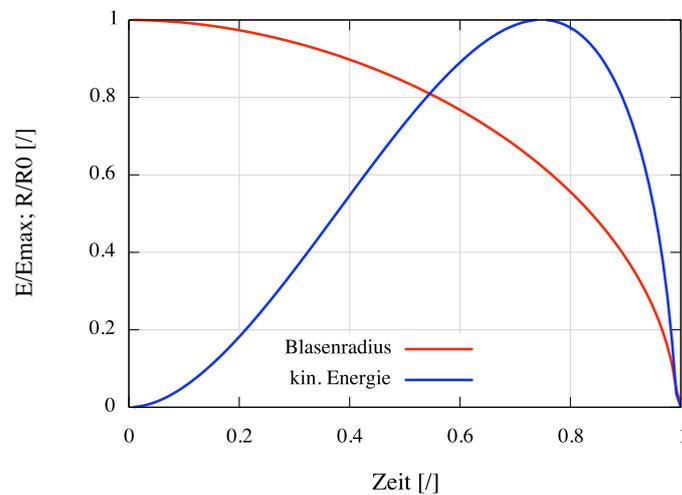


Abbildung 4.4: Normierte Verläufe von Blasenradius und kinetischer Energie des umgebenden Fluids

Flüssigkeit beim Kollaps einer repräsentativen Blase zeigt ein Maximum (vgl. Abb. 4.4). Dies liegt daran, dass die in die Blase einströmende Flüssigkeit durch die kleine Volumensreduktion der Blase am Ende des Kollapses wieder abgebremst wird. Im idealen Fall einer einzelnen kollabierenden Dampfblase in einer ausgedehnten Flüssigkeit wird die erzeugte kinetische Energie von der umgebenden Flüssigkeit aufgenommen, ohne dass die Blase dabei zerfällt. Bei den realen Bedingungen der Dieseleinspritzung befinden sich viele Blasen in einem engen Raum und die Umgebung ist nicht unendlich ausgedehnt. Daher ist der Kollaps einer Dampfblase nach Erreichen des Maximums von dem im

4.2 Gesamtverhalten des Modells

Bild 4.4 dargestellten idealen Verlauf unterschiedlich. Für die vorliegende Arbeit wird angenommen, dass die beim Zerfall freigesetzte Energie E_{max} dieser maximale Wert ist. Der Zeitpunkt an dem E_{max} erreicht wird soll dann als Kollapszeit $t_{Kollaps}$ angenommen werden. Daher ist eine exakte Berechnung des Kollapsendes zwecks der Modellierung nicht nötig. Bei der Integration des blasendynamischen Modells von Herring und Trilling werden lediglich E_{max} und $t_{Kollaps}$ als Ausgangsgrößen dem Primärzerfallsmodell übergeben. Die nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung von Herring und Trilling wird durch Entdimensionalisierung in ein System von zwei Differentialgleichungen erster Ordnung umgeschrieben [9] und numerisch mit einem impliziten Adams-Verfahren gelöst [46].

4.2 Gesamtverhalten des Modells

Bevor in Kapitel 5 gezeigt wird, wie sich Lagrange'sche Sprayberechnungen mit den vom Primärzerfallsmodell ermittelten Startbedingungen zeitlich entwickeln, soll an dieser Stelle ausschließlich die vom Modell berechneten Anfangsbedingungen für die Sprayberechnungen näher betrachtet werden. So lässt sich die Ausgabe vom Primärzerfallsmodell getrennt evaluieren. Ziel ist es, die zeitliche Entwicklung der vom Primärzerfallsmodell gelieferten Eigenschaften der Primärtropfen in Abhängigkeit von den aus der Düse gewonnen Randbedingungen zu analysieren. Andere Variablen wie Eindringtiefe, Strahlwinkel oder Strahlgeschwindigkeit an einer festen Axialposition werden dann in Kap. 5 ausgewertet, da sie nicht nur vom Primärzerfall, sondern auch von Lagrange'schen Einflüssen wie z.B. Netzabhängigkeit, Tropfeninteraktionen oder Impulsaustausch beeinflusst werden.

In Abbildung 4.5 ist der zeitliche Verlauf der mit der gesamten Masse normierten Massenverteilung der Zonen 1 und 2 für ein stark kavitierendes Spritzloch (Spl88 der Düse MSDB1) und ein nicht-kavitierendes Spritzloch (Spl72 der Düse MSDB2) zu sehen. Für kleine Nadelhübe ist die Strömung im Spritzloch laminar und einphasig, so dass der ganze Spritzlochquerschnitt in

4.2 Gesamtverhalten des Modells

Zone 1 eingeordnet ist. Öffnet die Nadel weiter, so verlagert sich die Hauptdrosselung vom Nadelsitzbereich auf das Spritzloch. Je nach Geometrie des Spritzloches, beginnt die Düse zu kavitieren oder nicht. Für das Spritzloch der Düse MSDB1 steigt der Anteil des Massenstroms von Zone 2 sogar über den Anteil der Zone 1. Hierbei handelt es sich um eine stark kavitierende Düse. Der Kurvenverlauf zeigt darüber hinaus eine Periodizität mit einer Periodendauer T von ca. 0.2 ms. Der Anteil an Kavitation steigt, erreicht ein Maximum und fällt wieder auf das ursprüngliche Niveau. Im Gegensatz dazu, bleibt bei der Düse MSDB2 der Hauptanteil des Massenstroms in Zone 1, da es sich hier um eine schwach kavitierende Düse handelt.

Da die Strömung in der Düse instationär ist, ändert sich die vom Primärzer-

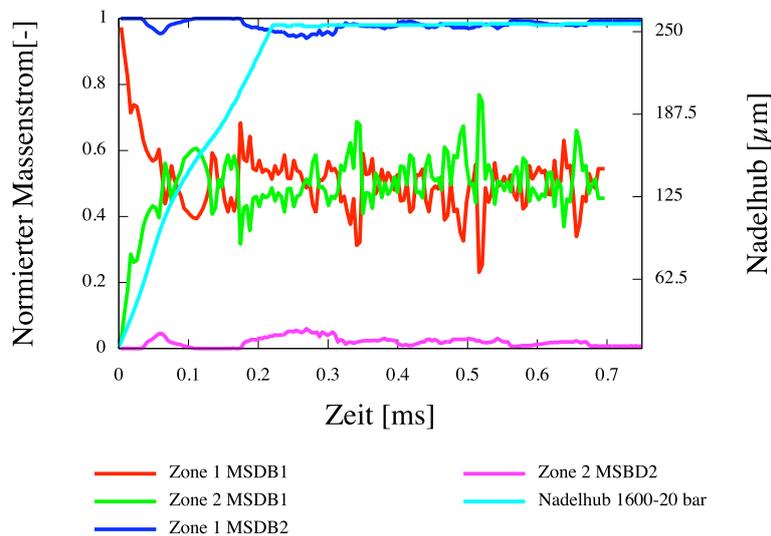


Abbildung 4.5: Verteilung von Massenstrom in Zone 1 und 2 für ein stark kavitierendes und nicht kavitierendes Spritzloch

fallsmodell berechnete Zerfallsenergie mit der Zeit. In Abbildungen 4.6a und 4.6b sind jeweils die turbulenzinduzierte $E_{turb} = E_{turb1} + E_{turb2}$ und die kavitationsinduzierte E_{cav} Zerfallsenergie für die Düse MSDB1 (Spritzloch 88) in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Es gelten die Druckbedingungen vom Betriebspunkt 4 der Tabelle 3.5. Dabei lässt sich erkennen, dass die Verteilung der turbulenzinduzierte Zerfallsenergie am Düsenaustritt etwa proportional

4.2 Gesamtverhalten des Modells

zur Massenverteilung ist und dadurch zeigen beide Zonen ungefähr dieselben Werte. Die kavitationsinduzierte Zerfallsenergie hingegen ist nicht so gut verteilt, so dass der Hauptanteil in der Zone 2 liegt. Allgemein betrachtet, ist der Anteil an Zerfallsenergie für Zone 2 größer als für Zone 1. Da der Massenstrom von Zone 2 für diesen Fall ungefähr gleich ist wie der Massenstrom von Zone 1, steht mehr spezifische Zerfallsenergie in Zone 2 zur Verfügung, was sich durch kleinere Tropfen und höhere Radialgeschwindigkeiten äußert. Im Fall einer leicht kavitierenden Düse steht der Zone 2 weniger Zerfallsenergie zur Verfügung, aber dafür ist der Anteil an Masse auch kleiner, so dass die spezifische Zerfallsenergie in Zone 2 höher bleibt als in Zone 1.

Die Größe der Primärtropfen die unter diesen Bedingungen vom Modell be-

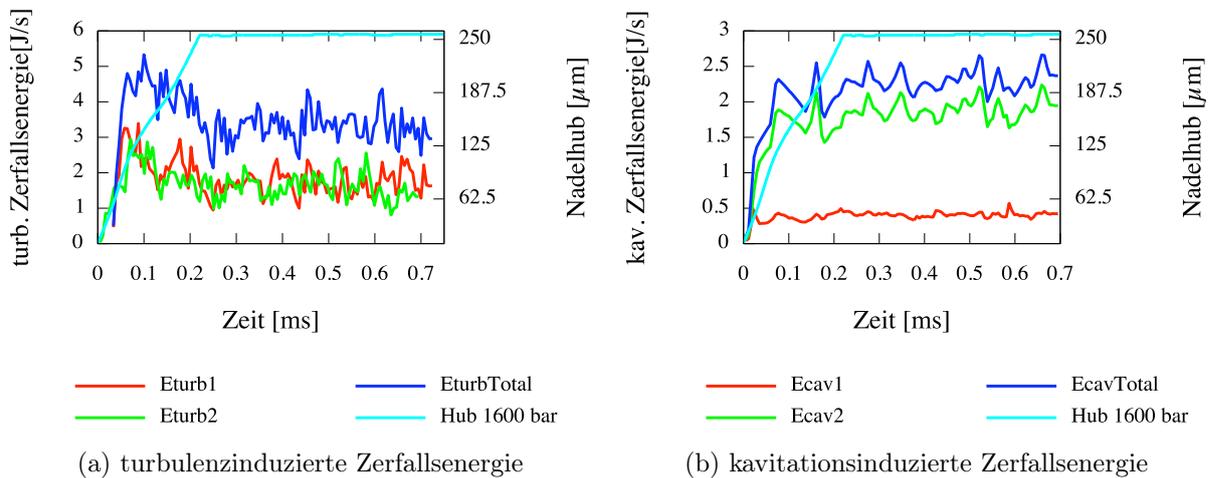


Abbildung 4.6: Verteilung der Zerfallsenergie für die Düse MSDB1 (Spl. 88)

rechnet werden wird in Abbildung 4.7b dargestellt. Für kleine Hübe ist die Strömung im Sitzbereich gedrosselt, so dass die Strömungsgeschwindigkeit im Spritzloch niedrig ist. Das führt einerseits zu niedrigen turbulenten Intensitäten und andererseits zu einem Ausbleiben von Kavitation. Insgesamt zeigt die Düse am Austritt einen niedrigen energetischen Zustand, was sich nach den Gleichung 4.16-4.19 durch große, langsame Tropfen zeigt. Die Größe der Tropfen entspricht ungefähr dem Durchmesser des Spritzloches und es werden so viele Tropfen eingespritzt wie der Düsenmassenstrom vorgibt. Dieser Ansatz wird oft bei der Modellierung von Sprays verwendet und als “Blob-

4.2 Gesamtverhalten des Modells

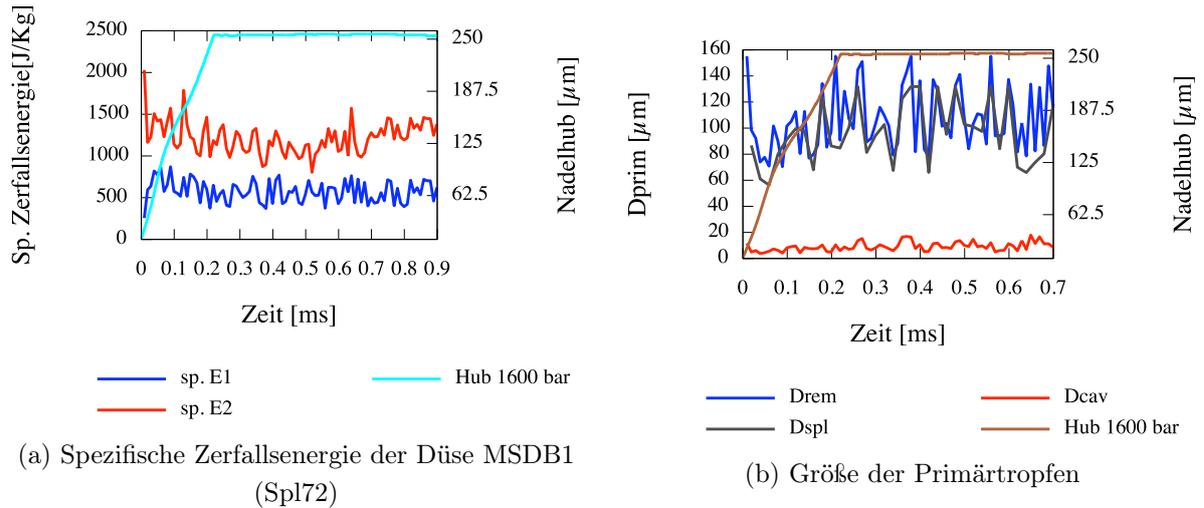


Abbildung 4.7: Spezifische Zerfallsenergie und Größe der Primärtropfen für den Betriebspunkt 4

Methode” bezeichnet [85]. Öffnet die Nadel weiter, so steigt der Massenstrom und die Drosselstelle wird vom Sitzbereich auf den Spritzlocheinlass verlagert. Dazu steigt noch die Turbulenz und ein dünner Kavitationsfilm entlang des Spritzloches bis zum Austritt entsteht. Nun ist der Energiegehalt der Strömung am Düsenaustritt gestiegen, was dazu führt, dass kleinere Tropfen mit größeren radialen Geschwindigkeiten in den Berechnungsraum eingespritzt werden. Die Zerstäubung ist für den stationären Teil der Einspritzung gegenüber der Öffnungsphase besser, wie oft in der Literatur erwähnt [96, 75]. Offensichtlich wird dieses Verhalten vom Modell wiedergegeben.

Bei herkömmlichen Ansätzen zur Modellierung von Sprays wird von einer festen Tropfengröße bzw. Tropfengößenverteilung für die gesamte Einspritzzeit ausgegangen, was eine viel zu grobe Vereinfachung für ein derart instationäres Problem darstellt. Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz berechnet die Tropfeneigenschaften in Abhängigkeit vom Energiegehalt der Strömung, der während eines Einspritzvorgangs stark instationär ist. Somit lässt sich auch die aus der Literatur bekannte starke Wechselwirkung zwischen benachbarten Spritzlöchern, nicht nur im Bezug auf variierende Massenströme, sondern auch im Bezug auf schwankende Kavitationserscheinungen, berücksichtigen

[88].

In den folgenden Abschnitten werden die gemittelte Primärtropfengröße und die zur Verfügung stehende Zerfallsenergie bei Änderung der Spritzlochgeometrie analysiert. Hier wird als repräsentative Primärtropfengröße der arithmetische Mittelwert der neu entstandenen Primärtropfen pro Zeitschritt verwendet und der Betriebspunkt 4 der Tabelle 3.5 berücksichtigt. Die Kavitationsneigung der beiden Spritzlöcher der Düse MSDB1 ist aufgrund der leicht unterschiedlichen Geometrie verschieden. Der Höhenwinkel des Spritzlochs 88 zwingt eine stärkere Umlenkung der Stromlinien als das Spritzloch 72, während die Verrundung der Einlasskante und die Konizität des Einspritzkanals denselben Wert für beide Spritzlöcher haben. Durch die unterschiedlichen Höhenwinkel ist die für den Zerfall zur Verfügung stehende Energie $E_{eff} = E_{1,eff} + E_{2,eff}$ auch unterschiedlich, wie in Abbildung 4.8a zu sehen ist. Das hat zur Folge, dass die eingespritzten Primärtropfen bei stärkerer Kavitation tendenziell leicht kleiner sind. In Abbildung 4.8a ist der Unterschied der Zerfallsenergie überraschend groß, obgleich beide Spritzlöcher eine ähnliche Kavitationsintensität aufweisen (siehe Abb. 4.8b). Dass die Zerfallsenergie für das Spritzloch 88 höher ist, liegt nicht an der Kavitationsintensität der Strömung, sondern an den turbulenten Bedingungen im Spritzloch. Die ausgeprägtere Umlenkung der Stromlinien im Spritzloch 88 fördert nicht nur die Kavitationsneigung, sondern auch die Erzeugung von Turbulenz, was sich in der Folge auf die Zerfallsenergie und dadurch auf die Primärtropfengröße auswirkt.

Will man aber den Effekt von Kavitation auf die Verteilung der Zerfallsenergie und auf die Primärtropfengröße beobachten, dann ist ein Vergleich zwischen dem Spritzloch 72 der kavitierenden Düse MSDB1 und der nichtkavitierenden Düse MSDB2 aussagekräftiger. In Abbildung 4.9a ist das Ergebnis dieses Vergleiches dargestellt. Kleinere primäre Tropfen mit stärkerer Spraydivergenz sind die Folge des höheren Energiegehalts der Düse MSDB1. Die Tropfengröße bei der Düse MSDB2 liegt in der Nähe des Spritzlochdurchmessers'. Abbildung 4.9b bestätigt, dass der Unterschied an Zerfallsenergie

4.2 Gesamtverhalten des Modells

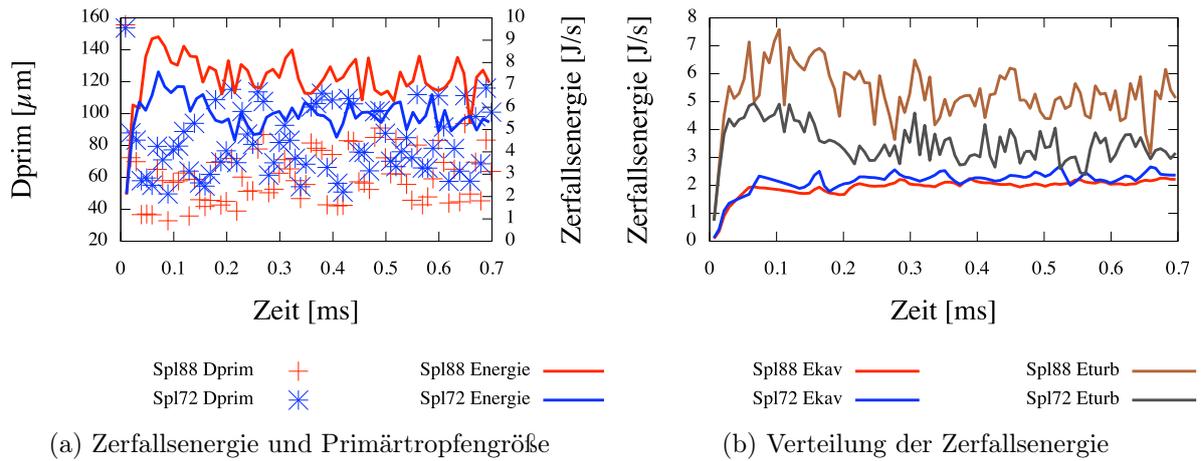


Abbildung 4.8: Zerfallsenergie und Primärtropfengröße. Variation vom Höhenwinkel.

der Düse MSDB1 auf die höhere Kavitationserscheinung zurückzuführen ist. Steigt der Einspritzdruck bei gleichbleibendem Gegendruck, so kann man

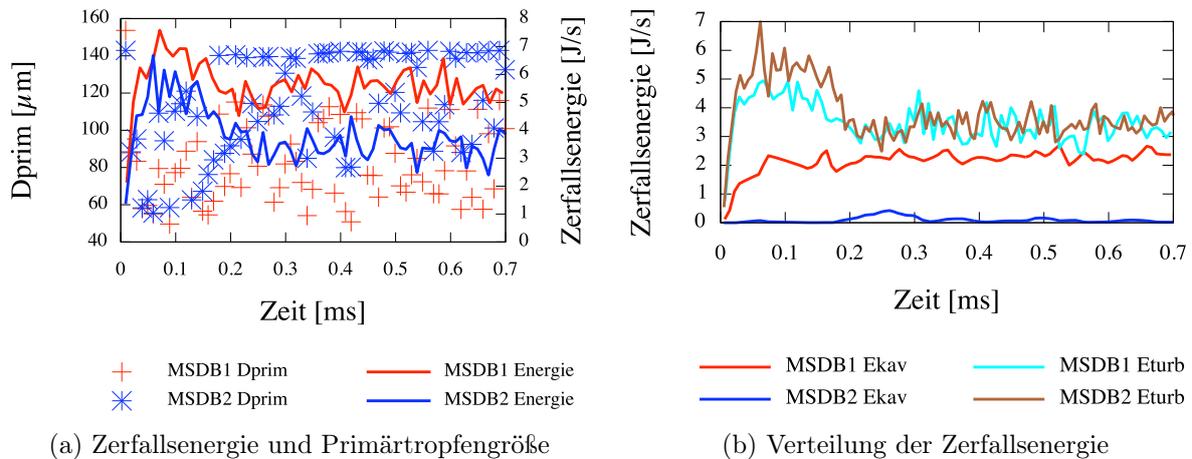


Abbildung 4.9: Zerfallsenergie und Primärtropfengröße. Variation von Spritzlochgeometrie.

auch einen gewissen Anstieg der Zerfallsenergie und eine Reduzierung der gemittelten Primärtropfengröße erwarten. Dies ist auf die mit steigendem Einspritzdruck verstärkte Kavitation und erhöhte Turbulenz der Strömung zurückzuführen. Einen ähnlichen Effekt erhält man bei einer Änderung des Gegendrucks bei konstant gehaltenem Einspritzdruck. In diesem Fall erwar-

4.2 Gesamtverhalten des Modells

tet man keine Änderung der Strömung im Spritzloch, sondern lediglich einen Anstieg des Anteils an kavitationsbedingter Zerfallsenergie durch den Wert von $p_\infty(t)$ in Gl. 4.22. Beide Effekte sind in den Abbildungen 4.10a und 4.10b zu erkennen. Auffällig in Abb. 4.10a ist, dass die Größe der Primärtropfen bei niedriger Zerfallsenergie einen nahezu konstanten Wert aufweist.

Sämtliche Diagramme der Primärtropfengröße zeigen den Mittelwert aller

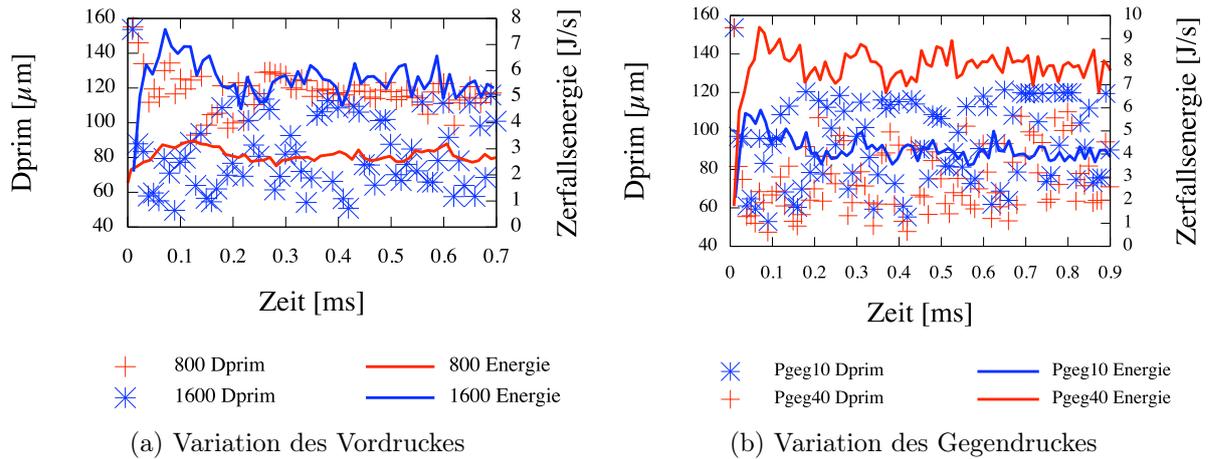


Abbildung 4.10: Zerfallsenergie und Primärtropfengröße. Änderung der Druckrandbedingungen

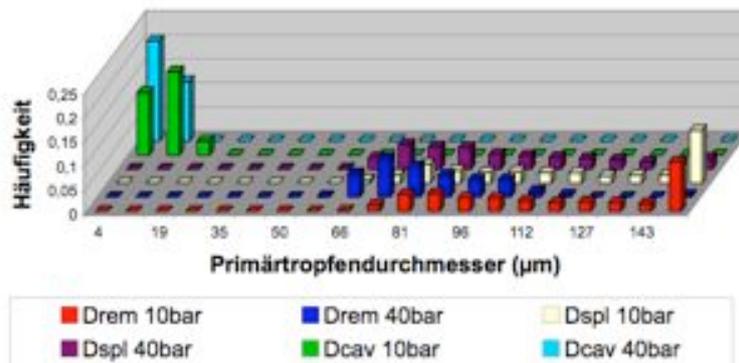


Abbildung 4.11: Größenverteilung der Primärtropfen bei Änderung des Gegendruckes

4.2 Gesamtverhalten des Modells

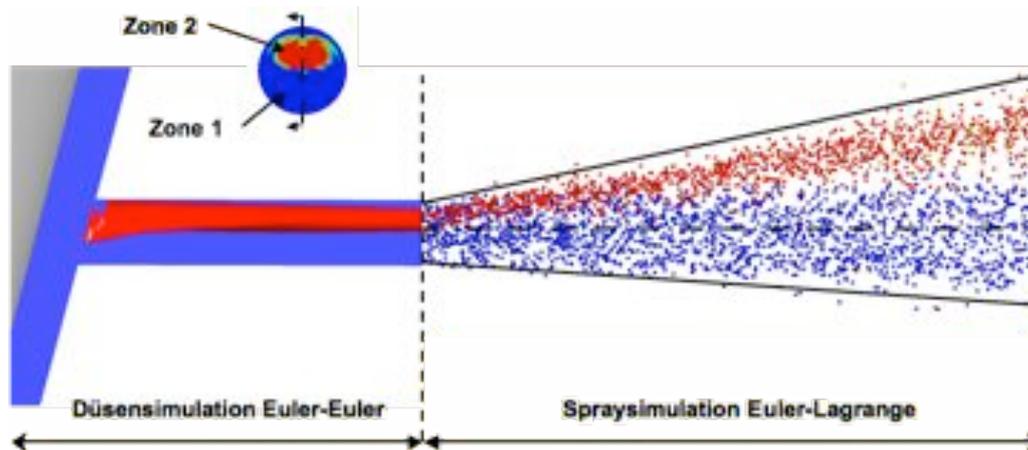


Abbildung 4.12: Zonenverteilung im Spritzloch und im Spray, aus der Simulation

entstandenen Primärtropfen pro Zeitschritt, der aber nur einen repräsentativen Wert darstellt. Das Primärzerfallsmodell liefert als Eingabe für die Strahlberechnungen drei verschiedenen Tropfengrößen D_{rem} , D_{spl} , D_{cav} für jeden Zeitschritt, wie im vorherigen Unterkapitel erläutert wurde. Um den Einfluss des Gegendruckes auf die Tropfengrößenverteilung besser evaluieren zu können, wird das in Abbildung 4.11 dargestellte Histogramm herangezogen. Hier wird der Einfluss vom Gegendruck auf die Tropfengröße deutlich. Man erkennt eine Verschiebung der Tropfengrößen in Richtung kleinerer Werte für steigende Gegendrucke, da hier die zur Verfügung stehende Zerfallsenergie zunimmt. In diesem Diagramm ist auch zu erkennen, dass die Tropfengröße aus Zone 2 (D_{cav}) kleiner ist als die Tropfengröße der Zone 1 (D_{rem} , D_{spl}).

Aufgrund der unterschiedlichen spezifischen Aufbruchsenergien der flüssigen und kavitierenden Zonen entstehen nach der Energiebilanz Tropfen mit verschiedenen Eigenschaften. Für die flüssige Zone ist der mittlere Durchmesser größer und die mittlere radiale Geschwindigkeit kleiner als für die kavitierende Zone. Durch diesen Ansatz bildet das aus der flüssigen Zone entstandene Spray den experimentell beobachteten, dichten Spraykern, in Abbildung 4.12 blau dargestellt. Im Gegensatz dazu, resultiert aus der hohen spezifischen

4.2 Gesamtverhalten des Modells

Aufbruchsenergie der kavitierenden Zone kleinere Tropfen mit großer Spraydivergenz, in Abb. 4.12 rot dargestellt. Die kavitierende Zone bildet somit den äußeren Bereich des Sprays, der in experimentellen Untersuchungen optisch dicht wirkt, aber wenig Masse enthält. Während die kavitierende Zone hauptsächlich den Sprayrand in Düsennähe beeinflusst, ist die flüssige Zone aufgrund des hohen Impulses für die Sprayeigenschaften im Fernfeld der Düse –wie Eindringtiefe und makroskopischer Spraykegelwinkel– verantwortlich.

Die durch die Düsengeometrie verursachte, asymmetrische Impulsverteilung am Düsenaustritt wird mit dem vorliegenden Modell berücksichtigt. In Bereichen des Düsenaustritts, wo der Impuls aufgrund niedriger Geschwindigkeit niedrig ist, ist die Entstehungswahrscheinlichkeit für einen Tropfen klein. Entsteht trotzdem in dieser Position ein Tropfen, hat er aufgrund der niedrigen Geschwindigkeiten an der Grenzschicht nur eine kleine Anfangsgeschwindigkeit V_{inj} . Bei stark kavitierenden Düsen sind Dampfgebiete am Austritt zu sehen und aufgrund der niedrigen Dichte ist der Impuls klein. Dementsprechend klein sind die in diesem Bereich entstandenen Tropfen, so dass die Impulsverteilung im Spray der in der Düse ähnlich ist.

Ein weiterer Vorteil des vorliegenden Modells liegt darin, dass eine Vorgabe des Spraywinkels nicht nötig ist. Durch die Berechnung radialer Geschwindigkeitskomponenten für die Partikel ist die Spraydivergenz gewährleistet. Je mehr Aufbruchsenergie zur Verfügung steht, z.B. durch Erhöhung der Turbulenz oder des Gegendrucks, umso größer ist der Spraywinkel, was durch zahlreiche experimentelle Beobachtungen bestätigt wird.

Weiterhin kann das Modell die in der Literatur beschriebenen Einflussparameter zur Zerstäubung von Einspritzstrahlen gut abbilden. Zahlreiche Autoren haben eine bessere Zerstäubung des Dieselstrahls bei einer Zunahme des Einspritzdrucks, des Gegendrucks, der Kavitationsneigung oder des Turbulenzniveaus beobachtet [108, 86, 71, 128, 6, 104, 88, 18, 44, 54]. Während herkömmliche Ansätze zur Berechnung von Sprays von einer, vom Problem unabhängigen Primärzerstäubung ausgehen, wird in diesem Modell die Entstehung der Primärtropfen als Funktion der Düsenströmung an erster Stelle,

4.2 Gesamtverhalten des Modells

aber auch der Einspritzkammerbedingungen beschrieben.

5 Numerische Methoden und Validierung zum Strahlzerfall

Ähnlich wie im Kapitel 3 wird im ersten Teil dieses Kapitels auf den mathematischen Ansatz und auf die Auswahl der unterschiedlichen Modelle zur Berechnung des Dieselstrahls eingegangen. Im zweiten Teil werden sämtliche Simulationsergebnisse vorgestellt und mit Messungen verglichen, um die Qualität der Berechnungen zu evaluieren.

5.1 Numerische Simulation

5.1.1 Numerische Ansätze

Im folgenden Kapitel wird diskutiert, welches numerische Verfahren sich zur Berechnung eines Flüssigkeitsstrahles in einer Brennkammer eignet.

Um die Gemischbildung in der Brennkammer simulieren zu können, muss das numerische Verfahren in der Lage sein, zu jedem Zeitpunkt t an sämtlichen Orten $x=(x,y,z)$ die Werte von Tropfendurchmesser, Tropfengeschwindigkeiten, Tropfentemperaturen usw. zuverlässig vorherzusagen zu können. Die Möglichkeiten und Grenzen der numerischen Simulation einer solchen instationären Zweiphasenströmung wird in diesem Abschnitt diskutiert.

Brennkammertypischen Zweiphasenströmungen bestehen wesentlich aus Kraftstofftropfen (Flüssigphase) und wirbelbehafteter verdichteter Luft (Gaspha-

5.1 Numerische Simulation

se). Im Fall der Dieseleinspritzung sind folgende charakteristische Merkmale bei der Auswahl eines numerischen Verfahrens zu berücksichtigen:

- Der Volumenanteil der Flüssigphase ist im Fernfeld der Düse gegenüber der Gasphase vernachlässigbar.
- Es liegt kein nachweisbarer intakter flüssiger Strahlkern am Düsenaustritt vor. Ein dichter Strahlkern wurde jedoch im Primärzerfallbereich beobachtet. Demnach ist der Volumenanteil der Flüssigphase in diesem Bereich hoch.
- Austausch von Masse, Impuls und Energie zwischen Flüssig- und Gasphasen findet statt. Da der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit auf kalter Einspritzung liegt, soll auf Massen- und Energieaustausch nicht näher eingegangen werden.
- Im dichten Bereich des Sprays ist die gegenseitige Beeinflussung von Partikeln durch Wechselwirkung und Kollisionen zu betrachten. Im Bereich des dünnen Strahls sind diese Interaktionen vernachlässigbar.

Heutzutage gilt die Berechnung der Gasphase durch Lösung der Navier-Stokes Gleichungen als Standard Vorgehensweise. Demgegenüber sind Berechnungsmethoden für die disperse Flüssigphase immer noch Gegenstand laufender Diskussionen. Zur Berechnung der Flüssigphase werden hauptsächlich zwei unterschiedliche Ansätze verwendet.

- A).- Euler-Lagrangesche Betrachtung der Zweiphasenströmung. Die Gasphase wird im ortsfesten und die Flüssigphase im mitbewegten Bezugssystem berechnet. Um bei der Simulation die diskrete Natur dieser dispersen Phase möglichst genau wiedergeben zu können, ist diese numerische Behandlung das naheliegendste Verfahren. Bei dieser numerischen Behandlung werden einzelne Partikel unter dem Einfluss der auf sie wirkenden Kräfte durch das Strömungsfeld der Gasphase verfolgt. Jedem Partikel sind dabei nicht nur Werte wie Tropfendurchmesser,

5.1 Numerische Simulation

Geschwindigkeit oder Temperatur, sondern auch eine bestimmte Masse zugeordnet. Damit ist jeder Partikel Stellvertreter für einen Teil der eingespritzten Masse. Dadurch wird die Modellierung mikroskopischer Effekte wie z.B. Partikelwiderstand und turbulente Dispersion begünstigt. Die Gasphase wird als ein geschlossenes Kontinuum betrachtet und durch die Eulerschen Erhaltungsgleichungen beschrieben. Die Interaktion zwischen beiden Phasen wird durch den Austausch an Massen-, Impuls- und Energiequelltermen berücksichtigt. Die hauptsächlichste Kraft, die die Tropfenbahn beeinflusst, ist der Luftwiderstand (Drag Force). Andere Kräfte wie Virtual Mass Force, Turbulent Dispersion Force oder Pressure Gradient Force [1] können in Abhängigkeit von der Konfiguration des Problems mitberücksichtigt werden.

- B).- Ein zweiter numerischer Ansatz zur Berechnung von brennkammertypischen Zweiphasenströmungen ist die Kontinuumsformulierung der Phasen. Das Euler-Euler Verfahren basiert darauf, die disperse Phase als ein zweites Fluid zu behandeln, und aufgrund der identischen Betrachtung können beide Phasen mit denselben Eulerschen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben werden. In der klassischen Euler/Euler Methode wird angenommen, dass die Flüssigkeit homogen innerhalb der gesamten Rechenzelle verteilt ist. Dabei haben die berechneten Partikel alle die gleichen Eigenschaften, d.h. die Individualität von Einzeltropfen, wie sie bei der Lagrangeschen Beschreibung besteht, ist hier nicht vorhanden. Die Wechselwirkung beider Phasen wird mit Hilfe lokaler, zeitgemittelter Austauschsterme modelliert. Die automatische Berücksichtigung des Volumenanteils und die gleichzeitige Lösung beider Phasen führen zu einer starken Kopplung.

Euler-Euler oder Euler-Lagrange?

Eine allgemeingültige Aussage über die Tauglichkeit des Eulerschen oder Lagrangeschen Ansatzes für die Modellierung der Flüssigphase kann man nicht

5.1 Numerische Simulation

treffen, denn diese Entscheidung ist mit Hilfe der Problemanalyse abzuleiten. Will man das zweckentsprechendste Verfahren auswählen, so muss man folgende Kriterien berücksichtigen.

- *Programmieraufwand.*- Bezüglich des Programmieraufwands ist bei dem Euler Verfahren vorteilig, dass sowohl Grundgleichungen als auch Lösungsalgorithmus für die kontinuierliche und disperse Phase gleich sind. Auch die Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Phasen bereitet bei diesem Verfahren weitaus weniger Probleme, denn eine implizite Kopplung der beiden Phasen aufgrund des gleichen Bezugssystems ist möglich [16]. Auch im Fall von “parallel Computing” zeigt sich das Euler Verfahren als geeigneter. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit jedoch nicht an der Implementierung eines Verfahrens liegt, wird dieser Vorteil des Eulerschen Ansatzes für die Auswahl nicht betrachtet.
- *Berechnungsaufwand.*- Um lokal zeitgemittelte Größen für Geschwindigkeit, Größe und Temperatur der dispersen Phase bekommen zu können, ist es nötig, mehrere Tausend Partikel zu berechnen. Nur so können die zeitgemittelten Werte statistisch zuverlässig sein. Obwohl der Berechnungsaufwand bei mehreren Tausend Partikeln ziemlich groß ist, stellt dieser Ansatz bei den heutigen Rechnerleistungen kein grundlegendes Problem dar. Für die Eulersche Formulierung der Flüssigphase müssen lediglich sechs zusätzliche Gleichungen für jede Tropfenklasse implementiert werden, was im ersten Blick als Vorteil vom Eulerschen Verfahren erscheint. Die Realität ist anders, denn für die zuverlässige statistische Beschreibung eines polydispersen Sprays werden viele Tropfenklassen benötigt, was dazu führt, dass der Rechenaufwand exponentiell ansteigt.
- *Modellierungsaufwand.*- Bei dem Lagrangschen Verfahren ist die Modellierung der Gas-Tropfen-Interaktion, Tropfenverdampfung, Kollision, Wand Interaktion usw. physikalisch konkreter und einfacher [24], denn jeder Tropfen wird als individueller Partikel behandelt und kann,

5.1 Numerische Simulation

unabhängig von den Anderen, bestimmte Eigenschaften haben. Aufgrund der räumlichen und zeitgemittelten Darstellung der Transporteffekte bereitet der Eulersche Ansatz größere Schwierigkeiten bei der Modellierung von der turbulenten Diffusion der dispersen Phase und dem Impulsaustausch. Andere in der Literatur häufig erwähnte Probleme bei der Modellierung mit dem Eulerschen Ansatz sind die Fluktuationen der Flüssigphase [24], die Partikel-Wand-Kollision [99, 102] und die künstliche numerische Diffusion [16, 24]. Aufgrund des Mangels an Verständnis der Grundlagen des dichten Sprays bereitet die Modellierung der Effekte von Gas-Tropfen “Drag” und Partikel-Partikel Interaktion zusätzliche Schwierigkeiten, unabhängig von dem verwendeten numerischen Verfahren.

Durch den hohen Einspritzdruck beim Dieselstrahl wird in der Luftströmung ein Wirbelring induziert, was zu einer typisch pilzförmigen Tropfenverteilung führt. Das zeigt, dass wirbelbehaftete instationäre Strömungen einen großen Einfluss auf die Tropfenphase ausüben können. Das Euler-Euler Verfahren ist für die Berechnung einer solchen Zweiphasenströmung aufgrund “künstlicher” Diffusion weniger geeignet [16].

Die Tauglichkeit des Lagrangschen Verfahrens für die Modellierung des dünnen Sprays im Fernfeld der Düse wird nicht in Frage gestellt. Am Düsenaustritt jedoch wird das Spray dicht, und die Eulersche Annahme dass die disperse Phase sich wie ein Kontinuum verhält wird realistischer. Da die Kopplung beider Phasen stärker ist, scheint der Eulersche Ansatz in diesem Fall besser geeignet zu sein. Trotzdem kann das Lagrangsche Verfahren dem dichten Spray auch Rechnung tragen, indem die Anzahl an verfolgten Partikeln erhöht wird. Das führt zu unerwünschten hohen Rechenzeiten, trägt aber auch dazu bei, die statistische Zuverlässigkeit der Simulation zu verbessern. Weiterhin kann die vorteilige starke Kopplung beim Eulerschen Verfahren zu Konvergenzproblemen und langen Rechenzeiten führen [111]. Unter Diesel Einspritzbedingungen findet man einen sehr kurzen intakten Kern am Düsenaustritt, der in weniger als 1mm in einen dichten Kernstrahl übergeht. Im

5.1 Numerische Simulation

Primärzerfallbereich ist dann die flüssige Phase weder ein Kontinuum noch ein dünnes Spray. Demnach ist für die Modellierung des dichten Strahls sowohl der Eulersche als auch der Lagrangsche Ansatz gültig.

Die Genauigkeit der Lagrangschen Simulation wird durch Netzabhängigkeit beeinträchtigt. Da dieses Verfahren meistens in Zusammenhang mit einer groben Netzauflösung verwendet wird, besteht allerdings immer die Gefahr, dass die Gasgeschwindigkeiten unterschätzt werden. Dies ist so, weil die Relativgeschwindigkeit zwischen Kontinuum und Tropfen im Fall von einem groben Netz überschätzt wird, wie Abb. 5.1 zeigt. Folglich können bei Prozessen, bei denen die Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen eine Rolle spielt, Fehler entstehen. Das kann die korrekte Berechnung des Austauschprozesses und Turbulenzerzeugung behindern [95]. Dieses Problem liegt jedoch nicht an der Lagrangschen Formulierung an sich, sondern einzig an einer mangelhaften Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes der Gasphase [2]. Wird aber das Netz im Primärzerfallbereich feiner, so kann es zu sehr hohen und unrealistischen Volumenanteilen von Flüssigkeit führen, welche mit numerischen Instabilitäten verbunden sind.

Um die Gaseigenschaften an der Tropfen Position zu bekommen werden unterschiedliche Interpolationsalgorithmen verwendet, z.B. linear, quadratisch, spline usw. [107]. Sind die Geschwindigkeitsgradienten im Berechnungsgebiet sehr hoch, wie es bei der Dieseleinspritzung der Fall ist, können die Gaseigenschaften an der Tropfenposition falsch berechnet werden [40]. Somit hängen die Ergebnisse der Simulation von dem verwendeten Algorithmus ab [24, 107]. Anschließend müssen die berechneten Quellterme entsprechend in das Netz verteilt werden, wobei die Qualität des Interpolationsalgorithmus wieder eine Rolle spielt.

Auch bei der Eulerschen Formulierung besteht eine gewisse Netzabhängigkeit. Ist das Netz gröber als die Größe des Düsenlochs, werden die Tropfen aufgrund der Annahme einer homogenen Verteilung innerhalb der Zelle sofort falsch positioniert. Bei den heutigen Rechenkapazitäten stellt diese Anforderung an Netzfeinheit für die Simulation eines einzigen Strahls keine

5.1 Numerische Simulation

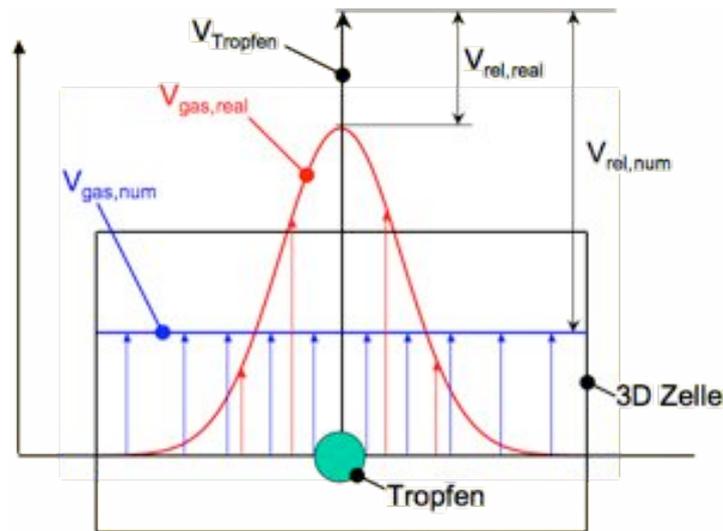


Abbildung 5.1: Berechnung der Relativgeschwindigkeit auf groben Netzen

großen Probleme dar. Betrachtet man jedoch die Simulation eines ganzen Einspritzvorgangs einer Mehrlochdüse in einer vollständigen und bewegten Zylindergeometrie, so kann die erforderliche Netzauflösung zu erheblichen Schwierigkeiten führen [111].

Wie oft in der Literatur erwähnt, ist eine allgemeine und zuverlässige Aussage über das tauglichste Verfahren zur Berechnung einer solchen Strömung nicht möglich. Trotz allen erwähnten Schwierigkeiten bleibt das Euler-Lagrange Verfahren der beliebteste Ansatz zur Modellierung von dispersen Zweiphasenströmungen. Unter Kenntnis seiner Vor- und Nachteile wird das Euler-Lagrangsche Verfahren in der vorliegenden Arbeit für die Simulation des gesamten Dieselstrahls verwendet.

5.1.2 Euler-Lagrange Simulation

In diesem Kapitel wird das numerische Verfahren zu den in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen des Dieselstrahls in der Brennkammer erläutert. Zur Berechnung der dreidimensionalen zweiphasigen Strömung wird das kommerzielle CFD-Programm CFX11 eingesetzt. Bei dem numerischen Verfahren

5.1 Numerische Simulation

wird die Gasphase in der ortsfesten Formulierung berechnet (Euler), während die Tropfenphase in einem mitbewegten Bezugssystem betrachtet wird (Lagrange). Die Begründung dieser Entscheidung und die Vor- und Nachteile dieses Verfahren wurden bereits im vorherigen Abschnitt ausführlich erläutert.

Gasförmige Phase

Um ein Fluid vollständig beschreiben zu können, müssen lokale Größen wie Geschwindigkeit, Druck, Dichte, Konzentration und Temperatur bekannt sein. Mithilfe von Erhaltungsgleichungen kann die zeitliche und räumliche Entwicklung der erwähnten Größen berechnet werden. Betrachtet man den Fall von kalten Dieselsprays, ist die Kenntnis der Temperatur nicht mehr nötig, da kein Massen- oder Wärmeaustausch zwischen Phasen unter diesen Bedingungen stattfindet. Somit stellen die Transportgleichungen für Masse und Impuls zusammen mit der Zustandsgleichung des Gases das zu lösende Gleichungssystem dar:

$$\frac{\partial(\alpha\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha\rho u^i)}{\partial x^i} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u^i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^j u^i)}{\partial x^j} = -\frac{\partial p}{\partial x^i} + \frac{\partial(\tau^{ji})}{\partial x^j} + S_{u,p} \quad (5.2)$$

$$\rho = \rho(p, T) \quad (5.3)$$

Hierbei ist u die Geschwindigkeit, p der Druck, τ der Spannungstensor, T eine konstante Temperatur und $S_{u,p}$ der Impulsquellterm, der die Interaktion zwischen Tropfenphase und Gasphase beschreibt. Für dieses Gleichungssystem von gekoppelten, nichtlinearen Differentialgleichungen existiert im Allgemeinen keine analytische Lösung. Erst durch den Einsatz numerischer Verfahren kann die dreidimensionale Strömung berechnet werden. Zu diesem Zweck müssen die Gleichungen räumlich und zeitlich diskretisiert werden, wie im Kapitel 3.1 erläutert.

Flüssige Phase

Im Folgenden wird auf die Besonderheiten des im Code enthaltenen Lagrangeschen Solver eingegangen. Die diskrete Natur einer aus Tropfen bestehenden zweiphasigen Strömung kann theoretisch mit der Berechnung eingespritzter Partikel wiedergegeben werden, da diese numerische Behandlung dem Spray das naheliegendste Verfahren ist. Jede Partikel würde dann einem Tropfen entsprechen, dessen Bahn über das Berechnungsgebiet integriert wird. Dabei werden Position und Eigenschaften des Tropfens gespeichert. Übertragen auf die Berechnung von einem Dieselspray mit Millionen von Tropfen bedeutet dies, einen extrem hohen Rechen- und Speicheraufwand. Um dies zu vermeiden, wird das Spray in CFX durch ein auf der Monte-Carlo-Methode basierendes stochastisches System diskreter Tropfengruppen, die so genannte *Parcels*, repräsentiert (Stochastic-Parcel-Methode) [1]. Dabei wird einem Mustertropfen eine Anzahl weiterer Tropfen mit identischen Eigenschaften wie Radius, Temperatur, Geschwindigkeitskomponenten usw. zugeordnet. Das heißt, dass nur eine gewisse Anzahl von Mustertropfen berechnet werden muss. Um den Rest der eingespritzten Masse Rechnung zu tragen wird bei diesem Ansatz angenommen, dass der Rest der Tropfen in der Gruppe sich ebenso verhält wie der Mustertropfen. Somit wird die Massenerhaltung gewährleistet. Um die Zuverlässigkeit dieser statistischen Beschreibung des Sprays zu sichern wird darauf geachtet, dass sich eine ausreichende Zahl an *Parcels* in jeder Zelle befindet. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen werden $1 \cdot 10^8$ *parcels* pro Sekunde ins Berechnungsgebiet eingespritzt. Die Bewegung der repräsentativen *Parcels* wird mit Hilfe eines Forward Euler Tracking Algorithmus erster Ordnung berechnet, d.h. eine Integration von der Partikelgeschwindigkeit über den Zeitschritt δt

$$x_i^n = x_i^0 + v_{pi}^0 \delta t \quad (5.4)$$

Das Tracking eines jeden Partikels erfolgt in einem Sektor des Kontrollvolumens, wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist. In Abhängigkeit von der gewünschten Auflösung lässt sich die Zahl an Integrationsschritten im CV Sektor ändern.

5.1 Numerische Simulation

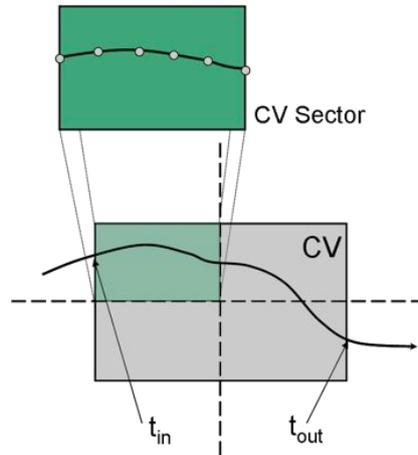


Abbildung 5.2: Particle Tracking in einem Sektor von Kontrollvolumen

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen liegt die Zahl bei 10. Alle Parcels werden dann über die räumliche Diskretisierung des Gasfeldes bilanziert. Somit stehen gemittelte Größen für jedes Kontrollvolumen zur Verfügung, was dazu führt, dass die Kopplung beider Phasen und die Auswertung der Simulationen vereinfacht werden.

In CFX werden die Parcels als Massepunkte dargestellt. Der Hauptvorteil dieses Ansatzes liegt darin, dass eine angemessene Netzauflösung im Primärzerfallbereich in der Größenordnung vom Düsenaustrittsdurchmesser möglich ist. Dadurch wird die Verwendung eines Lagrangeschen Verfahrens im Bereich des dichten Sprays ermöglicht, ohne dass die Berechnung aufgrund von zu hohen Volumenanteilen der Flüssigkeit instabil wird [1]. Nachteilig daran ist, dass die masselosen Partikel kein Volumen in der Zelle einnehmen und dadurch den Austausch zwischen beiden Phasen durch Quelltermen beeinflussen. Ist der Gasanteil in der Zelle aus diesem Grund künstlich zu hoch, werden Tropfen bei dem Impulsaustausch viel zu stark gebremst und Gas viel zu wenig beschleunigt. Das kann sich beispielweise auf die berechnete Eindringtiefe oder andere makroskopische Eigenschaften auswirken.

Im Folgenden werden die Grundgleichungen und Modellansätze vorgestellt, mit denen die zeitliche Entwicklung des Tropfenzustandes und somit seine

5.1 Numerische Simulation

Strombahn berechnet werden kann. Da Massen- und Wärmeaustausch mit dem Gas nicht zu berücksichtigen sind, kann das Gleichungssystem jedes Tropfens zu

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{m_p} \cdot (F_D + F_B + F_{VM} + F_P + F_{BA}) \quad (5.5)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = 0 \quad (5.7)$$

vereinfacht werden. Diese Bewegungsgleichung für einen kugelförmigen Tropfen wurde von Basset, Bousinesq und Oseen für ein kartesisches Koordinatensystem aus der Kräftebilanz abgeleitet [16]. F_D ist die Widerstandskraft auf die Partikel. F_B , F_{VM} , F_P und F_{BA} sind jeweils die Gewichtskraft, virtuelle Massenkraft, Druckgradientkraft und Basset-Term-Kraft. Die einzelnen Terme der Bewegungsgleichung sind in den Standardwerken von Sommerfeld und Crowe [102, 101] bestens beschrieben. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wird angenommen, dass die Dichte der Gasphase gegenüber der des Kraftstoffs vernachlässigbar klein ist ($\rho_g/\rho_p \rightarrow 0$). Somit verschwinden alle Terme auf der rechten Seite der Gleichung 5.5 bis auf die Widerstandskraft und die Gewichtskraft. Aufgrund der entstehenden sehr kleinen Tropfen und ihren hohen Geschwindigkeiten kann man annehmen, dass $F_D \gg F_B$, so dass Gleichung 5.5 noch mal zu

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{m_p} \cdot (F_D) = \frac{1}{m_p} \cdot \left(\frac{1}{2} C_D \rho_g A_p |U_g - U_p| (U_g - U_p) \right) \quad (5.8)$$

umgeschrieben werden kann. C_D ist der Widerstandsbeiwert, der später in diesem Kapitel erläutert wird. Um die Gaseigenschaften, z.B. U_g , an der Position eines Tropfens zu bekommen werden Shape-Faktoren als Interpolationsalgorithmus verwendet.

Für die Bestimmung des in Gl. 5.8 eingeführten Widerstandsbeiwertes wird davon ausgegangen, dass der Tropfen kugelförmig und von reinem Gas umgeben ist. Die Tropfendeformation hat eine starke Auswirkung auf den Widerstandsbeiwert des Tropfens, und dieser Deformationsgrad kann als Funktion

5.1 Numerische Simulation

der Weber-Zahl ausgedrückt werden [93]. Da der Diesel Strahl sich durch eine hohe lokal Flüssigkeitsdichte und oszillierenden Tropfen mit hohen Weber-Zahlen charakterisieren lässt, soll dann der Widerstandsbeiwert dementsprechend modifiziert werden. Zu diesem Zweck wird für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen das CAB Modell eingesetzt, das den aerodynamischen Zerfall eines Tropfens unter Berücksichtigung seiner Oszillation berechnen kann. Dieses Modell und seine Auswirkung auf den C_D Wert wird im übernächsten Abschnitt erläutert.

Kopplung beider Phasen

Im Gegensatz zu den klassischen Formulierungen der Erhaltungsgleichungen müssen die Erhaltungsgleichungen (Gl. 5.1) der Gasphase für die gekoppelte Berechnung einer Zweiphasenströmung mit Quelltermen aus der flüssigen Phase ergänzt werden. Auf diese Weise wird der wichtige Einfluss der Tropfenphase auf die Gasphase berücksichtigt, denn Kraftstoffstrahlen sind durch eine starke Wechselwirkung zwischen Gas und Flüssigkeit gekennzeichnet. Die Gasphase übt nicht nur einen direkten Einfluss auf die Tropfenbahnen aus, sondern es besteht auch eine nicht zu vernachlässigen Rückwirkung der Tropfen auf die Gasströmung. Demnach muss die Kopplung zwischen den Phasen in beide Richtungen erfolgen. Inwieweit die Gasphase beeinflusst wird, hängt vor allem von der Tropfenimpulsdichte ab. Die Quellterme müssen für jede diskrete Zelle bilanziert und anschließend auf das zu lösende Gleichungssystem der Gasphase aufaddiert werden. Folgende Gleichung zeigt die Bilanzierung für den Impulsquellterm einer einzigen diskreten Zelle unter den für Gl. 5.1 vorgestellten Bedingungen:

$$S_p^i = -\frac{1}{V_{CV}} \sum_{n \in CV} \dot{N}_p \int_{t_{in}}^{t_{out}} F_D^i dt \quad (5.9)$$

Hierbei ist t_{in} die Eintrittszeit der Partikel in der Zelle und t_{out} der Austrittszeit, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. Aus der “Stochastic-Parcel-Methode”

5.1 Numerische Simulation

wird \dot{N}_p gewonnen. Dies steht für “Number Flow Rate”, d.h. das Verhältnis zwischen Partikel Massenstrom und der tatsächlichen Partikelmasse, und dient als Erfüllung der Massenbilanz.

$$\dot{N}_p = \frac{\dot{m}_{p,i}}{m_p} \quad (5.10)$$

Die Intensität der Interaktion zwischen Tropfen und Gasströmung lässt sich in Abhängigkeit vom Volumenanteil der Flüssigphase α beschreiben. Elghobashi [33] unterteilt die vorliegenden Wirkmechanismen in “one-way coupling”, “two-way coupling” und “four-way coupling”. Bei kleinem Volumenanteil α der Flüssigkeit bzw. großem Verhältnis aus Tropfenabstand und Tropfendurchmesser d wird die Ausbreitung der Tropfen durch die Gasturbulenz beeinflusst, die Rückwirkung auf die Gasturbulenz ist jedoch vernachlässigbar (“one-way coupling”). Beim “two-way coupling” wird aufgrund des höheren Volumenanteils zusätzlich die Turbulenzstruktur der Gasphase durch die Tropfen beeinflusst. Die Turbulenzintensität wird durch große Tropfen erhöht, während kleine Tropfen die Turbulenzintensität absenken. Elghobashi legte für die Grenze zwischen Turbulenzproduktion und Dissipation den Wert $\tau_P/\tau_t = 1$ fest, wobei

$$\tau_P = \frac{\rho_p \cdot D_p^2}{18\mu} \quad (5.11)$$

die aerodynamische Relaxationszeit der Partikel und τ_t die Zerfallszeit eines turbulenten Wirbels ist. Im Bereich des dichten Sprays nimmt die Wahrscheinlichkeit für Tropfenkollisionen stark zu. Elghobashi bezeichnet diesen Vorgang als “four-way coupling”.

Modellierung des Widerstandsbeiwertes

Der Widerstandsbeiwert ist definiert als das Verhältnis der Widerstandskraft zum Staudruck der Anströmung des Partikels (Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid), multipliziert mit dem Partikelquerschnitt. Aus einer Dimensionsanalyse folgt, dass der Widerstandsbeiwert eine Funktion

5.1 Numerische Simulation

der Partikel-Reynolds-Zahl

$$Re_p = \frac{\rho_g |U_g - U_p| D_p}{\mu_g} \quad (5.12)$$

ist. Ein zufriedenstellendes Ergebnis bis zu Reynolds-Zahlen von 1000 liefert z.B. die Korrelation von Schiller und Naumann [1]

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (5.13)$$

Im Newton-Bereich ($1000 < Re_p < Re_{krit}$) bleibt der Widerstandsbeiwert nahezu konstant ($C_D \approx 0.44$).

Die meisten Ansätze zur Modellierung des aerodynamischen Impulsaustausches betrachten den Tropfen als kugelförmig über das ganze Berechnungsgebiet hinweg. Das ist jedoch nicht immer der Fall und der Tropfen kann sich durch Deformation stark von der Kugelform unterscheiden. Unter bestimmten Bedingungen wird er sogar zu einer flachen Scheibe verformt. Wenn man davon ausgeht dass in der Nähe der Düse der flüssige Kraftstoff sehr eng gepackt aneinander liegt, muss man dies bei der Berechnung des Luftwiderstandes für Tropfen berücksichtigen. Demnach weist der Widerstandsbeiwert abhängig von der Tropfenform unterschiedliche Werte auf, was zu einer entsprechenden Modifizierung der Standard Berechnung des Impulsaustausches führt.

Zu diesem Zweck sind einige Modelle in der Literatur zu finden [51], [25], [93]. In der vorliegenden Arbeit wird das Modell von Liu [66] verwendet. Liu geht davon aus, dass sich der Widerstandsbeiwert vom Wert einer flachen Scheibe bis zu dem einer Kugel linear ändert.

$$C_{D,p} = C_D (1 + 2.632y), \text{ für } 0 < y < 1 \quad (5.14)$$

Dabei ist y die Tropfendeformation, wie in Gl. 5.20 definiert. Ist der Tropfen nicht verformt ($y = 0$), nimmt der Widerstandsbeiwert den Wert aus Gleichung 5.13 an. Erreicht der Tropfen seine maximale Verformung, nimmt der Widerstandsbeiwert den Wert einer flachen Scheibe an.

Turbulente Dispersion

Wird das Gasgeschwindigkeitsfeld in einer Strömung aufgrund hoher Reynoldszahlen turbulent, ist der Tropfen nicht nur den Stromlinien der gemittelten Gasströmung ausgesetzt, sondern auch turbulenten Schwankungen. Damit ist die Bahn eines Tropfens nicht mehr deterministisch. Zwei Tropfen mit derselben Startposition zu verschiedenen Zeitpunkten werden, aufgrund von der stochastischen Natur der Gasgeschwindigkeit, unterschiedlichen Flugbahnen folgen. Dieser Effekt bewirkt eine Aufweitung des Dieselstrahls und wird als turbulente Dispersion bezeichnet.

Der verwendete Modellansatz für die turbulente Dispersion von Tropfen geht davon aus, dass ein einzelner Tropfen auf seiner Flugbahn mehrere turbulente Wirbel durchquert aber sich zu jedem Zeitpunkt in einem einzigen turbulenten Wirbel befindet [41]. Der Wirbel lässt sich mit Hilfe seiner charakteristischen Schwankungsgeschwindigkeit U'_g , Lebensdauer τ_e und Länge l_e beschreiben. Tritt ein Tropfen in den Wirbel ein, so wird die turbulente Gasgeschwindigkeit zu der gemittelten lokalen Gasgeschwindigkeit

$$U_g = \overline{U}_g + u'_g \quad (5.15)$$

addiert, um die in Gl. 5.8 verwendete Gasgeschwindigkeit zu ermitteln. Die Geschwindigkeit U'_g ist wirksam, solange sich der Tropfen in dem generierten Wirbel aufhält, d.h. solange die Tropfen-Wirbel Wechselwirkungszeit oder -länge kleiner ist als die Lebensdauer bzw. Länge des beobachteten Wirbels. Wird eine von diesen Bedingungen nicht erfüllt, wird angenommen, dass sich der Tropfen in einem neu generierten Wirbel befindet.

Die wichtigen Kenngrößen des turbulenten Wirbels lassen sich mit Hilfe des lokalen turbulenten Eigenschaften des Gasfeldes beschreiben:

$$u'_g = \Gamma(2k/3)^{1/2} \quad (5.16)$$

$$l_e = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon} \quad (5.17)$$

$$\tau_e = \frac{l_e}{U'_g} \quad (5.18)$$

5.1 Numerische Simulation

Hierbei sind k und ϵ jeweils die turbulente kinetische Energie und Dissipation und $C_\mu^{3/4}$ eine Modellkonstante, deren Wert so gewählt wird, dass die charakteristische Längenskala mit der Dissipationslänge des Wirbels übereinstimmt [1]. Die Variable Γ ist eine nach einer Gauß-Verteilung generierten Zufallszahl, die dem stochastischen Turbulenzansatz Rechnung trägt. Durch diesen Ansatz kann dann jede Komponente der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (u', v', w') in verschiedenen Wirbeln unterschiedliche Werte aufweisen. Da es sich hier um eine stochastische Methode handelt, muss die Zahl an eingespritzten Partikeln um eine Größenordnung erhöht werden um die statistische Konvergenz zu gewährleisten.

Sekundärzerfall

Für die Modellierung des sekundären Zerfalls besteht eine Reihe von Ansätzen. Sämtliche Modellierungsansätze setzen die Existenz von Kraftstofftropfen voraus und basieren auf der Vorstellung dass aerodynamische Kräfte die Flüssigkeitsoberfläche oder sogar den gesamten Tropfen zu Schwingungen anregen. Diese Schwingungen können im Falle eines instabilen Wachstums zum Zerfall der Tropfen führen. Weitere neu entstandene Tropfen unterliegen ebenfalls dem aerodynamischen Zerfall. Zu diesen Modellen zählt das Kelvin-Helmholtz Breakup Modell [87], das Taylor-Analogy Breakup Modell (TAB) [77], das DDB Modell [53] oder das Schmehl-Breakup Modell [94]. Die letzten drei Ansätze sind auch im Stande, die Deformation des Tropfens zu berechnen, und sind damit für diese Arbeit geeignet. Im Falle der Diesel Einspritzung hat sich eine im Folgenden beschriebenen Erweiterung des TAB Modells im Vergleich zu Messungen von Eindringtiefe und SMD als genauer herausgestellt [60]. Demnach wird für sämtliche Berechnungen in dieser Arbeit diese erweiterte Version vom TAB Modell eingesetzt.

Das TAB Modell basiert auf einer von Taylor hergeleiteten Analogie zwischen einem gedämpften schwingenden Feder-Masse-System und einem oszillierenden Flüssigkeitstropfen, der sich in einer gasförmigen Atmosphäre mit einer gegebenen Geschwindigkeit relativ zum Gas bewegt. Die Bewegungsgleichung

5.1 Numerische Simulation

des Feder-Masse-Systems lautet

$$m \cdot \ddot{x} = F - k \cdot x - d \cdot \dot{x} \quad (5.19)$$

Die Kraft durch die Oberflächenspannung σ entspricht der rückstellenden Kraft einer Feder mit der konstanten k . Die äußere anregende Kraft F die eine Verformung des Tropfens bewirkt, ist auf die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Gas und Flüssigkeit zurückzuführen. Als Dämpfer für die Tropfenschwingung dient die Viskosität η_p der Flüssigkeit. Die im TAB-Modell in Analogie zu Gl. 5.19 verwendete Bewegungsgleichung

$$\ddot{y} = \frac{C_F}{C_b} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_d} \cdot \frac{U_{slip}^2}{R_p^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_p R_p^3} y - \frac{C_d \mu_p}{\rho_g R_p^2} \dot{y} \quad (5.20)$$

wobei

$$y = \frac{2x}{R_p} \quad (5.21)$$

beschreibt die dimensionslose Verschiebung y vom Gleichgewichtszustand, der in Abb. 5.3 dargestellt ist. Hierbei ist R_p der Tropfenradius im Ausgangszustand und C_F , C_k , C_d , C_b sind Modellkonstanten. Die analytische Lösung

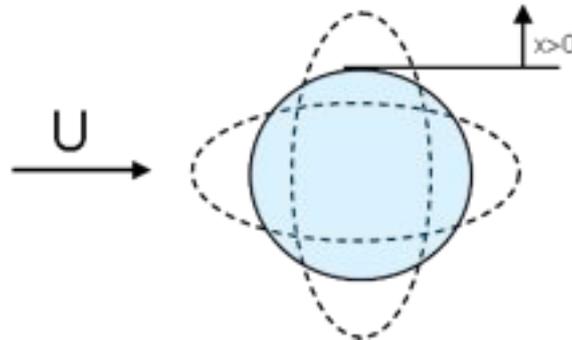


Abbildung 5.3: Tropfendeformation im CAB Modell

der Gl. 5.20 zusammen mit der Anfangsverformung y_0 und Verformungsgeschwindigkeit \dot{y}_0 beschreibt den zeitlichen Verlauf der Oszillationsbewegung eines Tropfens. Wird die Verformung der Tropfen zu einem Zeitpunkt größer als ein bestimmter Grenzwert, bricht der Tropfen in kleineren Tropfen auf.

5.1 Numerische Simulation

Mit Hilfe von experimentellen Daten kann man eine Aussage darüber machen, bei welcher Verformung der Tropfen aufbricht. Es wird angenommen, dass der Tropfenzerfall bei $y > 1$ stattfindet, d.h. wenn die Deformation des Tropfens größer ist als die Hälfte vom Tropfenradius bei der aus experimentellen Ergebnissen kritischen Weberzahl ($We_G = 6$). Dabei ist die Weberzahl als

$$We_G = \frac{\rho_g U^2 r_p}{\sigma} \quad (5.22)$$

definiert. In der Arbeit von O'Rourke und Amsden [77] ist eine Herleitung der Konstanten C_F , C_k , C_d , C_b auf Basis dieser experimentellen Ergebnisse zu finden. Die Anfangswerte bei Austritt aus der Düse y_0 und \dot{y}_0 für die Lösung von Gleichung 5.20 haben einen großen Einfluss auf das Aufbruchverhalten der Tropfen. Ist die Anfangsverformungsgeschwindigkeit der Tropfen $\dot{y}_0 < 0$, wird sich der Tropfen in Flugrichtung verlängern, um dann wieder Kugelform anzunehmen und schließlich nach der Taylor Analogie zu zerfallen. Dadurch wird die Lebensdauer der aus der Düse austretenden Tropfen verlängert.

Die Grundgleichung des TAB-Modells lässt keine Aussage über die Größenverteilung und Anzahl der kleineren entstandenen Tropfen zu. Diese Werte werden mithilfe einer Energiebetrachtung ermittelt, die auf der Erhaltung von Oberflächen- und Deformations- und Oszillationsenergie der großen Tropfen basiert. Diese Energie wird in Oberflächenenergie für die Entstehung neuer Tropfen und in kinetische Energie umgewandelt. So lässt sich die Größe der neuen Tropfen zu

$$r_{neu} = \frac{r_{alt}}{1 + \frac{8K}{20} + \frac{\rho_p r_{alt}^3}{\sigma} \left(\frac{\dot{x}}{C_{br} r_{alt}} \right)^2 \left(\frac{6K-5}{120} \right)} \quad (5.23)$$

berechnen. Dabei ist K ein Modellparameter, der die Existenz von mehreren Deformationsmoden außer der Grundschwingung berücksichtigt. Weiterhin wird angenommen, dass die neuen Tropfen die Bahngeschwindigkeit des alten Tropfens beibehalten und zusätzlich eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Bahn des alten Tropfens erhalten

$$v_n = A\dot{x} \quad (5.24)$$

5.1 Numerische Simulation

Dabei ist \dot{x} die Geschwindigkeit des Tropfen-Äquators beim Tropfenaufbruch und A ein Modellparameter der mithilfe einer zusätzlichen Energiebilanz zu bestimmen ist. Auf die Modellierung von beiden Modellparameter K und A wird später eingegangen. Die durch den Aufbruch hervorgerufene Dispersion der Tropfen lässt sich dann zu

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{v_n}{U_p} \quad (5.25)$$

ermitteln. Je stärker die Tropfenschwingung ist, desto größer ist die zusätzliche Geschwindigkeitskomponente und dadurch auch die Tropfendispersion. Es ist bekannt, dass das TAB-Modell die Eindringtiefe von Diesel Sprays unterschätzt. Das liegt hauptsächlich daran, dass die Größe der neu entstandenen Tropfen viel zu klein ist und dass Tropfen viel zu früh aufbrechen [109]. Um die Zuverlässigkeit des Modells zu verbessern hat Tanner zwei Erweiterungen zu dem Modell entwickelt, die sogenannten ETAB- und CAB-Modelle [110]. Um das Problem mit der Größenverteilung der neuen Tropfen zu lösen, geht Tanner davon aus, dass die Entstehungsrate von neuen Tropfen proportional zu der Anzahl an neuen Tropfen ist:

$$\frac{d}{dt}n(t) = 3K_{br}n(t) \quad (5.26)$$

Angenommen, dass die Tropfengrößenverteilung gleichförmig ist, lässt sich das Verhältnis von alten zu neuen Tropfen zu

$$\frac{r_{p,neu}}{r_{p,alt}} = e^{-K_{br}t} \quad (5.27)$$

herleiten. K_{br} ist eine Modellkonstante, deren Wert abhängig vom Aufbruchregime ist:

$$\begin{cases} K_1\omega & 5 < We < 80 \\ K_2\omega & 80 < We < 350 \\ K_3\omega & 350 < We \end{cases} \quad (5.28)$$

Hierbei ist ω die Deformationsfrequenz und K_i sind unterschiedliche Modellkonstanten. Diese Modifikation des Modells liefert realistischere Größen für

5.1 Numerische Simulation

die neu entstandenen Tropfen. Eine zweite Erweiterung des CAB-Modells basiert auf der Annahme, dass die Verformungsgeschwindigkeit der alten Tropfen \dot{y}_0 von Null verschieden und abhängig vom Aufbruchsregime ist.

$$\dot{y}_0 = \left[1 - \frac{We}{12} (1 - \cos(\omega t_{bu})) \right] \frac{\omega}{\sin(\omega t_{bu})} \quad (5.29)$$

wobei

$$t_{bu} = 5.5 \sqrt{\frac{\rho_p d_{p,0}}{\rho_g V_{p,0}}} \quad (5.30)$$

Wie oben bereits beschrieben, bewirkt dies eine längere Lebensdauer der Tropfen und damit eine höhere Eindringtiefe.

Wechselwirkung zwischen Tropfen

Die Modellierung von Kollision und Koaleszenz von Tropfen spielt eine große Rolle bei der Simulation von Sprays, da Kollisionen in einem dichten Spray sowohl einen erheblichen Einfluss auf den Sauterdurchmesser¹ des Sprays als auch auf die Dispersion und das Geschwindigkeitsfeld der Tropfen haben können [84, 4, 89, 14, 78, 37]. Nach Reitz und Diwakar besteht im Düsenbereich ein Gleichgewicht zwischen Tropfenzerfall und Tropfenkoaleszenz, woraus dann das Tropfenspektrum resultiert. Ohne Koaleszenzmodell ist dieses Gleichgewicht im dichten Spray von der numerischen Seite nicht mehr vorhanden [87]. Stöße zwischen den Tropfen führen zu Impulsaustausch, Dissipation von Energie, Übertragung von Wärmeenergie und Koaleszenz bzw. Zerfall von Tropfen. Die Bedeutung von Tropfen-Tropfen Kollisionen für die Eigenschaften der dispersen Phase, z.B. für die Entwicklung von Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen, hängt im Wesentlichen von der Anzahlkonzentration und den Geschwindigkeitsfluktuationen der Tropfen ab.

Die von den Tropfen in der Brennkammer zurückgelegte Strecke hängt sehr stark von der Tropfengröße ab. Für eine korrekte Berechnung von wichtigen

¹Der Sauterdurchmesser ist eine Kenngröße einer Partikelgrößenverteilung. Er ist wie folgt definiert: würde man das gesamte Volumen der Partikel einer Schüttung in gleichgroße Kugeln umformen, deren gesamte Oberfläche gleich der gesamten Oberfläche der Partikel ist, dann hätten diese Kügelchen den Sauterdurchmesser als Durchmesser.

5.1 Numerische Simulation

Sprayparametern wie z.B. Eindringtiefe ist deshalb eine Modellierung der Tropfeninteraktion von großer Bedeutung.

Bei hohen Stokes-Zahlen, was vor allem im Düsennahbereich der Fall ist, nimmt die Wahrscheinlichkeit für Tropfenzusammenstöße stark zu. Die Grenzfälle der Kollision zweier Tropfen sind nach O'Rourke [78] entweder Verschmelzen oder Zerteilen, wobei auch Mischformen existieren. Die numerische Behandlung dieser Vorgänge unterscheidet sich dabei grundsätzlich.

Die einfachste Möglichkeit, Tropfen-Tropfen Interaktionen bei den Berechnungen zweiphasiger Strömungen zu berücksichtigen, stellt eine direkte Simulation dar. Alle Partikel werden dabei simultan durch das Strömungsfeld verfolgt. Das Auftreten eines Stoßes zwischen Partikelpaaren kann anhand von deren Position und Relativbewegung bestimmt werden. Auch die Änderung der Geschwindigkeiten durch den Stoß kann mit Hilfe der Impulsgleichungen berechnet werden. Diese Methode (z.B. von Tanaka et Tsuji [100]) ist für numerische Simulationen komplexer Zweiphasenströmungen aufgrund des hohen Berechnungsaufwandes nicht anwendbar. Um diese Problematik zu umgehen und eine effiziente Berechnung zweiphasiger Strömungen auch unter Berücksichtigung von Stößen zwischen Partikeln zu ermöglichen, sind entsprechende vereinfachende Modelle erforderlich. Diese Modelle erfolgen im Allgemeinen in zwei Schritten: Auftreten einer Kollision und Bestimmung des Kollisionsergebnisses. Die bisher in der Literatur vorgestellten Kollisionsmodelle basieren meist auf der Analogie mit der kinetischen Gastheorie und verwenden eine Kollisionswahrscheinlichkeit, um das Auftreten eines Stoßes zwischen Partikel zu entscheiden. Die Berechnung des Stoßvorganges selbst wird dann meist basierend auf den Impulsgleichungen unter Verwendung entsprechender Zufallsprozesse simuliert [76, 100, 74]. Im Falle von Gas-Flüssigkeitsströmungen besteht nicht nur die Möglichkeit dass Partikelinteraktion zu Impulsaustausch zwischen Partikeln führt, sondern auch zu einem Massenaustausch oder sogar zur Vereinigung der Partikeln.

Eine ausführliche Beschreibung von Modellen zu Kollision und Koaleszenz ist in [99] zu finden. In dem für die vorliegende Arbeit verwendeten CFD-

Programm CFX ist derzeit kein Modell zur Berechnung von Tropfeninteraktionen vorhanden, was eine Abschätzung des Einflusses dieses Effektes nicht erlaubt.

5.2 Validierung und Diskussion

5.2.1 Voruntersuchungen

Im Kapitel 2.2 wurden Vorteile und Nachteile des Lagrange'schen Ansatz für die Simulation dichter Sprays vorgestellt. Die berechnete Strahlstruktur kann unter bestimmten Umständen von der verwendeten Netzfeinheit oder vom Zeitschritt abhängen [8, 57]. In diesem Abschnitt wird diese Abhängigkeit untersucht. Ebenfalls wird zur Bestimmung des numerischen Setups für spätere Berechnungen die statistische Konvergenz der Simulationen untersucht.

Netzabhängigkeit

Wie oben erwähnt, kann die simulierte Strahlstruktur (Strahlwinkel, Strahleindringtiefe) aufgrund des verwendeten numerischen Ansatzes vom Rechenetz abhängig sein. Anhand von experimentellen Daten vom Institut Francais du Petrol [43] soll gezeigt werden, für welches Gitter die Strahlstruktur am besten wiedergegeben wird. Als Vergleichsvariable in dieser Voruntersuchung wird die Eindringtiefe S_p verwendet. Diese makroskopische Eigenschaft des Strahls hat eine große Bedeutung, da sie stark mit der Strahlgeschwindigkeit, Strahlaufweitung und Impulsaustausch mit dem umgebenden Gas verbunden ist. Die axiale Einspritzpenetration bestimmt zusammen mit dem Kegelwinkel des Strahls wie viel in den Strahl eingesaugte Luft dem eingebrachten Brennstoff für die Gemischbildung und Verbrennung zur Verfügung steht. Die Geometrie des Spritzlochs für den in diesem Abschnitt untersuchten Fall weist einen Durchmesser von 0.2 mm. und eine Länge von 0.8 mm. auf. Der Spritzlocheinlass wurde nicht verrundet (HE=0%) die Spritzlöcher sind

5.2 Validierung und Diskussion

perfekt zylindrisch, d.h. ohne Konizität. Im vorliegenden Fall beträgt der Vordruck $p_{vor} = 800$ bar und der Gegendruck $p_{geg} = 30$ bar, wobei ein Massenstrom von $\dot{m} = 0.007$ kg/s durch die Düse fließt. Es wird eine kalte Einspritzung mit einer konstanten Temperatur von 400 K und ohne Dieselerverdampfung simuliert. Der Nahkegelwinkel des Strahls und die Tropfengrößenverteilungen müssen vorgegeben werden. Für diese Applikation wird üblicherweise eine konstante Größe für die Primärtropfen verwendet, die dem Spritzlochdurchmesser gleich ist (Blob-Methode). Für die Abschätzung des Nahkegelwinkels des Strahls wird die bekannte Formel von Reitz und Bracco [86] verwendet.

$$\tan \frac{\Theta}{2} = \frac{4\pi}{A} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \cdot f \left[\frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \left(\frac{Re_L}{We_L} \right)^2 \right] \quad (5.31)$$

Die Funktion $f[...]$ strebt für atomisierende Strahlen im technisch interessanten Bereich gegen den Wert $f = \frac{\sqrt{3}}{6}$. Die Konstante A muss experimentell bestimmt werden und hängt von der Düsengeometrie ab. Reitz schätzt den Wert von A in [85] wie folgt ab:

$$A \approx 3.0 + \frac{l_0/d_0}{3.6} \quad (5.32)$$

Die verwendete Netze für diese Untersuchung sind in der Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Abmessungen des verwendeten Berechnungsgebietes sind 20mm in y- und z-Richtungen und 100mm in x-Richtung, die gleichzeitig als Spritzrichtung ausgewählt wird. Bei den Netzen D, E und F ist die Anzahl der Kontrollvolumen konstant, aber die Auflösung im Nahbereich des Düsenlochs unterschiedlich. Die Abmessungen der Kammer ergeben sich daraus, dass auch bei kleinen Gasdrücken p_{geg} keine Tropfen das Berechnungsgebiet verlassen sollen. Das Rechenggebiet in einer Simulation ist allgemein durch Gebietsränder begrenzt, an denen entsprechende Randbedingungen in Form von Absolutwerten oder Gradienten vorgegeben werden müssen. Für die Simulationen wird angenommen, dass das Strömungsgebiet nicht geschlossen ist, als Randbedingung wird an den Grenzflächen daher ein konstanter Druckwert gesetzt.

5.2 Validierung und Diskussion

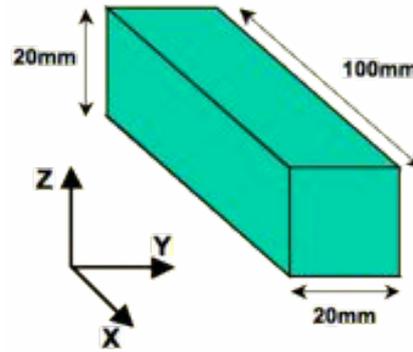


Abbildung 5.4: Skizze des Berechnungsgebietes für Spraysimulationen

Das räumliche und zeitliche Diskretisierungsschema verwendet jeweils ein Verfahren zweiter Ordnung. Die Einspritzzeit beträgt $t = 1.2 \cdot 10^{-3}s$. Der Zeitschritt für die Simulationen ist $\Delta t = 4 \cdot 10^{-6}s$ und der Anzahl an eingespritzten Partikeln (Parcels) beträgt $N = 1 \cdot 10^8/s$. Die turbulenten Bedingungen im Berechnungsgebiet sind $k = 0.1 \text{ m}^2/s^2$ und $\varepsilon = 0.0001 \text{ m}^2/s^3$.

Die Einspritzung erfolgt in ruhende Luft, die bei $p_{geg} = 30 \text{ bar}$ und $T =$

Netz	$\Delta x(mm)$	$\Delta y(mm)$	$\Delta z(mm)$	$N_{zellen} \cdot 10^4$
A	1	1	1	4
B	0.5	0.5	0.5	32
C	0.5	1	1	8
D	1	0.5	0.5	16
E	0.25	0.2	0.2	16
F	0.1	0.05	0.05	16

Tabelle 5.1: Verwendete numerische Gitter

400K eine Dichte von $\rho_g \approx 25 \text{ kg/m}^3$ aufweist. Die eingespritzte Flüssigkeit ist Dodekan, dessen Stoffeigenschaften im Anhang A.1 aufgelistet sind.

Beim Vergleich zwischen Messung und Simulation wird bei der Darstellung der Ergebnisse auch eine empirische Gleichung zur Berechnung der Eindring-

5.2 Validierung und Diskussion

tiefe von Dieselstrahlen mit diskutiert.

$$S_p = 2.95 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_G} \right)^{0.25} \cdot (d_0 \cdot t)^{0.5} \quad (5.33)$$

Diese Gleichung wurde von Hiroyasu für Dieselsprays entwickelt [48]. Die dieser Gleichung zugrunde Experimente wurden unter folgenden Umgebungsbedingungen durchgeführt: Gasdichte bis zu 33 kg/m^3 , Gastemperatur zwischen 295 K und 590 K , Einspritzdrücke bis 400 bar und Düsenlochmesser von $D_{Loch} = 0.1 \text{ mm}$ bis $D_{Loch} = 0.3 \text{ mm}$.

In Abbildung 5.5 sind die Ergebnisse der Simulationen mit unterschiedlichen Netzfeinheiten dargestellt. Auf dem ersten Blick wird deutlich, dass die be-

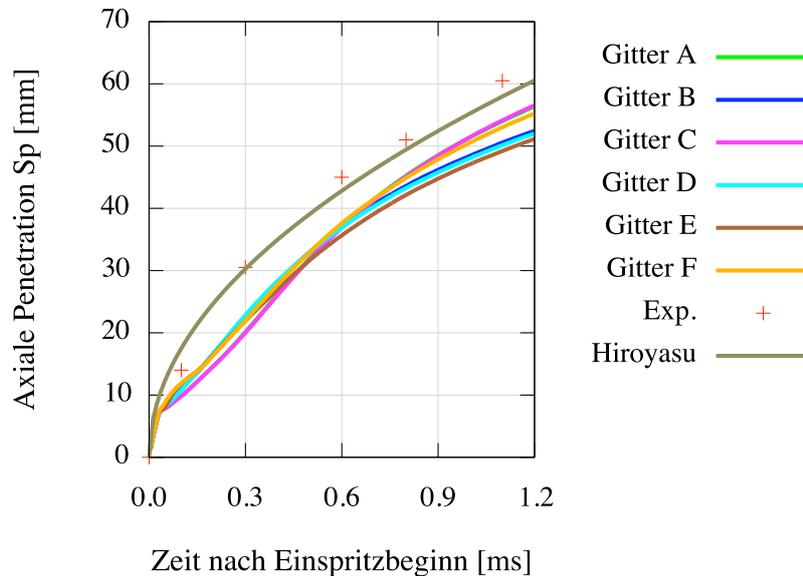


Abbildung 5.5: Eindringtiefe für die untersuchten Netze

rechnete Eindringtiefe unter der gemessenen Eindringtiefe liegt. Das ist auf den Mangel an Information zur Düsenströmung zurückzuführen. Als Randbedingung für die Simulation wird der Massenstrom \dot{m} vorgegeben, aus dem die Einspritzgeschwindigkeit

$$U_{inj} = \frac{\dot{m}}{A_{eff} \rho_F} \quad (5.34)$$

5.2 Validierung und Diskussion

gewonnen wird. Ist die detaillierte Geometrie der Düse unbekannt, lässt sich Kavitation schlecht abschätzen. Dadurch ist der Wert von A_{eff} und U_{inj} mit großer Unsicherheit verbunden. Für den betrachteten Fall wurde $A_{eff} = A$ angenommen, was zu einer zu kleinen Einspritzgeschwindigkeit U_{inj} führt. Dementsprechend niedrig ist dann die berechnete Eindringtiefe. Andere Unsicherheiten die den Vergleich Messung-Simulation erschweren sind die Vorgabe des Nahkegelwinkels mit Hilfe einer empirischen Gleichung, der unrealistisch konstante Massenstrom \dot{m} , der unbekannte Einfluss der Nadelbewegung (Schließen und Öffnen) auf die Strahlausbreitung und eventuell messtechnikbedingte zeitliche Verschleppung (Totzeiten) am Messprüfstand. Das ist für die Gültigkeit der Voruntersuchung von untergeordneter Bedeutung, denn das Ziel ist nicht der quantitative Vergleich zwischen Messung und Berechnung, sondern der Vergleich zwischen den Berechnungen untereinander. Ein Vergleich zwischen Netz A und C zeigt, dass eine Netzverfeinerung in axialer Richtung keine Änderung in der berechneten Eindringtiefe bringt. Dies wird durch den Vergleich zwischen Netz B und D bestätigt. Eine Verfeinerung in den anderen zwei Richtungen führt zu leicht höheren Eindringstiefen in der ersten Hälfte des Einspritzvorgangs und kleineren für die zweite Hälfte. Der Kurvenverlauf für die Fälle B,D, E und F sind dem Modell von Hiroyasu und den Messwerten für die betrachtete Zeitspanne ähnlicher als die anderen Kurven. Dieser qualitative Vergleich schließt die Netze A und C aus. Für den "Lagrange'schen Strahl" ist es von geringer Bedeutung, ob das Netz B,D, E oder F verwendet wird, da die Eindringtiefe eine Abweichung von höchstens 1.5 mm ausweist. Die Ergebnisse zeigen eine leichte Netzabhängigkeit, deren Bedeutung mit steigender Einspritzzeit zunimmt. Das zeigt die Tendenz der in Abb. 5.5 dargestellten Kurvenverläufe. Für die ausgewählte Einspritzzeit von $t = 1.2 \cdot 10^{-3} s$ ist jedoch die Abhängigkeit sehr klein.

Ein weiteres Kriterium für die Bestimmung der benötigten Netzfeinheit ist die statistische Zuverlässigkeit der Berechnungen. Wird das Netz zu fein, sind nicht genügend Partikel pro Zelle vorhanden um statistische Konvergenz zu gewährleisten. Nur wenn die Tropfeneigenschaften eine kontinuierliche Vertei-

5.2 Validierung und Diskussion

lung im Berechnungsgebiet zeigen, ist die Berechnung statistisch zuverlässig. Um die Tropfeneigenschaften (z.B. die Tropfengeschwindigkeit U_p) auf die Zellenknoten zu übertragen, wird folgende Gleichung verwendet:

$$\bar{U}_p = \frac{\sum (\Delta t m_p \dot{N}_p U_p)}{\sum (\Delta t m_p \dot{N}_p)} \quad (5.35)$$

Hierbei ist \sum die Summe aller Partikel im Kontrollvolumen, Δt der Zeitschritt der Partikelintegration, \dot{N}_p Particle Number Rate² und m_p die Partikelmasse.

In Abbildung 5.6 sind die Profile der Tropfengeschwindigkeiten U_p bei $x = 2.5\text{mm}$ entlang der y-Achse für unterschiedliche Gitter dargestellt. Die Ver-

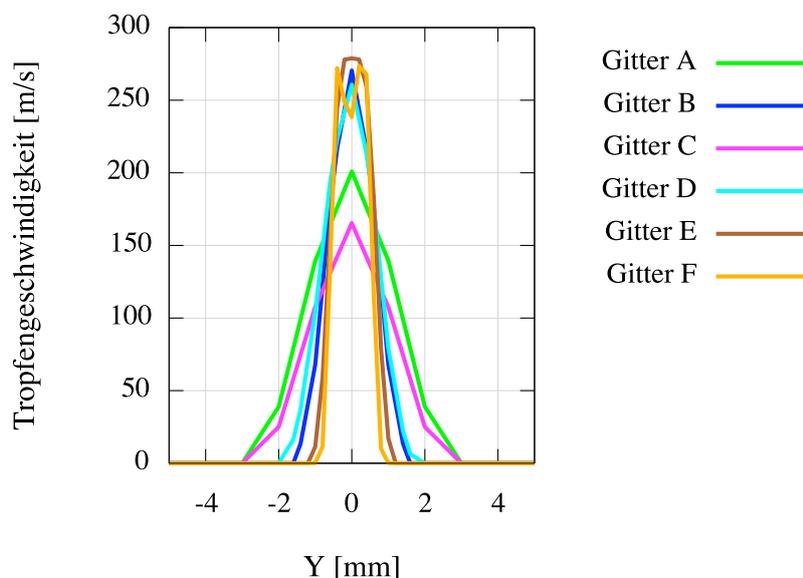


Abbildung 5.6: Geschwindigkeit der flüssigen Phase bei $x = 2.5\text{mm}$ in Richtung Y

teilung der Geschwindigkeit ist für das Netz F nicht kontinuierlich, was auf einen Mangel an statistischer Konvergenz hindeutet. Die Zellen sind so klein, dass nicht genügend Partikel pro Zelle sind und so die Tropfeneigenschaften

²Anzahl an physikalische Partikeln enthalten in einem numerischen Partikel

5.2 Validierung und Diskussion

auf das Netz nicht zuverlässig übertragen werden können. Die Netze B und D und besonders A bzw. C zeigen für $|y| > 0.001m$ berechnete Geschwindigkeitswerte. Da in einem axialen Abstand von $z = 2.5mm$ der Strahl senkrecht zur Sprayrichtung nicht so stark ausgebreitet sein darf, deuten diese berechneten Werte auf starke numerische Diffusion hin. Dagegen zeigt Gitter E sowohl eine kontinuierliche Geschwindigkeitsverteilung als eine plausible Strahlausbreitung und scheint für die weiteren Simulationen am ehesten geeignet.

Ein drittes Kriterium für die Netzauswahl ist die Zuverlässigkeit der berechneten Austauschprozesse im düsennahen Bereich. Der Hauptteil an Impulsaustausch findet im düsennahen Bereich statt. Dort ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Tropfen am höchsten und das Spray ist bereits zerstäubt. Demzufolge bietet das Spray dem Gas den größten Flüssigkeitsquerschnitt an und erfährt dadurch einen erheblichen Gaswiderstand. Dies führt zu einer starken sprayinduzierten Gasströmung, die wiederum die Eindringtiefe des Flüssigkeitsstrahls bestimmt. Weiter entfernt vom Düsenaustritt wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit kleiner, bis auf einen bestimmten Abstand wo die Flüssigkeitstropfen mit der Gasströmung mittransportiert werden. Die sprayinduzierte Gasströmung spielt dann eine sehr große Rolle bei der zeitlichen Entwicklung des Strahls im Fernfeld der Düse bzw. für sein Eindringverhalten [61]. Als Konsequenz einer nicht korrekt aufgelösten Strömung um Nahbereich des Düsenlochs wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase überschätzt. In Abbildung 5.1 ist schematisch die physikalische sowie die numerisch berechnete Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen dargestellt. Auf Basis dieser falsch berechneten Relativgeschwindigkeit werden die Austauschprozesse zwischen den Phasen ebenfalls falsch berechnet. Das führt dazu, dass die Tropfen numerisch künstlich gebremst werden. Demnach sind bei den Netzen mit den höchsten Tropfengeschwindigkeitsverteilungen von Abb. 5.6 die Austauschprozesse am besten berechnet, da die numerische Relativgeschwindigkeit am wenigsten überschätzt wird. Dies ist bei den Netzen E und F der Fall.

5.2 Validierung und Diskussion

Unter Berücksichtigung der oben erwähnten Kriterien wird für sämtliche folgende Berechnungen das Netz E verwendet (Abb. 5.7). Dieses Netz kann die Tropfeneigenschaften für jedes Kontrollvolumen statistisch gut abbilden, die Austauschprozesse zuverlässig berechnen und damit Strahlstruktur und Strahlausbreitung am ehesten vorhersagen.

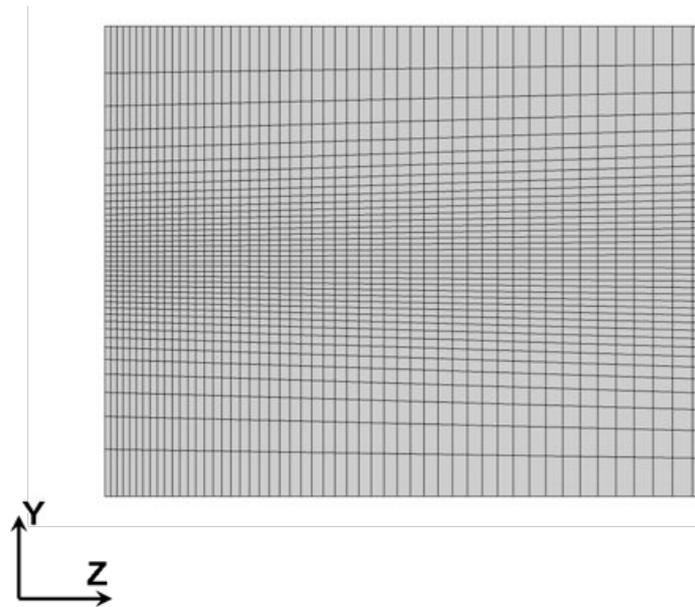


Abbildung 5.7: Erste 25 mm. des Gitters E

Zeitschrittabhängigkeit

Um den Einfluss der zeitlichen Diskretisierung zu untersuchen wurde der Zeitschritt von $\Delta t = 0.5\mu s$ bis $\Delta t = 10\mu s$ variiert. Theoretisch soll der Zeitschritt der Lagrange'schen Berechnung kleiner sein als sämtliche entscheidende Zeitskalen des Problems. Dazu zählen die Stokessche Partikelrelaxationszeit τ_P , die aerodynamischen Zerfallszeitskalen τ_Z , die Zeit zum Durchqueren

5.2 Validierung und Diskussion

eines Kontrollvolumens τ_C und die turbulente Zeitskala τ_T [102].

$$\tau_P = \frac{\rho_P \cdot D_P^2}{18\mu} \quad (5.36)$$

$$\tau_T = c_T \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.37)$$

$$\tau_C = \frac{\Delta x}{|U_p|} \quad (5.38)$$

Der Parameter τ_Z ist abhängig vom verwendeten Zerfallsmodell, sein Wert ist größer als die anderen Zeitmaße und dadurch nicht entscheidend [8]. Normalerweise sind τ_T und τ_P ebenfalls größer als τ_C , so dass τ_C als entscheidender Parameter übrigbleibt. Da die für Dieseleinspritzung erzeugte Strahlen Geschwindigkeiten bis zu 600 m/s unmittelbar am Düsenaustritt aufweisen, und das verwendete Netz E eine Feinheit von $\Delta x_{min} = 0.2e^{-3}m$ im Düsennahbereich zeigt, darf der Zeitschritt nicht größer als

$$\tau_C = \frac{0.2e^{-3}[m]}{600[m/s]} = 3.33e^{-7}[s] \quad (5.39)$$

sein. Für den in diesem Abschnitt untersuchten Fall beträgt die Einspritzgeschwindigkeit 300 m/s, so dass ein Zeitschritt von $\Delta t = 0.6\mu s$ ausreichende Genauigkeit liefern sollte.

In Abbildung 5.8 ist die Zeitschrittabhängigkeit dargestellt. Für das verwendete Netz hat der Zeitschritt einen vernachlässig kleinen Einfluss auf die Strahlsimulationen. Dies ist deshalb so, weil sich der verwendete Zeitschritt auf die Euler'sche Berechnung der Gasströmung bezieht. Dieser Zeitschritt Δt wird für die Diskretisierung der Gleichungen 5.1 genommen. Bei der Partikelverfolgung ist aber die zeitliche Diskretisierung der herrschenden Gleichung 5.4 von Bedeutung. In dem betrachteten Fall wird die Partikelbewegungsgleichung durch ein bestimmtes Verfahren³ erster Ordnung gelöst. Dieses Integrationsverfahren bedarf nur geringen Rechenaufwand und liefert bei hinreichend kleinen Zeitschritten eine ausreichende Genauigkeit. Der zur Integration der Gleichung 5.4 verwendete numerische Zeitschritt δt wird

³Forward Euler Method

5.2 Validierung und Diskussion

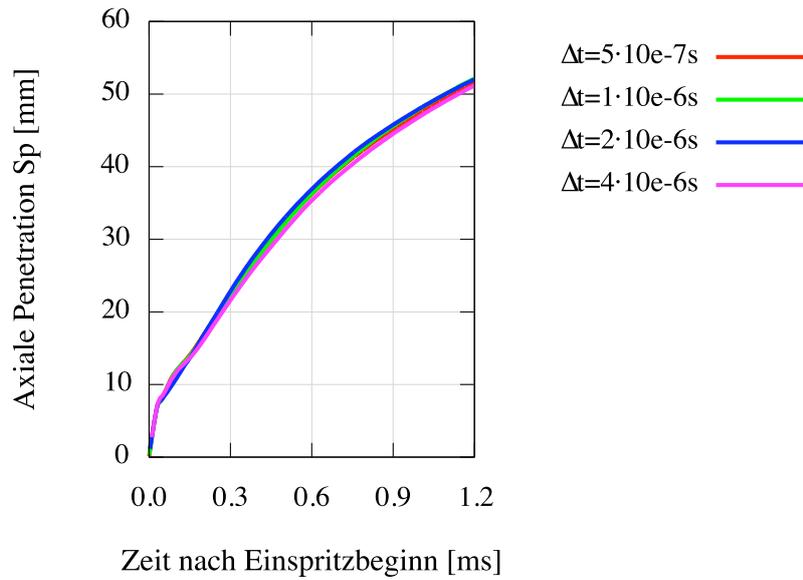


Abbildung 5.8: Eindringtiefe in Abhängigkeit von dem verwendeten Zeitschritt Δt .

implizit durch die Zahl an Integrationsschritten⁴ N_{int} im Kontrollvolumen bestimmt. Dabei wird

$$\delta t = \frac{L_{cv}}{U_p \cdot N_{int}} \quad (5.40)$$

wo L_{cv} die Längenskala des Kontrollvolumens darstellt. U_p ist die Partikelgeschwindigkeit und $N_{int} = 20$ für die in dieser Arbeit durchgeführte Simulationen. Durch diesen Ansatz wird gewährleistet, dass die Bedingung $\delta t \leq \tau_C$ für jedes Kontrollvolumen gilt. Somit sind die Berechnungen unabhängig von dem verwendeten Zeitschritt. Für folgende Simulationen wird ein Zeitschritt $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6} s$ genommen, der der zeitlichen Diskretisierung der zweiphasigen Düsensimulation ähnlich ist. So werden Spray- und Düsensimulation mit ähnlicher Genauigkeit zeitlich aufgelöst.

⁴Number of Integration Steps per Element

Anzahl an Parcels

Um die statistische Konvergenz vom verwendeten numerischen Ansatz gewährleisten zu können ist eine ausreichende Auflösung der Wahrscheinlichkeitsverteilung mit numerischen “Parcels” notwendig. Die bestimmende Größe ist die Anzahl an “Parcels” pro Zelle, abhängig von der gesamten Anzahl an Parcels und von der Netzfeinheit. Leider lässt sich die Anzahl der “Parcels” pro Zelle aufgrund der stochastischen Beschreibung des Verfahrens nur schwer steuern. Für unterschiedliche Bereiche des Sprays kann das Konvergenzverhalten verschieden sein [57, 8]. Beispielweise ist im Düsenbereich die Anzahl an “Parcels” pro Zelle aufgrund der hohen Partikelgeschwindigkeiten niedrig. Ist die Netz bei festgehaltener “Parcel”-Anzahl sehr fein in diesem Bereich, muss die Anzahl an “Parcels” noch weiter erhöht werden. Für das im vorherigen Abschnitt ausgewählte Netz E (Abb. 5.7) soll jetzt festgestellt werden, wie viele “Parcels” statistische Konvergenz liefern. Dazu werden Simulationen mit dem numerischen Setup des vorherigen Abschnittes durchgeführt 5.2.1. Variiert wird nur die Anzahl an “Parcels” von $1 \cdot 10^7/s$ bis auf $5 \cdot 10^8/s$. In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Berech-

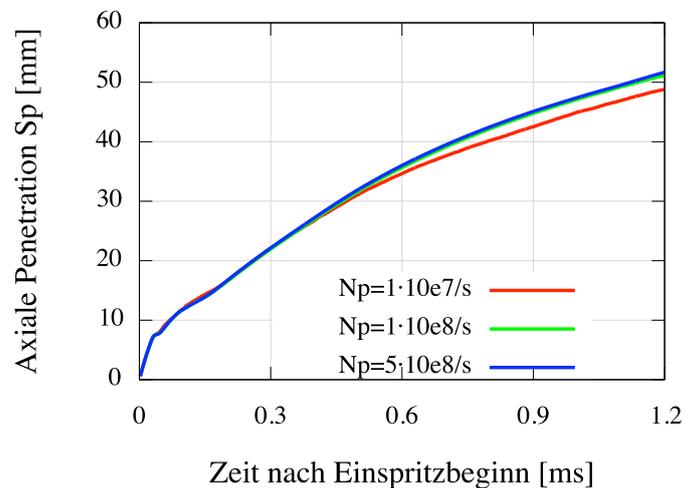


Abbildung 5.9: Variation der Eindringtiefe bei unterschiedlichen Anzahl an eingespritzten Parcels N_p .

5.2 Validierung und Diskussion

nung mit $N_p = 10^7/s$ weist eine kleinere Eindringtiefe auf als die andere zwei Berechnungen. Das ist auf einen Mangel an statistischer Auslösung zurückzuführen. Die Eigenschaften der flüssigen Phase in jeder Zelle werden nicht richtig repräsentiert weil zu wenige Partikel in der Zelle sind. Bei den anderen zwei Kurven scheint die Eindringtiefe besser berechnet zu sein weil sie für beide Fälle gleich ist. Eine endgültige Entscheidung über den Wert des Parameters N_p liefert die Rechenzeit, da der Lösungsalgorithmus ungefähr 90% seiner Rechenzeit dazu verwendet, um die Partikel im Berechnungsgebiet zu verfolgen und zu integrieren. Bei der ersten Berechnung werden

$$N_{p,t_{inj}} = N_p \cdot t_{inj} = 12000 \quad (5.41)$$

Parcels in das Berechnungsgebiet eingespritzt, die Berechnung dauert ca. 6 Stunden mit vier Prozessoren der neuesten Generation. Bei der dritten Berechnung ($N_p = 5 \cdot 10^8/s$) hingegen werden 600000 Parcels im Berechnungsgebiet verfolgt, was zu einer Rechenzeit von ca. 72 Stunden führt. Das Ziel ist, ausreichende Konvergenz und möglichst kürzen Rechenzeiten zu erreichen. Demnach muss ein Kompromiss zwischen statistischer Konvergenz und Rechenzeit gefunden werden. In Abbildung 5.10 sind die Tropfengeschwindigkeiten für mehrere Axialpositionen für $N_p = 10^8$ und $N_p = 5 \cdot 10^8$ dargestellt. Die Geschwindigkeitsverteilungen sind sehr ähnlich für beide Diagramme, besonders im Düsennahbereich. Wird die Anzahl an Partikeln höher, so wird der Kurvenverlauf bei großem axialem Abstand sauberer, was auf eine bessere statistische Konvergenz hindeutet. Diese kleine Verbesserung wird allerdings durch eine starke Zunahme der Rechenzeit erreicht. Für die weiteren Simulationen wird ein Kompromisswert von $N_p = 2 \cdot 10^8/s$ Parcels verwendet. Dies liefert ausreichende statistische Zuverlässigkeit sogar bei großem axialem Abstand von der Düse und annehmbare Rechenzeiten von ca. 20 Stunden pro Rechnung.

5.2 Validierung und Diskussion

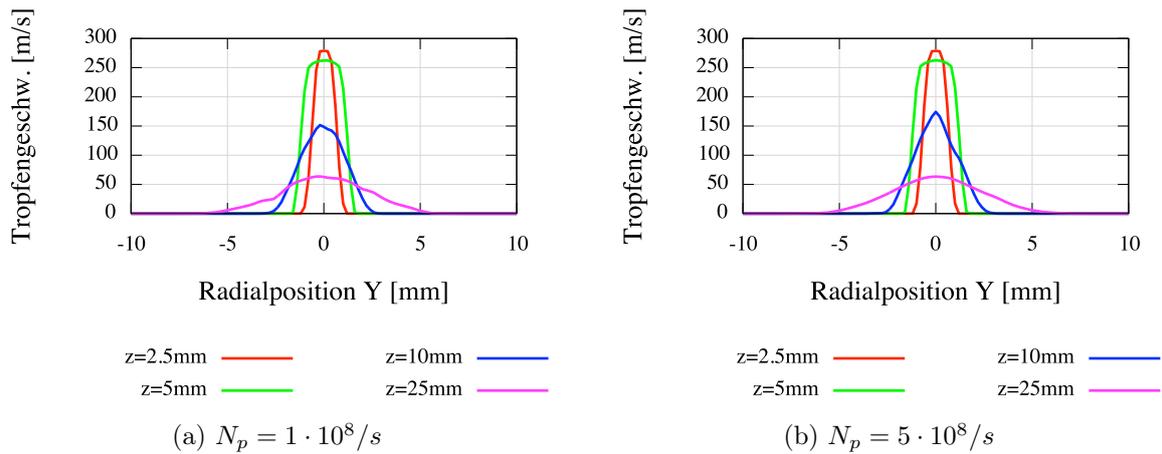


Abbildung 5.10: Radiale Tropfengeschwindigkeitsverteilung für unterschiedliche Axialpositionen im Dieselstrahl.

5.2.2 Makroskopische Eigenschaften des Strahls

Makroskopische Strahlgrößen, wie z.B. die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit und -eindringtiefe sowie der Strahlkegelwinkel bestimmen die zeitliche und örtliche Verteilung des Kraftstoffs im Brennraum. Ihre Kenntnis zählt zu den Grundvoraussetzungen für die Entwicklung und Optimierung direkteinspritzender Brennverfahren. Nachfolgend sollen mit Hilfe der Untersuchungen in der Druckkammer die wichtigsten Einflussgrößen dargestellt, diskutiert und mit Simulationen verglichen werden.

Strahlbildaufnahmen dienen dazu, die Eigenschaften des Sprays mit optischen Mitteln zu untersuchen. Grundlage dieser optischen Messtechnik ist das Streulichtverhalten bestrahlter Partikel, die eine kugelförmige Gestalt aufweisen. Nähere Zusammenhänge zu dem verwendeten Prüfstand sind bei [58] zu entnehmen. Die Einspritzkammer am Prüfstand hat die Abmessungen: 400x400x200mm. Der Kammerdruck wird durch Zuführen von Druckluft eingestellt und kann bis auf einem Wert von $p_{geg} = 50$ bar angehoben werden. Für die eingespritzte Flüssigkeit wurde je nach Bedarf auf echtem Dieselmotorenstoff, Prüföl oder Dodekan zurückgegriffen. Die Eigenschaften der verwendeten Stoffe sind im Anhang A.1 zu entnehmen.

5.2 Validierung und Diskussion

Um Aufnahmen an einer Düse durchzuführen, wird der Injektor in die Rückwand einer unbeheizten, und mit mehreren optischen Zugängen versehenen Hochdruckkammer eingebaut. Der Injektor wird über einen hydraulischen Druckübersetzer bis zu einem Druck von 2100 bar mit Flüssigkeit versorgt. PCs übernehmen die Steuerung des Druckübersetzers, die Triggerung des Injektors, sowie das Auslösen der CCD-Kamera und das Auslösen der für die Beleuchtung erforderlichen Blitzlampen. Die Strahlbildaufnahmen für eine gesamte Einspritzung werden aus einzelnen Bildern mehrerer Einspritzungen erstellt. Das bedeutet, dass sowohl der Injektor, als auch die CCD-Kamera mit konstanter Frequenz angesteuert werden. Die Aufnahmen zeigen das Ausbreitungsverhalten der Kraftstofftropfen in Abhängigkeit von Ort und Zeit. Somit können *die Eindringtiefe, der Strahlkegelwinkel* und *die totale Strahlgeschwindigkeit* bestimmt werden. Mit diesem Messverfahren können weiterhin die Einspritzstrahlen der einzelnen Spritzlöcher separat beurteilt werden.

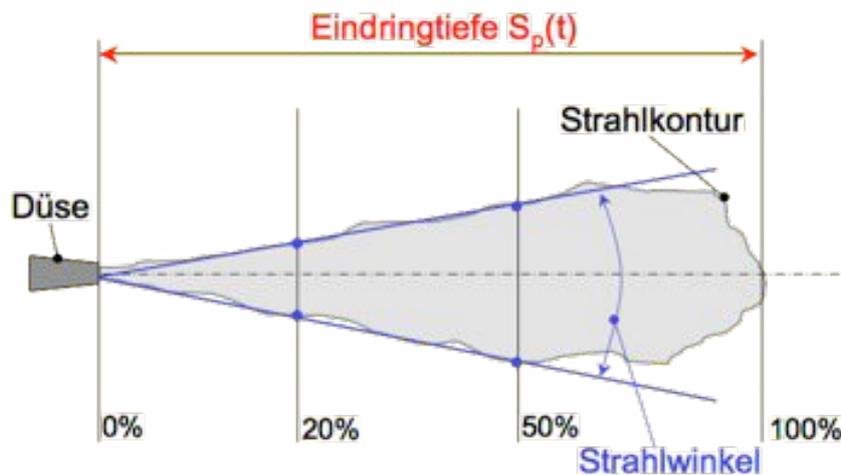


Abbildung 5.11: Definition des Strahlwinkels und der Eindringtiefe

Aus der Auswertung der Strahlbilder werden folgende Größen gewonnen:

- **Eindringtiefe** Die Eindringtiefe ist die Länge der Strecke von dem äußersten Punkt der Strahlkontur zur Düsenmitte multipliziert mit dem Korrekturfaktor auf Grund des Höhenwinkels. Maßgebend für die Ein-

5.2 Validierung und Diskussion

dringtiefe ist der Abstand vom vordersten Punkt der Strahlkontur⁵ zur Einspritzdüse. In Abbildung 5.11 ist die Eindringtiefe definiert.

- **Spraykegelwinkel** Der makroskopische Strahlkegelwinkel des aus dem Spritzloch austretenden Kraftstoffs stellt eine wichtige Größe zur Überprüfung der numerischen Simulation dar, zudem ist er experimentell einfach zu bestimmen. Zur Berechnung des Kegelwinkels wird die Strahlkontur in drei Bereiche aufgeteilt. Die Bereichsaufteilung erfolgt bei 20% und 50% der Eindringtiefe (Strahllänge). Für die obere und untere Konturhälfte wird in das in Bereich 2 liegende Konturstück mittels linearer Regression eine Gerade gelegt und der Schnittwinkel dieser Geraden bestimmt. Dieser Schnittwinkel ist, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, der Kegelwinkel. Auffällig dabei ist, dass sich der Schnittpunkt der Geraden nicht notwendigerweise an der Düsenachse bzw. Strahlachse befinden muss.
- **Nahkegelwinkel** Der düsennahe Strahlkegelwinkel des aus dem Spritzloch austretenden Kraftstoffs stellt eine wichtige Größe zur Überprüfung des Primärzerfallsmodells dar, da sein Wert kaum durch die Strömungsbedingungen in der Kammer bestimmt wird. Aufgrund einer bisher nicht allgemein bestehenden Definition des düsennahen Kegelwinkels wurde dieser für die Auswertung in dieser Arbeit wie folgt definiert. Der Nahkegelwinkel wird als der Innenwinkel zwischen zwei Geraden bestimmt, die von dem Schnittpunkt zwischen Spritzlochachse und Injektorachse durch den oberen und unteren Strahlrand im Abstand von 20% der Eindringtiefe aus gehen.

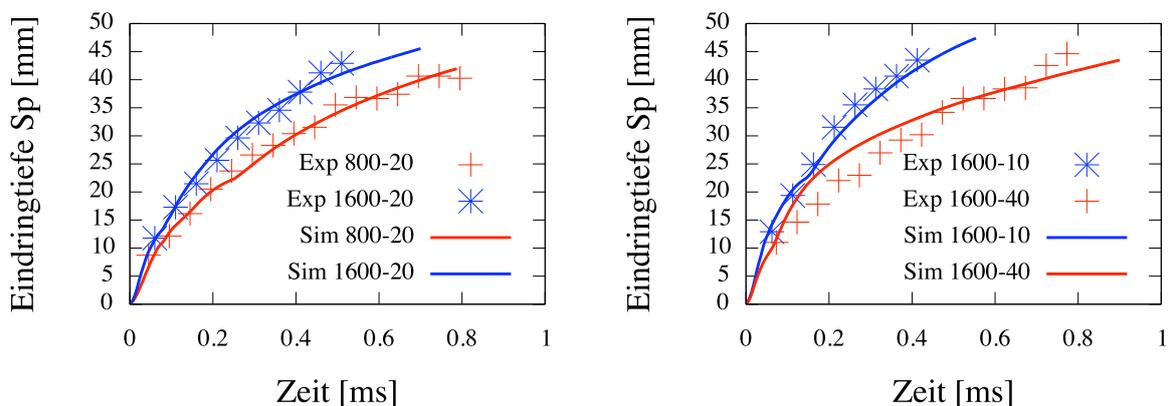
Sämtliche Simulationen werden instationär für die im vorherigen Abschnitt vorgestellte Kammergeometrie durchgeführt.

⁵Strahlkontur= Kontur bei 99% der Hintergrundintensität in den Strahlaufnahmen.

Eindringtiefe

In Abb. 5.12a ist die Ausbreitung des Einspritzstrahls vom Spritzloch 72 der Düse MSDB1 bei verschiedenen Raildrücken und konstantem Gegendruck dargestellt. Die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit steigt gemäß Gl. 2.2 mit zunehmendem Raildruck an. Hierbei ist der höhere Impuls bei $p_{vor} = 1600$ bar verantwortlich für die höhere Eindringtiefe.

Die Auswirkungen einer steigenden Gasdichte auf die Strahlausbreitung wer-



(a) Eindringtiefe für unterschiedliche Einspritzdrücke (b) Eindringtiefe für unterschiedliche Kammerdrücke

Abbildung 5.12: Einfluss der Druckrandbedingungen auf die Eindringtiefe

den im Rahmen dieser Arbeit in der unbeheizten Druckkammer ebenfalls untersucht. Abbildung 5.12b zeigt den Vergleich zwischen Rechnung und Messung bei konstantem Raildruck und variierendem Gegendruck. Dabei wurde der Kammerdruck bei Umgebungstemperatur schrittweise von $= 10$ bar auf $= 40$ bar erhöht. Dies entspricht einer Dichtevariation von $\rho_g = 12 - 46 \text{ kg/m}^3$. Wie aus Gl. 5.8 abzuleiten ist, sinkt die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit durch den steigenden Luftwiderstand, die Eindringtiefe wird kleiner. Aus den Experimenten von Hiroyasu und Arai [48], Varde und Popa [113], Naber und Siebers [71], Arrègle et al [6] und Schneider [96] wird deutlich, dass der Einfluss vom Gegendruck auf die Eindringtiefe allgemein größer ist als der Einfluss vom Einspritzdruck. Dieses Verhalten wird gut in den Diagrammen 5.12a und 5.12b abgebildet, ist aber nicht auf das vorgestellte Primärzerfallsmodell zurückzuführen. Die entscheidenden Größen bezüglich

5.2 Validierung und Diskussion

der Eindringtiefe bei einer Variation des Einspritz- und des Gegendruckes sind jeweils der Strahlimpuls am Düsenaustritt und der Luftwiderstand im Kammer.

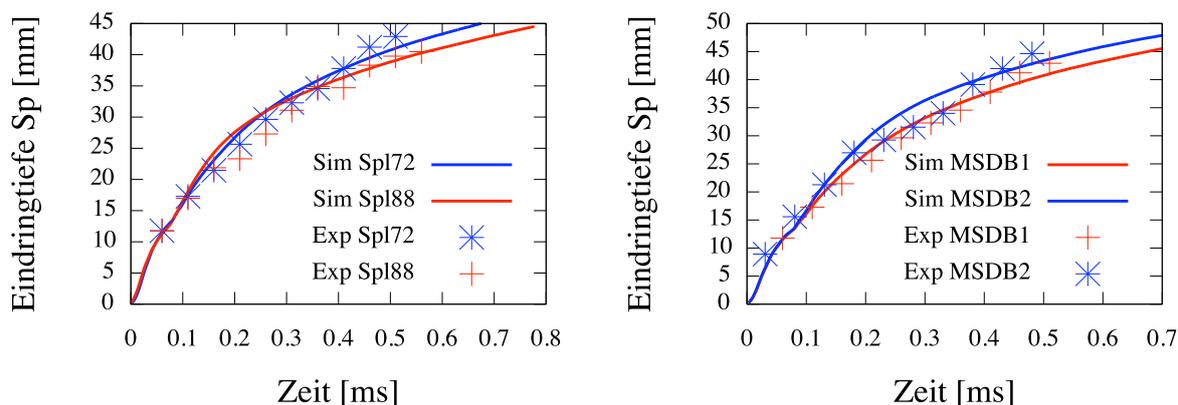
Die Vorhersagegenauigkeit des neuen Primärzerfallsmodells wird deutlicher bei konstantbleibendem Einspritz- und Gegendruck, d.h. bei einer Änderung lediglich der Spritzlochgeometrie. Im folgendem wird auf den Einfluss des geometrischen Höhenwinkels auf die Eindringtiefe eingegangen. Die Ergebnisse von Messung und Simulation des von der Düse MSDB1 erzeugten Sprays sind in Abbildung 5.13a zu sehen. Der Kraftstoffstrahl vom Spritzloch 88 dringt erwartungsgemäß weniger weit ein als der vom Spritzloch 72 ein. Das ist auf die unterschiedliche zur Verfügung stehende Zerfallsenergie zurückzuführen, die eine bessere Primärzerstaubung für das Spritzloch 88 zur Folge hat (vgl. Abb. 4.8a) und weniger auf den niedrigeren Massenstrom (vgl. Tabelle 3.4). Allerdings ist dieser Effekt bei den Messungen ausgeprägter als bei der Simulation, die den Einfluss von Kavitation zu unterschätzen scheint. Kuensberg et al [116] haben ein Primärzerfallsmodell entwickelt, die so genannte “Enhanced Blob Method”, welche die Düsengeometrie (CF und HE) für die Bestimmung der axialen Einspritzgeschwindigkeit und die Größe der Primärtropfen mitberücksichtigt. Die Ergebnisse in Abbildung 5.13a zeigen, dass die Strahlausbreitung von beiden Spritzlöchern leicht unterschiedlich ist auch wenn die Werte von CF und HE fast gleich sind. Im Modell von Kuensberg et al bleibt der Einfluss der gesamten Düsengeometrie, besonders vom Höhenwinkel unberücksichtigt. Die detaillierte 3D Simulation der Düsenströmung zusammen mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Primärzerfallsmodell erlauben dagegen eine Berücksichtigung der genauen Düsengeometrie auf die Sprayausbreitung.

Ein Vergleich zwischen dem Spritzloch 72 der Düse MSDB2 mit hohem Wirkungsgrad und der Düse MSDB1 mit niedrigem Wirkungsgrad wird in Abbildung 5.13b für den Betriebspunkt 3 der Tabelle 3.5 vorgestellt. Bei niedrigem Wirkungsgrad kommt es aufgrund von Kavitationseffekten in der Düse und wegen der hohen Relativgeschwindigkeit zwischen dem austretenden Strahl

5.2 Validierung und Diskussion

und der Umgebungsluft einerseits zu kleineren Primärtropfen (vgl. Abb. 4.9a) und andererseits zu einem schnellen Sekundäraufbruch unmittelbar nach Austritt aus der Düse. Dies beschleunigt die Mischung des Kraftstoffs mit dem Brennraumgas und führt zu einer früh einsetzenden Abbremsung des Strahls durch Impulsaustausch mit dem Kammergas. Die Eindringtiefe ist also kleiner als bei einer nicht-kavitierenden Düse.

Mit zunehmender Eindringtiefe steigt der Lufteintrag in das Spray. Sobald



(a) Eindringtiefe für beide Löcher der Düse MSDB1 (b) Einfluss von Kavitation auf die Eindringtiefe

Abbildung 5.13: Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Eindringtiefe

das Volumen der Gasphase überwiegt wird der Strahl durch Impulsaustausch mit der Luftmasse abgebremst. Dies zeigen die in Abb. 5.12b dargestellten Ergebnisse. Hier ist die Strahleindringtiefe bis ca. 15 mm noch unabhängig von der Gasdichte. Danach nimmt die Strahlgeschwindigkeit bei höheren Gasdichten erwartungsgemäß jedoch rasch ab.

Aus den Abbildungen 5.12a-5.13b wird deutlich, dass die Strahlausbreitung $S_p(t)$ nur bis zu einer Entfernung von ca. 20 mm als linear approximiert werden kann. Bei größeren Entfernungen ergibt sich eine nichtlineare Abhängigkeit der Strahlausbreitung von der Zeit aufgrund des Impulsaustauschs mit der Gasphase. In der Literatur findet man zahlreiche Gleichungen zur Berechnung der Strahlausbreitung im Düsenfernbereich, d.h. nach vollständigem Strahlaufbruch [48, 6, 96].

Nahkegelwinkel

Der Nahkegelwinkel hängt hauptsächlich von den Startbedingungen der Primärtropfen, d.h. vom Primärzerfall, ab. Der bei geringen Eindringtiefen kleine Einfluss der Gasdichte auf den Spraywinkel in Düsennähe ist darin begründet, dass der Strahl schlecht zerstäubt ist. Bis zu einer Entfernung von wenigen Millimeter von der Düse liegt eine hohe Tropfenzkonzentration im Spray vor. Das Volumen der Gasphase im Strahl ist im Vergleich zur Flüssigphase sehr gering. Nur die Tropfen in der Sprayspitze und am Strahlrand unterliegen einer direkten Wechselwirkung mit der ruhenden Gasphase und werden stark abgebremst. Dabei wird ein "Windschatteneffekt" induziert, durch den der Luftwiderstand bzw. die aerodynamischen Kräfte auf die Tropfen im Spray zunächst gering bleiben.

Der Nahkegelwinkel eines Strahls wird fast ausschließlich durch die radialen Geschwindigkeitskomponenten der Primärentropfen bestimmt, da der Impuls vom Strahl nah am Düsenaustritt erheblich höher ist als der von Gas geleistete Widerstand. Stromab nehmen die Strahlgeschwindigkeiten ab und die Eigenschaften vom Gasfeld (\vec{v}, k) beginnen eine zunehmende Rolle zu spielen. Das in dieser Arbeit vorgestellten Primärzerfallsmodell wird außerhalb der Düse lediglich durch den Kammerdruck beeinflusst. Ein größerer Kammerdruck bewirkt nach der Rayleigh-Plesset Gleichung (Gl. 4.22) eine Zunahme der beim Kollaps von Kavitationsblasen freigesetzten Zerfallsenergie. Das führt zu kleineren Primärtropfen und zu höheren Radialgeschwindigkeiten (vgl. Abbildung 4.10b).

Nach zahlreichen empirischen Gleichungen aus der Literatur geht die Gasdichte auf den Kegelwinkel mit etwa $\rho_g^{-0.3}$ ein. Im Gegensatz dazu scheint der Einspritzdruck keinen nennenswerten Einfluss auf den Kegelwinkel zu haben [6, 47, 113, 71, 96]. Im folgendem wird überprüft, ob die Sprayberechnungen diese Tendenzen widerspiegeln können.

Der Einfluss der Gasdichte auf den Nahkegelwinkel wird in Abbildung 5.14a für das Spritzloch 72 der Düse MSDB1 dargestellt. In der Düsenberechnung geht man davon aus, dass sich Turbulenz und Kavitation der Düsenströmung

5.2 Validierung und Diskussion

mit dem Kammerdruck aufgrund der sehr hohen Kavitationszahlen ($C_a \geq 50$) und der annähernd konstanten Reynoldszahl Re nicht ändert. Massenstrom, Kavitationserscheinung und Geschwindigkeitsschwankungen bleiben konstant. Lediglich der Kavitationsanteil an Zerfallsenergie wird bei der Variation des Kammerdruckes geändert (Gl. 4.22). Wie bereits im Kapitel 4 erklärt, geht das Primärzerfallsmodell davon aus, dass der durch die Änderung des Kammerdruckes verursachte Anstieg der Zerfallsenergie vollständig zur Erhöhung der kinetischen Energie für die radiale Geschwindigkeitskomponente verwendet wird. Daraus wird deutlich, dass der Vergleich des Nahkegelwinkels zwischen Messung und Simulation für die Genauigkeit des Primärzerfallsmodells wesentlich aussagekräftiger ist als andere Strahleigenschaften, wie zB. der Spraykegelwinkel.

Der Einfluss vom Einspritzdruck auf die zeitlichen Entwicklung des Nahkegelwinkels ist in Abbildung 5.14b zu sehen. Man erkennt besonders im ersten Teil des Einspritzvorgangs einen gewissen Einfluss vom Einspritzdruck. Dieser Einfluss wird mit der Zeit kleiner und strebt gegen einen konstanten Wert unabhängig vom Einspritzdruck, wie auch experimentellen Untersuchungen aus der Literatur zu entnehmen ist.

Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung in den Abbildungen 5.14a und 5.14b kann qualitativ und quantitativ als gut bezeichnet werden. Lediglich bei der Nadelöffnung sind die Simulationen sehr unterschiedlich zu den Messungen. Dies ist auf die aus der Düsensimulation berechnete, kleine Zerfallsenergie am Düsenaustritt für kleine Nadelhübe zurückzuführen. Das führt dazu, dass die radiale Ausbreitung der Primärtropfen im Verhältnis zu der axialen Ausbreitung klein ist. Nichtsdestotrotz können Tendenzen sehr gut vorhersagt werden.

In den Abbildung 5.15a wird der Nahkegelwinkel der Sprays von Düse MSDB1 dargestellt. Man erkennt bei den Simulationsergebnissen keinen großen Einfluss vom Höhenwinkel auf den Nahkegelwinkel. Bei den Messungen hingegen scheint der Nahkegelwinkel vom Spray aus dem Spritzloch 72 leicht kleiner zu sein, was auf die leicht stärkere Kavitationsneigung des Spritzloches 88

5.2 Validierung und Diskussion

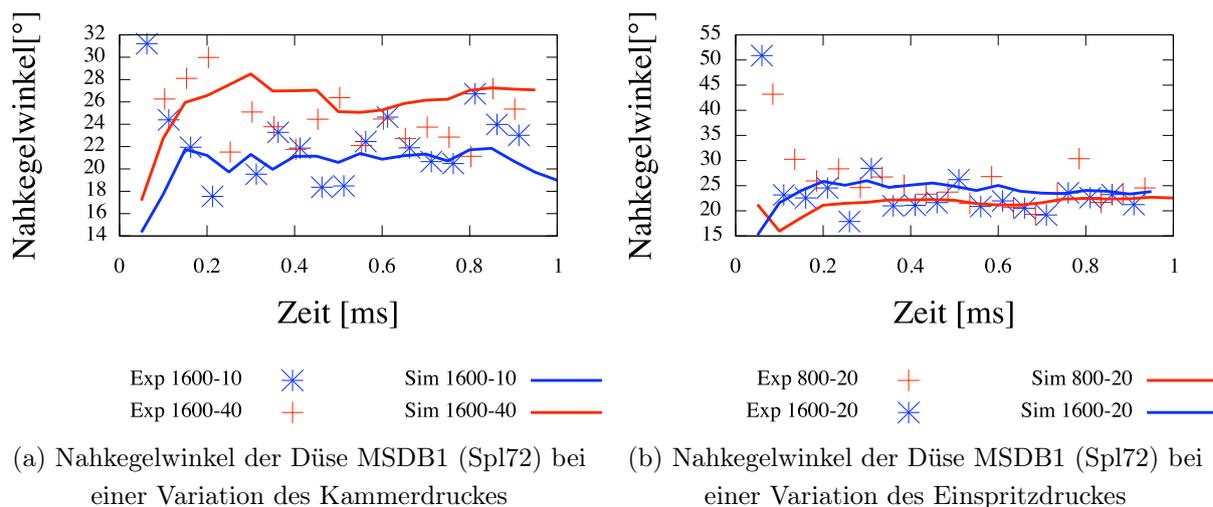


Abbildung 5.14: Einfluss der Druckrandbedingungen auf den Nahkegelwinkel

zurückzuführen sein könnte.

Ein Vergleich zwischen den Nahkegelwinkeln der kavitierenden MSDB1 und nicht kavitierenden MSDB2 Düse zeigt einen leichten Einfluss der Spritzlochgeometrie. Sowohl bei den Messungen als auch bei den Simulationen liegt der Winkel der kavitierenden Düse über dem Winkel der nicht-kavitierenden Düse. Die Zerfallsenergie im kavitierenden Fall ist höher (Abb. 4.9b) und dadurch sind die radialen Geschwindigkeiten und der Nahkegelwinkel ebenfalls höher.

Beim Vergleich zwischen Simulation und Messung muss berücksichtigt werden, dass die Sprayeigenschaften am Rand aufgrund des stochastischen Ansatzes nicht richtig abgebildet werden können. In den Zellen mit großer Schubspannung, d.h. am Sprayrand, sind nicht genügend Partikel vorhanden um statistische Konvergenz zu gewährleisten.

Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in der Druckkammer zeigt, dass sich der Nahkegelwinkel zeitlich ändert. Der Spraykegelwinkel steigt unmittelbar nach Spritzbeginn rasch auf einen Maximalwert und nähert sich dann langsam (asymptotisch) einem nahezu konstanten Wert. Dies wurde auch von anderen Autoren beobachtet [111, 48, 75]. Deshalb ist für

5.2 Validierung und Diskussion

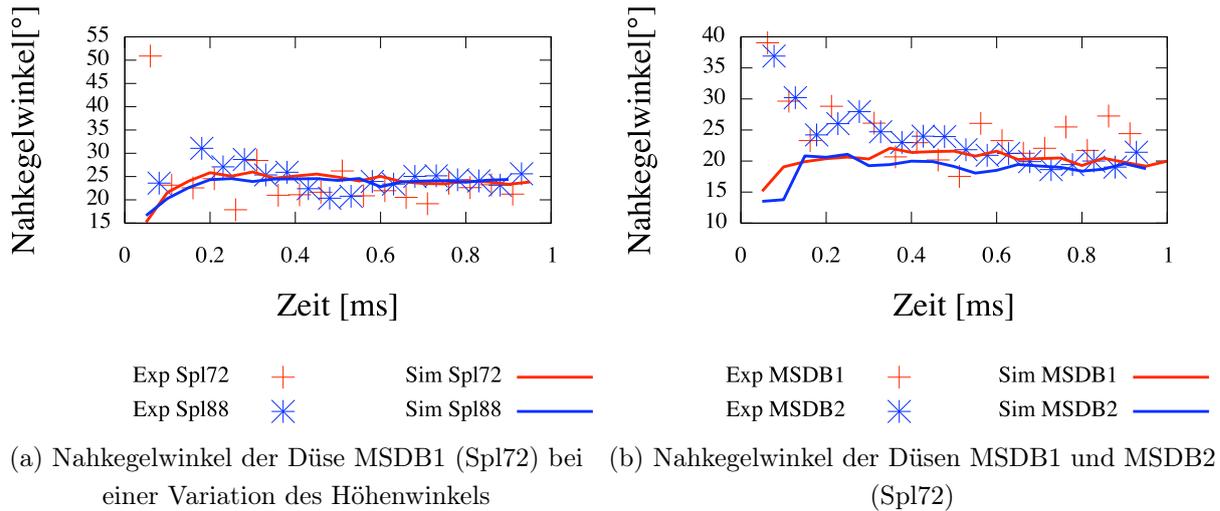


Abbildung 5.15: Einfluss der Spritzlochgeometrie auf den Nahkegelwinkel

einen korrekten Vergleich der Kegelwinkel zwischen Messung und Simulation stets die Angabe des Zeitpunktes nach Spritzbeginn erforderlich. Im Gegensatz zum Einspritzende ist die Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulationen für die erste $200\mu s$ nicht zufriedenstellend.

Strahlkegelwinkel

Nach Kap. 2.3 ist der Strahlkegelwinkel das wichtigste Merkmal zur Abgrenzung der Zerstäubung. Der Kegelwinkel und die Eindringtiefe geben Aufschluss über das Volumenverhältnis der Flüssig- und Gasphase. Steigt der Kegelwinkel bei gleichbleibender Einspritzmenge, so deutet dies auf eine bessere Zerstäubung des Strahls und auf eine stärkere Mischung des Kraftstoffs mit der Umgebungsluft hin.

Der Einfluss der Gasdichte auf den Strahlkegelwinkel wird in Abbildung 5.16a dargestellt. Messungen zeigen erwartungsgemäß höhere Werte bei $p_{geg} = 40$ bar. Tendenziell zeigen die Berechnungen dasselbe Verhalten. Ursache hierfür ist einerseits eine verstärkte Wechselwirkung der Flüssigphase mit der Gasphase aufgrund der gestiegenen aerodynamischen Kräfte und andererseits die höhere Radialgeschwindigkeit aufgrund des kammerdruckbedingten Anstiegs der Zerfallsenergie. Im Gegensatz zum Nahkegelwinkel spielt die Gasströ-

5.2 Validierung und Diskussion

mung durch Gaswiderstand und turbulente Dispersion eine wichtige Rolle bei der Bestimmung des Strahlkegelwinkels, so dass der Primärzerfall dabei nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Ähnlich wie bei der Auswertung der Messungen am Nahkegelwinkel wird bei dem Spraykegelwinkel kein Einfluss vom Einspritzdruck erwartet. Das wird durch die Abbildung 5.16b teilweise bestätigt. Hier wird allgemein betrachtet ein leicht größerer Winkel für $p_{vor} = 1600$ bar sowohl bei den Simulationen als auch bei den Messungen erkannt. Mit der Einspritzzeit ändern sich allerdings die Tendenzen stark, so dass ein allgemeiner Einfluss des Einspritzdrucks nicht zu bestätigen ist.

Ob die Spritzlochgeometrie eine Rolle bei der zeitlichen Entwicklung des

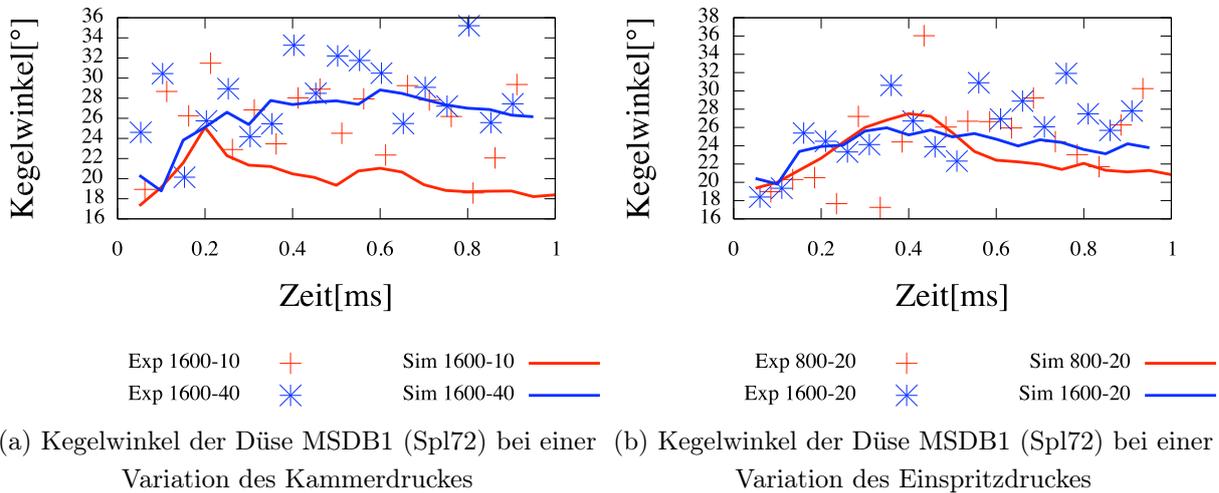


Abbildung 5.16: Einfluss der Druckrandbedingungen auf den Strahlkegelwinkel

Spraykegelwinkels hat, wird in Abbildungen 5.17a-5.17b gezeigt. Weder bei den Messungen noch bei den Simulationen sind Tendenzen zu erkennen.

Asymmetrie des Sprays

In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass die Strömung in der Düse und die Kavitationszonen zur Spritzlochachse asymmetrisch sind. Demnach kann man unter die-

5.2 Validierung und Diskussion

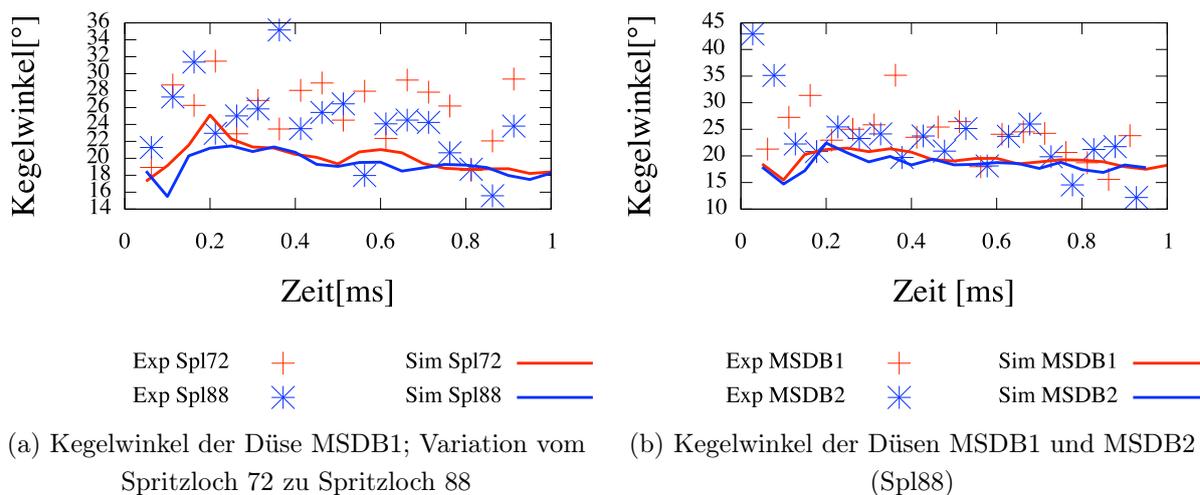


Abbildung 5.17: Einfluss der Spritzlochgeometrie auf den Strahlkegelwinkel

sen Bedingungen auch eine asymmetrische primäre Zerstäubung des Strahls erwarten. Bei den Untersuchungen an der Glasdüse wurde nach dem Koordinatensystem von Abbildung 4.2 eine bestimmte Asymmetrie der Strömung in der Ebene XZ gefunden. Busch [17] zeigt, dass die Asymmetrie des Strahlzerfalls durch Kavitation verursacht wird. Im folgendem soll die Asymmetrie des Sprays anhand des berechneten Spraykegelwinkels untersucht werden. In Abbildung 5.18 wird die obere Hälfte des Nahkegelwinkels mit der unteren Hälfte in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt, jeweils für die kavitierende (MSDB1) und die nicht-kavitierende Düse (MSDB2).

In Diagramm 5.18 erkennt man, dass der Strahl aufgrund von Kavitation eine gewisse Asymmetrie aufweist. Bei der kavitationsfreien Düse MSDB2 ist diese Asymmetrie nicht vorhanden. Die beim Blasenkollaps freigesetzte Zerfallsenergie wird für die radialen Geschwindigkeitskomponenten verwendet (siehe Gl. 4.10). Zu Einspritzbeginn kavitiert die Strömung nicht und dadurch zeigen beide Kurven dieselbe Werte, d.h. es wird keine Asymmetrie im Spray beobachtet. Beschleunigt sich die Strömung im Spritzloch, so entstehen Kavitationswolken nah an der oberen Spritzlochwand ($Z > 0$), die sich mit der Strömung bis zum Düsenaustritt hin ausbreiten. Dort treffen die Kavitationswolken auf einen höheren Druck und kollabieren, wobei Zer-

5.2 Validierung und Diskussion

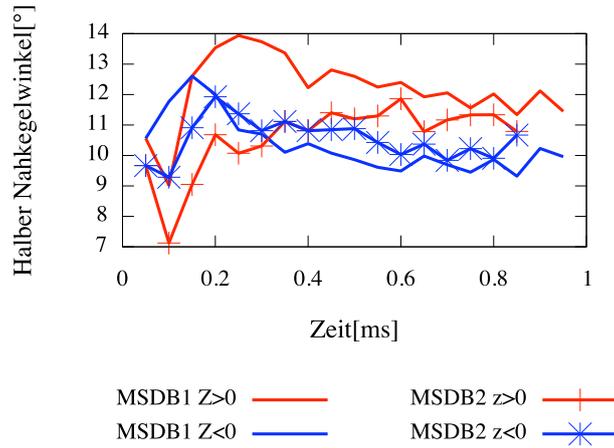


Abbildung 5.18: Positive und negative Hälften des Nahkegelwinkels

fallsenergie freigesetzt wird. Diese Energie ist dann hauptsächlich im oberen Teil des Düsenaustritts vorhanden, und trägt zum asymmetrischen Aufbruch bei. Bei schwachen kavitierenden Strömungen ist die Asymmetrie nicht stark ausgeprägt, wie in den Kurven der Düse MSDB2 in Abbildung 5.18 zu sehen ist.

Tropfengrößen

Die Qualität der dieselmotorischen Gemischbildung ist abhängig von der Größenverteilung der Tropfen im Einspritzstrahl: Je kleiner der mittlere Tropfendurchmesser im Strahlkegel, desto größer ist die für den Wärmeübergang und die Verdampfung der Flüssigkeit zur Verfügung stehende Fläche. Da der Lagrangescher Ansatz die Charakterisierung der Einzeltropfen erlaubt, lässt sich die mittlere Tropfengröße an einer bestimmten Stelle im Strahl berechnen.

Die Größenverteilung der Tropfen wurden in dieser Arbeit an drei verschiedenen Punkten entlang der Strahlachse berechnet ($x = 0.5, 1$ und 2 mm.). Die Ergebnisse sind in Abb. 5.19a und 5.19b für den ersten Punkt ($x = 0.5$, dichter Spraybereich) dargestellt. Abbildung 5.19a zeigt den Verlauf des Sau-

5.2 Validierung und Diskussion

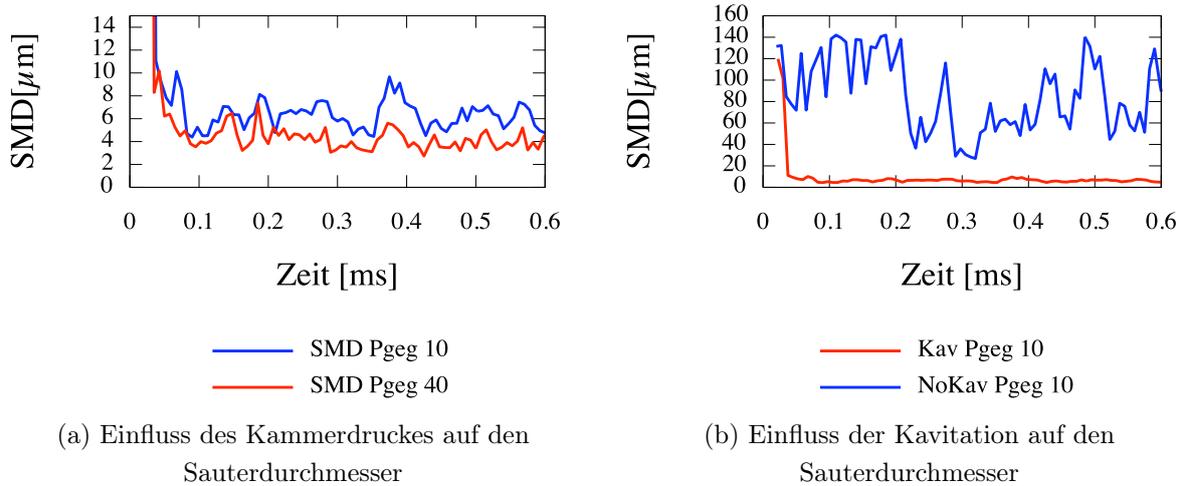


Abbildung 5.19: Größenverteilung der Tropfen bei $x=0.5$ mm.

terdurchmessers (SMD) für den Strahl der kavitierenden Düse MSDB1 bei unterschiedlichen Kammerdrücken. Zu Beginn der Einspritzung ist der SMD relativ groß, da die ersten Primärtropfen groß sind und eine kleine Geschwindigkeit aufweisen. Dadurch ist die Wechselwirkung mit dem Gas nicht stark und die Tropfen brechen langsam auf. Steigt die Strömungsgeschwindigkeit und Kavitationsintensität innerhalb der Düse, so werden Primärtropfen kleiner und schneller. Der SMD an der betrachteten Position wird dann kleiner. An beiden Kurven der Abb. ?? lässt sich der Einfluss vom Kammerdruck auf die Tropfenverteilung erkennen. Wie erwartet findet man kleinere Tropfen für einen Kammerdruck von 40 bar, die auf die bessere Zerstäubung zurückzuführen sind. Das Sekundärzerfallsmodell ist hauptsächlich dafür verantwortlich. Der Einfluss vom Primärzerfallsmodell lässt sich in Abb 5.19b besser erkennen. Abbildung 5.19b zeigt den SMD-Verlauf des Strahls einer kavitierenden Düse zusammen mit dem SMD einer nicht kavitierenden Düse. Die größeren Primärtropfen im Fall der nicht kavitierenden Düse (siehe Abb. 4.9a) führen zu einem größeren SMD an der betrachteten Position. Die kavitierende Düse erzeugt erwartungsgemäß einen besser zerstäubten Strahl. Da keine Messdaten zur Tropfenverteilung vorhanden sind und kein Kollisionsmodell zur Verfügung steht, lassen sich die in den Abbildungen 5.19a und 5.19b be-

rechneten Werte quantitativ nicht validieren. Trotzdem zeigen die Simulationen eine bessere Zerstäubung für hohe Gasdrücke und kavitierende Düsen. Die durchgeführten Berechnungen können die aus der Literatur bekannten Tendenzen zur Tropfengrößenverteilung vorhersagen [96, 48, 35, 111].

5.2.3 Impulsverteilung im Strahl

Für die Spraybildung ist der Strahlimpuls von großer Bedeutung, da er das Vermögen des Einspritzstrahls charakterisiert, entgegen der aerodynamischen Widerstandskräfte in das Brennraumgas einzudringen.

Mit dem für die Strahlimpulsmessungen verwendeten Prüfstand kann der zeitlich und örtlich aufgelöste Kraftverlauf beliebiger Positionen im Einspritzstrahl ermittelt werden. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf den Strahlkegelwinkel, Höhenwinkel, die Eindringtiefe, den Strahlaufbruch, den Strahlimpuls und die Strahlkraft ziehen.

Bei dieser Messtechnik misst ein piezoelektrischer Sensor den zeitlichen Strahlkraftverlauf. Durch zeitliche Integration erhält man schließlich den Strahlimpuls. Details zum Versuchsaufbau und zu den Messungen finden sich im Anhang A.2. Sämtliche Messergebnisse werden in einer Position 18 mm stromab des Spritzlochs ermittelt.

Die Strahlimpulsmessungen werden für einen Einspritzdruck von 1600 bar und einen von 2 bis auf 40 bar variierenden Kammerdruck p_g durchgeführt. Für jede untersuchte Düse wurden beide Spritzlöcher mithilfe einer sogenannten Linienmessung charakterisiert. Bei der Linienmessung wird ein Kreuz über das Strahlzentrum gelegt. Der Ursprung dieses Kreuzes befindet sich für jedes Spritzloch jeweils bei $x = 18\text{mm}$, $\phi = \phi_{geo}$ und $\psi = \psi_{geo}$. Bei konstantem axialem Abstand und konstantem Seitenwinkel ϕ wird der Höhenwinkel ψ variiert. Die Abstände der Messpunkte betragen 1° . Für jeden Messpunkt wird das arithmetische Mittel der maximalen Kraft und des Impulses aus 15 Einspritzungen aufgezeichnet. Daraus lässt sich der Kraftverlauf über den Höhenwinkel darstellen. Derselbe Vorgang wird für den Seitenwinkel wiederholt. Die Messpunkte erlauben die Generierung eines Diagramms, welches

5.2 Validierung und Diskussion

zwei Querschnitte durch eine Rastermessung beinhaltet. Daraus lässt sich für jeden Kammerdruck der Impuls und die Kraft über den Seiten- und den Höhenwinkel auftragen, wie in Abb. 5.20 dargestellt. Die Messpunkte liegen

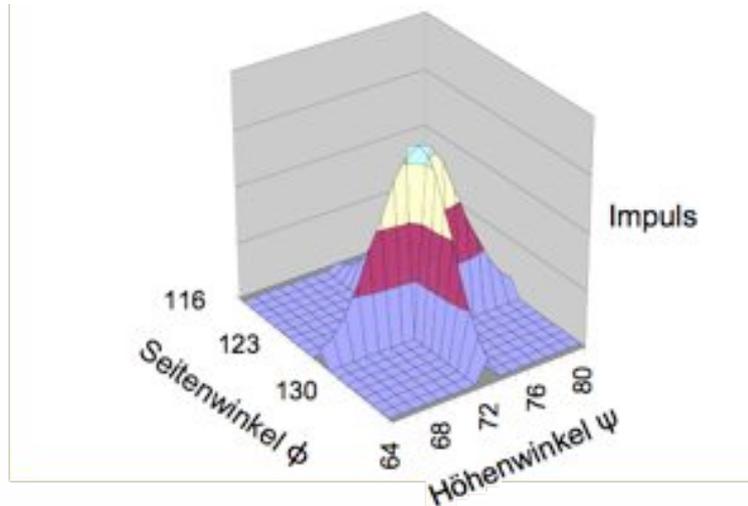


Abbildung 5.20: Typisches Ergebnis einer Kreuzmessung am Strahlimpulsprüfstand

dann auf dem Kreuz, bei welchem sich das Impulsmaximum (Strahlhaupttrichtung) im Schnittpunkt der bildenden Impulsverteilungen befindet.

Für die Bestimmung des Impulsschwerpunktes des Strahls (Haupttrichtung) bei einem bestimmten Gegendruck wird das Maximum für beide der oben erklärten Kurven ermittelt. Die aus beiden Maxima gewonnene Richtung wird als Haupttrichtung des Strahls angenommen. Die aufgetragene Kraft über den Seitenwinkel liefert eine symmetrische Kurve, so dass das Maximum der gemessenen Seitenwinkelverteilung dem geometrischen Seitenwinkel entspricht. Hingegen ist der Kraftverlauf über den Höhenwinkel nicht symmetrisch. Demnach unterscheidet sich der geometrische Höhenwinkel von dem Maximum der gemessenen Impulsverteilung. Das heißt, dass die Haupttrichtung des Strahls nicht durch die Geometrie der Düse bestimmt wird, sondern durch die Strömungsbedingungen, wie z.B. die im Kapitel 3.2 vorgestellte asymmetrische Düseninnenströmung oder die Eigenschaften ρ_g und p_g des Umgebungsga-

5.2 Validierung und Diskussion

ses. Abbildung 5.21 zeigt eine typische Strahlimpulsmessung, die die Abhängigkeit vom gemessenen Höhenwinkel mit dem Gegendruck darstellt. Jeder Messpunkt entspricht einer Kreuzmessung, welche eine Strahlhaupttrichtung liefert.

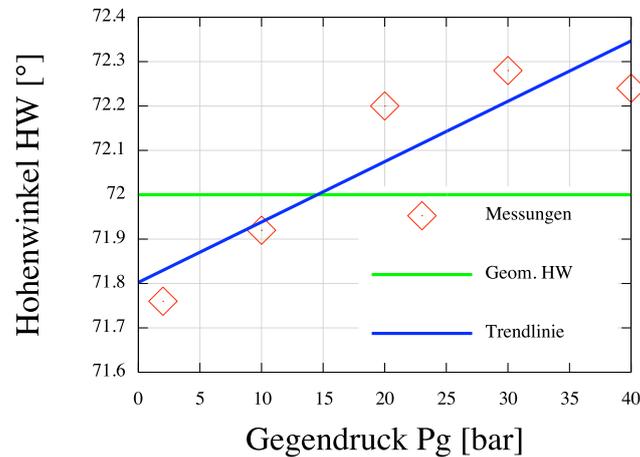


Abbildung 5.21: Gemessene Höhenwinkel in Abhängigkeit vom Gegendruck

Die Abbildung zeigt den geometrischen Höhenwinkel (Fertigungswinkel) zusammen mit dem gemessenen Höhenwinkel und die Trendlinie der Messungen. Es wird deutlich, dass die Hauptimpulsrichtung des Sprays in Abhängigkeit vom Gegendruck größer oder kleiner sein kann als die geometrisch vorgegebene Sprayrichtung. Diese Strahleigenschaft ist von entscheidender Bedeutung für die Kraftstoffverteilung im Brennraum und für die Abschätzung des Stoßpunktes vom Strahl auf die Kolbenmulde.

Nun stellt sich die Frage ob ein quantitativer Vergleich zwischen Messung und Simulation sinnvoll ist. Am Prüfstand wird die Kraft der auf den Piezosensor treffenden Partikeln aufgenommen und zeitlich integriert. Durch den Stoß mit der Sensoroberfläche wird Impuls auf die Partikel übertragen. Je nach Auftreffwinkel, Partikelform und -geschwindigkeit, Material und Rauigkeit der Wand erfolgt die Impulsübertragung während des Kollisionsvorgangs so, dass die Partikeln nach dem Stoßvorgang teilweise in die entgegengesetzte Richtung weiterfliegen. Dabei können sie auf andere Partikel tref-

5.2 Validierung und Diskussion

fen und diese bremsen. Dadurch wird der gemessene Impuls verfälscht. Bezüglich den Simulationen sind zwei Faktoren zu nennen, die einen direkten Vergleich Messung-Simulation erheblich erschweren: die netzabhängige Berechnung des Impulsaustausches (siehe Kap. 5.1) und der Mangel an einem Partikel-Kollisionsmodell. Ohne Kollisionsmodell lässt sich die Größe der auf den Sensor treffenden Partikeln und dadurch deren Impuls nur unzureichend berechnen.

Bei der Auswertung der Mess- und Berechnungsergebnisse wird lediglich auf das Maximum des Impulsverlaufs geachtet, um damit die Sprayhaupttrichtung zu bestimmen. Simulationen zeigen einen asymmetrischen Impulsverlauf, der zu einem asymmetrischen Strahlzerfall führt. Ein qualitativer Vergleich von der Position dieses Maximums scheint möglich zu sein, auch wenn der Absolutwert unterschiedlich ist. Im Folgenden wird die Änderung dieser Position mit dem Gegendruck sowohl bei der Simulation als auch bei der Messung verglichen und analysiert.

Bei der Validierung der Berechnungen zum Strahlimpuls soll auch berücksichtigt werden, dass die Feinheit des im Unterkapitel 5.2.1 ausgewählten Gitters in der Messstelle nicht ausreichend Auflösung bietet. Die Messungen erfolgen bei einem axialen Abstand von 18 mm. bei einer schrittweise Bewegung des Sensors von 0.2° . Das erfordert senkrecht zur Strahlachse eine Netzfeinheit von

$$\Delta z = x \cdot \tan(\Delta\psi) = 0.018 \cdot \tan(0.2^\circ) \approx 60\mu m \quad (5.42)$$

Eine Lagrange'sche Berechnung bei solcher Netzfeinheit erzwingt sehr kleine Zeitschritte und eine sehr hohe Anzahl an verfolgten Partikeln. Dies führt zu erheblichen Rechenzeiten die für die industrielle Anwendung nicht realistisch sind. Um das Modell trotzdem evaluieren zu können wird ein spezielles Gitter mit ausreichender Auflösung verwendet (vgl. Abb 5.22). Bei diesem speziellen Gitter werden nur die erste 18 mm. vom Strahl berechnet. Die Länge des Berechnungsgebietes ergibt sich aus dem Bedarf, vertretbare Rechenzeiten zu erhalten. Dieses Gitter bietet gegenüber dem bisher verwendeten Gitter zwei Hauptvorteile. Einerseits wird der Spritzlochaustritt mit 5 Zellen aufgelöst

5.2 Validierung und Diskussion

und der Vergleichsbereich ($x = 18$ mm.) mit $\Delta z \approx 90\mu\text{m}$. Dies entspricht einer Auflösung von $\Delta\psi = 0.5^\circ$. Andererseits kann man viel mehr Partikel “einspritzen” weil diese das Berechnungsgebiet verlassen dürfen. Ab einem bestimmten Zeitpunkt ($S_p = 0.018$) ist die Anzahl an verfolgten Partikeln nahezu konstant, weil die Anzahl an Partikeln, die das Berechnungsgebiet verlassen, ungefähr gleich ist wie die Anzahl an neuen entstandenen Partikeln.

Sämtliche Messungen wurden für einen Einspritzdruck von $p_{vor} = 1600$ bar

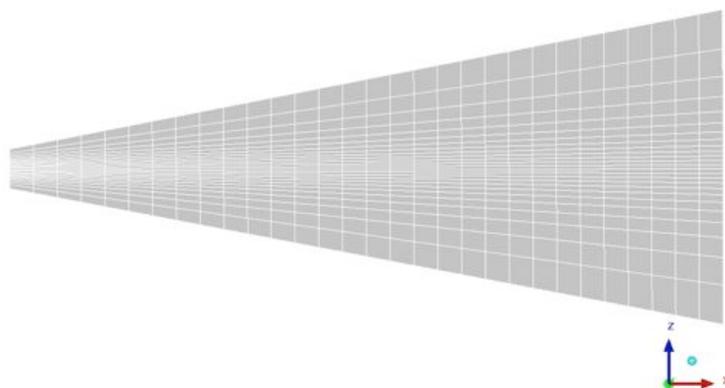


Abbildung 5.22: Feines Gitter für den Vergleich zu Strahlimpulsmessungen

durchgeführt. Bei den Messungen wurde der Kammerdruck von $p_{geg} = 2$ bis auf $p_{geg} = 40$ bar variiert. Bei den Simulationen hingegen wurde der Kammerdruck p_{geg} zwischen 5 und 35 bar geändert. Trotzdem genügt die Druckvariation in der Simulation um den Effekt vom steigenden Gegendruck auf die Impulsverteilung zu beobachten.

In Abbildung 5.23 sind die Ergebnisse von Messung und Simulation Spritzlochweise dargestellt. Die Diagramme zeigen für alle Kurven eine leichte Abhängigkeit des Strahlhöhenwinkels über dem Gegendruck, die mit der Kavitationsneigung zu korrelieren scheint. Die Hauptstrahlrichtung liegt bei kleinen Gegendrücken unter dem geometrischen Höhenwinkel und bei hohen Gegen-

5.2 Validierung und Diskussion

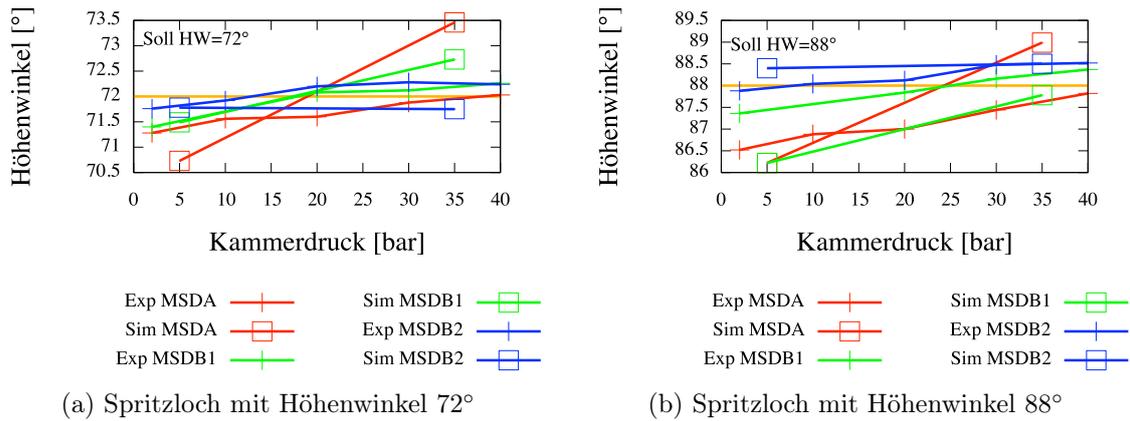


Abbildung 5.23: Variation des Strahl-Höhenwinkels in Abhängigkeit vom Gegendruck p_{geg} .

drücken darüber. Auch wenn die Tendenz der Kurven in den Diagrammen gut abgebildet wird, fällt bei der Betrachtung der Kurvenverläufe vor allem die größere Steigung der Simulationskurven auf. Dieser Effekt ist auf die Auflösung des verwendeten Gitters bei $x = 18\text{mm}$ zurückzuführen, die eine viel zu grobe Auflösung bietet und eine leichtere Kurvensteigung nicht erlaubt. Eine erste Erklärung für den zunehmenden Höhenwinkel kann man in der Düsenströmung finden. Die Sackloch- und Spritzlochgeometrien verursachen, wie bereits im Kap. 3.1 erklärt, eine asymmetrische Impulsverteilung am Düsenaustritt. In Abbildung 5.24 ist die berechnete Geschwindigkeitsverteilung am Düsenaustritt entlang der Achse z (Abb. 4.2) von den drei untersuchten Düsen dargestellt. Die Verteilung der kavitierenden Düsen weist eine ausgeprägtere Asymmetrie aufgrund des kleineren Verrundungsradius und der höheren Kavitationsintensität auf. Ist der Gegendruck klein, bleibt dieses Merkmal aufgrund der schwachen Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas mindestens bis zum Messabstand ($x=18\text{mm}$) erhalten. Steigt aber der Gegendruck p_{geg} , so kommt es aufgrund der stärkeren Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas zu einer besseren Zerstäubung der Flüssigkeit. Dabei geht die ursprüngliche asymmetrische Impulsverteilung verloren und wird nicht mehr am Prüfstand erfasst.

5.2 Validierung und Diskussion

Eine zweite Erklärung zu der Steigung der Kurven und zu der positiven Abweichung der gemessenen und berechneten Höhenwinkel im Bezug auf den geometrischen Höhenwinkel bei hohen Gegendrücken findet man in den durch Kavitation unterstützten Strahlzerfall. Es kann davon ausgegangen werden, dass der Zerfall der Flüssigkeit in Richtung Kavitationsercheinung (+z) begünstigt wird. Diese Annahme wird darin begründet, dass die Steigung der Kurve im Fall von nicht-kavitierenden Düsen immer kleiner ist als bei kavitierenden Düsen⁶. Der Einfluss von Kavitation auf den Strahlzerfall nimmt aufgrund der druckabhängigen Kollapsenergie mit dem Gegendruck zu, wie im Kapitel 4.1 beschrieben. Durch den bei hohen Umgebungsdrücken begünstigten Zerfall der kavitierenden Zone entstehen Tropfen mit einer großen Radialgeschwindigkeit, die die Gasströmung in Richtung +z beschleunigt. Während die Geschwindigkeitsverteilung der flüssigen Phase bei kleinen Umgebungsdrücken und bei dem am Prüfstand verwendeten Messabstand abhängig von der in der Düse sich befindliche Verteilung ist, wird bei höheren Drücken und gleichbleibendem Messabstand die Tropfengeschwindigkeitsverteilung durch die Gasströmung bestimmt. Das ist deshalb so, weil der Impulsaustausch zwischen Gas und Flüssigkeit in einem bestimmten Bereich, dessen Länge abhängig von der Gasdichte ist, stattfindet. Aufgrund des asymmetrischen Strahlzerfalls und das dadurch begünstigte “air entrainment” in Richtung +z werden Tropfen mit der Gasströmung in dieselbe Richtung mittransportiert. Das führt einerseits zu einer größeren Steigung der Kurven in Abb. 5.23 und andererseits zu einer bei hohen Gegendrücken, positiven Abweichung zwischen Sollwert und berechnetem bzw. gemessenem Höhenwinkel.

Eine nähere Betrachtung der Kurven in Abb. 5.23 bestätigt die beiden vorgeschlagenen Erklärungen zum vorgestellten Problem. Bei kleinen Gegendrücken steht die Abweichung (“Offset”) zwischen Sollwert ψ_{geo} und gemessenem ψ_{exp} bzw. berechnetem ψ_{sim} Höhenwinkel im Verhältnis zu der Ausprägung der Asymmetrie der in Abb. 5.24 dargestellten Geschwindigkeitsprofilen. Das wird durch einen direkten Vergleich zwischen den beiden MSDB

⁶Dieses Ergebnis wurde bei internen Messungen in VDO Automotive in Regensburg mehrmals gefunden

5.2 Validierung und Diskussion

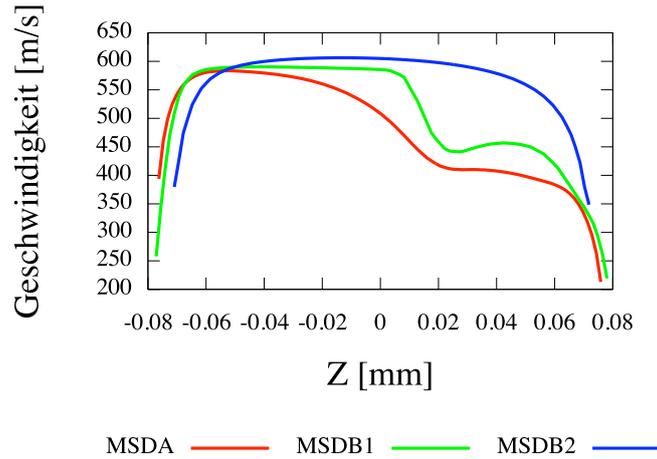


Abbildung 5.24: Geschwindigkeitsprofile für das Spritzloch 1 (88°) aus dem lokalen Koordinatensystem (vgl. Abb.4.2). $p_{vor} = 1600$ bar und $p_{geg} = 20$ bar.

Düsen bestätigt. Die kavitierende Düse MSDB1 weist aufgrund des kleineren Verrundungsradius und der leichteren Konizität eine asymmetrischere Geschwindigkeitsverteilung am Düsenaustritt auf als die Düse MSDB2. Dadurch ist der “Offset” für die Düse MSDB1 in beiden Abb. 5.23a und 5.23b größer. Wird ein Vergleich zwischen den Spritzlöchern für eine bestimmte Düse gezogen, so kommt man zu demselben Ergebnis. Wegen der Spritzlochgeometrie ist die Asymmetrie der Strömung größer für das Spritzloch mit Höhenwinkel 88° , wie in Abb. 5.25 dargestellt. Dementsprechend ist der “Offset” oder die Abweichung der Kurven in Abb.5.23b für alle Düsen größer als in Abb. 5.23a. Was die Steigung der Kurven angeht, sieht man auch in den Diagrammen eine stärkere Zunahme der Steigung für kavitierende Düsen im Vergleich zu nicht-kavitierenden Düsen. Ein Vergleich zwischen Spritzlöchern einer Düse zeigt eine größere Steigung für Spritzlöcher mit einer stärkeren Kavitationsneigung (Spl88).

5.2 Validierung und Diskussion

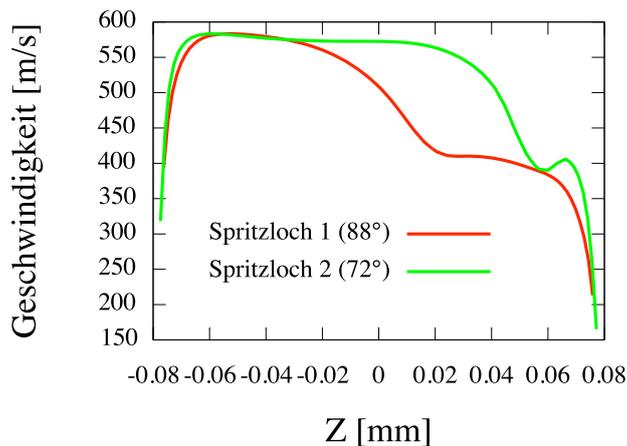


Abbildung 5.25: Geschwindigkeitsprofile für beide Spritzlöcher der Düse MSDA aus den lokalen Koordinatensystemen (vgl. Abb.4.2). $p_{vor} = 1600$ bar und $p_{geg} = 20$ bar.

5.2.4 Bewertung und Zusammenfassung

Sämtliche Simulationen dieses Kapitels werden mit dem im Kapitel 4 vorgestellten Primärzerfallsmodell und dem numerischen Setup vom Unterkapitel 5.1 durchgeführt. Das Ziel war hier, den Gültigkeitsbereich des Modells zu evaluieren und eine erste Kalibrierung der Modellkonstanten anhand von Messungen durchzuführen.

Um die makroskopischen Strahleigenschaften wie Eindringtiefe und Nah- und Fernkegelwinkel zu untersuchen wurden mehrere Simulationen mit Messwerten verglichen. Für diese Untersuchung wurden folgende Parameter variiert: Einspritzdruck, Gegendruck und Spritzlochgeometrie. Bei der Untersuchungen der Strahlimpulsverteilung wurde aufgrund des erhöhten Genauigkeitsbedarf ein anderes Berechnungsgitter verwendet. Die in dieser Arbeit gewonnenen Simulationsergebnisse können im Folgenden in kohärenter Art und Weise interpretiert werden:

- Der im Kapitel 4 vorgestellte energetische Ansatz zeigt sich als brauchbares Ausgangspunkt für eine ausführliche Beschreibung der Primärzer-

5.2 Validierung und Diskussion

fallsvorgänge an flüssigen Strahlen unter Diesel Einspritzbedingungen. Der qualitative Vergleich zwischen Messung und Simulation ist zufriedenstellend und beweist die Tauglichkeit der energetischen Betrachtung, das Phänomen der Zerstäubung von Dieselsprays zu beschreiben.

- Der oft in der Literatur zu experimentell vermessenen Dieselstrahlen berichtete Zusammenhang, dass eine Zunahme des Gegendrucks oder des Einspritzdruckes zu einer besseren primären Zerstäubung der Flüssigkeit, d.h. zur Entstehung kleinerer Primärtropfen mit stärkerer Dispersion führt, kann mit den hier durchgeführten Simulationen bestätigt werden. Gleichen Effekt hat eine Änderung der Spritzlochgeometrie: große Höhenwinkel, kleine Verrundungsradii und Konizitätsfaktoren führen mit dem vorgestellten Primärzerfallsmodell ebenfalls zu einer besseren Zerstäubung.
- Die asymmetrische Strömung in der Düse führt zwangsläufig zu einer asymmetrischen Impulsverteilung im Spray, die bei kleinen Gegendrücken eine bestimmte Strecke in axiale Richtung erhalten bleibt. Diese Asymmetrie der Impulsverteilung wird für die in dieser Arbeit untersuchten Strahlen in Richtung $-Z$ des lokalen Koordinatensystems erzwungen. Je höher der Gegendruck, desto weniger ausgeprägt ist die Asymmetrie bei konstant bleibender Axialposition.
- Durch die unregelmäßige Verteilung der Zerfallsenergie wird eine weitere Asymmetrie im Spray verursacht. Hierbei entstehen Tropfen mit starken radialen Geschwindigkeitskomponenten in Richtung $+Z$ des lokalen Koordinatensystems, die sehr wenig Masse enthalten, aber trotzdem optisch dicht wirken.
- Das Lagrange'sche Verfahren hat sich als zuverlässigerer Ansatz zur Berechnung von Dieselsprays erwiesen, besonders im Bereich des dünnen Sprays. Seine Anwendung im dichten Spraybereich und am Sprayrand ist jedoch mit kleinen Unsicherheiten verbunden. Diese Nachteile las-

5.2 Validierung und Diskussion

sen sich durch zahlreiche Vorteile diese mathematischen Ansatzes aufheben, wie z.B. die Einfachheit der Implementierung, die Schnelligkeit der Berechnungen und die Charakterisierung der Einzeltropfen.

- Der Einfluss von Tropfenkoaleszenz bleibt unbekannt, kann aber eine wichtige Rolle spielen im dichten Bereich des Sprays.

Modellkonstanten

- α Mit dieser Konstante wird der Massenanteil von der kavitierenden Zone 2 bestimmt. Für die Simulationen in dieser Arbeit wird ein Wert von $\alpha = 0.15$ angenommen
- \bar{R} und σ_R . Mit diesen Parametern wird der Radius der Dampfblasen kontrolliert. Die Werte ($\bar{R} = 10\mu m$ und $\sigma = 8\mu m$) stammen von der ursprünglichen Modellformulierung von Baumgarten [9] und passen auch gut zu den abgeschätzten Blasengrößen bei den Arbeiten von Fath et al [35] und Nishimura [73]
- η_1 und η_2 . Diese Modellparameter stehen als Wirkungsgrad der Energieumwandlung für jeweils die flüssige Zone und die kavitierende Zone. Bei den Kollisionsvorgängen und damit verbundenen nicht vollständig reversiblen Prozessen wie weiterer Tropfenzerfall, Koaleszenz, Abbremsung, Beschleunigung oder thermischen Effekten wird Energie dissipiert. Für diese Arbeit wird angenommen dass die ganze Zerfallsenergie in Oberflächenenergie und kinetische Energie umgewandelt wird, d.h. $\eta_1 = 1$ und $\eta_2 = 1$, denn eine realistische Abschätzung der dissipierten Energie ist äußerst kompliziert.
- κ_1 und κ_2 . Mit Hilfe dieser Konstanten wird das Verhältnis von Oberflächenenergie zu radialen kinetischen Energie ermittelt. κ_2 wurde so gewählt, dass die Primärtropfen, die den Sprayrand bilden, in Übereinstimmung zu den Messungen von Fath [35] sind ($\kappa_2 = 0.05$). κ_1 bestimmt zusammen mit der Konstante C den Durchmesser der großen

5.2 Validierung und Diskussion

Primärtropfen und wird dadurch verantwortlich für die Eindringtiefe des Sprays. Der Wert von κ_1 wurde mit Hilfe der Messungen an der Eindringtiefe festgestellt ($\kappa_1 = 0.003$)

- *C. Arcoumanis* hat diese Konstante mit einem Wert von $C = 0.007$ eingeführt um plausible Tropfengrößen aus dem Kraftgleichgewicht von Gleichung 4.19 zu erhalten. Für diese Arbeit wurde diese Konstante bis auf $C = 0.006$ reduziert

6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war, ein CFD-Modell zur Beschreibung des Primärzerfalls von Diesel-Einspritzstrahlen auf Basis eines aus der Literatur bekannten Ansatzes [9] in ein kommerzielles CFD-Programm zu implementieren, seinen Gültigkeitsbereich zu erweitern und die damit erzielten Berechnungsergebnisse anhand von Messdaten zu validieren. Im Vordergrund steht die Frage, ob das Modell im Stande ist, das aus der Literatur bekannte Verhalten von Hochgeschwindigkeitsstrahlen bei Änderung der Randbedingungen richtig abzubilden.

Um eine Dieselsprayberechnung unter möglichst realen Bedingungen beschreiben zu können, ist eine sehr genaue Charakterisierung der Strömung innerhalb der Einspritzdüse notwendig. Aus diesem Grund liegt der Schwerpunkt des ersten Teils der Arbeit darauf, die Innenströmung von Einspritzdüsen quantitativ und qualitativ umfassend zu beschreiben um nicht zuletzt einen Beitrag zum besseren Verständnis des nachfolgenden Strahlzerfalls zu liefern. Um ein höchstmögliches Maß an Übereinstimmung mit den Strömungsverhältnissen realer Einspritzdüsen zu wahren, werden die zur Validierung der Berechnungen verwendeten Untersuchungen an einer unskalierten, aus Glas gefertigten Zweilochdüse durchgeführt. Mit Hilfe von Durchlichtaufnahmen und Mikro-PIV Geschwindigkeitsmessungen wird die Düsenströmung im Bezug auf Kavitation und Geschwindigkeitsprofil charakterisiert. Dabei wird bestätigt, dass eine asymmetrische Verteilung von Masse, Geschwindigkeit und Dampf in der Düse vorliegt.

6 Zusammenfassung

Für die weitere Validierung der hydraulischen Eigenschaften realer Düsen wird auf seriengängige Düsen zugegriffen. Dabei werden der Kavitationsumschlagpunkt und die Durchflusskennlinie bestimmt und mit Berechnungen verglichen. Nach zufriedenstellender Validierung der Düsenströmung, erfolgt die Berechnung der Strömung realer Düsen unter Diesel-Einspritzbedingungen. Als Randbedingung für die nachfolgende Spraysimulation resultiert als Funktion der Zeit die Verteilung von Masse, Dampf, turbulente Energie und Geschwindigkeit am Düsenaustritt.

Um den Einfluss der Düsenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen zu modellieren wird ein vorhandenes Primärzerfallsmodell verwendet, das den wichtigen Effekt von Kavitation und Turbulenz auf die Zerstäubung des Kraftstoffes beschreibt. Dazu wird ein energetischer Ansatz verwendet, der eine einfache Bilanz zwischen dem energetischen Zustand der zweiphasigen Strömung am Düsenaustritt und dem energetischen Zustand des dichten Sprays zieht. Dieses Modell wird vorgestellt und erweitert um der detaillierten 3D-Berechnung der zweiphasigen Düsenströmung Rechnung zu tragen. Die starke Kopplung des Geschwindigkeitsfeldes zwischen Düse und Strahl und die Verbesserung der Verteilung von Kollapsenergie zwischen flüssigen und kavitierenden Zonen zählen zu den Haupterweiterungen zum ursprünglichen Modell. Als Ergebnis erhält man sämtliche Tropfeneigenschaften, die für die Initialisierung der Sprayberechnungen nötig sind: Startposition, Geschwindigkeitsvektor und Tropfengröße.

Anhand der durch das Primärzerfallsmodell erhaltenen Tropfeneigenschaften erfolgt die Simulation des Sprays. Die Berechnungsgrundlage dafür ist ein gekoppeltes Euler-Lagrange-Verfahren, das im Detail vorgestellt wird. Bei dieser numerischen Methode werden die Erhaltungsgleichungen der Gasphase in einem ortsfesten Koordinatensystem gelöst, während die Tropfen im mitbewegten Bezugssystem betrachtet werden. Obwohl die Kopplung der beiden Phasen einen gewissen Mehraufwand bedeutet, wird gezeigt, dass sich

6 Zusammenfassung

das Euler-Lagrange-Verfahren zur Berechnung von Dieselsprays eignet und eine genaue Charakterisierung der Tropfeneigenschaften erlaubt.

Um die Tauglichkeit der Sprayberechnungen zur Beschreibung des betrachteten Problems zu prüfen, werden die Simulationsergebnisse Messdaten gegenübergestellt. Hierbei wird der Strahl anhand von Eindringtiefe und Strahlwinkel charakterisiert. Die Ausbreitung des Sprays bei einer Änderung des Einspritz-, Kammerdrucks und der Düsengeometrie wird untersucht. Sämtliche Sprayberechnungen können das aus der Literatur bekannte Verhalten des Sprays bei Änderung der Randbedingungen vorhersagen. Besonders im Fall der Änderung der Düsengeometrie wird der Einfluss von Kavitation und Turbulenz auf dem Strahlzerfall durch das neue Modell deutlich. Weiterhin kann das Primärzerfallsmodell den Strahlauflbruch zeitabhängig beschreiben, so dass die Zerstäubung bei kleinen Nadelhuben sich stark von der Zerstäubung bei geöffnetem Zustand der Düse unterscheidet.

Ob sich die asymmetrische Massenverteilung der Düsenströmung im Spray erhält, wird mit Hilfe von Strahlimpulsmessungen untersucht. Durch das vorgestellte Modell werden zwei Effekte, die durch Kavitation entstehen, bei der Zerstäubung deutlich. Zum einen wird eine asymmetrische Verteilung von Masse und Geschwindigkeit im Strahl in Richtung kleinerer Höhenwinkel erzwungen, da Kavitation nah an der oberen Wand des Spritzloches entsteht. Zum anderen liegt im Spritzloch eine asymmetrische Verteilung der Zerfallsenergie vor, die den Zerfall in Richtung Kavitationserscheinung fördert. Der Vergleich zwischen Strahlimpulsmessungen und Berechnungen bestätigt diesen Zusammenhang.

Eine weitere Validierung der berechneten Tropfengröße anhand von Messungen und der Einsatz eines Kollisionsmodells verbleiben als mögliche Hauptthemen für zukünftige Arbeiten. Insgesamt bietet die in dieser Arbeit vorgestellte Vorgehensweise eine solide Betrachtungsweise zur Beschreibung und

6 Zusammenfassung

Analysierung der Problematik, die bei der Dieseleinspritzung durch die starke Kopplung zwischen Düse und Strahlzerfall, auftritt. Nicht nur zufriedenstellende Ergebnisse, sondern auch die für den industriellen Einsatz vertretbaren Rechenzeiten, bestärken die Anwendbarkeit dieses Ansatzes für die Simulation innermotorischer Vorgänge.

Summary

In this thesis, a well-known model for the simulation of cavitation and turbulence induced primary break-up of Diesel jets [9] has been further developed and evaluated. The presented enhancement extends the area of validity of the model. It is implemented in a commercial CFD-Code for the evaluation of its performance by means of a comparison to experimental values. The thesis shows that the modified model is capable of reproducing the behaviour of high speed jets under different boundary conditions, providing good comparisons to experiments reported in the literature.

In order to simulate the Diesel jet break-up under engine-like conditions it is very important to exhaustively characterise the flow inside the injection nozzle. This is why the first chapter of this work focuses mainly on the quantitative and qualitative description of the turbulent and cavitating nozzle flow. The goal here is to try to obtain a better understanding of the influence of the nozzle flow characteristics on the subsequent liquid jet break-up. Experiments on a non-scaled, two-hole glass nozzle are taken for comparison in order to validate the CFD simulations. With that, a high degree of consistency between the flow characteristics inside real nozzles and simulations results can be achieved. For the characterisation of the nozzle flow regarding cavitation and velocity distribution, backlighted images of the cavitating flow and micro-PIV measurements of the flow velocity inside the glass nozzle are used. As expected, the results of both simulations and measurements show an asymmetric distribution of mass, vapour and velocities inside the injection nozzle

6 Zusammenfassung

For the further validation of the hydraulic properties of the flow inside a nozzle, experiments are carried out on real engine nozzles, where the critical cavitation point (CCP) and the characteristic curve of three different real nozzles are measured and compared to simulations. After satisfactorily validating the nozzle flow under narrowed experimental conditions, simulations are carried out under real Diesel injection conditions. Flow properties like mass, vapour, turbulent energy and velocity distributions are then recorded at the nozzle hole exit as a function of time and space. This output of the nozzle flow simulations is then used as input boundary condition for the spray simulation.

The modeling of the influence of the nozzle flow on the break-up of Diesel jets uses an existent primary breakup-up model that accounts for the important effect of turbulence and cavitation on the atomisation of fuel jets. In this model an energetic approach is used, where a balance is drawn between the available energy in the two-phase flow at the nozzle exit and the energetic state of the dense spray straight after the nozzle exit. In this thesis, the model is presented together with some enhancements and applied to three-dimensional calculations of the cavitating flow inside the nozzle. The output of the model yields all of the droplet properties that are needed for the initialisation of spray simulations (start position, velocity vector and droplet size).

The spray simulation is then initiated by means of the droplet properties given by the primary break-up model. These droplets are then tracked inside the domain with a coupled Euler-Lagrange method, which treats the fluid as a continuum in a fixed reference system and the droplets (dispersed phase) as discrete entities with moving reference system. The coupling is performed via source terms calculated for each variable at every control volume. This method is suited for dispersed as well as dense multi-phase flows. In this

6 Zusammenfassung

work it is shown, that the E-L method applies well for the simulation of high speed jets and allows a good characterisation of the droplet properties.

The suitability of the chosen approach for the description of the considered problem is evaluated by means of a comparison between experiments and simulations. The experimental data of the fuel spray for different boundary conditions like injection pressure, chamber pressure and nozzle geometry is compared to simulations. Regarding the spray shape, following variables are used for comparison: spray penetration and spray angle. The results show how simulations reproduce the experimental trends found in the vast literature to Diesel sprays. The effect of the nozzle geometry and its influence on cavitation and turbulence appearance is particularly well reproduced with the present modelling approach. In addition to that, the primary break-up process is described as a function of time, what allows to differentiate the fuel break-up for low and high needle lifts inside the nozzle, for example.

The asymmetric mass distribution in the spray is investigated by means of spray momentum measurements. The used primary break-up model can reproduce the important phenomena in the spray which are caused by the appearance of cavitation inside the nozzle. On the one hand, the asymmetric distribution of velocity and mass inside the nozzle leads to a likewise asymmetric distribution in the spray. For the nozzle studied in this work, this causes the measured included angle to be lower than the geometrical one, affecting the expected point of impingement on the cylinder. On the other hand, there is an asymmetric distribution of break-up energy at the nozzle exit, that promotes the break-up in the direction where cavitation appears. The comparison between simulation and experiments confirms these two effects.

The approach used in this work for the simulation of the break-up of high speed fuel jets entering a high pressure gas chamber has proven to be a solid

6 Zusammenfassung

starting point for the description and analysis of the strong coupling between nozzle and spray. Not only the satisfactory results of the model, but also its suitability for industrial use, confirm the applicability of this model as a useful tool for the simulation of the injection event inside the cylinder.

Literaturverzeichnis

- [1] *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*. Ansys Europe, Ltd., 2006.
- [2] J. Abraham. What is the adequate resolution in the numerical computation of transient jets? *SAE*, (SAE 970051), 1997.
- [3] J. Abraham and V. Magi. Computations of transient jets: Rng k-e model vs. standard k-e model. *SAE*, (970885), 97.
- [4] R Aneja and J. Abraham. How far does the liquid penetrate in a diesel engine: Computed results vs. measurements. *Combustion Sci. Technol.*, 138:233–256, 1998.
- [5] C. Arcoumanis and M. Gavaises. Linking nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection system. *Atomization and Sprays*, 8:307–347, 1998.
- [6] J. Arrègle, Pastor J.V., and S. Ruiz. The influence of injection parameters on diesel spray characteristics. *SAE*, 1999-01-0200, 1999.
- [7] C. Badock. *Untersuchungen zum Einfluß der Kavitation auf den primären Strahlzerfall bei der dieselmotorischen Einspritzung*. PhD thesis, Universität Darmstadt, 1999.
- [8] G. Barroso, B.M. Schneider, and K. Boulouchos. An extensive parametric study on diesel spray simulation and verification with experimental data. *SAE Technical Paper*, (2003-01-3230), 2003.

- [9] C. Baumgarten. *Modellierung des Kavitationseinflusses auf den primären Strahlzerfall bei der Hochdruck-Dieseleinspritzung*. PhD thesis, University Hannover, 2003.
- [10] C. Baumgarten, H. Lettmann, and G. P. Merker. Modelling of primary and secondary break-up processes in high pressure diesel sprays. *24 th CIMAC World Congress*, (No. 7), 2004.
- [11] G.M. Bianchi, P. Pelloni, F.E. Corcione, L. Allocca, and F. Luppino. Modeling atomization of high-pressure diesel jets. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123:419, 2001.
- [12] S.F. Birch and J.M. Eggers. A critical review of the experimental data for developed free turbulent shear layers. *NASA SP-321*, 1:11–40, 1972.
- [13] J. Bode. *Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen*. PhD thesis, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen., 1991.
- [14] P.R. Brazier-Smith, S.G. Jennings, and J. Latham. The interaction of falling water drops: Coalescence. *Proc. Royal Society Lond. A.*, 326(393-408), 1972.
- [15] C.E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. ISBN 0-19-509409. Oxford University Press, 1995.
- [16] M. Burger. *Gemischbildung in Hochdruckbrennkammern: Numerische Ansätze zur Berechnung instationärer Zweiphasenströmungen*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 2005.
- [17] R. Busch. *Untersuchung von Kavitationsphänomenen in Dieseleinspritzdüsen*. PhD thesis, University Hannover, 2001.
- [18] H. Chaves, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeier, and T. Schneider. Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles. *SAE*, (SAE 950290), 1995.

- [19] H. Chaves and Ch. Ludwig. Characterization of cavitation in transparent nozzles depending on the nozzle geometry. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2005.
- [20] H. Chaves, R. Miranda, and R. Knake. Particle image velocimetry measurements of the cavitating flow in a real size transparent vco nozzle. *International Conference on Multiphase Flow*, (S4-Mon-C-6), 2007.
- [21] H. Chaves and I. Schuhbauer. Cavitation in an asymmetric transparent real size vco nozzle. *Spray'06. Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung*, 2006.
- [22] B. Chehroudi, S.H. Chen, F.V. Bracco, and Y. Onuma. On the intact core of full-cone sprays. *SAE*, (850126), 1985.
- [23] N. Chigier and R.D. Reitz. Regimes of jet breakup and breakup mechanisms (physical aspects). *Recent Advances in Spray Combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena*, 1, 1996.
- [24] M. Chrigui. *Eulerian-Lagrangian Approach for Modeling and Simulations of Turbulent Reactive Multi-Phase Flows under Gas Turbine Combustor Conditions*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2005.
- [25] R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber. *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press, 1978.
- [26] O. Coutier-Delgosha, R. Fortes-Patella, and J.L. Reboud. Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, Vol.125(no.1):38–45, 2003.
- [27] O. Coutier-Delgosha, R. Fortes-Patella, J.L. Reboud, N. Hakimi, and C. Hirsch. Numerical simulation of cavitating flow in 2d and 3d inducer geometries. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 48:135–167, 2005.

- [28] S. Dammer and D. Lohse. Gas enrichment at liquid-wall interfaces. *Physical Review Letters*, 2006.
- [29] M. Dianat and I.P. Castro. Turbulence in a separated boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 226:91, 2006.
- [30] N. Dumont, O. Simonin, and C. Habchi. Cavitating flow in diesel injectors and atomization: a bibliographical review. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2000.
- [31] C. Dumouchel, J. Cousin, and K. Triballier. On the role of the liquid flow characteristics on low-weber-number atomization processes. *Experiments in Fluids*, 38:637–647, 2005.
- [32] W. Eifler. *Untersuchungen zur Strahlstruktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematographie*. PhD thesis, Universität Kaiserslautern, 1990.
- [33] S. Elghobashi. Particle-laden turbulent flows: Direct simulation and closure models. *Applied Scientific Research*, 48:301–314, 1991.
- [34] G.M. Faeth, L.P. Hsiang, and P.K. Wu. Structure and breakup properties of sprays. *International Journal of Multiphase Flow*, 21:99–127, 1995.
- [35] A. Fath. *Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [36] J.H. Ferziger and Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Verlag, 1999.
- [37] M. Gavaises, A. Theodorakakos, G. Bergeles, and G. Brenn. Evaluation of the effect of droplet collisions on spray mixing. *Institution of Mechanical Engineers*, pages 465–475, 1996.

- [38] A.G. Gerber. A cfd model for devices operating under extensive cavitation conditions. *International Mechanical Engineering Congress and Exhibit*, 2002.
- [39] M. Gnirß, K. Heukelbach, and C. Tropea. Influence of nozzle flow on the atomization of liquid sheets and round jets. *DFG-Priority Programm Atomization and Spray Processes*, (1.2), 2004.
- [40] M.A. Gonzalez, Z.W. Lian, and R.D. Reitz. Modeling diesel engine spray vaporization and combustion. *SAE*, (920579), 92.
- [41] A.D. Gosman and E. Ioannides. Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors. *Journal of Energy*, 7:482–490, 1983.
- [42] Ö.L. Gülder, G.J. Smallwood, and D.R. Snelling. Diesel spray structure investigation by laser diffraction and sheet illumination. *SAE*, (920577), 1992.
- [43] C. Habchi, D. Verhoeven, C. Huynh Huu, L. Lambert, and T. Baritaud. Modeling atomization and break up in high-pressure diesel sprays. *SAE Technical Paper*, (970881), 97.
- [44] J. S. Han, P.S. Lu, X.B. Xie, M.C. Lai, and N.A. Henein. Investigation of diesel spray primary break-up and development for different nozzle geometries. *SAE*, (2002-01-2775), 2002.
- [45] C. Herring. *Theory of the Pulsations of the Gas Bubble Produced by an Underwater Explosion*. Columbia University NDRC, 1941.
- [46] A.C. Hindmarsh. Odepack, a systematized collection of ode solvers. *Scientific Computing*, pages 55–64, 1983.
- [47] H. Hiroyasu. Spray break-up mechanisms from the hole-type nozzle and its applications. *Atomization and Sprays*, 10:511–527, 2000.

- [48] H. Hiroyasu and M. Arai. Structures of fuel sprays in diesel engines. *SAE*, (SAE 900475), 1990.
- [49] C. Hirsch. *Numerical Computation of Internal and External Flows*. Wiley-Interscience, 1991.
- [50] C.W. Hirt and B.D. Nichols. Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39:201–225, 1981.
- [51] L.P. Hsiang and G.M. Faeth. Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, pages 635–652, 1992.
- [52] K. Y. Huh and A.D. Gosman. A phenomenological model of diesel spray atomisation. *Proceedings of The International Conference on Multiphase Flows*, 1991.
- [53] E.A. Ibrahim, H.Q. Yang, and A.J. Przekwas. Modeling the spray droplet deformation and breakup. *AIAA J. Propulsion and Power*, 9:651–654, 1993.
- [54] S. Kampmann, B. Dittus, P. Mattes, and M. Kirner. The influence of hydro grinding at vco nozzles on the mixture preparation in a di diesel engine. *SAE*, (SAE 960867), 1996.
- [55] A. Keller. The effect of flow turbulence on cavitation inception. *Pump Congress Proceedings*, 1996.
- [56] J.Y. Koo and J.K. Martin. Near-nozzle characteristics of a transient fuel spray. *Atomization and Sprays*, 5:107–121, 1995.
- [57] C. Krüger. *Validierung eines 1D-Spraymodells zur Simulation der Gemischbildung in direkteinspritzenden Dieselmotoren*. PhD thesis, Technische Hochschule Aachen, 2001.

- [58] E. Kull. *Einfluss der Geometrie des Spritzlochs von Dieseleinspritzdüsen auf das Einspritzverhalten*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2003.
- [59] E. Kull and T. Klaua. Correlation of cavitation tendency of diesel injection nozzles with engine performance. *Global Powertrain Congress*, 2007.
- [60] E. Kumzerova. Validation of spray simulations in cfx-11. *Ansys CFX Internal Validation Report*, 2006.
- [61] M. Larmi, P. Rantanen, J. Tiainen, J. Klijärvi, F.X. Tanner, and K. Stalsberg-Zarling. Simulation of non-evaporating diesel sprays and verification with experimental data. *SAE*, (2002-01-0946), 2002.
- [62] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Comp Meth Appl Mech Eng*, 3:269–289, 1974.
- [63] A.H. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publ. Corp., New York, 1989.
- [64] P. Leick, J. Wang, T. Riedel, G. Bittlinger, C.F. Powell, and A.L. Kastengren. X-ray measurements of the mass distribution in the dense primary break-up region of the spray from a standard multi-hole common-rail diesel injection system. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2007.
- [65] M. Li, A. Mulemane, M.C. Lai, and R. Poola. Simulating diesel injectors based on different cavitation modeling approaches. *Proceedings of ICES*, 2005.
- [66] B. Liu, D. Mather, and R.D. Reitz. Effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *SAE*, 930072, 1993.
- [67] F.R. Menter. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA Journal*, (93-2906), 1993.

- [68] F.R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [69] R. Miranda, H. Chaves, U. Martin, and F. Obermeier. Cavitation in a transparent real size vco nozzle. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2003.
- [70] R. Miranda, H. Chaves, and F. Obermeier. Imaging of cavitation, hollow jets and jet branching at low lift in a real size vco nozzle. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2002.
- [71] J.D. Naber and D.L. Siebers. Effect of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays. *SAE*, 960034, 1996.
- [72] C. Neto, D.R. Evans, E. Bonaccorso, H.J. Butt, and V.S. Craig. Boundary slip in newtonian liquids: a review of experimental studies. *Institute of Physics Publishing*, 68:2859–2897, 2005.
- [73] A. Nishimura and D.N. Assanis. A model for primary diesel fuel atomization based on cavitation bubble collapse energy. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2000.
- [74] B. Oesterle and A. Petitjean. Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 19:199–211, 1993.
- [75] B. Ofner. *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*. PhD thesis, TU München, 2001.
- [76] P.J. O’Rourke. *Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays*. PhD thesis, Los Alamos National Laboratory, New Mexico, 1981.
- [77] P.J. O’Rourke and A.A. Amsden. The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE*, (SAE 872089), 1987.

- [78] P.J. O'Rourke and F.V. Bracco. Modelling of drop interactions in thick spray and comparison with experiments. *Institution of Mechanical Engineers*, (101-116), 1980.
- [79] P. Pelloni and G.M. Bianchi. A cavitation-induced atomization model for high-pressure diesel spray simulations. *32 ISATA International Congress*, (99SIO44), 1999.
- [80] M. Pilch and C.A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced break-up of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6):741–757, 1987.
- [81] G. Pitcher, G. Wigley, and M. Saffman. Velocity and drop size measurements in fuel sprays in a direct injection diesel engine. *Part. Part. Syst. Charact.* 7, pages 160–168, 1990.
- [82] E. Platzer/Deux and M. Sommerfeld. Modelling of turbulent atomization with a combined euler/lagrange euler/euler approach: Starting with a two-fluid model in the dense spray region. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2002.
- [83] E. Platzer/Deux and M. Sommerfeld. Modelling of the turbulent atomisation of liquids and spray formation. *DFG-Priority Programm Atomization and Spray Processes*, (Paper No 1.3), 2004.
- [84] S. Post, V. Iyer, and J. Abraham. A study of near-field entrainment in gas jets and sprays under diesel conditions. *Journal of Fluids Engineering*, 122:385–395, 2000.
- [85] R.D. Reitz. Modelling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*, 3:309–337, 1987.
- [86] R.D. Reitz and F.V. Bracco. Mechanisms of atomization of a liquid jet. *Phys. Fluids*, 1982.

- [87] R.D. Reitz and R. Diwakar. Structure of high-pressure fuel sprays. *SAE*, (SAE 870598), 1987.
- [88] H. Roth, M. Gavaises, and C. Arcoumanis. Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles. *SAE Technical Paper*, 2002-01-0214, 2002.
- [89] M. Rüger, S. Hohmann, M. Sommerfeld, and G. Kohnen. Euler/lagrange calculations of turbulent sprays: The effect of droplet collisions and coalescence. *Atomization and Sprays*, 10:47–81, 2000.
- [90] F. Ruiz and L. He. Turbulence under quasi-cavitating conditions: a new species? *Atomization and Sprays*, Vol 9:419–429, 1999.
- [91] J. Sauer. *Instationär kavitierende Strömungen. Ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik*. PhD thesis, Universität Kalsruhe, 2000.
- [92] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, 3 edition, 1979.
- [93] R. Schmehl. Advanced modeling of droplet deformation and breakup for cfd analysis of mixture preparation. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2002.
- [94] R. Schmehl, G. Maier, and S. Wittig. Cfd analysis of fuel atomization, secondary droplet breakup and spray dispersion in the premix duct of a lpp combustor. *ICLASS*, 2000.
- [95] D.P. Schmidt and P.K. Senecal. Improving the accuracy of spray simulations. *SAE*, (2002-01-1113), 2002.
- [96] B.M. Schneider. *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*. PhD thesis, Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, 2003.

- [97] I. Senocak and W. Shyy. Evaluation of cavitation models for navier-stokes computations. *Proceedings of FEDSM*, 2002.
- [98] M.L. Shur, Strelets M.K., A.K. Travin, and P.R. Spalart. Turbulence modeling in rotating and curved channels: Assessing the spalart-shur correction. *AIAA Journal*, 38(5):784–792, 2000.
- [99] M. Sommerfeld. *Modellierung und numerische Berechnung von Partikelbeladenen Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens*. Shaker Verlag, Aachen, 1996.
- [100] M. Sommerfeld. Validation of a stochastic lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, 27:1829–1858, 2001.
- [101] M. Sommerfeld. *VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Lca*. Springer-VDI-Verlag, 2002.
- [102] M. Sommerfeld, C.T. Crowe, and Y. Tsuji. *Fundamentals of gas-particle and gas-droplet flows*. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1998.
- [103] J.O. Soriano Palao, M. Sommerfeld, A. Burkhardt, and H. Chaves. Modeling the influence of the nozzle flow on diesel spray atomization under high pressure injection conditions. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2007.
- [104] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith. Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization. *SAE*, (950080), 1995.
- [105] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith. Further studies of cavitation and atomization in diesel injection. *SAE*, (1999-01-1486), 1999.
- [106] C. Soteriou, R. Andrews, M. Smith, N. Torres, and S. Sankhalpara. The flow patterns and sprays of variable orifice nozzle geometries for diesel injection. *SAE*, (2000-01-0943), 2000.

- [107] K. Stalsberg-Zarling, K. Feigl, F.X. Tanner, and M. Larmi. Momentum coupling by means of lagrange polynomials in the cfd simulation of high-velocity dense sprays. *SAE*, (2004-01-0535), 2004.
- [108] N. Tamaki, K. Nishida, H. Hiroyasu, and M. Shimizu. Effects of the internal flow in a nozzle hole on the breakup processes of a liquid jet. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 24(4-6), 1997.
- [109] F.X. Tanner. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *SAE*, (970050), 1997.
- [110] F.X. Tanner. A cascade atomization and drop breakup model for the simulation of high-pressure liquid jets. *SAE*, (2003-01-1044), 2003.
- [111] R. Tatschl, E. Winklhofer, and C. von Kuensberg Sarre. Entwicklung und experimentelle verifizierung eines simulationsmodells zur berechnung des primärzerfalls von dieselstrahlen. Technical report, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2000.
- [112] L. Trilling. The collapse and rebound of a gas bubble. *Journ. Appl. Phys.*, 23:14–17, 1952.
- [113] K.S. Varde and D.M. Popa. Diesel fuel spray penetration at high injection pressures. *SAE Technical Paper*, (830448), 1983.
- [114] E. von Berg, A. Alajbegovic, D. Greif, A. Poredos, R. Tatschl, E. Winklhofer, and L.C. Ganippa. Primary break-up model for diesel jets based on locally resolved flow field in the injection hole. *Institute for Liquid Atomization and Spray Systems*, 2002.
- [115] E. von Berg, W. Edelbauer, A. Alajbegovic, R. Tatschl, M. Volmajer, B. Kegl, and L.C. Ganippa. Coupled simulations of nozzle flow, primary fuel jet breakup, and spray formation. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol 127:897, 2005.

- [116] C. von Kuensberg Sarre, S.C. Kong, and R.D. Reitz. Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays. *SAE*, (1999-01-0912), 1999.
- [117] W. von Ohnesorge. Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 16(6):355–358, 1931.
- [118] C. Vortmann. *Untersuchungen zur Thermodynamik des Phasenübergangs bei der numerischen Berechnung kavitierender Düsenströmungen*. PhD thesis, Universität Kalsruhe, 2001.
- [119] J. Walther. *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2002.
- [120] Y. Wan. *Numerical Study of Transient Fuel Sprays with Autoignition and Combustion under Diesel-Engine Relevant Conditions*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1997.
- [121] D.C. Wilcox. *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries, La Canada, 2000.
- [122] P.K. Wu, R.F. Miranda, and G.M. Faeth. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent round liquid jets. *Atomization and Sprays*, Vol 5:175–196, 1995.
- [123] S. Wursthorn. *Numerische Untersuchung kavitierender Strömungen in einer Modellkreiselpumpe*. PhD thesis, Universität Kalsruhe, 2001.
- [124] M. Xu, K. Nishida, and H. Hiroyasu. A practical calculation method for injection pressure and spray penetration in diesel engines. *SAE*, (920624), 1992.
- [125] H.Q. Yang, A.K. Singhal, and M. Megahed. The full cavitation model. *Von Karman Institute Lecture Series*, 2005.

- [126] W. Yuan, J. Sauer, and G.H. Schnerr. Modeling and computation of unsteady cavitating flows in injection nozzles. *Journ. Med. Ind.*, 2(383-394), 2001.
- [127] W. Yuan and G.H. Schnerr. Numerical simulation of two-phase flow in injection nozzles: Interaction of cavitation and external jet formation. *Journal of Fluids Engineering*, Vol 125:963, 2003.
- [128] A.J. Yule and D.G. Salters. The breakup zone of a diesel spray: Part i, length of zone and volume of unatomized liquid. *Atomization and Sprays*, pages 157–174, 1995.
- [129] P.J. Zwart, A.G. Gerber, and T. Belamri. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *International Conference on Multiphase Flow*, (Paper No 152), 2004.

A Anhang

A.1 Physikalische Stoffeigenschaften

A.1.1 Flüssige Stoffe

Flüssiger Stoff	Dichte ρ [$kg\ m^{-3}$]	dyn. Visk. μ_{dyn} [$kg\ m^{-1}\ s^{-1}$]	Dampfdruck p_v [KPa]
Diesel	810-900	0.00177- 0.00425	3-30
ISO4113 Prüföl	825	0.00344	<0.1
Dodekan $C_{12}H_{26}$	748	0.00154	0.012

Änderung mit Druck und Temperatur

Die physikalischen Eigenschaften des Prüföls hängen von Druck und Temperatur ab. In folgenden Abbildungen ist die Änderung der Dichte und der dynamischen Viskosität über dem Druck bei unterschiedlichen Temperaturen dargestellt.

A.1 Physikalische Stoffeigenschaften

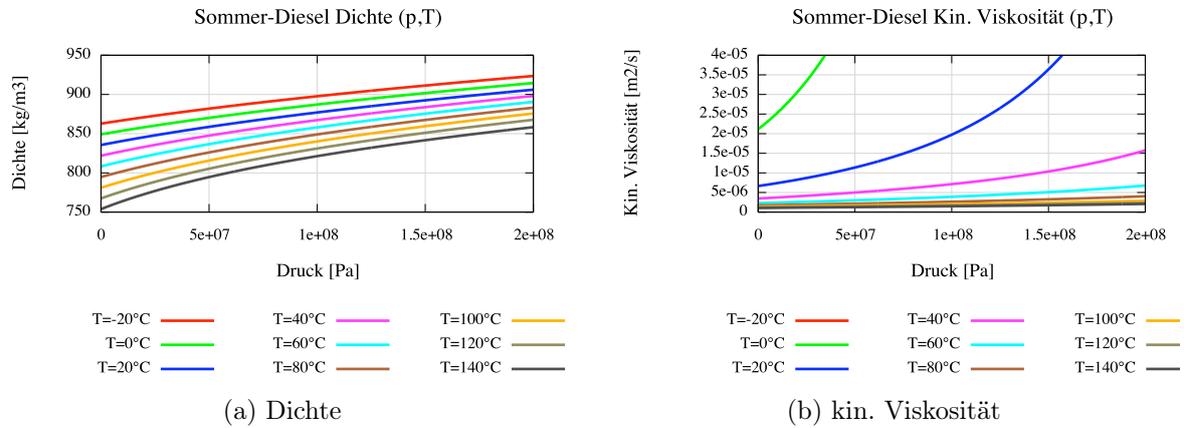


Abbildung A.1: Stoffeigenschaften von Diesel als Funktion des Druckes und der Temperatur

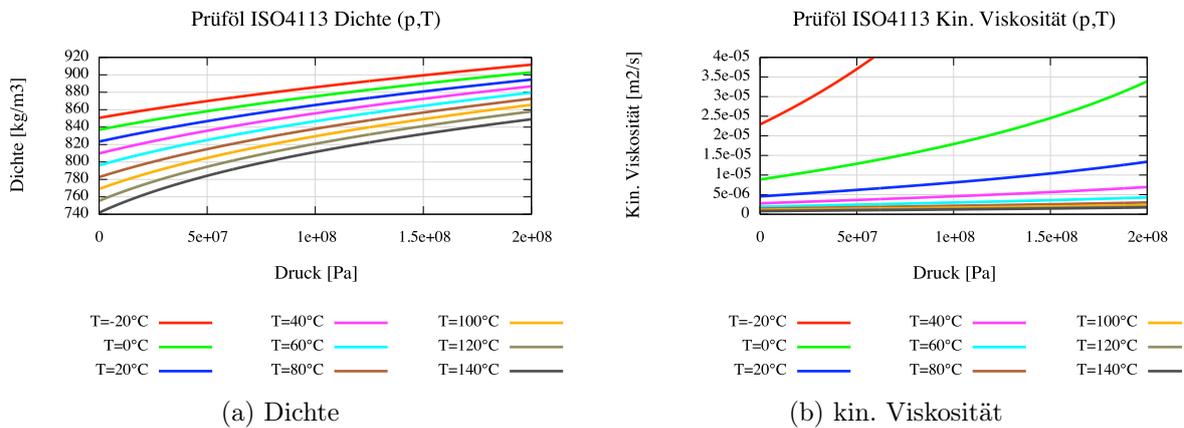


Abbildung A.2: Stoffeigenschaften von Prüföl als Funktion des Druckes und der Temperatur

A.1.2 Gasförmige Stoffe

Alle Eigenschaften beziehen sich auf Normalbedingungen ¹

Gas	Dichte ρ [kg m ⁻³]	dyn. Visk. μ_{dyn} [kg m ⁻¹ s ⁻¹]	Schallgeschw. c [m s ⁻¹]
Luft	1.293	$1.831e^{-5}$	331.5
Stickstoff N ₂	1.2506	$17.7e^{-6}$	334

A.2 Messtechnik

A.2.1 Glasdüse

Versuchsanlage

Der Versuchsstand ist wie in Abbildung A.3 aufgebaut [20] Nachdem der Nachfüllbehälter mit Diesel gefüllt ist, fließt der Diesel über einen Filter in den Vorratsbehälter. Um die Vorratskammer mit dem gefilterten Diesel zu befüllen, wird das Ventil V_1 und V_2 geöffnet (V_2 wegen des Druckausgleichs), während V_3 geschlossen bleibt. Tritt Diesel aus der Entlüftung bei V_2 aus, wird dieses Ventil geschlossen. Anschließend wird V_1 geschlossen. Nun ist die Vorratskammer sowie die Zuleitung bis zum Magnetventil vollständig befüllt. Bei geöffnetem Ventil V_3 wird der gewünschte Einspritzdruck p_e (oder p_{vor}) über den Druckminderer an der Stickstoffflasche unter zusätzlicher Zuhilfenahme des Präzisionsmanometers eingestellt. Zur Einstellung des Kammerfüllstandes wird das Ventil V_4 , welches sich über dem Kammerzusatzvolumen befindet, zwecks Druckausgleichs geöffnet. Weiterhin wird die Kammerfüllstandsanzeige mit dem Füllstandspegel in der Kammer abgeglichen, indem V_5 geöffnet wird. Jetzt kann durch Betätigung des Magnetventils Diesel hinzugefügt bzw. durch Öffnen von V_6 Diesel abgelassen werden. Ist der Kammerfüllstand eingestellt, werden alle Ventile außer V_3 geschlossen.

¹ $p = 101325 Pa$ und $T = 273.25 K$

A.2 Messtechnik

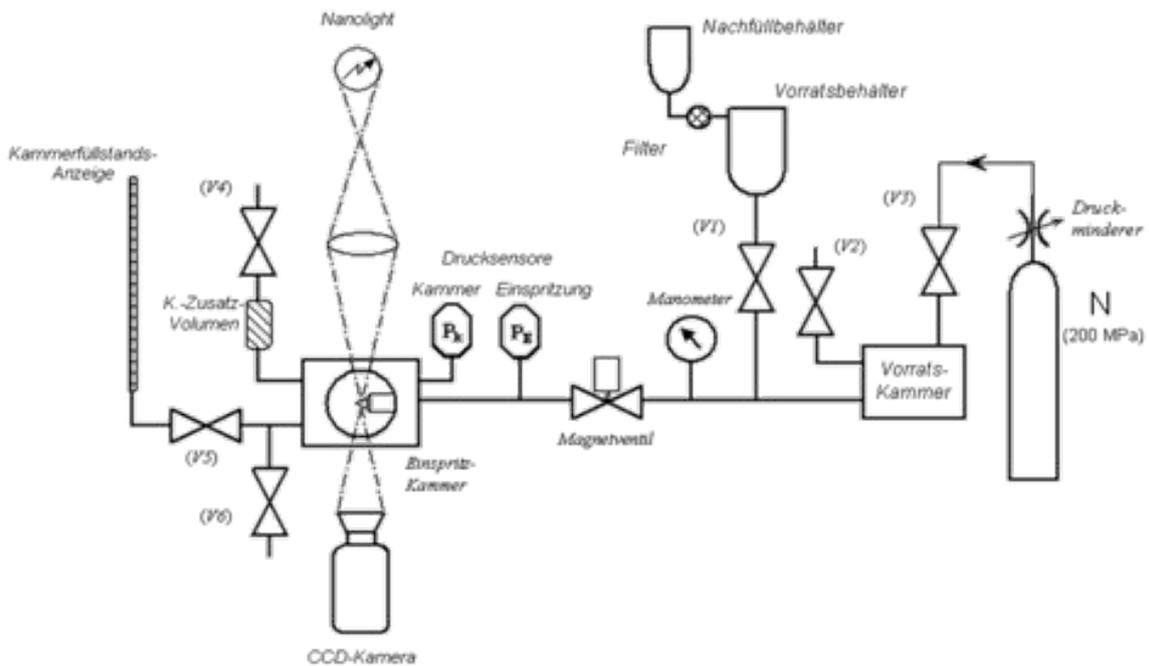


Abbildung A.3: Skizze der Versuchsanlage

Der Einspritz- bzw. Kammerdruck wird über elektromechanische Drucksensoren an den jeweiligen Messpunkten an der Zuleitung bzw. Kammer erfasst. Die Einspritzkammer besitzt zwei Glasfenster, welche eine Beobachtung des Einspritzvorganges ermöglichen. Diese erfolgt mit Hilfe einer mit Makroobjektiv ausgerüsteten CCD-Kamera. Die erforderliche Belichtung gewährleistet ein Nanolight mit entsprechend nachgeschalteten Farbfilter und Optik. Die Versuche sollen mit einem Nadelhub von $250\mu\text{m}$ durchgeführt werden, da für diese Untersuchungen die quasistationäre Teil der Einspritzung betrachtet wird, wie im Abschnitt 3.2 beschrieben. Die Einstellung des Nadelhubs erfolgt über Distanzscheiben innerhalb des Injektors. Zur Kalibrierung des eingestellten Nadelhubs ist eine optische Messung notwendig. Dazu wird die CCD-Kamera des Versuchstandes verwendet. Die Maße der aufgenommenen Bilder werden mit Hilfe einer optischen Skala bestimmt. Dabei wird die einer Maßeinheit entsprechende Anzahl von Pixel in horizontaler sowie vertikaler Richtung festgelegt. Nach erfolgter Messung des Nadelhubs wird

der Differenzbetrag entweder durch die Wahl stärkerer Distanzscheiben oder durch Materialabtrag (Schleifen und Polieren) ausgeglichen. Wie in Abbil-

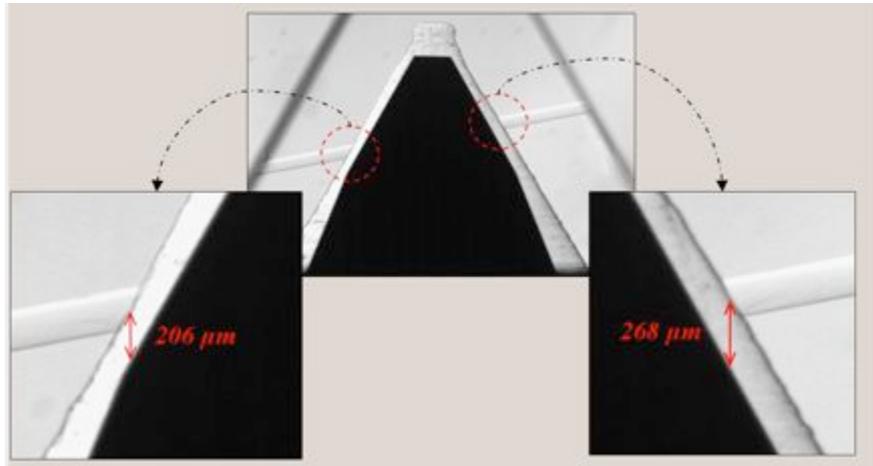


Abbildung A.4: Bestimmung des Nadelhubes.

Abbildung A.4 zu erkennen ist, befindet sich die auf den Injektor geklebte Düse nicht zentrisch zur Nadel. Daher wurde bei der Einstellung des Nadelhubes ein Kompromiss zwischen rechtem und linkem Einspritzkanal eingegangen. So beträgt der rechtsseitige Nadelhub $268\mu\text{m}$, während der linke $206\mu\text{m}$ beträgt. Damit liegt der Nadelhub im zulässigen Toleranzbereich von $\pm 20\mu\text{m}$. Um die Beobachtbarkeit der Strömungsvorgänge innerhalb der Glasdüse zu optimieren, ist es notwendig, den Brechungsindex des Dieselkraftstoffes dem des Glases anzupassen. Bei Nichtbeachtung dieses Sachverhaltes würde es zu optischen Verzerrungen im Bereich der Einspritzkanäle kommen, was zu falschen Ergebnissen bei der Auswertung der Kavitationserscheinungen führen würde. Da der Brechungsindex des für die Düse verwendeten Glases 1,517 und der des Diesels 1,462 betragen, wird die Differenz mittels eines Aromaten² mit dem Brechungsindex 1,614 ausgeglichen. Zur Vorüberlegung des Mischvorganges wird folgende Mischungsformel betrachtet.

$$\alpha = \frac{V_{\text{Diesel}}}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{n_{\text{gesamt}} - n_{\text{Aromat}}}{n_{\text{Diesel}} - n_{\text{Aromat}}} \quad (\text{A.1})$$

²Alphamethylnaphtalin

Daraus ergibt sich ein Volumenverhältnis α von 0,636. Dieses bedeutet, dass beispielsweise in einem Liter Gemisch 0,364 Liter Aromat enthalten sind. Dieses Gemisch hat dann eine Dichte ρ von $0,8994 \text{ g/cm}^3$ und eine kinematische Viskosität $\nu_{\alpha\text{-Diesel}}$ von $3,525 \text{ mm}^2/\text{s}$. Während des Mischvorganges, bei dem eine schrittweise Annäherung an den Endwert erfolgt, wird das Gemisch mit einem Refraktometer unter Anwendung von rotem Licht überprüft. Der Versuch wird aufgrund der unterschiedlichen Brechungsintensität der verschiedenen Lichtfarben mit monochromatischem (rotem) Licht durchgeführt.

Mikro PIV Messungen

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein optisch arbeitendes Geschwindigkeitsmessverfahren, mit dessen Hilfe zwei Komponenten des räumlichen Geschwindigkeitsfeldes in einer beleuchteten Messebene erfasst werden können. Die Geschwindigkeit wird dabei in einer gesamten Ebene erfasst. So lassen sich auch instationäre, nicht periodische Strömungsfelder vermessen. Die zeitliche Auflösung ist durch die Bildrate der benutzten Kamera beschränkt. Das Prinzip der PIV beruht auf der Beobachtung kleiner Partikel, die dem strömenden Fluid zugesetzt werden oder auch schon in ihm enthalten sein können. Voraussetzung ist ein schlupffreier Mittransport der Partikel mit der strömenden Flüssigkeit. Allgemein werden die Partikel durch einen Laserlichtschnitt angestrahlt, und das von ihnen reflektierte Licht wird zu zwei kurz aufeinander folgenden Zeitpunkten mit einer CMOS-Kamera aufgenommen, siehe Abbildung A.5. In dem hier verwendeten Versuchsaufbau wird anstatt des Schnittlasers eine Lichtquelle verwendet, welche gegenüber der Kamera platziert ist. Durch die geringe Tiefenschärfe des verwendeten Objektivs ist auch bei dieser Beleuchtungsmethode eine Ebenenaufnahme realisierbar. Die Partikelzustände werden zu den Zeitpunkten t und t' als zwei unabhängige Bilder mittels des Kamerasensors aufgenommen. Dieses erlaubt es, eine Kreuzkorrelation mit den zwei Partikelverteilungen in kleinen Abfragefenstern vorzunehmen und damit Versatzvektoren an vielen Stellen des Beobachtungsgebietes zu berechnen. Man erhält auf diese Weise viele lokale

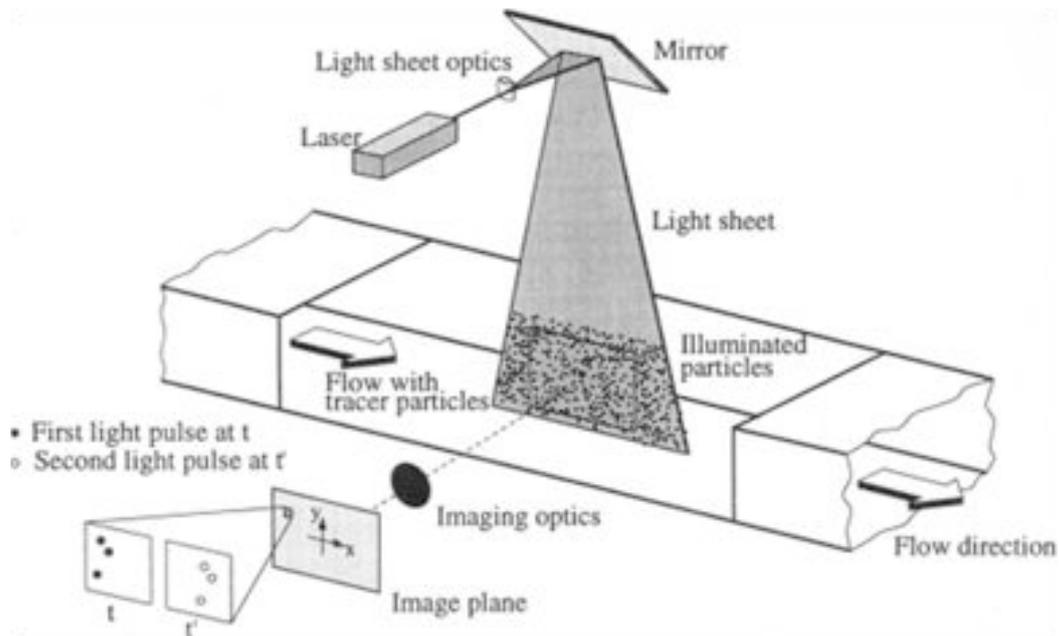


Abbildung A.5: Prinzipieller Aufbau des PIV-Verfahrens unter Anwendung des Laserlichtschnittes [69]

Verschiebungsvektoren, die mit der Zeitdifferenz in Geschwindigkeitsvektoren umgerechnet werden. Als Ergebnis erhält man so eine Vektorkarte mit den Geschwindigkeitskomponenten, die in der zu untersuchenden Ebene liegen. Weitere Veröffentlichungen zu diesem Prüfstand und zu dieser Messtechnik in [20]. Bei reibungsfreiem Betrieb der gesamten Anlage wurden erstmals dem einzuspritzenden Diesel Partikel beigemischt. Bei den Partikeln handelte es sich um schwarze Polyamid-Pulver mit einer Partikelgröße von $5\mu\text{m}$ bis $7\mu\text{m}$. Gegenüber dem Diesel Kraftstoff hat das Pulver eine leicht höhere Dichte von $1,06\text{ g/cm}^3$. Nach Variation der Partikelkonzentration im eingespritzten Diesel konnte die Partikelanzahl im Düsenkanal zwar optimiert werden. In der Tabelle 3.1 sind die Randbedingungen der gemessenen Betriebspunkten aufgelistet.

Auswertung Nach Durchführung einer Qualitätsprüfung der auszuwertenden Bildpaare, lassen sich sie Paare mit Hilfe von einer Auswertungssoftwa-

re³ korrelieren. Als Ergebnis erhält man die Strömungsgeschwindigkeiten als Vektoren oder als farbliche Darstellung. In Abbildung A.6 ist ein typisches Ergebnis von einer Messung dargestellt.

Bei der Auswertung der Messungen soll überprüft werden ob ein Schlupf zwi-

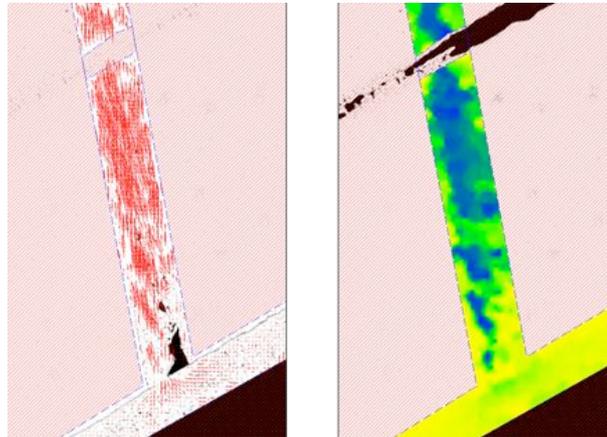


Abbildung A.6: Typisches Ergebnis einer PIV-Messung im Einspritzkanal.

sehen Strömung und Partikeln entstehen kann. Wird die Stokes-Zahl von den Partikeln für die gemessene Betriebspunkte ermittelt, so lässt sich feststellen ob die Partikel dieselbe Geschwindigkeit wie die Strömung aufweisen und mit ihr transportiert werden, oder ob es zu einem Schlupf zwischen Partikeln und Dieselströmung kommen kann. Ist die Stokes-Zahl klein, so sind Partikel der Bewegung ihrer Umgebung unterworfen und verhalten sich passiv. Ist die Stokes-Zahl sehr groß, so werden die Partikel von der kontinuierlichen Phase kaum beeinflusst. In dem Fall von Partikeln mit einer Dichte von $1,06 \text{ g/mm}^3$ und einer Größe von $5 \mu\text{m}$ liegt die Stokes-Zahl für die betrachteten Betriebspunkte bei höchstens $S_t = 0.21$ (Betriebspunkt 3). Das heißt, dass Partikel die Fluidströmung folgen und keine Zeitspanne brauchen um sich an die Strömungsgeschwindigkeit anzupassen. Daher benötigen die ermittelte Geschwindigkeiten keine weitere Modifizierung.

Auch zu berücksichtigen in diesen Messungen ist ein möglicher Einfluss der

³VidPiv

Partikel auf die Kavitationsentstehung. In Abbildung A.7 ist dieser Einfluss nicht zu sehen denn die Kavitationserscheinung einer mit Partikeln beladenen Strömung sich nicht unterscheidet von einer partikelfreien Strömung.

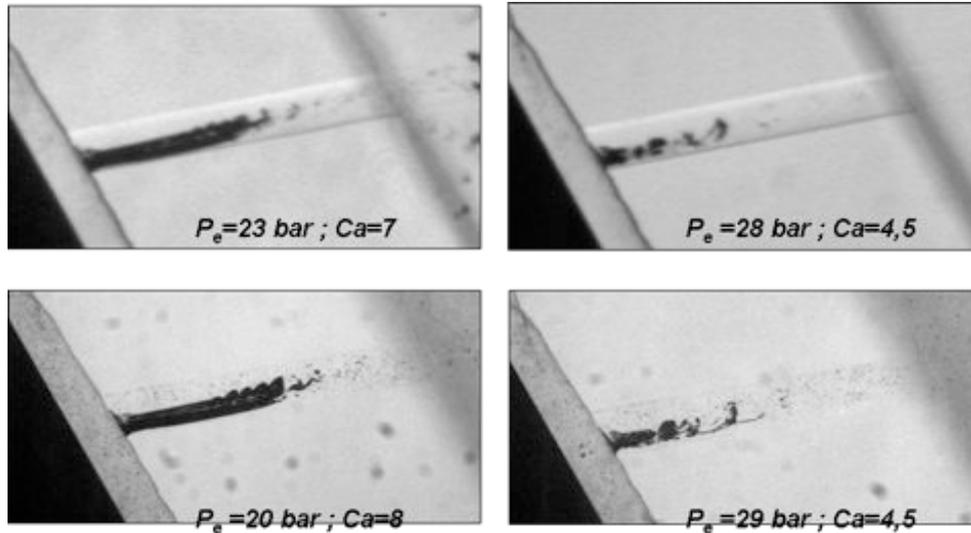


Abbildung A.7: Einfluss der Tracers auf die Kavitationsentstehung. Bilder oben: Ohne Tracers; Bilder unten: mit Tracers

A.2.2 Reale Düsen

Versuchsanlage

Der Prüfstand ist so aufgebaut (siehe Abbildung A.8), dass eine Düse mit Nadel eingespannt und von beiden Seiten mit Druck beaufschlagt werden kann. Der Nadelhub kann dabei eingestellt und kontrolliert werden. Der sich einstellende Volumenstrom wird dann gemessen. Der Prüfstand ist für einen maximalen Druck von 200 bar ausgelegt. Die untersuchte Düsen wurden im Unterkapitel 3.2 vorgestellt. Bei diesen Vermessungen wird der Dieselkraftstoff durch ein zweckdienliches Prüföl ersetzt. Das Prüföl ist in der Norm ISO 4113 spezifiziert, und weist eine bessere Gesundheitsverträglichkeit auf.

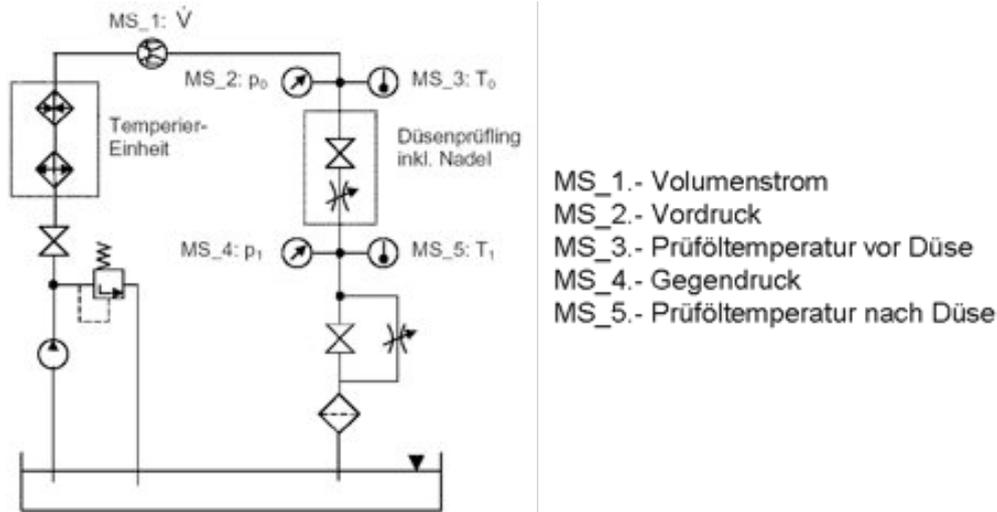


Abbildung A.8: Skizze des Prüfstands für die hydraulische Vermessungen.

Außerdem liegt sein Flammpunkt bei etwa 101°C , wobei man weniger Sicherheitsmaßnahmen braucht. Im Anhang A.1 ist eine Tabelle mit einer Darstellung der Spezifikationen dieses Prüfol im Vergleich zum Dieselkraftstoff.

Einzelstrahlmengenmessvorrichtung

Bei der Messung der Einzelstrahlmengenverteilung (kurz ESMV) wird die Verteilung des Kraftstoffs auf die einzelnen Spritzlöcher untersucht.

Die Messung kann statisch erfolgen, d.h. durch die Düse strömt bei konstantem Druck über eine festgelegte Zeit Prüfol, oder dynamisch, d.h. die Düse wird in einen Injektor eingebaut und es werden eine bestimmte Anzahl an Einspritzungen mit einer konstanten Einspritzzeit durchgeführt. Aus der Verteilung der Gesamteinspritzmenge auf die Spritzlöcher lässt sich eine Aussage über die Güte der Einspritzung treffen. Je gleichmäßiger diese ist, desto homogener ist die Kraftstoffeinbringung und -verteilung im Brennraum, was zu einer verbesserten Verbrennung des Dieselkraftstoffs und somit zu einer Verringerung der Rußbildung und der Gesamtemission führt.

Zum Messen der Einzelstrahlmengenverteilung wird die zu messende Düse in den Federhalter / Injektor montiert, dieser in die Einzelstrahlmengenmessvor-

richtung eingebaut und mit der Druckversorgung verbunden, wie in Abbildung A.9 beschrieben. Die Messkolben werden vor jeder Messung gewogen. Anschließend wird die Düse für eine festgelegte Prüfdauer mit Druck beaufschlagt. Nachdem alle Kammern leer gelaufen sind, werden die Messkolben wieder gewogen. Aus der Differenz ergibt sich die Einzelstrahlmenge. Dieser Ablauf erfolgt über automatisiert angesteuerte Wägezellen und Magnetventile (siehe Abbildung A.9). Eine genauere Beschreibung des Prüfstands ist in [58] zu finden. Nachteil der EMSV ist die komplizierte Anpassung an Düsen

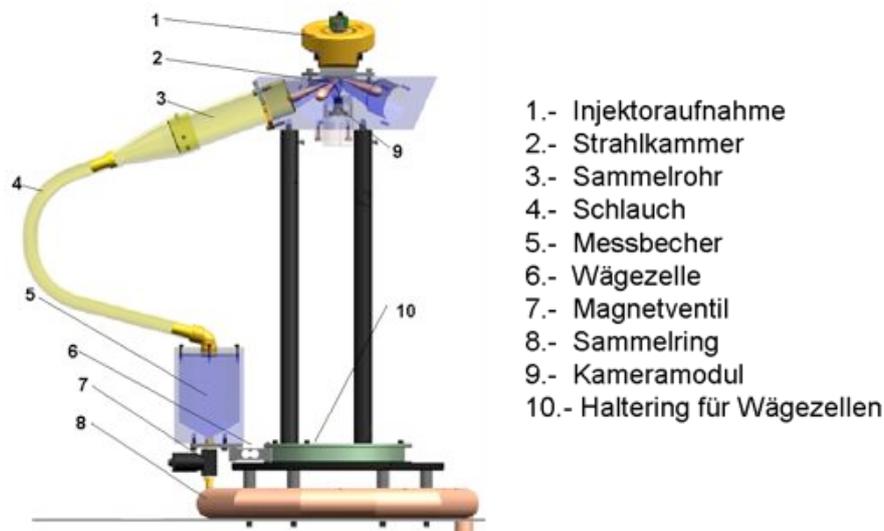


Abbildung A.9: Skizze der Einzelmengenstrahlvorrichtung [58].

mit mehr als 8 Löchern. Beim Bau der vorhandenen Anlage wurde von 5-8 Spritzlöchern ausgegangen. Für jede Spritzlochanzahl ist eine extra Strahlkammer gefertigt worden. Bei mehr als 8 Spritzlöchern würde diese Kammer immer komplizierter. Auch die Genauigkeit ließe nach, da die Möglichkeit, dass Teile eines Strahls in eine benachbarte Kammer gelangen, immer größer wird. Der Einfluss des Gasgedrucks ist dabei ebenfalls nicht erfassbar, weil die Strahlkammer nicht mit Gegendruck betrieben werden kann.

A.2.3 Spray

Strahlimpulsprüfstand

Der Strahlimpulsprüfstand besteht aus einer Druckkammer, die auf einen drehbar gelagerten Zahnkranz geschraubt ist. In der Drehachse befindet sich der von unten in den Prüfstand eingebaute Injektor mit der in die Druckkammer ragenden Düse. Die Druckkammer ist je nach zu untersuchenden Betriebspunkt mit Stickstoff unter bestimmten Druck gefüllt. Drinnen befindet sich eine Messsonde zur Erfassung der Strahlkraft. In Abbildung A.10

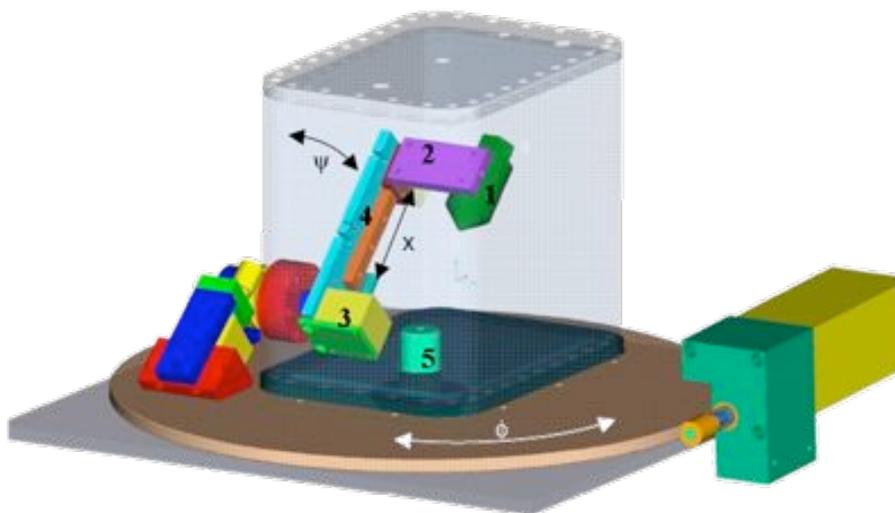


Abbildung A.10: Schematischer Aufbau des Strahlimpulsprüfstandes

ist die Befestigung der Messsonde (1) an der Verstelleinrichtung des Prüfstandes zu sehen. Die Messsonde ist über eine angeschraubte Platte (2) mit der Führung der x-Verstellung verbunden. Der Schrittmotor (3) verstellt den Abstand der Messsonde von der Düse. Dabei wird über Kerben in der Führungsplatte (4) und einen induktiven Näherungsschalter der an (2) befestigt ist, die x-Achse referenziert. Durch das Loch in der Hülse (5) ragt die Düse in die Druckkammer. Der Injektor ist starr von unten an die Grundplatte des Prüfstandes angeschraubt. Die Positionierung der Messsonde erfolgt in einem

A.2 Messtechnik

Kugelkoordinatensystem, wie in Abbildung A.11 erläutert. ϕ ist der Seitenwinkel, ψ der Höhenwinkel und x der Sensorabstand. Des Weiteren zeigt auf

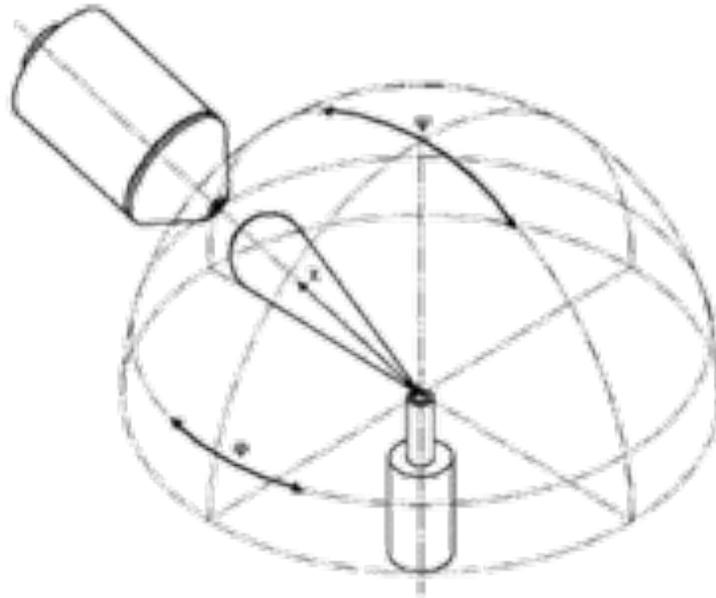


Abbildung A.11: Verwendetes Kugelkoordinatensystem

diese Weise die Flächennormale des Sensors ständig zur Mittellinie der Düse, was bedeutet, dass der Strahl immer senkrecht auf den Sensor auftrifft. Die Seiten- und Höhenwinkel des Koordinatensystems sind mit den gleichen Koordinaten wie die Winkel an der Einspritzdüse, die die Lage der Spritzlöcher angeben, bezeichnet.

Da mit dem Sensor lediglich die Kraft zeitlich aufgelöst ermittelt werden kann, ist es der Ort an dem Gemessen wird und die Art und Weise wie die Messwerte weiterverarbeitet werden, die eine genaue Untersuchung der verschiedenen Eigenschaften des Einspritzstrahls erlauben. Im folgenden Abschnitt wird die Grundlage der Impulsmessung im Zusammenhang mit dem Einspritzstrahl näher beleuchtet. Der Impuls eines Körpers ist das Produkt aus seiner Masse und seiner Geschwindigkeit. Der Impuls ist eine vektorielle Größe und hat die Richtung der Geschwindigkeit. Es gilt:

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \quad (\text{A.2})$$

A.2 Messtechnik

Die Einheit des Impulses ist:

$$[\vec{p}] = kg \cdot \frac{m}{s} = N \cdot s \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist \vec{p} der Impuls des Körpers, m die Masse des Körpers und \vec{v} die Geschwindigkeit des Körpers.

Die Impulsänderung ist das Zeitintegral der Kraft. Es gilt dann:

$$\Delta p = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} dt \quad (\text{A.4})$$

Um den Impuls eines Einspritzstrahls zu erhalten, muss also der zeitliche Kraftverlauf des Strahls gemessen werden. Durch Integration des Kraftverlaufs über die Zeit erhält man den Impuls. Weiter Details zum Strahlimpulsprüfstand sind in [103] zu finden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Hydraulische Bestimmung des KUPs.	24
2.2	Duesengeometrie	30
2.3	Ohnesorge Diagramm	32
2.4	Modellierung des Zerfallsbereiches Atomisierung	33
2.5	Tropfenzerfallsarten und Tropfendehformationen	43
2.6	Diskontinuität des Rechengebietes	46
2.7	Vorgehensweise	46
3.1	Vernetzung der Einlasskante zum Spritzloch	64
3.2	Bild der durchsichtigen Glasdüse	67
3.3	Typische Durchlichtaufnahme der Düsenströmung	69
3.4	Kavitationsentstehung in der Glasdüse	71
3.5	Länge der Kavitationszone	73
3.6	Geschwindigkeitsfeld aus PIV-Messtechnik	76
3.7	Vektorielle Darstellung des Einstrombereiches	78
3.8	Einströmung in das Spritzloch. Momentanaufnahme.	79
3.9	Geschwindigkeitsprofile in Spritzlochmitte	80
3.10	Gemessene Geschwindigkeitsschwankungen im Einspritzkanal nach Gl. 3.31.	82
3.11	Definition von A-Maß, Höhen- (Ψ) und Strahlkegelwinkel (δ)	87
3.12	Düsendesigns	88
3.13	Durchflusskennlinie von einer Düse mit $HD_{exp} = 12$ ml/s . . .	91
3.14	Durchflusskennlinien	93
3.15	Hydraulische Bestimmung des KUPs.	94

Abbildungsverzeichnis

3.16	KUP Diagramme	95
3.17	Kavitationserscheinungen in Spritzlöchern 72 und 88	96
3.18	Instationärer Volumenstrom MSDB1	104
4.1	Struktur des Zwei-Zonen Primärzerfallsmodells	106
4.2	Lokales Koordinatensystem	107
4.3	Typische Verteilung der Zonen	109
4.4	Verläufe des Blasenradius und der kin. Energie	116
4.5	Verteilung vom Massenstrom	118
4.6	Verteilung der Zerfallsenergie für die Düse MSDB1 (Spl. 88)	119
4.7	Sp. Zerfallsenergie und Primärtropfengröße	120
4.8	Zerfallsenergie und Dprim. Variation von Höhenwinkel	122
4.9	Zerfallsenergie und Dprim. Variation von Geometrie	122
4.10	Zerfallsenergie und Dprim. Variation von Randbedingungen	123
4.11	Größenverteilung der Primärtropfen bei Änderung des Gegen- druckes	123
4.12	Zonenverteilung im Spritzloch und im Spray, aus der Simulation	124
5.1	Berechnung der Relativgeschwindigkeit auf groben Netzen	133
5.2	Particle Tracking in einem Sektor von Kontrollvolumen	136
5.3	Tropfendeformation im CAB Modell	143
5.4	Skizze des Berechnungsgebietes für Spraysimulationen	150
5.5	Eindringtiefe für die untersuchten Netze	151
5.6	Geschwindigkeit der flüssigen Phase bei $x = 2.5mm$ in Rich- tung Y	153
5.7	Erste 25 mm. des Gitters E	155
5.8	Eindringtiefe in Abhängigkeit von dem verwendeten Zeitschritt Δt	157
5.9	Eindringtiefe bei einer Variation von N_p	158
5.10	Radiale Tropfengeschwindigkeitsverteilung	160
5.11	Definition des Strahlwinkels und der Eindringtiefe	161
5.12	Einfluss der Druckrandbedingungen auf die Eindringtiefe	163

Abbildungsverzeichnis

5.13	Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Eindringtiefe	165
5.14	Einfluss der Druckrandbedingungen auf den Nahkegelwinkel .	168
5.15	Einfluss der Spritzlochgeometrie auf den Nahkegelwinkel . . .	169
5.16	Einfluss der Druckrandbedingungen auf den Strahlkegelwinkel	170
5.17	Einfluss der Spritzlochgeometrie auf den Strahlkegelwinkel . .	171
5.18	Positive und negative Hälften des Nahkegelwinkels	172
5.19	Größenverteilung der Tropfen bei $x=0.5$ mm.	173
5.20	Typisches Ergebnis einer Kreuzmessung am Strahlimpulsprüf- stand	175
5.21	Gemessene Höhenwinkel in Abhängigkeit vom Gegendruck . .	176
5.22	Feines Gitter für den Vergleich zu Strahlimpulsmessungen . .	178
5.23	Variation des Strahl-Höhenwinkels	179
5.24	Geschwindigkeitsprofile für das Spritzloch 1	181
5.25	Geschwindigkeitsprofile für beide Spritzlöcher der Düse MSDA	182
A.1	Stoffeigenschaften von Diesel	210
A.2	Stoffeigenschaften von Prüföl	210
A.3	Skizze der Versuchsanlage	212
A.4	Bestimmung des Nadelhubes.	213
A.5	Aufbau des PIV-Verfahrens	215
A.6	Typisches Ergebnis einer PIV-Messung im Einspritzkanal. . .	216
A.7	Einfluss der Tracers auf die Kavitationsentstehung	217
A.8	Skizze des Prüfstands für die hydraulische Vermessungen. . .	218
A.9	Skizze der Einzelmengenstrahlvorrichtung	219
A.10	Schematischer Aufbau des Strahlimpulsprüfstandes	220
A.11	Verwendetes Kugelkoordinatensystem	221

Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenfassung vorhandener Primärzerfallsmodelle [10] . . .	42
3.1	Druckrandbedingungen der PIV-Messungen	75
3.2	Geometrische Eigenschaften der untersuchten realen Düsen . .	88
3.3	Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Durchfluss .	90
3.4	Einspritzmengenverteilung.	98
3.5	Betriebspunkte für die instationären Simulationen	103
5.1	Verwendete numerische Gitter	150

Lebenslauf

Name: Jose Oscar Soriano Palao
Geburtsdatum: 18.01.1978
Geburtsort: Murcia (Spanien)

Schulbildung

9/84 – 6/92 Grundschohle, C.P. Narciso Yepes, Murcia (Spanien)
9/92 – 6/96 Gymnasium, I.B. Floridablanca, Murcia (Spanien)

Studium

9/96 – 6/03 Universidad politécnica de Cartagena (Spanien),
Ingenieurstudium-Maschinenbau, mit Spezialisierung
in Strömungsmechanik
10/03 – 3/04 Diplomarbeit bei SiemensVDO Automotive, Regensburg.
Thema “Experimentelle Untersuchungen am Sackloch bei Common Rail
Einspritzdüsen”

Berufstätigkeit

10/04 – 6/08 Doktorand bei der Continental Automotive GmbH.
Thema: “Modellierung des Einflusses der Düsenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen”
7/08 Mitarbeiter der Continental Automotive GmbH.

Veröffentlichungen

Vorträge und Vortragsbeteiligungen

- 2007, Mugla, Turkey. ILASS
J. O. Soriano , M. Sommerfeld, A. Burkhardt, U. Leuteritz: “Modeling the influence of the nozzle flow on Diesel spray atomization under high pressure injection conditions”
- 2008, Halle (Saale), Deutschland. ERCOFTAC Summerschool
J.O. Soriano: “Modeling the primary break-up of Diesel jets”
- 2008, Como, Italien. ILASS
J. O. Soriano, M. Sommerfeld, A. Burkhardt: “Validation of a cavitation and turbulence induced model for the primary break-up of Diesel jets”

Artikel

- 2007, Proceedings of the ILASS Europe Conference
J. O. Soriano, M. Sommerfeld, A. Burkhardt, U. Leuteritz: “Modeling the influence of the nozzle flow on diesel spray atomization under high pressure injection conditions”
- 2008, Proceedings of the ILASS Europe Conference
J. O. Soriano, M. Sommerfeld, A. Burkhardt: “Validation of a cavitation and turbulence induced model for the primary break-up of Diesel jets”
- 2008, Proceedings of the ILASS Europe Conference
J. O. Soriano , R. Rotondi: “Linking nozzle flow and primary break-up of high pressure Diesel jets using CFD”