Technische Universität Clausthal

Institut für Mathematik
Institut für Technische Mechanik

Diplomarbeit

Numerische Kopplung eines 3D-Strömungssimulators an einen 1D-Hydrauliksimulator zur Auslegung von motorischen Einspritzsystemen

vorgelegt von

cand. math. Ralf Deiterding

Betreuende Hochschullehrer: Prof. Dr. rer. nat. Hans J. Pesch
Prof. Dr.-Ing. Michael F. Jischa

Ich danke den Abteilungen FV/FLP und FV/FLI der Robert Bosch GmbH für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Insbesondere ergeht mein Dank an meine dortigen Betreuer Herrn Dr. Michael von Dirke und Herrn Dr.-Ing. Norbert Mitwollen.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. Hans Josef Pesch und Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael F. Jischa von der Technischen Universität Clausthal, mir die Durchführung der Diplomarbeit in der Industrie zu ermöglichen.

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln verfaßt zu haben.

Stuttgart, 30. Januar 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 1

2 Berechnung dreidimensionaler Strömungen mit FIRE 4

2.1 Strömungsmechanische Grundlagen....4
2.1.1 Allgemeine Bilanzgleichung....4
2.1.2 Kompressible Flüssigkeiten....5
2.1.3 Reynoldsgleichungen....6
2.1.4 Klassifikation der Bilanzgleichungen....7
2.2 Finite-Volumen Methode....8
2.2.1 Ortsdiskretisierung....8
2.2.2 Zeitdiskretisierung....10
2.2.3 Randbedingungen....11

3 Berechnung von Hydraulikkreisläufen mit AMESim 14

3.1 Strömungsmechanische Grundlagen....14
3.1.1 Reibungsbehaftete Flüssigkeiten....15
3.1.2 Kompressible Flüssigkeiten....16
3.1.3 Einbauten....17
3.2 Finite-Volumen Methode....18
3.2.1 Ortsdiskretisierung der Rohrleitung....18
3.2.2 Hydraulisches Netzwerk....20
3.2.3 Zeitdiskretisierung....22

4 Integration von FIRE-Berechnungen in AMESim 24

4.1 Vorraussetzungen....24
4.1.1 Gitter....25
4.1.2 Strömungszustand....25
4.2 Integrationsmodelle....26
4.2.1 Mögliche Modelle aus Sicht von AMESim....26
4.2.2 Bewertung der Modelle aus Sicht von FIRE....27
4.3 Volumenstrom-Druck-Modell....29
4.3.1 Interne Kopplung der Randbedingungen....29
4.3.2 Implementierung....30
4.3.3 Verifikation....36

5 Instationäre Strömung durch eine Hydraulikleitung 37

5.1 Strömung durch eine lange Hydraulikleitung..38
5.2 Strömung durch eine kurze Hydraulikleitung..43
5.3 Bewertung der Ergebnisse 47

6 Strömung durch eine Schmittdrossel 48

6.1 Stationäre Strömung durch eine Schmittdrossel.....................................48
6.1.1 Meßergebnisse 49
6.1.2 Berechnung mit AMESim 50
6.1.3 Berechnung mit FIRE 51
6.1.4 Bewertung der Ergebnisse 56
6.2 Instationäre Strömung durch eine Schmittdrossel 64
6.2.1 Berechnung mit AMESim 66
6.2.2 Berechnung mit AMESim und FIRE...66
6.2.3 Bewertung der Ergebnisse 71

7 Zusammenfassung 78

8 Literaturverzeichnis 80

9 Anhang 82

A Kompressibilitätsgesetz von Dieselöl ISO 4113 in FIRE.......................82
B Verwendete AMESim-Rohrleitungsmodelle..83
C Analytische Berechnung von Strömungsgrößen in der Schmittdrossel .84
D Hinweise zur praktischen Durchführung gekoppelter Simulationen.....86
D.1 Vorbereitung der Programme 86
D.2 Initialisierung des gesamten Hydraulikkreislaufs............................87
D.3 Gekoppelte Simulation 92

1 Einleitung

Moderne Kraftfahrzeugmotoren sind ohne Einspitzanlagen nicht mehr denkbar. Insbesondere die Direkteinspritzung, bei der der Kraftstoff direkt in den Verbren-nungraum über dem Kolben eingebracht wird, verspricht auch in Zukunft Leistungssteigerung bei gleichzeitiger Verbrauchs- und Schadstoffreduktion.
Gezielt herbeigeführte Luftbewegungen können die Gemischaufbereitung bei Einspritzvorgängen, bestehend aus Kraftstoffzerstäubung, -erwärmung, -verdampfung und -vermischung mit der Luft, positiv beeinflußen; zur Vermeidung von Gaswechselverlusten ist es aber günstiger, vor allem die Kraftstoffeinspritzung zu optimieren. Ein Beispiel, für in Lage und Zerstäubung des Kraftstoffstrahls optimierte Einspritzsysteme, ist ein konventionelles Diesel-Einspritzsystem mit Reihenpumpe (Abbildung 1.1).
Die Reiheneinspritzpumpe hat ein Pumpenelement für jeden Motorzylinder. Über eine eigene Nockenwelle werden die Elemente entsprechend der Motordrehzahl betätigt. Steht ein Pumpenkolben nah dem unteren Totpunkt, wird sein Pumpenzylinder über die Zulaufbohrung mit Kraftstoff gefüllt. Die folgende Aufwärtsbewegung des Pumpenkolbens verschließt die Zulaufbohrung und sorgt für einen Druckanstieg, der das Gleichraumentlastungsventil öffnet. Die Druckwelle erreicht durch die Druckleitung die Druckkammer der Einspritzdüse (vgl. Abbildung 1.2) und läßt die Düsennadel abheben. Der Kraftstoff entweicht in den Brennraum. Die Druckleitung ist in Länge, Durchmesser und Material exakt auf das Einspritzsystem abgestimmt.
Der Druck im Pumpenzylinder bricht zusammen, wenn eine seitliche schräge Nut am Pumpenkolben die bisher verschlossene Ablaufbohrung öffnet. Durch Verdrehung des Kolbens kann die Einspritzmenge variiert werden. Der Druckabfall läßt das Gleichraumentlastungsventil schließen. Es entlastet den Hochdruckkreis hinter der Pumpe mit einer Volumenvergrößerung schlagartig auf den Standdruck. Die Düsennadel schließt rasch und exakt; eine rücklaufende Druckwelle wird jedoch induziert, die den Druck in der Leitung bis unter den Dampfdruck (Kavitation) absinken lassen kann. Die Rückströmdrossel dämpft zurücklaufende Druckwellen und verhindert damit allzu gefährliche Drucküberlagerungen.
Messungen in **[18]** zeigen, daß bei einer großen Einspritzmenge von 102 mm^3 die Einspritzdauer des erläuterten Systems ca. 1,6 ms beträgt, was einem mittleren Volumenstrom von 3,8 L/min entspricht. In einer Druckleitung der Länge 0,75 m erreicht der Druck bei dieser Einspritzmenge 20 mm hinter der Rückströmdrossel maximal 820 bar, 20 mm vor der Düse bis zu 1010 bar. Rücklaufende Druckwellen erreichen 20 mm vor der Rückströmdrossel einen Maximalwert von 380 bar. Der Standdruck von 40 bar wird nach maximalen Druckschwankungen zwischen 0 und 100 bar in weniger als 0,1 ms nach ungefähr 3 ms in der gesamten Leitung angenommen.

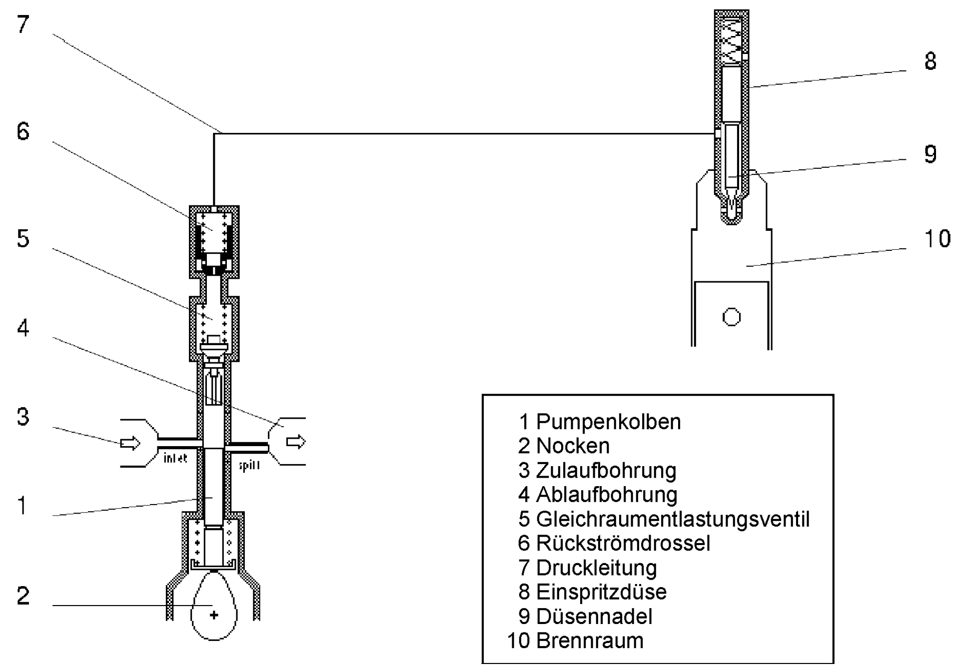


Abbildung 1.1: Diesel-Einspritzsystem mit Reihenpumpe ***[7]***

Die Simulation des beschriebenen Diesel-Einspritzsystems, zum Zwecke der Optimierung von Strömungsgrößen und des Strömungsverlaufs, ist sehr aufwendig. Aufgrund der extremen Druckschwankungen treten grundverschiedene Strömungsphänomene auf, die auch durch die Simulationssoftware in hinreichender Genauigkeit wiedergegeben werden müssen.

Die Strömung im Einspritzsystem vor dem Düsenaustritt, insbesondere in der Druckleitung, wird im wesentlichen von einer Ortskoordinate bestimmt. Unter Hinzunahme semiempirischer Formeln werden Strömungen dieses Typs effizient durch die Stromfadentheorie beschrieben. Moderne 1D-Hydrauliksimulationssoftware, wie das Programm AMESim von Imagine, erlaubt auch die Berechnung hochinstationärer eindimensionaler Strömungen mit ausreichender Genauigkeit, bei Berücksichtigung zusätzlicher Strömungseffekte wie Kavitation oder frequenzabhängiger Rohrreibung.

Mit dem Erreichen der Düsennadel dominieren dreidimensionale Strömungsphänomene, deren Simulation die numerische Lösung des Navier-Stokes Differentialgleichungssystems (*C*omputational *F*luid *D*ynamics) erfordert. Während die Simulation der Kraftstoffzerstäubung im Brennraum (Spraysimulation) derzeit noch aktuelles Forschungsgebiet ist, wird 3D-CFD-Software, wie das Programm FIRE von AVL, erfolgreich zur Optimierung der Strömung im Düseninneren verwendet (Abbildung 1.2).

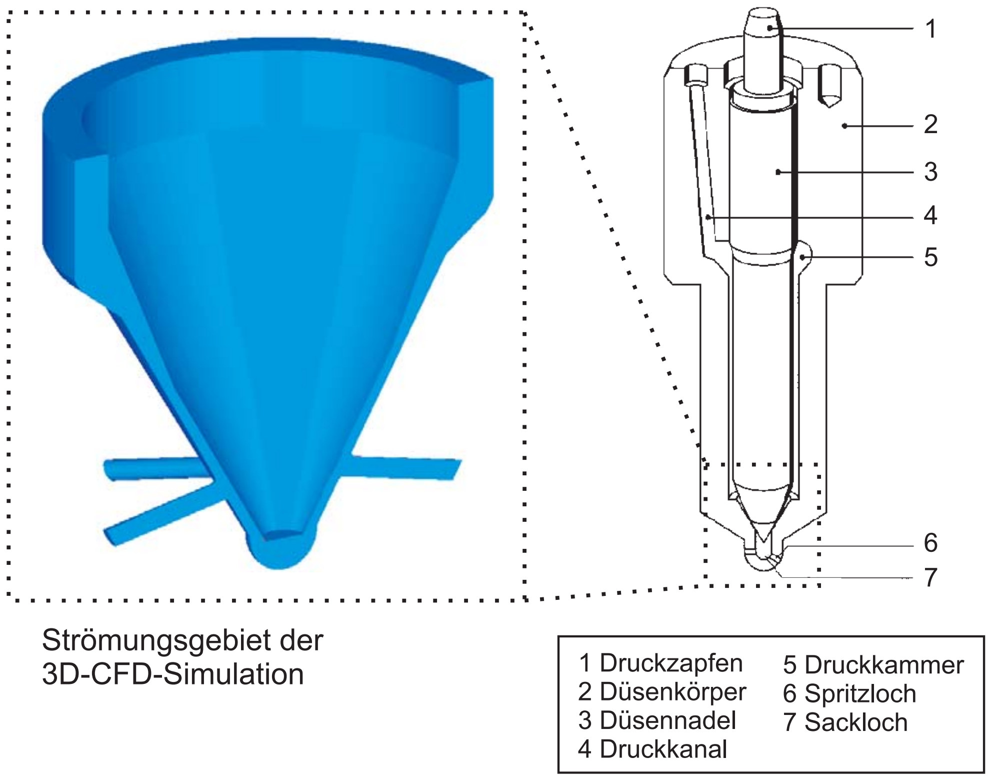


Abbildung 1.2: Lage des halbsymmetrischen 3D-Strömungsgebiets in einer Sacklochdüse mit 4 Spritzlöchern eines Diesel-Direkteinspritzsystems zur Simulation der Strömung von der Druckkammer in die Spritzlöcher. (Rechte Abb. aus ***[7]*** *)*

1D-Hydraulik- und 3D-Innenströmungssimulation werden zur Zeit getrennt voneinander durchgeführt. Randbedingungen der Strömungsgrößen im Übergangsbereich zur anderen Strömungsform werden entweder durch Experimente bestimmt oder der jeweils anderen Simulation als feste Werte entnommen. Ein wechselseitiger Abgleich der Strömungsgrößen, wie er beispielsweise zur Simulation des hochinstationären Schließvorgangs der Düsennadel wünschenswert wäre, erfolgt nicht.
Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, die strömungsmechanischen Grundlagen des instationären Randbedingungsabgleichs zwischen 1D-Hydraulik- und 3D-Innenströmungssimulation zu erarbeiten. Basierend auf dem entworfenen Kopplungsmodell soll ein Element der Bibliothek von AMESim hinzugefügt werden, das es erstmals gestattet, FIRE-Innenströmungsberechnungen in AMESim-Hydraulikkreisläufe zu integrieren. Die korrekte Funktion des Integrationselements soll anhand einfacher, überschaubarer Rechungen verifiziert werden, und es soll auf seine grundsätzliche Eignung zur Simulation der hochinstionären Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen geprüft werden.

2 Berechnung dreidimensionaler Strömungen mit FIRE

2.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Die kontinuumsmechanischen Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie in einem Strömungsfeld bilden die Grundlage der numerischen Strömungssimulation. Ihre Anwendung führt für fluide isotrope Medien aus mehreren Komponenten auf die Navier-Stokes Gleichungen [13]. Die Navier-Stokes Gleichungen verknüpfen die intensiven Strömungsgrößen Strömungsgeschwindigkeitsvektor $\mathbf{u}$, statischer Druck p, Dichte ρ und Enthalpie h in einem nichtlinearen System partieller Differentialgleichungen 2. Ordnung.

2.1.1 Allgemeine Bilanzgleichung

Aus der Anwendung der Erhaltungssätze auf ein beliebig gewähltes Kontrollvolumen resultieren Differentialgleichungen von formal gleicher Struktur. In raumfester Betrachtungsweise lautet die Bilanzgleichung einer allgemeinen Strömungsgröße ϕ [13][16]:

$$\underset{\text{I.}}{\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)} + \underset{\text{II.}}{\operatorname{div}\left(\rho\mathbf{u}\phi\right)} = \underset{\text{III.}}{\operatorname{div}\left(\Gamma\operatorname{grad}\phi\right)} + S \tag{2.1}$$

Hierbei bezeichnet Γ einen der Bedeutung von ϕ gemäßen Diffusionskoeffizienten, S einen entsprechenden Quellterm. Die linke Seite von (2.1) zerfällt in die lokale zeitliche (I.) und die konvektive Änderung von ϕ (II.). Die rechte Seite wird vom Diffusionsterm (III.) und vom Quellterm S gebildet.
Der lineare Zusammenhang Γ grad ϕ ergibt sich für die partielle Massenbilanzgleichung des Massenverhältnisses m_l der Komponente l zur Gesamtmasse aus dem Fickschen Diffusionsansatz, für die Energiebilanzgleichung der spezifischen Enthalpie h folgt er aus dem Fourierschen Wärmeleitungsansatz. Im Fall der Impulsbilanzgleichungen der Geschwingkeitskomponenten u_i wird die Struktur (2.1) zumindest formal eingehalten, wenn die aus dem Newtonschen Spannungsansatz resultierenden Terme geeignet den Ausdrücken III. und S zugeordnet werden.

Durch Summation der partiellen Massenbilanzgleichungen ergibt sich zusätzlich die globale Massenbilanzgleichung [13].[1]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\left(\rho \mathbf{u}\right) = 0 \tag{2.2}$$

Das Navier-Stokes Differentialgleichungssystem, bestehend aus den Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie, ist implizit. Insbesondere gibt es für die Strömungsgröße Druck keine eigene Differentialgleichung; sie geht vielmehr in die Quellterme der Bilanzgleichungen für Impuls und Energie ein.

2.1.2 Kompressible Flüssigkeiten

Die Navier-Stokes Gleichungen bestimmen nur den Strömungszustand eines als inkompressibel angenommenen Fluids eindeutig. Zur Berechnung von Strömungen kompressibler Fluide ist ein zusätzlicher thermodynamischer Zusammenhang $\rho(p,T)$ erforderlich. In Gasströmungen wird das Fluid zumeist als ideales Gas angenommen, so daß die thermische Zustandgleichung

$$\frac{p}{\rho} = \mathrm{R}\,T \tag{2.3}$$

verwendet werden kann. R ist hierbei eine dem Gas, bzw. dem Mehrkomponenten-Gasgemisch, entsprechende Materialkonstante. Die Temperatur T wird unter Kenntnis der isobaren spezifischen Wärmekapazität c_p mit Hilfe der kalorischen Zustandsgleichung idealer Gase $h = c_P\left(T - T_{ref}\right)$ aus der spezifischen Enthalpie h bestimmt [19].

Das resultierende Gesamtsystem aus Bilanzgleichungen und idealem Gasgesetz (2.3) hat differential-algebraischen Charakter und erfordert die gleichzeitige Lösung aller Gleichungen. Iterative Berechnungsverfahren, die den Druck p aus Gleichung (2.3) errechnen und somit nur zur Berechnung von stark kompressiblen Gasströmungen geeignet sind, werden als „kompressible“ Verfahren bezeichnet [23].

Flüssigkeitsströmungen werden aufgrund der auftretenden geringfügigen Dichteänderungen zumeist als Strömungen inkompressibler Fluide berechnet. Die Energiebilanzgleichung kann in diesem Fall abgekoppelt von den übrigen Bilanzgleichungen gelöst werden und entfällt bei inkompressiblen isothermen Strömungen [15].

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete 3D-Strömungssimulationsprogramm FIRE gestattet es, eigene thermodynamische Stoffgesetze des Typs $\rho(p,T)$ über die *usrden()*-Funktion in Berechnungen zu integrieren. Da FIRE gleichermaßen

---

[1] Im Fall eines Einkomponentenfluids mit $\phi = m_1 = 1$ verschwinden Diffusions- und Quellterm der einzigen partiellen Massenbilanzgleichung, so daß diese unmittelbar der Globalen entspricht.

für die Berechnung kompressibler als auch inkompressibler Fluidströmungen geeignet ist, erfolgt die Druckberechnung nicht anhand eines transformierten Stoffgesetzes $p(\rho,T)$, sondern anhand der als Nebenbedingung der Impulsbilanzgleichungen aufzufassenden globalen Massenbilanzgleichung (2.2). Iterative Berechnungsverfahren, die derart verfahren, werden „inkompressibel" genannt [23].
Die Rechnungen 6.1 bis 6.4 erfolgen mit als inkompressibel angenommenem Prüföl ISO 4113. In den Rechnungen 5.1, 5.2 und 6.5 wird ein standardmäßig in FIRE vorhandenes Kompressibilitätsgesetz des Prüföls ISO 4113 verwendet (siehe Anhang A). Alle Berechnungen sind als isotherm angenommen. (Vgl. Tabelle 4.1 zu den durchgeführten FIRE-Berechnungen)

2.1.3 Reynoldsgleichungen

Technisch relevante Strömungen sind häufig turbulent. In turbulenten Strömungen unterliegen die Strömungsgrößen sehr unregelmäßigen zeitlichen und räumlichen Schwankungen, deren numerische Simulation extrem aufwendig ist (*D*irekte *N*umerische *S*imulation). Ausreichend genaue Ergebnisse lassen sich jedoch zumeist durch Mittelung über ein geeignetes Zeitintervall erzielen. Die in 2.1 genannten zeitabhängigen Strömungsgrößen werden in diesem Zusammenhang als momentane Größen bezeichnet und durch

$$\phi = \overline{\phi} + \phi' \tag{2.4}$$

wird eine Zerlegung in zeitlichen Mittelwert[2] $\overline{\phi}$ und zeitabhängige Schwankungsgröße ϕ' definiert. Die Länge des Intervalls der zeitlichen Mittlung wird durch die Bedingung $\overline{\phi}' = 0$ nach unten beschränkt, durch die Forderung, keine Schwankungen der Mittelwerte zu glätten, nach oben.
Die Bilanzgleichungen (2.1) und (2.2) gehen in die Bilanzgleichungen der momentanen Größen über, wenn die Strömungsgrößen gemäß (2.4) dargestellt werden[3]. Zeitliche Mittlung der Bilanzgleichungen der momentanen Strömungsgrößen führt auf die Reynoldschen Gleichungen, die Bilanzgleichungen der zeitlichen Mittelwerte [13][21].
Die Reynoldsgleichungen enthalten als Unbekannte neben den zeitlichen Mittelwerten $\overline{\phi}$ zusätzliche zeitliche Mittelwerte von Produkten zweier Schwankungsgrößen der Struktur $\overline{\phi'\varphi'}$. Werden diese Korrelationen im Quellterm *S* zusammengefaßt, bleibt die Struktur gemäß (2.1) auch für die Reynoldsgleichungen erhalten. Deshalb muß bei der Entwicklung numerischer Verfahren nicht zwischen Navier-Stokes und Reynoldsgleichungen unterschieden werden.

---

[2] Bei kompressiblen Strömungen ist eine massengewichtete zeitliche Mittlung (Favre-Mittlung) zweckmäßig [15].

[3] Die Kontinuumshypothese wird nicht verletzt, wenn die Schwankungsbewegung deutlich oberhalb molekularer Größenordnungen bleibt [13].

Da sich die Zahl der Unbekannten in den Reynoldsgleichungen um die quadratischen Glieder der Schwankungsgrößen erhöht, sind weitere Ergänzungsgleichungen erforderlich. Die Ableitung zusätzlicher Bilanzgleichungen auf theoretischem Weg führt jedoch zu neuen unbekannten Korrelationen von Schwankungsgrößen [21]. Ziel der Turbulenz-Modellierung ist es deshalb, das Schließungsproblem, eine der Zahl der Unbekannten entsprechende Gleichungsanzahl zu finden, mit Hilfe empirischer Annahmen zu lösen. Sehr gebräuchlich ist das k-ε-Modell, das neben der theoretisch ermittelten Bilanzgleichunng der kinetischen turbulenten Energie k eine Bilanzgleichung für die Dissipationsrate ε der turbulenten kinetischen Energie enthält. Die Koeffizienten der ε-Bilanzgleichung sind experimentell ermittelt [4].
Im Rahmen dieser Arbeit wird in *allen* Berechnungen das k-ε-Turbulenzmodell verwendet.

2.1.4 Klassifikation der Bilanzgleichungen

Systeme zweidimensionaler linearer partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung werden durch die Charakteristikentheorie klassifiziert. Die zur Typbezeichnung verwendeten Begriffe „elliptisch", „parabolisch" und „hyperbolisch" lassen sich auf die nichtlinearen partiellen Differentialgleichungssysteme aus 2.1.1 und 2.1.3 übertragen, wenn die Einfluß- und Abhängigkeitsgebiete von Punkten der Berandung auf das Innere des Strömungsgebiets durch entsprechende charakteristische Flächen begrenzt werden [10][14]. Charakteristische Flächen für Strömungsprobleme lassen sich in natürlicher Weise durch den speziellen Ausbreitungscharakter von Änderungen der Strömungsgrößen im strömenden Fluid erklären. Hierbei erfolgt die Ausbreitung von Druckänderungen mit Schallgeschwindigkeit, die Ausbreitung aller anderen Strömungsgrößen aber mit Strömungsgeschwindigkeit. Die Schallgeschwindigkeit a ist eine thermodynamische Größe, die durch den Quotient $a^2 = (\partial p / \partial \rho)$ definiert ist.
Zur Klassifikation des Differentialgleichungssystems wird der Quotient aus Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}$ und Schallgeschwindigkeit a, die Machzahl $M = |\mathbf{u}| / a$, herangezogen. Auch der Genzfall $M = 0$ inkompressibler Fluide, für die stets $a = \infty$ gilt, fügt sich entsprechend ein.
Während Überschallströmungen mit $M > 1$ immer „hyperbolisch" und Strömungen des Grenzfalls $M = 1$ immer „parabolisch" genannt werden [14], ist bei Unterschallströmungen mit $M < 1$ das zeitliche Verhalten bei der Klassifikation zu berücksichtigen.
Bei instationären Unterschallströmungen sind charakteristische Flächen durch den zeitlichen Fortschritt von Information von der Berandung in das Strömungsgebiets erklärt. Während sich die Einflußgebiete instationärer Druckänderungen ungerichtet stromauf- als auch stromabwärts ausbreiten, werden Änderungen aller anderen Strömungsgrößen nur stromabwärts wirksam. Parabolische und elliptische Ausbreitungseffekte überlagen sich, weshalb das Differentialgleichungssystem für instationäre Unterschallströmungen als „unvollständig parabo-

lisch“ bezeichnet wird [10]. Randbedingungen dürfen auf der gesamten Berandung vorgegeben werden.
Im Fall stationärer Unterschallströmungen erstreckt sich das Einflußgebiet eines jeden Randpunkts über das gesamte Strömungsgebiet. Charakteristische Flächen fehlen, und das Differentialgleichungssystem wird „elliptisch“ genannt. Randbedingungen der Strömungsgrößen auf der gesamten Berandung sind zwingend erforderlich.
Die im Rahmen dieser Arbeit behandelten Strömungsprobleme sind stationäre und instationäre konvektionsdominierte Unterschallströmungen. Sie sind der Klasse der elliptischen bzw. den unvollständig parabolischen Strömungsproblemen zuzurechnen.

2.2 Finite-Volumen Methode

Analytische Lösungen der nichtlinearen partiellen Differentialgleichungssysteme aus 2.1.1 und 2.1.3 sind nur für Spezialfälle bekannt; numerische Lösungsmethoden sind zur Berechnung praktischer Strömungsprobleme erforderlich. Neben der Finite-Elemente- und der Finite-Differenzen Methode kommt hierbei der Finite-Volumen Methode, auf der auch das Programm FIRE, basiert, besondere Bedeutung zu. Das Programm FIRE ist sehr gut zur Berechnung unvollständig parabolischer Strömungen geeignet, kann aber auch für elliptische Strömungsprobleme benutzt werden. Konvektions- und Diffusionsprobleme werden durch entsprechende Ortsdiskretisierungsansätze gleichermaßen berücksichtigt.

2.2.1 Ortsdiskretisierung

In den interessierenden Strömungsbereich (fluid domain) wird ein Gitter hineingelegt. Bei der Finite-Volumen Methode wird von einer Zerlegung des Strömungsbereichs durch das Gitter in Kontrollvolumen ausgegangen, in deren Mittelpunkten die Strömungsgrößen berechnet werden. Charakteristisch für die Finite-Volumen Methode ist es, algebraische Beziehungen der Strömungsgrößen in diesen Berechnungspunkten durch Integration über die Kontrollvolumen abzuleiten.
Die stationäre Form der allgemeinen Bilanzgleichung (2.1)

$$\operatorname{div}\left(\rho \mathbf{u} \phi\right) = \operatorname{div}\left(\Gamma \operatorname{grad}\phi\right) + S \tag{2.5}$$

wird deshalb über ein beliebiges Kontrollvolumen des Volumeninhalts V integriert:

$$\int_V \operatorname{div}\left(\rho \mathbf{u} \phi\right) dV = \int_V \operatorname{div}\left(\Gamma \operatorname{grad}\phi\right) dV + \int_V S \, dV \tag{2.6}$$

Mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes werden die Volumenintegrale von Konvektions- und Diffusionsterm in Oberflächenintegrale umgeformt [14]. Die Oberflächenintegrale werden durch Relationen der Strömungsgrößen in den Mittelpunkten der Seitenflächen des Inhalts A_j des Kontrollvolumens approximiert. Für den einfachsten Fall eines quaderförmigen Kontrollvolumens, dessen sechs Seitenflächen allesamt achsparallel sind, haben die resultierenden Gleichungen in kartesischen Koordinaten die Gestalt

$$\sum_j \left[\rho_j \cdot u_j \cdot \phi_j \cdot A_j \right] = \sum_j \left[\Gamma_j \cdot \left((\mathrm{grad}\phi)_j \cdot A_j \right) \right] + \int_V S \, dV \qquad (2.7)$$

u_j und $(\mathrm{grad}\phi)_j$ bezeichnen die Komponenten der Vektoren $\mathbf{u}$ und $(\mathrm{grad}\phi)$ senkrecht durch den Mittelpunkt der Seitenfläche des Inhalts A_j; j ist ein Index über alle sechs Seitenflächen des Kontrollvolumens.

Die Bestimmung der Strömungsgrößen im Mittelpunkt der Fläche A_j aus den Werten in den benachbarten Berechnungspunkten erfolgt in Abhängigkeit vom verwendeten Diskretisierungsansatz.[4]

Ein einfacher linearer Interpolationsansatz führt bei der Diskretisierung von $(\mathrm{grad}\phi)_j$ im Diffusionsterm zu zentralen Differenzenquotienten, die die ungerichtete Natur von Diffusionsvorgängen gut wiedergeben, siehe 2.1.4. Auch die Diskretisierung von Druckgradienten im Quellterm S erfolgt mit zentralen Differenzenquotienten, da der Druck eine ungerichtete Strömungsgröße ist [16].

Wird auch ϕ_j im Konvektionsterm mit einem Zentraldifferenzen-Ansatz (von 2. Ordnung) diskretisiert, können bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten vom Gitter abhängige unphysikalische Interpolationswerte zwischen den Berechnungspunkten auftreten. Beim „abgekappten" Zentraldifferenzen-Ansatz, (FIRE-Option CTVD) werden deshalb die Interpolationsfunktionen nach oben und unten beschränkt [14]. Zentraldifferenzen-Ansätze geben jedoch nicht die gerichtete Natur von Konvektionsvorgängen wieder. Bessere Ergebnisse werden zumeist mit Diskretisierungsansätzen erzielt, die stromauf gelegene Berechnungspunkte stärkerer als stromabwärts Gelegene gewichten [16][20].

Der Upwind-Ansatz benutzt als linearer Diskretisierunganſatz 1. Ordnung bei der Interpolation nur stromauf gelegene Rechenpunkte und schließt unphysikalische Überschwinger aus. Bei schräger Anströmung der Kontrollvolumina, die insbesondere bei Diffusionsprozessen in Ermangelung einer ausgewiesenen Strömungsrichtung nicht zu vermeiden ist, kann der numerische Fehler jedoch erheblich sein [14].

Der Quick-Ansatz ist ein Diskretisierungsansatz 3. Ordnung, der zur Interpolation zwei stromauf- und einen stromabwärts gelegenen Berechnungspunkt verwendet. Als Diskretisierungsansatz höherer Ordnung (größer 1) kann aber auch

[4] Bei der Finiten-Volumen Methode erfolgt die Diskretisierung von Konvektions- und Diffusionsterm konservativ. Die errechneten Strömungsgrößen erfüllen die integralen Bilanzgleichungen über den Kontrollvolumen. Die Diskretisierung des verbleibenden Volumenintegrals des Quellterms erfolgt im allgemeinen aber nichtkonservativ [14].

er zu Überschwingern führen, wenn die Interpolationsfunktionen nicht beschränkt werden [14].
Der naheliegendste Kompromiß ist der Hybrid-Ansatz (FIRE-Option HYBR), der den Konvektionsterm bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten mit dem ungerichteten Zentral-Differenzenansatz, bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten mit dem Upwind-Ansatz, diskretisiert [16]. Als eindeutiges Umschaltkriterium dient die sog. Peclet-Zahl Pe, die auf jeder Seitenfläche Konvektions- und Diffusionsstärke in Relation zueinander setzt [15].

$$\mathrm{Pe}_j = \frac{\rho_j u_j}{\Gamma_j} \Delta x_j \tag{2.8}$$

Δx_j ist der kürzeste Abstand des Kontrollvolumenmittelpunkts zur Seitenfläche A_j.

Weniger transparent erfolgt die Ortsdiskretisierung bei „Flux-Blending-Verfahren“, die den Zentral-Differenzen- oder den Quick-Ansatz mit dem Upwind-Ansatz in einem festen (FIRE-Optionen CTVU, BQDU) oder in einem variablen, anhand geeigneter Kriterien ermittelten (FIRE-Option BQDS), Verhältnis gewichten [14][20].
Im Rahmen dieser Arbeit wird bei allen Berechnungen der Hybrid-Diskretisierungsansatz benutzt, da er unphysikalische Werte aufgrund unzweckmäßiger Diskretisierung ausschließt und die wesentlichen strömungsmechanischen Zusammenhänge der betrachteten Konvektionsströmungen gut wiedergibt. Gemessen an der groben Struktur der verwendeten Berechnungsgitter ist die geringe Approximationsordnung dieses Diskretisierungsansatzes von untergeordneter Bedeutung.

2.2.2 Zeitdiskretisierung

Zur Berechnung instationärer Strömungen ist bei der Finite-Volumen Methode die allgemeine Bilanzgleichung (2.1) über jedem einzelnen Kontrollvolumen zu integrieren. Zur linken Seite von (2.6) ist dann das Volumenintegral der lokalen zeitlichen Ableitung von ϕ zu addieren, das gemäß der Ortsdiskretisierung durch den Wert ϕ_P der Strömungsgröße ϕ im Mittelpunkt des Kontrollvolumens approximiert wird.

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)\, dV \approx \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)_P\, V \tag{2.9}$$

Analog zur Diskretisierung im Raum werden die Strömungsgrößen nur zu ausgesuchten Zeitpunkten gemäß der Zeitdiskretisierung berechnet. Das explizite Euler-Verfahren wertet die Differentialgleichung zum Zeitpunkt t_n aus und approximiert den Differentialquotienten mittels eines Vorwärtsdifferenzenquotienten an den Zeitpunkt $t_{n+1} = t_n + \Delta t$.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)_P\bigg|_n \approx \frac{\rho_P^{n+1}\,\phi_P^{n+1} - \rho_P^n\,\phi_P^n}{\Delta t} \tag{2.10}$$

Einsetzen von (2.10) in (2.9) und Zusammenfassen mit (2.7) ergibt somit als Integrationsvorschrift für ein explizites Euler-Finite-Volumen Verfahren

$$\begin{aligned}\rho_P^{n+1}\phi_P^{n+1} = \rho_P^n\,\phi_P^n + \frac{\Delta t}{V}\Bigg\{ & -\sum_j\left[\rho_j^n\cdot\phi_j^n\cdot u_j^n\cdot A_j\right] + \\ & \sum_j\left[\Gamma_j^n\cdot\left(\left(\mathrm{grad}\,\phi\right)_j^n\cdot A_j\right)\right] + \int_V S^n\,dV\Bigg\}\end{aligned} \tag{2.11}$$

Beginnend mit den Anfangsbedingungen der Strömungsgrößen ist eine sukzessive unmittelbare Berechnung der Strömungsgrößen zur Zeit t_{n+1} aus denen zur Zeit t_n möglich. Problematischerweise bestehen für den Zeitschritt Δt bei expliziten Finite-Volumen Verfahren aus Stabilitätsgründen erhebliche von der Strömungsgeschwindigkeit **u** und den Abmaßen des Berechnungsgitters abhängige Beschränkungen. Keine Beschränkung des Zeitschritts ist für implizite Differenzenschemata erforderlich [23]. Das implizite Euler-Verfahren wertet die Differentialgleichung zum Zeitpunkt t_{n+1} aus und approximiert den Differentialquotionen durch einen Rückwärtsdifferenzenquotienten.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)_P\bigg|_{n+1} \approx \frac{\rho_P^{n+1}\,\phi_P^{n+1} - \rho_P^n\,\phi_P^n}{\Delta t} \tag{2.12}$$

Eine (2.11) entsprechende Integrationsvorschrift, in der die Terme aus (2.7) mit *n+1* statt *n* zu indizieren sind, ergibt sich. In jedem Zeitschritt eines impliziten Finite-Volumen Verfahrens ist somit ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem zu lösen, das alle Strömungsgrößen in allen Berechnungspunkten als Unbekannte enthält. Die Lösung dieses Gleichungssystem erfolgt im FIRE-Programm durch Iteration („innere“ Iterationen) mit dem SIMPLE[5]-Algorithmus, der die Gleichungensysteme der einzelnen Strömungsgrößen voneinander entkoppelt und auf die Lösung linearer Gleichungssysteme zurückführt [4][16].

2.2.3 Randbedingungen

Randbedingungen definieren Relationen der Strömungsgrößen in Berechnungspunkten auf der Berandung. Zusammen mit den aus (2.7) unter Zuhilfenahme des

---

[5] *S*emi-*I*mplicit *M*ethod for *P*ressure-*L*inked *E*quations

Diskretisierungsansatzes hervorgehenden Gleichungen ergibt sich das gesamte Gleichungssystem der ortsdiskretisierten Strömungsgrößen.

Physikalisch sinnvolle Näherungslösungen des Navier-Stokes Differentialgleichungssystem lassen sich zumeist gewinnen, indem Strömungsgrößen in problemangepaßter Weise auf Teilberandungen vorgegeben werden und auf anderen Teilen der Berandung einfach frei gelassen werden. Typisch für Verfahren zur Berechnung von Unterschallströmungen ist es, auf keiner Berandung den Geschwindigkeitsvektor **u** *und* den statischen Druck p gleichermaßen vorzuschreiben. Aufgrund des in 2.1.4 erwähnten elliptisch-parabolischen Verhaltens des Differentialgleichungssystems ist der lokale Strömungszustand immer an den Gesamtströmungszustand gekoppelt, weshalb es nicht zulässig ist, ihn vollständig vorzugeben.
Der Ein- bzw. Austritt der Strömung in das Berechnungsgebiet erfolgt an den *Ein- und Ausströmrändern*. *Feste Wände* definieren die Kontaktflächen der Strömung mit fester Materie und *Symmetrieränder* dienen der Reduktion des Berechnungsgebiets zum Zweck der Rechenzeitersparnis, falls das Strömungsgebiet näherungsweise in symmetrische Teilgebiete zerfällt.
Das Programm FIRE ermöglicht an Einströmrändern nur die Vorgabe von Dirichletrandbedingungen. An Einströmrändern ist als Randbedingung der Bilanzgleichung der spezifischen Enthalpie die Temperatur T (siehe 2.1.2) (sog. Randbedingung 1. Art), für die Bilanzgleichung der turbulenten kinetischen Energie k die turbulente kinetische Energie k selbst und für die Bilanzgleichung der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε die turbulente Längenskalierung l_t anzugeben.[6] Als Randbedingung der Massen- und Impulsbilanzgleichungen kann entweder der Geschwindigkeitsvektor **u**, der auf die Einströmfläche normierte Massenstromvektor **m**, der statische Druck p oder der Totaldruck p_{tot} vorgegeben werden.[7]
Der SIMPLE-Algorithmus des FIRE-Programms errechnet die Strömungsfelder der einzelnen Strömungsgrößen entkoppelt voneinander durch Iteration (siehe 2.2.2). Bei Vorgabe einer Druckrandbedingung ist zum Start der inneren Iterationsschleife eines jeden Zeitschritts ein Geschwindigkeitsvektor geeignet zu „schätzen“. Dies geschieht anhand der Druckdifferenz in Richtung der zu schätzenden Geschwindigkeitskomponente, die sich aus gegebener Randbedingung und im vorherigen Zeitschritt errechnetem Druck im Inneren des Berechnungsgebiets ergibt [10].
Das FIRE-Programm überprüft die Richtung des angegebenen, bzw. errechneten, Geschwindigkeitsvektors nicht, weshalb auch ein Massenaustritt am Einströmrand möglich wäre. Solches Vorgehen führt aber im allgemeinen zu unsinnigen Ergebnissen, da sich die Randbedingungen am Einströmrand der Temperatur T

---

[6] ε kann direkt aus k und l_t bestimmt werden [4].

[7] $\mathbf{m} = \rho\, \mathbf{u}$.

$$p_{tot} = p + \frac{\rho}{2}|\mathbf{u}|^2$$

und der Bilanzgleichungen des k-ε-Modells nicht mehr auf das Berechnungsinnere auswirken. Die numerische Diffusion des für diese Strömungsgrößen verwendeten Zentralendifferenzen-Ansatz sorgt zwar für eine Ausbreitung dieser Randbedingungen auch entgegen der Strömungsrichtung, es gibt aber keinen physikalischen Hintergrund für diesen Effekt.

An Ausströmrändern können bei FIRE Dirichletrandbedingungen für den statischen Druck p oder den Totaldruck p_{tot} vorgeschrieben, weiterhin ist die Neumann-Randbedingung des freien Ausströmens $\partial \mathbf{u} / \partial \mathbf{n} = 0$ (FIRE-Option Address) für den Geschwindigkeitsvektor **u** möglich.

An festen Wänden gilt die Haftbedingung $\mathbf{u} = 0$; als Randbedingung 1. Art der Bilanzgleichung der spezifischen Enthalpie ist die Temperatur T anzugeben.

An Symmetrierändern bleiben ungerichtete Strömungsgrößen und die Komponenten des Geschwindigkeitvektor **u** tangential zur Berandung frei, nur das Verschwinden der Komponente des Geschwindigkeitvektor **u** senkrecht zum Symmetrierand wird vom FIRE-Programm sichergestellt. Symmetrierandbedingungen werden zweckmäßigerweise auch für Berandungen des Berechnunggebiets, über die nichts bekannt ist, an denen aber ein Massenein- oder austritt vermieden werden soll, verwendet. Beispielsweise bei Umströmungsproblemen, bei denen das eigentlich unendliche Strömungsgebiet auf ein endliches Berechnungsgebiet reduziert werden muß.

Ein- und Ausströmränder beliebigen Typs dürfen bei FIRE auf jede erdenkliche Weise miteinander kombiniert werden. Da jeweils der Druck p oder der Geschwindigkeitsvektor **u** frei ist, stellt sich zumindest lokal immer ein physikalischer Strömungszustand durch das numerische Verfahren ein. Die Festlegung des Volumenstroms durch Vorgabe von **u** oder **m** am Einströmrand und gleichzeitige Vorgabe von $\partial\mathbf{u}/\partial\mathbf{n}$ am Ausströmrand ist nur bedingt sinnvoll, da in diesem Fall der absolute statische Druck p im Berechnungsgebiet nur bis auf eine Konstante C eindeutig bestimmt ist [16]. Um sicherzustellen, daß der absolute statische Druck p ermittelt werden kann, ist wenigstens eine Druckrandbedingung erforderlich.

Auch die Vorgabe von Druckrandbedingungen an Ein- und Ausströmrändern, wie bei Finite-Elemente Verfahren üblich, ist beim iterativen SIMPLE-Algorithmus, insbesondere bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten aus numerischen Gesichtpunkten heikel, da sich das für den SIMPLE-Algorithmus grundlegende Geschwindigkeitsfeld erst durch Iteration passend zur gegebenen Druckdifferenz einstellen muß [10]. Insbesondere bei instationären Strömungsproblemen ist darauf zu achten, daß bereits in jedem Berechnungszeitschritt ausreichend viele innere Recheniterationen erfolgen.

3 Berechnung von Hydraulikkreisläufen mit AME-Sim

3.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Der kontinuumsmechanische Impulserhaltungssatz führt unter der Annahme einer eindimensionalen, reibungsfreien, inkompressiblen Strömung eines Einkomponentenfluids bei Anwendung auf ein beliebig gewähltes Kontrollvolumen eines Stromfadens auf die Eulersche Gleichung. Die Eulergleichung ist die Bilanzgleichung gemäß (2.1) der Strömungsgeschwindigkeit c in Richtung der Bahnkoordinate l. Während der Diffusionsterm III. entfällt, setzt sich der Quellterm S aus einer Druck- und aus einer Schwerkraftsänderung, gebildet aus der Erdbeschleunigung g und der geodätischen Höhe z, entlang l zusammen [19].

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c\frac{\partial c}{\partial l} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial l} - g\frac{\partial z}{\partial l} \tag{3.1}$$

Die globale Massenbilanzgleichung (2.2) reduziert sich für den Stromfaden des veränderlichen Durchmessers $A(l)$ zu

$$\frac{\partial}{\partial l}(c\,A) = 0 \tag{3.2}$$

Die Eulersche Gleichung geht durch Integration zwischen zwei Punkten des Stromfadens für stationäre Strömungen in die Bernoullische Gleichung über [19]. Für jeden Punkt des Stromfadens gilt mit der Konstanten C_1

$$\frac{c^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g\,z = C_1 \tag{3.3}$$

Mit einer entsprechenden Kontanten C_2 wird die globale Massenbilanzgleichung durch Integration entlang l zu

$$c\,A = C_2 \tag{3.4}$$

3.1.1 Reibungsbehaftete Flüssigkeiten

Rohrleitungen in Hydraulikkreisläufen haben zumeist eine Länge, die um Größenordnungen über dem Rohrleitungsdurchmesser liegt. Um bei der Berechnung stationärer Strömungen den Druckabfall durch Reibung zu berücksichtigen, wird die Bernoullische Gleichung (3.3) um einen Ausdruck $\Delta p_v / \rho$ korrigiert. Nach einer gewissen Einlaufstrecke ist Δp_v nach Blasius zur Rohrlänge L_R und zum Quadrat der mittleren Strömungsgeschwindigkeit direkt proportional sowie zum Rohrleitungsdurchmesser D umgekehrt proportional.

$$\frac{\Delta p_v}{\rho} = \lambda \frac{L_R}{D} \frac{c^2}{2} \tag{3.5}$$

Der dimensionslose Proportionalitätsfaktor λ wird als Rohrreibungszahl bezeichnet [19].
Nach der Einlaufstrecke wird die Geschwindigkeit in Strömungsrichtung durch eine von der Reynoldszahl Re der Rohrleitung[8] abhängige axial symmetrische Profilfunktion $w(r)$ beschrieben. Der über die Querschnittsfläche A errechnete Mittelwert von $w(r)$ ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit c.
Für Reynoldszahlen unterhalb der sog. kritischen Reynoldszahl ist die Rohrströmung laminar und mit Hilfe des linearen Newtonschen Schubspannungsansatzes für die Reibkraft lassen sich die Hagen-Poiseuilleschen Beziehungen der vollständig ausgebildeten laminaren Rohrströmung ableiten.
Für die Geschwindigkeit $w(r)$ gilt nach Hagen-Poiseuille [19]

$$w(r) = 2c\left[1 - \left(\frac{r}{D}\right)^2\right] \tag{3.6}$$

Für die Rohrreibungszahl ergibt sich nach Hagen-Poiseuille

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}} \tag{3.7}$$

Für Reynoldszahlen nah der kritischen Reynoldszahl ist die Strömung laminar-turbulent, für Reynoldszahlen, die deutlich über der kritischen Reynoldszahl liegen, ist sie turbulent. Profilfunktionen $w(r)$ und Rohrreibungszahlen λ lassen

---

[8] $\mathrm{Re} := \frac{c\,D\,\rho}{\eta}$

sich nur experimentell ermitteln. Für turbulente Rohrströmungen mit Re < 80000 gilt nach Darcy-Weisbach [5]

$$\lambda = \frac{0{,}3164}{\mathrm{Re}^{0{,}25}} \tag{3.8}$$

Zur Berechnung instationärer reibungsbehafteter Strömungen ist die Reibung bereits bei der Anwendung des Impulserhaltungssatzes auf ein willkürliches Stromfadenkontrollvolumen zu berücksichtigen. Die Reibkraft, die entgegen der Strömungsrichtung an der Mantelfläche des Kontrollvolumens angreift, kann unter Verwendung der Rohrreibungszahl λ ausgedrückt werden. (3.1) wird wie die Bernoullische Gleichung durch einen Reibungsterm korrigiert und nimmt folgende Gestalt an [24]:[9]

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c\frac{\partial c}{\partial l} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial l} - g\frac{\partial z}{\partial l} - \lambda\frac{c|c|}{2D} \tag{3.9}$$

Wird ρ als über einem Kontrollvolumen konstanten Querschnitts gemittelte Dichte aufgefaßt,[10] kann der Konvektionsterm in (3.9) ohne großen Fehler weggelassen werden [5][24]. Die in der Hydrauliksimulation üblicherweise verwendete Impulsbilanzgleichung der Rohrleitung lautet somit

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial l} - g\sin\alpha - \lambda\frac{c|c|}{2D} \tag{3.10}$$

3.1.2 Kompressible Flüssigkeiten

Für geringfügige Volumenänderungen (schwache Kompressibilität) der Flüssigkeitssäule in einer Rohrleitung führen Experimente unter Vernachlässigung thermodynamischer Effekte auf einen einfachen Zusammenhang. Das ursprüngliche Volumen V_0 ändert sich bei der Druckvariation Δp um $\Delta V_{Öl}$ in Abhängigkeit vom Kompressibilitätmodul $E_{Öl}$ folgendermaßen [5]:

$$\Delta V_{Öl} = -\frac{V_0}{E_{Öl}}\Delta p \tag{3.11}$$

---

9 Die Verwendung von $c|c|$ statt c^2 sichert ab, daß die Reibkraft stets entgegen der Strömungsrichtung wirkt.
$\partial z\,/\,\partial l$ wird allgemein auch als sin α geschrieben. α gibt in diesem Fall die Neigung der Rohrleitung gegenüber der Waagerechten an. Insbesondere benutzt AMESim diesen Winkel als Eingabeparameter.

10 Außer für inkompressible Fluide ist dies auch für schwach kompressible Fluide (siehe 3.1.2) zulässig.

Der Proportionalitätsfaktor $V_0 \ / \ E_{Öl}$ in (3.11) wird als hydraulische Kapazität bezeichnet.
Insbesondere für dickwandigere Hydraulikleitungen (Hochdruckleitungen) ist die Elastizität der Rohrleitungswände in die hydraulische Kapazität einzubeziehen [5]. $E_{Öl}$ wird hierzu durch den unter Berücksichtigung der Rohrgeometrie und der Querkontraktionszahl des Rohrleitungsmaterials korrigierten Ersatzkompressibilitätsmodul $E'_{Öl}$ ersetzt.
In den Berechnungen dieser Arbeit wird nur die Kompression des Fluids in den Hydraulikleitungen berücksichtigt, die Ausdehnung der Rohrleitungswände wird durch Wahl sehr großer Wandstärken ausgeschlossen.

Bei der Anwendung der globalen Massenbilanzgleichung (2.2) auf schwach kompressible instationäre Rohrleitungsströmungen ist weiterhin von (3.2) auszugehen [5]. Im Fall einer Rohrleitung konstanten Querschnitts A ergibt sich somit die Volumenänderung eines willkürlichen Stromfadenkontrollvolumens zu

$$dV = A\left(c + \frac{\partial c}{\partial l}\,dl\right)dt - A\,c\,dt \tag{3.12}$$

Gleichsetzen mit der differentiellen Formulierung von (3.11) und Weglassen des Konvektionsterms des vollständigen Differentials des Drucks, entsprechend der Herleitung von (3.10) in 3.1.1, führt auf die Kompressionsgleichung [5][24]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -E'_{Öl}\,\frac{\partial c}{\partial l} = -\rho\,a^2\,\frac{\partial c}{\partial l} \tag{3.13}$$

wobei *a* die Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit bezeichnet.

Das Differentialgleichungssystem (3.10) und (3.13) ist hyperbolisch [24]. Da die charakteristischen Linien aber in der *l*-*t*-Ebene verlaufen und nicht allein im Raum wie bei dreidimensionalen Überschallströmungen (siehe 2.1.4), darf der lokale Strömungszustand durch Randbedingungen des Differentialgleichungssystems (3.10), (3.13) wie bei dreidimensionalen Unterschallströmungen (siehe 2.1.4) nicht vollständig vorgegeben werden, vgl. 3.2.1.

3.1.3 Einbauten

Neben Strömungsverlusten durch Wandreibung (siehe 3.1.1) kommt es in hydraulischen Kreisläufen zu Druckverlusten durch Tot- und Wirbelwassergebiete, die in der Umgebung von Einbauten wie Blenden, Drosseln oder Umlenkungen entstehen. Im Fall stationärer Strömungen wird die Bernoullische Gleichung (3.3) wie auch in 3.1.1 um einen entsprechenden Verlustterm $\Delta p_v \ / \ \rho$ korrigiert [19].

$$\frac{\Delta p_v}{\rho} = \zeta \frac{c^2}{2} \tag{3.14}$$

Die Druckverlustzahl ζ wird zumeist experimentell in Abhängigkeit von der Reynoldszahl ermittelt. Zur Berechnung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit c in einem Bauteil anhand einer gegebenen Druckdifferenz Δp_v wird vor allem der Durchflußkoeffizient α_D verwendet [5]. Mit

$$\alpha_D = \frac{1}{\sqrt{\zeta}} \tag{3.15}$$

wird (3.14) zu

$$c = \alpha_D \sqrt{\frac{2\,\Delta p_v}{\rho}} \tag{3.16}$$

3.2 Finite-Volumen Methode

Das Programm AMESim ist zur Berechnung instationärer Unterschallströmungen in Rohrleitungssystemen konzipiert. Wie auch das FIRE-Programm (vgl. 2.2) kann es aber ebenso für stationäre Strömungsprobleme verwendet werden. Die Diskretisierung der zugrundeliegenden Bilanzgleichungen erfolgt wie in 2.2 durch die Finite-Volumen Methode.

3.2.1 Ortsdiskretisierung der Rohrleitung

Das Strömungsgebiet im Inneren einer Rohrleitung konstanten Durchmessers wird mit Hilfe hintereinander liegender zylindrischen Kontrollvolumina mit maximalem Radius diskretisiert. Entsprechend 2.2.1 und 2.2.2 werden die zu diskretisierenden Gleichungen (3.10) und (3.13) unter Verwendung von Zylinderkoordinaten über ein beliebiges zylindrisches Kontrollvolumen des konstanten Rohrdurchmessers D und der Länge L integriert. Für (3.10) ergibt sich somit

$$\int_V \frac{\partial c}{\partial t} dV = -\int_V \left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial l} + g \sin\alpha + \lambda \frac{c\,|c|}{2\,D} \right) dV \tag{3.17}$$

und für (3.13)

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\, p)\, dV = -\int_V E'_{\ddot{O}l}\, \frac{\partial}{\partial l}(\rho c)\, dV \tag{3.18}$$

Entsprechend dem Schritt von (2.6) zu (2.7) werden die Volumenintegrale der partiellen Ortsableitungen mit Hilfe des Gaußschen Satzes in Oberflächenintegrale umgeformt, Höhen- und Reibkrafterm in (3.17) werden als über das gesamte Kontrollvolumen konstanter Quellterm S aufgefaßt. Der Term der lokalen zeitlichen Ableitung wird gemäß (2.9) durch den Wert im Mittelpunkt des Kontrollvolumens angenähert (mit P bezeichnet). Werden die Strömungsgrößen im Mittelpunkt der in positiver Richtung liegenden Stirnfläche mit R, die auf der in negativer Richtung Liegenden mit L bezeichnet, ergibt sich mit $A = \pi D^2 / 4$ und $V = AL$ für (3.17)

$$AL \frac{\partial}{\partial t} c_P = -A \frac{p_R - p_L}{\rho_P} - AL\left(g \sin\alpha + \lambda_P \frac{c_P |c_P|}{2D} \right) \tag{3.19}$$

und für (3.18)

$$\frac{\partial}{\partial t} p_P = -\frac{E'_{Öl}}{\rho_P V} \left[(\rho c A)_R - (\rho c A)_L \right] \tag{3.20}$$

Die Auswahl eines geeigneten Diskretisierungsansatzes (siehe 2.2.1) für p_R, p_L, c_R, c_L wird in der Hydrauliksimulation zumeist unter Verwendung „versetzer“ Berechnungsgitter (staggered grids) für Druck p und mittlere Geschwindigkeit c umgangen.[11] Die Kontrollvolumina zur Druck- und zur Geschwindigkeitberechnung werden derart gegen einander verschoben, daß die Berechnungspunkte im Inneren der einen Kontrollvolumina auf den Flächenmittelpunkten der Ein- und Ausströmflächen der anderen Kontrollvolumina zu liegen kommen. An jedem Rohrleitungsende entsteht somit für jeweils eine Strömungsgröße ein „halbes“ Kontrollvolumen.

Als Randbedingung ist an jedem Rohrleitungsende entweder der Druck p oder der anstelle der mittleren Geschwindigkeit c gebräuchlichere Volumenstrom Q anzugeben. Wird der Volumenstrom vorgegeben, ist am betreffenden Rohrleitungsende ein halbes Kontrollvolumen zur Berechnung des Randdrucks entsprechend Gleichung (3.20) einzuführen; ist der Druck am Rand gegeben, ist in einem halben Kontrollvolumen der zugehörige Volumenstrom analog (3.19) zu ermitteln.

(3.19) und (3.20) definieren zwei gekoppelte Systeme gewöhnlicher Differentialgleichungen, die, zuzüglich zweier Gleichungen entsprechend (3.19) und (3.20) zur Bestimmung der jeweils freien Strömungsgröße am Rohrleitungsende, in Abhängigkeit von den Randbedingungen gleichzeitig gelöst werden müssen.

[11] Wird auf die Verwendung versetzter Gitter verzichtet, kommt es bei Anwendung eines linearen Diskretisierungsansatzes, wie dem Upwind-Ansatz, bei eindimensionalen Ortsdiskretisierungen zu einer Entkopplung der Strömungsgrößen in unmittelbar benachbarten Berechnungspunkten. Für stabile Berechnungsverfahren auf nicht versetzten Gittern sind im eindimensionalen Fall nur Diskretisierungsansätze höherer Ordnung geeignet [16].

Über die Strömungsgrößen am Rand ist die Rohrleitung in das hydraulische Gesamtsystem, das hydraulische Netzwerk, eingebunden. Die Randbedingungen sind als Eingabewerte, die an den Rohrleitungsenden ermittelten freien Strömungsgrößen als Ausgabewerte aufzufassen.

3.2.2 Hydraulisches Netzwerk

Die Ableitung des Differentialgleichungssystems des gesamten hydraulischen Netzwerks wird exemplarisch an einer mit vorgegebenem Volumenstrom durchströmten Drossel erläutert.
Eine Hydropumpe P1 liefert einen Volumenstrom Q_P[12]. Dieser wird durch die mit zwei finiten Volumen zu diskretisierende Rohrleitung R1 an die Drossel D1 weitergegeben. An der Drossel D1 wird nur der Druckabfall berücksichtigt, ihre hydraulische Kapazität wird vernachlässigt. Nach Passieren der Drossel durchströmt die Hydraulikflüssigkeit die ebenfalls mit zwei finiten Volumen zu diskretisierende Rohrleitung R2 und fließt in den Tank T1 des Innendrucks p_T.
Der Ausgangsvolumenstrom der Hydropumpe ist die Randbedingung am rechten Ende der Rohrleitung R1. Es gilt $Q_p = Q_1$. Der an diesem Ende berechnete Druck p_1 hat keinen Einfluß auf die Hydropumpe.
Die Drossel D1 hat nach Vorraussetzung keine hydraulische Kapazität, weshalb auch für instationäre Berechnungen die Formel (3.16) verwendet werden darf.
Für die Eingangsgrößen p_2, p_3 der Drossel D1 und ihre Ausgangsgrößen Q_2, Q_3 gilt somit

$$Q_2 = Q_3 = A\alpha_D \sqrt{\frac{2\left(p_2 - p_3\right)}{\rho}} \tag{3.21}$$

Die Rohrleitung R1 hat folglich am rechten Ende die Randbedingung Q_2 und liefert selbst den Druck p_2. Bei Verwendung eines versetzen Gitters sind nach 3.2.1 halbe Kontrollvolumina an den Rohrleitungsenden in der Ortsdiskretisierung des Drucks zu verwenden. Die Grenzen der Kontrollvolumina der Druckdiskretisierung sind in Abbildung 3.1 durch gepunkte Linien verdeutlicht, die der Volumenstromdiskretisierung durch Gestrichelte. Die im Mittelpunkt des jeweiligen Kontrollvolumen errechnete Strömungsgröße ist in der Mitte des betreffenden Volumens angetragen. Für die Ausgangsgrößen von R1 wird $p_1 = p_{11}$ und $p_2 = p_{13}$ gesetzt.

[12] Die Zeitabhängigkeit der Strömungsgrößen ist im weiteren unterdrückt.

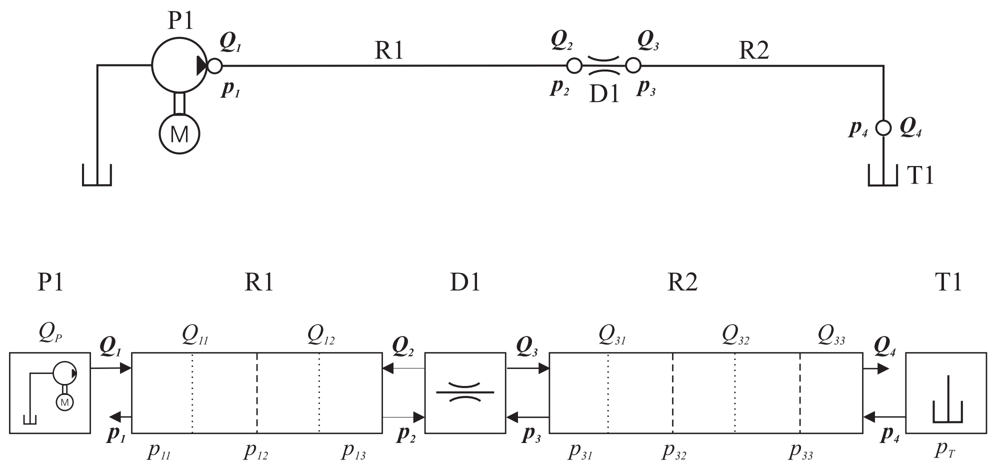


Abbildung 3.1: Finite-Volumen Diskretisierung und Ein- und Ausgabegrößen der Rohrleitungen

Exemplarisch sei die Differentialgleichung für die aufgrund der Diskretisierung eingeführte „innere“ Strömungsgröße Q_{11} genannt.

$$\frac{\partial}{\partial t} Q_{11} = \frac{A(p_1 - p_{12}) - \rho_{11} V g \sin\alpha - \tau_{11} A_{Mantel}}{\rho_{11}\, L} \tag{3.22}$$

mit der gemittelten Wandschubspannung

$$\tau_{11} = \rho_{11} \lambda_{11} \frac{c_{11}|c_{11}|}{8} \tag{3.23}$$

auf der Mantelfläche $A_{Mantel} = \pi DL$.
Die Differentialgleichung für den Druck p_1 am linken Rohrleitungsrand lautet beispielsweise:

$$\frac{\partial}{\partial t} p_1 = \frac{E'_{Öl,1}}{\rho_1\, V/2} \left[(\rho Q)_1 - (\rho Q)_{11} \right] \tag{3.24}$$

Die Differentialgleichungen der weiteren Strömungsgrößen der Leitungen R1 und R2 sind entsprechend zu formulieren. Am rechten Ende von R2 ist der Druck $p_4 = p_T$ durch den Tankinnendruck als Randbedingung von R2 vorgegeben. Gemäß 3.2.1 wird ein halbes Kontrollvolumen in der Volumenstromdiskretisierung der Rohrleitung R2 eingeführt.
Das resultierende Gleichungsystem des gesamten hydraulischen Netzwerks mit den expliziten Differentialgleichungen der Rohrleitungen und den impliziten algebraischen Gleichungen (3.21) wird als semi-explizites differential-algebraisches Gleichungssystem bezeichnet.

Globale Massen- und Impulserhaltung werden innerhalb der Rohrleitungen aufgrund der verwendeten konservativen Ortsdiskretisierung gewährleistet; innerhalb eines Bauteils wie der Drossel D1, sind die Erhaltungssätze durch geeignete Gleichungen sicherzustellen, jedoch kann bei obigem Vorgehen auch ein Bauteil zwischen zwei Rohrleitungen widerspruchsfrei als Massen- bzw. Impulsquelle/senke fungieren.
Die Eingabe eines hydraulischen Netzwerks erfolgt bei AMESim in grafischer Form durch Auswahl von Bauteilsymbolen und Verbindung dieser Symbole mit Rohrleitungen. Die Ein- und Ausgabegrößen der Rohrleitungen werden automatisch an die Berechnungsgleichungen der angrenzenden Bauteile angepaßt. Weiterhin stehen für jede Rohrleitung verschiedene Modelle basierend auf den Gleichungen (3.10) und (3.13) zur Auswahl (Anhang B).

3.2.3 Zeitdiskretisierung

Ausgehend von den Anfangsbedingungen aller Strömungsgrößen hat eine zeitliche Integration der ortsdiskretisierten Differentialgleichungen der Rohrleitungen unter Beachtung zusätzlicher Bauteilgleichungen zu erfolgen.
Zur Diskretisierung der Differentialquotienten der gewöhnlichen Differentialgleichungen können explizite [ähnlich (2.10)] wie auch implizite [ähnlich (2.12)] Ansätze benutzt werden. Bei einer exemplarischen Betrachtung des hydraulischen Netzwerks aus 3.2.2 wird von einem expliziten Integrationsverfahren ausgegangen.
Die Abhängigkeiten der Ein- und Ausgabegrößen zwischen den Elementen des hydraulischen Netzwerks zur Zeit t_n können wie folgt geschrieben werden:

$$
\begin{aligned}
&\left.\begin{aligned} Q_1^n &= Q_P^n \\ p_4^n &= p_T^n \end{aligned}\right\} && \text{I.} \\
&Q_2^n = Q_3^n = A\ \alpha_D \sqrt{\frac{2\left(p_2^n - p_3^n\right)}{\rho}} && \text{II.} \qquad (3.25) \\
&\left.\begin{aligned} \left(\left.\frac{\partial p_1}{\partial t}\right|_n, \dots, \left.\frac{\partial p_2}{\partial t}\right|_n\right) &= R1\left(Q_1^n, \dots, Q_2^n\right) \\ \left(\left.\frac{\partial p_3}{\partial t}\right|_n, \dots, \left.\frac{\partial Q_4}{\partial t}\right|_n\right) &= R2\left(Q_3^n, \dots, p_4^n\right) \end{aligned}\right\} && \text{III.}
\end{aligned}
$$

Hierbei bezeichnen *R1* und *R2* Funktionen, die aus den inneren Strömungsgrößen in den Rohrleitungen (in (3.25) durch ... ersetzt) und den Eingangsgrößen zum Zeitschritt t_n Differentialquotienten der inneren Strömungsgrößen und der Ausgangsgrößen gemäß (3.19) und (3.20) bestimmen.
(3.25) ist ein explizites Gleichungssystem, da ein aufeinanderfolgender Aufruf der Gleichungsblöcke beispielsweise in der Reihenfolge I.-II.-III. möglich ist.

Hydraulische Netzwerke, deren Gleichungssysteme aufgrund der verwendeten Bauteilbeziehungen eine aufeinanderfolgende Auswertung gestatten, werden *explizit* genannt. In expliziten Hydrauliksystemen kann die eigentliche Integration der Differentialgleichungssysteme der Rohrleitungen entkoppelt voneinander mit einem Algorithmus zur Integration gewöhnlicher Differentialgleichungen erfolgen. AMESim verwendet hier den gebräuchlichen und sicheren LSODA[13]-Algorithmus [11] [12][17].

Enthält das hydraulische Netzwerk hingegen Bauteile deren Beziehungen eine gleichzeitige Auswertung des Gleichungssystems erfordern, wird es *implizit* genannt. Das hydraulische Netzwerk aus 3.2.2 wäre beispielsweise implizit, wenn anstelle von p_2 und p_3 die Differentialquotienten dieser Größen Eingabegrößen des Bauteils zwischen den Rohrleitungen wären.

AMESim berechnet implizite Hydrauliksysteme mit Hilfe des DASSL[14]-Algorithmus [8][12]. Da die numerische Lösung differential-algebraischer Gleichungssysteme noch immer aktuelles Forschungsgebiet ist, muß das DASSL-Verfahren wesentlich kritischer als das LSODA-Verfahren benutzt werden. Insbesondere bei der Integration eigener Bauteile mit Hilfe des AMESet-Programms in AMESim sind Ein- und Ausgabegrößen so zu wählen, daß nicht grundsätzlich nur implizite Systeme abgeleitet werden können [12].

---

[13] *L*ivermore *S*olver for *O*rdinary *D*ifferential Equations with *A*utomatic Method Switching for Stiff an NonStiff Problems

[14] A *D*ifferential / *A*lgebraic *S*ystem *Sol*ver

4 Integration von FIRE-Berechnungen in AMESim

Es soll ein Element für AMESim entwickelt werden, dessen Ausgabegrößen nicht durch vorgegebene Beziehungen direkt aus den Eingabegrößen errechnet werden, sondern mittels einer dreidimensionalen Innenströmungsberechnung mit FIRE bestimmt werden. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, daß das Element mit *zwei* Rohrleitungen in den Hydraulikkreislauf eingebunden ist. Das zugehörige Gitter hat somit zwei ausgewiesene Flächen, über die Masseein- oder austritt erfolgt.

Die Strömung kommt aus einer Rohrleitung, in der sie mit (3.10) und (3.13) beschrieben wird, strömt mittels einer Einströmrandbedingung in das dreidimensionale Berechnungsgitter, in dem sie durch die Navier-Stokes bzw. durch die Reynoldsgleichungen zuzüglich dem k-ε-Modell dargestellt wird, und verläßt das Berechungsgitter durch eine Ausströmfläche, an die sich eine weitere Rohrleitung anschließt. Aus der Ausgangssgröße der stromaufwärts gelegenen Rohrleitung ist in geeigneter Weise eine Einströmrandbedingung (siehe 2.2.3) der dreidimensionalen Simulation zu generieren. In entsprechender Weise ist aus der Ausgangsgröße der stromabwärts gelegenen Rohrleitung eine passende Randbedingung an der Ausströmfläche zu erzeugen. Durch Mittelung der an Ein- bzw. Ausströmfläche durch dreidimensionale Simulation errechneten Strömungsgrößen ergeben sich die Ausgabegrößen des Elements. Sie sind neue Eingabegrößen der angrenzenden Rohrleitungen.
Die weiteren Ausführungen beziehen sich auf den allgemeineren Fall der Reynoldsgleichungen mit k-ε-Turbulenzmodell.

4.1 Vorraussetzungen

Es wird vorrausgesetzt, daß die Strömung im Hydraulikkreislauf, abgesehen vom zu entwickelnden FIRE-Element, alle Anforderungen erfüllt, mit AMESim berechnet zu werden. Weiterhin sei vorrausgesetzt, daß die Strömung durch das dreidimensionale Gitter geeignet ist, mit FIRE berechnet zu werden.
Der Abgleich der Strömungsgrößen der Differentialgleichungen (3.10) und (3.13) mit den Strömungsgrößen der Reynoldsgleichungen ist jedoch nur unter zusätzlichen Anforderungen an das Gitter und den dreidimensionalen Strömungszustand zulässig.

4.1.1 Gitter

Ein- und Ausströmfläche des Berechnungsgitter sind Kreisscheiben, die senkrecht zur Mittelachse des jeweils angrenzenden Rohres sind. Der Rohrinnendurchmesser stimmt mit dem der zugehörigen Fläche überein.

4.1.2 Strömungszustand

Die Strömung durch Ein- und Ausströmfläche des dreidimensionalen Gitters ist eine reine Konvektionsströmung, die normal zur jeweiligen Fläche verläuft. Das Gitter ist ggf. um Teile der Rohrleitungen zu erweitern, falls diese Bedingung nicht erfüllt ist.
Der Strömungszustand an Ein- und Ausströmfläche des Berechnungsgitters ist axialsymmetrisch, und die Geschwindigkeitskomponenten tangential zur Berandung verschwinden. Insbesondere wird vorrausgesetzt, daß die Strömungsgeschwindigkeit so groß ist, daß eine Rohrleitungsneigung gegen die Waagerechte bei Betrachtung des Strömungszustands an Ein- und Austrittsfläche vernachlässigbar ist.
Zweckmäßig ist es, die Strömungsgrößen an Ein- und Ausströmfläche in Polarkoordinaten (r, φ) der Kreisscheiben anzugeben. Der Ursprung des Polarkoordinatensystems liegt jeweils im Mittelpunkt der betrachteten Fläche. Aufgrund der vorausgesetzten Axialsymmetrie bestehen dann keine Abhängigkeiten von φ.
In lokalen Polarkoordinaten ergeben sich folgende Kopplungsbedingungen an mittlere Strömungsgrößen der Reynoldsgleichungen (überstrichen, auf der rechten Gleichungsseite) und Größen der Rohrleitungsströmung (auf der linken Gleichungsseite):[15]

$$\begin{aligned} p &= \overline{p}(r) \\ w(r)\,\mathbf{n} &= \overline{\mathbf{u}}(r) \end{aligned} \tag{4.1}$$

n ist der normierte Normalenvektor zur Ein- bzw. Ausströmfläche. Da beide Flächen Kreisscheiben sind, ist **n** unabhängig von r. **n** und die Ortskoordinate im Hydraulikkreislauf an den Kopplungspunkten werden als gleich orientiert angenommen
w(r) bezeichnet die Profilfunktion der Rohrleitungsströmung abhängig von der durchströmten Rohrlänge. Aufgrund der Anforderungen an das Hydrauliksystem ist am Ende der stromaufwärts gelegenen Rohrleitung die Profilfunktion der vollständig ausgebildeten Rohrströmung zu verwenden (vgl. 3.1.1).

---

[15] Zeitabhängigkeit und Abhängigkeit von Ein- und Ausströmfläche sind in den Bezeichnungen unterdrückt.

Die Hydraulikflüssigkeit kann als schwach kompressibel angenommen werden. Die Flüssigkeitsdichte ist nur von lokalen Druckdifferenzen abhängig, thermodynamische Effekte sind vernachlässigbar.
In der Rohrleitungsströmung sind Druckdifferenz und Dichte unabhängig von r und für die globale Massenerhaltung gilt:

$$Q = \int_0^{D/2} w(r)\, 2\pi r\, dr \tag{4.2}$$

An Ein- und Ausströmfläche ist die Kopplungsbedingung der globalen Massenerhaltung allgemein zu formulieren, da über Druckdifferenzen zum Inneren des Berechnungsgitters nichts ausgesagt werden kann.

$$\rho\, Q = \int_0^{D/2} \overline{\rho}(r) \left|\overline{\mathbf{u}}(r)\right| 2\pi r\, dr \tag{4.3}$$

4.2 Integrationsmodelle

Alle Integrationsmodelle, die aus Sicht der Hydrauliksimulation mit AMESim möglich sind, werden angegeben. Die verschiedenen Modelle werden aus Sicht der Simulation dreidimensionaler turbulenter Strömungen mit FIRE bewertet.

4.2.1 Mögliche Modelle aus Sicht von AMESim

Die Strömungsgrößen der Hydrauliksimulation sind statischer Druck p und Volumenstrom Q. Die Flüssigkeitsdichte der Rohrleitungsströmung ρ wird mit der hydraulischen Kapazität aus dem statischen Druck berechnet.
An einem Rohrleitungsende ist jeweils eine Strömungsgröße vorzugeben, die andere bleibt frei (vgl. 3.2.1). Ein Element des Hydraulikkreislaufs, das an zwei Rohrleitungen angrenzt, hat zwei Eingangs- und zwei Ausgangsgrößen. Es ergeben sich vier verschiedene Integrationsmodelle aus Sicht der Hydrauliksimulation.

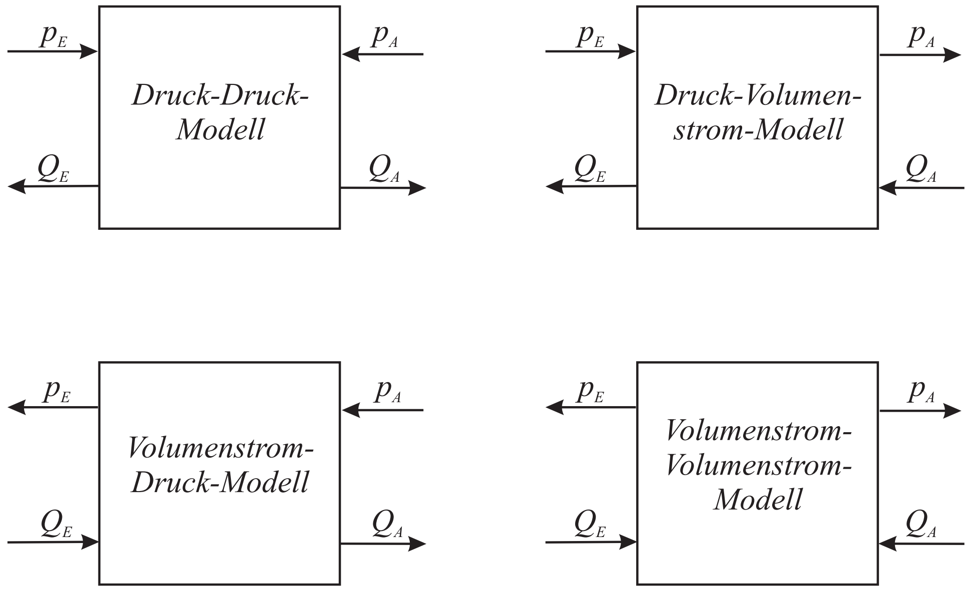


Abbildung 4.1: Mögliche Integrationsmodelle mit einem Ein- und Auslaß

In der Hydrauliksimulation gibt es im allgemeinen keine ausgewiesene Strömungsrichtung, weshalb Druck-Volumenstrom- und Volumenstrom-Druck-Modell aus Sicht der Hydrauliksimulation identisch sind. An dieser Stelle sei aber im Hinblick auf die dreidimensionale Simulation angenommen, daß der Einströmrand links, die Ausströmfläche rechts liege.

4.2.2 Bewertung der Modelle aus Sicht von FIRE

Die Eingabegrößen der Integrationsmodelle müssen in geeignete Randbedingungen der Reynoldsgleichungen transformiert werden. Randbedingungen der Bilanzgleichungen des Turbulenzmodells sind geeignet zu ermitteln. Die Ausgabegrößen ergeben sich durch die dreidimensionale Berechnung.

Die Eingabegrößen *aller* Integrationsmodelle können in Randbedingungen der FIRE-Berechnung transformiert werden. An der Eintrittsfläche der Strömung in das Gitter ist eine Einströmrandbedingung für den statischen Druck $\overline{p}$ oder den Strömungsgeschwindigkeitsvektor $\overline{\mathbf{u}}$ anzugeben. An der Austrittsfläche ist bei vorgegebenem Volumenstrom Q_A eine Einströmrandbedingung mit einem aus dem Gitter herausweisenden Geschwindigkeitsvektor erforderlich. Bei vorgegebenem statischen Druck p_A sind Ein- und Ausströmrandbedingung gleichermaßen zulässig.
Die Randbedingungen der Bilanzgleichungen des Turbulenzmodells sind am Einströmrand vorzuschreiben. Wird an der Austrittsfläche ebenfalls eine Einströmrandbedingung verwendet, verlangt das FIRE-Programm auch hier die Eingabe von Randbedingungen der Turbulenzgleichungen. Diese wirken sich

aber nur aufgrund numerischer Diffusion in das Innere des Berechnungsgitters aus (siehe 2.2.3). Als Randbedingungen des k-ε-Turbulenzmodells sind die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Längenskalierung l_t anzugeben (vgl. 2.2.3). Zumeist ist es ausreichend, k lokal anhand der Länge des Vektors $\bar{\mathbf{u}}$ und l_t aus dem hydraulischen Durchmesser des Einströmrands zu schätzen (siehe 4.3.1.1) [3].

Das Volumenstrom-Volumenstrom-Modell erscheint in Anbetracht der vorrausgesetzten schwachen Kompressibilität der Hydraulikflüssigkeit wenig geeignet. Erhebliche Probleme bei der Einhaltung der globalen Massenerhaltung im Berechnungsgitter sind zu erwarten. Für Strömungen stark kompressibler Fluide wird dieses Integrationsmodell jedoch verwendet. Das AVL-Programm BOOST, das zur Simulation eindimensionaler Gasströmungsvorgänge konzipiert ist, kann über dieses Integrationsmodell an FIRE gekoppelt werden [1].

Auch im Fall des Druck-Volumenstrom-Modells sind, insbesondere bei großen Schwankungen des vorgeschriebenen Volumenstroms Q_A, Schwierigkeiten mit der globalen Massenerhaltung zu befürchten.

Das Druck-Druck-Modell ist aufgrund der Funktionsweise des SIMPLE-Algorithmus problematisch. Wie in 2.2.3 erwähnt, ist bei instationären Berechnungen auf eine hinreichende Zahl innerer Berechnungsiterationen zu achten. Insbesondere bei großen Schwankungen der vorgegebenen Drücke p_E und p_A ist ein erheblicher Rechenaufwand zu erwarten.

Zusätzlich ist bei allen Integrationsmodellen mit vorgegebenem statischem Druck am Einströmrand zu beachten, daß die turbulente kinetische Energie k nicht direkt aus dem gegebenen Druck p_E geschätzt werden kann. Vermutlich wäre es jedoch ausreichend, das im vorherigen Zeitschritt in den Kontrollvolumen am Einströmrand errechnete Geschwindigkeitsfeld zur Schätzung von k zu verwenden.

Geringste numerische Schwierigkeiten bei einfachster Schätzung von k verspricht das Volumenstrom-Druck-Modell. Es wurde in dieser Arbeit realisiert.

Wie bei AMESim wird die Flüssigkeitsdichte $\bar{\rho}$ des dreidimensionalen Strömungszustand nicht als Randbedingung vorgegeben, sondern anhand eines geeigneten Kompressibilitätsgesetz errechnet. Um die Kopplungsbedingung der globalen Massenerhaltung (4.3) zu berücksichtigen, ist in der FIRE-Berechnung ein Kompressibilitätsgesetz zu verwenden, das dem der Hydrauliksimulation entspricht. Ist die hydraulische Kapazität des Berechnungsgitters sehr viel kleiner als die der Rohrleitungen, kann es im Rahmen der erforderlichen Rechengenauigkeit auch zulässig sein, die hydraulische Kapazität des Gitters ganz zu vernachlässigen. Wird die Flüssigkeit im Berechnungsgitter als inkompressibel angenommen, ist für $\bar{\rho}$ ein geeigneter Mittelwert zu wählen, der die globale Massenerhaltung zumindest in Näherung einhält.

4.3 Volumenstrom-Druck-Modell

4.3.1 Interne Kopplung der Randbedingungen

Der Abgleich der Randbedingungen zwischen Integrationsmodell und interner dreidimensionaler Berechnung wird für das Volumenstrom-Druck-Modell präzisiert. Insbesondere wird auf die Einhaltung der Kopplungsbedingungen (4.1) und (4.3) bei diesem Modell eingegangen.

4.3.1.1 Einströmrand

Für die Strömungsgeschwindigkeit am Ende der stromaufwärts gelegenen Rohrleitung wird eine von Q_E abhängige Profilfunktion $w_E(r)$ vorgegeben. Ist die Strömung beispielsweise laminar, ist als Profilfunktion (3.6) zu wählen. Für Q_E und $w_E(r)$ gilt (4.2).
Gemäß (4.1) werden die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\overline{\mathbf{u}}$ tangential zum Einströmrand zu Null gesetzt. Die Komponente normal zum Einströmrand könnte, unter Vernachlässigung von (4.3), mit $w_E(r)$ vorgegeben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird versucht, (4.3) durch Korrektur von $w_E(r)$ anhand der im vorherigen Zeitschritt von FIRE errechneten Dichten zu berücksichtigen. $w_E(r)$ wird mit dem Quotienten $\overline{\rho}_{E,Mitt} \,/\, \overline{\rho}_E(r)$ der über der Einströmfläche gemittelten Dichte $\overline{\rho}_{E,Mitt}$ und der lokalen Dichte $\overline{\rho}_E(r)$ multipliziert. Entspricht das in FIRE verwendete Kompressibilitätsgesetz dem der Hydrauliksimulation, ist $\overline{\rho}_{E,Mitt} \approx \rho_E$ und (4.3) wird in Näherung eingehalten.

$$\begin{aligned} \rho_E\ Q_E &= \rho_E \int_{A_E} w_E(r)\, dA_E \\ &\approx \overline{\rho}_{E,Mitt} \int_{A_E} \frac{\overline{\rho}_E(r)}{\overline{\rho}_E(r)}\, w_E(r)\, dA_E = \int_{A_E} \overline{\rho}_E(r) \left|\overline{\mathbf{u}}(r)\right| dA_E \end{aligned} \tag{4.4}$$

Aus der Länge des ermittelten Geschwindigkeitsvektor $\overline{\mathbf{u}}$ wird lokal die turbulente kinetische Energie k geschätzt. Ausreichend ist zumeist, einen Wert zwischen 0,01 % und 1 % von $|\overline{\mathbf{u}}|^2$ zu wählen. Die turbulente Längenskalierung l_t wird auf fünf bis zehn Prozent des Durchmessers D_E des Einströmrands geschätzt [3]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die turbulente kinetische Energie k am Einströmrand mit 0,375 % von $|\overline{\mathbf{u}}|^2$ und die turbulente Längenskalierung l_t mit 7,5 % des Durchmessers D_E vorgegeben.
Der am Einströmrand durch FIRE berechnete statische Druck $\overline{p}_E$ wird zum Ausgleich von Berechnungsungenauigkeiten über die Einströmfläche zu p_E gemittelt. Auf eine automatische Prüfung der Kopplungsbedingung (4.1) für $\overline{p}_E(r)$, indem beispielsweise eine Abweichung von $\overline{p}_E(r)$ zum Mittelwert p_E

außerhalb einer vorgegebenen Toleranz einen Abbruch der Berechnung auslöst, wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

4.3.1.2 Ausströmrand

Die Randbedingung an der Ausströmfläche wird mit einer Ausströmrandbedingung gemäß (4.1) für den statischen Druck $\overline{p}_A$ angegeben. Eine Änderung der Durchströmungsrichtung während der gesamten Berechnung ist nicht zulässig (vgl. 2.2.3).

Durch Integration von $|\overline{\mathbf{u}}|$ über der Fläche des Ausströmrands wird der Volumenstrom Q_A ermittelt. Zur Berücksichtigung von (4.3) wird $|\overline{\mathbf{u}}|$ mit dem Quotienten $\overline{\rho}_A(r)\,/\,\overline{\rho}_{A,Mitt}$ multipliziert (vgl. 4.3.1.1).

Eine automatische Prüfung, ob die Geschwindigkeitskomponenten tangential zum Ausströmrand gemäß (4.1) verschwinden, erfolgt nicht.

Unter Verwendung der eingeführten lokalen Polarkoordinatensysteme lassen sich Ein- und Ausströmrandbedingung folgendermaßen veranschaulichen:

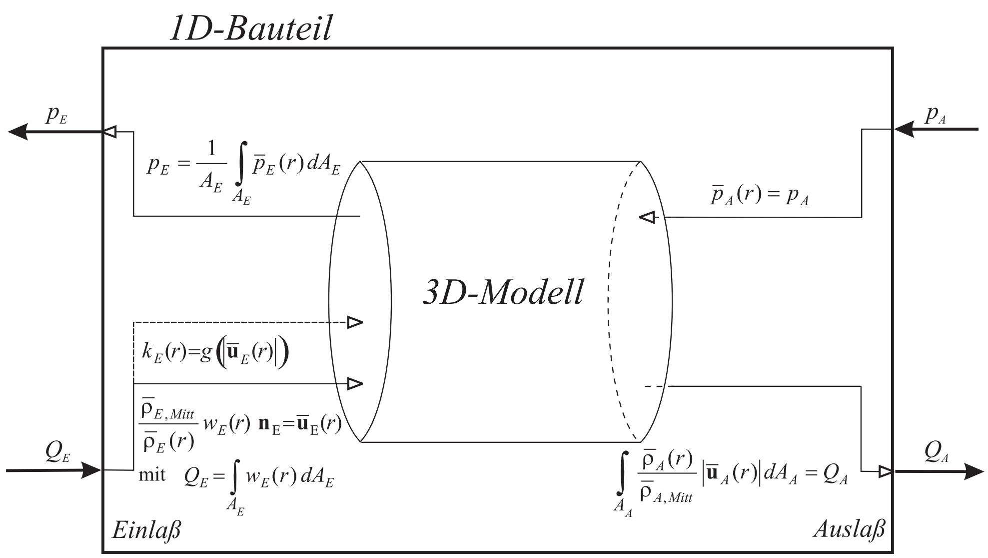


Abbildung 4.2: Kopplung der Randbedingungen im implemtierten Volumenstrom-Druck-Modell

4.3.2 Implementierung

Berechnungen in AMESim und FIRE erfolgen mit problemangepaßten Programmcodes.

AMESim erstellt automatisch für jedes Hydrauliksystem, das in grafischer Form eingegeben wurde, ein eigenes Berechnungsprogramm. Es besteht im wesentlichen aus einer geeigneten (nach Möglichkeit expliziten) Aneinanderreihung der Unterfunktionen der einzelnen Elemente. Neue Elemente werden automatisch in

die Berechung einbezogen, wenn die Aufrufsyntax ihrer Unterfunktionen mit der von AMESim Verwendeten übereinstimmt.
Die Anpassung von FIRE an die Größe des Gitters und die spezielle Berechnungsaufgabe erfolgt durch automatisch generierten Quellcode, der „von Hand" zu übersetzen und dem Hauptprogramm hinzuzufügen ist.

4.3.2.1 Realisierung des Modells in AMESim

Neue Elemente für AMESim werden mit dem Programm AMESet[16] erstellt. AMESet ist ein Quellcode-Generator, der einen C- oder FORTRAN-Programmrumpf des neuen Elements erzeugt.
Den Bezeichnungen von AMESim folgend, wird das neue Element zur Integration von FIRE-Rechnungen FS006 genannt. FS006 hat zwei Anschlüsse (ports) zur Anbindung von Rohrleitungen. Jedem Anschluß sind zwei Variablen (external variables) für die zwei Strömungsgrößen zugeordnet, die der Kommunikation des Elements mit dem Hydrauliksystem dienen (vgl. 3.2.2). Entsprechend dem Volumenstrom-Druck-Modell werden die Variablen der Strömungsgrößen als Eingangs- (variable scalar input) oder Ausgangsgrößen (variable scalar output) deklariert. Um instationäre Berechnungen zu ermöglichen, muß die programminterne Zeit bei der Abarbeitung von FS006 bekannt sein (Submodel requires time).
Durch den Datenabgleich mit der FIRE-Berechnung kann es zu diskontinuierlichen Sprüngen der Ausgangsgrößen von FS006 kommen. Diskontinuitäten können zum Zwecke einer effizienten Zeitintegration den Integrationsalgorithmen von AMESim angezeigt werden (Discontinuity handling). Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch auf eine Diskontinuitätenbehandlung durch FS006 verzichtet.
Der erzeugte Quellcode umfaßt zwei Funktionen. *fs006in_( )* wird zu Beginn der Berechnung eines Hydraulikkreislaufs aufgerufen und dient der Initialisierung von Parametern. *fs006_( )* wird in jedem Berechnungszeitschritt aufgerufen, um aus den Eingangsgrößen des Elements die Ausgangsgrößen zu bestimmen. Die Integration der FIRE-Berechnung hat hier zu erfolgen. Der C-Quellcode hat die folgende Grundstruktur:

```
/* Submodel FS006 skeleton created by AME Submodel editing utility

******************************************************************** */


/*
     Parametererläuterung
*/

void fs006in_(int *n, ... )

{
     Parameterinitialisierung
}
```

[16] AME *S*ubmodel *E*diting *T*ool

```
/*  There are 2 ports.

      Port number 1 has 2 variables:
        Variable number 1 `Qo' variable scalar output
            Flow rate at outlet  [L/min]
        Variable number 2 `Po' variable scalar input
            Pressure at outlet  [bar]

      Port number 2 has 2 variables:
        Variable number 1 `Pi' variable scalar output
            Pressure at inlet  [bar]
        Variable number 2 `Qi' variable scalar input
            Flow rate at inlet  [L/min]
   */

void fs006_(int *n, double *Qo, double *Po, double *Pi, double *Qi
      , Parameter, double *t)

{
/* >>>>>>>>>>>>Calculation Function Executable Statements. */

      Berechnungen unter Verwendung von *Po, *Qi

      *Pi = ...
      *Qo = ...


/* <<<<<<<<<<<<End of Calculation Executable Statements. */
}
```

4.3.2.2 Abgleich der Randdaten in FIRE

Zur Anpassung an spezielle Problemstellungen können „User-Funktionen" in FORTRAN dem FIRE-Programm hinzugefügt werden. Entsprechend dem Funktionsnamen werden die User-Funktionen in den Integrationsalgorithmus von FIRE eingebunden. Die *usrbnd*-Funktion dient zur Änderung von Randbedingungen vor jedem Integrationsschritt, mit der *usrout*-Funktion können die Strömungsgrößen nach jedem Integrationsschritt ausgewertet werden.
Beide Funktionen sind beim vorliegenden Problem auf Finite-Volumen (Zellen) anzuwenden, die wenigstens eine Seitenfläche mit einer Randbedingung haben. Für jeden Randbedingungstyp ist die Programmstruktur unter Verwendung der FIRE-internen Variablen und Felder gleich:

```
if (NF{Name}.gt.0) then
  do ib = 1, 6
    ia = NC{Name}(ib)
    ie = NC{Name}(ib+1) - 1
    do n = ia, ie
      nc = LBOUND(n)
      kc = LCC(ib,nc)
      Berechnung
    end do
  end do
end if
```

Zweck des Programmrumpfs ist es, nacheinander alle Zellen mit einer Randbedingung des Typs {Name} zu durchlaufen.
Zuerst wird anhand der Variablen `NF{Name}` überprüft, ob die Randbedingung {Name} überhaupt beim vorliegenden Berechnungsgitter verwendet wurde. Die folgende Schleife `do ib = 1, 6` ist als Index über die sechs Seitenflächen einer Zelle zu verstehen.
Die Nummern aller Randzellen sind im Feld `LBOUND()` abgelegt. Alle Randzellen eines Typs, bei denen die Randbedingung auf der gleich indizierten Seitenfläche anliegt, sind aufeinanderfolgend in `LBOUND()` gespeichert. Beginn und Ende dieser Folge sind für jede Richtung in `NC{Name}` abgelegt. Die innere Schleife `do n = ia, ie` durchläuft die Position im `LBOUND()`-Feld, so daß mit `nc = LBOUND(n)` schließlich die Zellennummer der Randzelle ermittelt werden kann. Alle weiteren Operationen bauen auf der Zellennumer `nc` auf. `kc = LCC(ib,nc)` bestimmt beispielsweise die Zellennummer der in Richtung `ib` benachbarten Zelle.

4.3.2.3 Programmkommunikation

Die Funktionsbibliothek *libAME.a* des AMESim-Programms enthält Routinen zum Datenaustausch eines AMESim-Elements, realisiert in C, mit einem externen FORTRAN-Programm. Das FORTRAN-Programm fungiert hierbei als externes Berechnungsunterprogramm. Es wird vom AMESim-Element gestartet und „war-tet“ auf Berechungsaufträge. Geht ein solcher Auftrag ein, wird er abgearbeitet und das Ergebnis zurückgegeben. Während der Bearbeitung des externen Berechungsauftrags wird das Programm des AMESim-Elements angehalten.
Die Kommunikation zwischen den Programmen erfolgt mit Hilfe zweier Unix-Pipes. Eine Pipe ist ein vom Betriebssystem verwalteter Kommunikationskanal, der einen Datentransport nur in einer Richtung erlaubt. Die Funktionen aus libAME.a handhaben den Datenaustausch „blockierend“. Der Aufruf einer Funktion, die Daten aus einer Pipe ausliest, unterbricht die Ausführung des zugehörigen Programms bis zum vollständigen Empfang aller angeforderten Daten.
Das Vorgehen bei der Kommunikation zwischen FS006 und FIRE liegt nun auf der Hand. FS006 startet FIRE (Funktion OpenPipe), das in der Funktion usrbnd auf Eingabedaten von FS006 wartet (Funktion getinp). Zu gegebener Zeit wird ein Berechnungsauftrag von FS006 initiiert (Funktion *ProcessPipe*), indem eine ausreichende Datenmenge an *usrbnd* übergeben wird. Das FIRE-Programm berechnet einen Zeitschritt, dessen Ergebnisse mit *usrout* ausgewertet und an FS006 weitergegeben werden (Funktion *senout*). Während der Programmablauf in AMESim bis zum nächsten Berechnungsauftrag in FS006 fortgesetzt wird, springt FIRE wieder in *usrbnd* zurück und wartet auf Daten.

4.3.2.4 Zeitsynchronisierte Integration

AMESim und FIRE verwenden zwei voneinander unabhängige Verfahren zur Zeitintegration. Während die Zeitintegration in FIRE mit vorgegebener Schritt-

weite erfolgt, wird in AMESim automatische Schrittweitensteuerung verwendet. In einen FIRE-Zeitschritt können somit mehrere, eine oder keine Auswertung von FS006 fallen.
Um einen Randbedingungsabgleich zumindest in jedem FIRE-Zeitschritt zu gewährleisten, darf die maximale Zeitschrittweite für AMESim nicht größer als der kleinste Zeitschritt für FIRE sein.
Liegen mehrere Auswertungen von FS006 innerhalb eines FIRE-Zeitschritts, ist es zweckmäßig, die Eingangswerte der Frühesten als Randbedingungen der FIRE-Rechnung heranzuziehen und die Eingangswerte der Nachfolgenden zu verwerfen. Zur Bestimmung der Ausgangswerte von FS006 im betreffenden Intervall werden stets die Ergebnisse dieser einzigen FIRE-Rechnung herangezogen.
Ausgehend von der Annahme, daß der Programmstart von FIRE bereits erfolgt ist, und FIRE sich im wartenden Zustand in *usrbnd* befindet, kann der zeitsynchronisierte Datenaustausch gemäß Abbildung 4.3 skizziert werden.

4.3.2.5 Initialisierung

Einer geeigneten Initialisierung der Strömung in Hydrauliksystem und Berechnungsgitter vor einer instationären Berechnung kommt besondere Bedeutung zu. Zweckmäßig ist es, einen stationären Strömungszustand im Gesamtsystem als Anfangsbedingung der gekoppelten Zeitintegration zu verwenden. Da sowohl AMESim als auch FIRE über die Fähigkeit verfügen, eine Berechnung anhand vorhandener Werte fortzuführen, kann der stationäre Anfangszustand selbst das Ergebnis einer Berechnung sein. Es ist möglich, eine gekoppelte Berechnung bis zum gewünschten stationären Zustand durchzuführen und die eigentliche instationäre Berechnung unter Beachtung der entstandenen Zeitdifferenz anzuschließen.
Zweckmäßiger ist es jedoch, den Anfangszustand durch separate Rechnungen zu ermitteln, da die Integrationsalgorithmen von AMESim, LSODA und DASSL, extreme numerische Anfangsschwankungen der Strömungsgrößen in den Hydraulikkreislauf induzieren, die zumeist zur Divergenz der FIRE-Berechnung führen. Der erforderliche stationäre Strömungszustand wird deshalb zuerst separat im Gitter von FIRE errechnet. Die gewonnen Ergebnisse dienen als konstante Ausgabewerte von FS006 in einer AMESim-Berechnung, die den zugehörigen stationären Strömungszustand im Hydrauliksystem bestimmt. Der Programmcode von FS006 ist um einen entsprechenden Initialisierungsteil zu erweitern.
Aufgrund der größeren Anfangsschwankungen benötigt die Hydrauliksimulation für die Berechnung eines stationären Strömungszustands zumeist eine wesentlich längere Integrationszeit als die Innenströmungssimulation. Wird die Simulation gekoppelt fortgesetzt, ist die Differenz zwischen den Zeitkoordinaten von FIRE und AMESim bei der Synchronisation der Zeitintegrationsverfahren zu berücksichtigen.

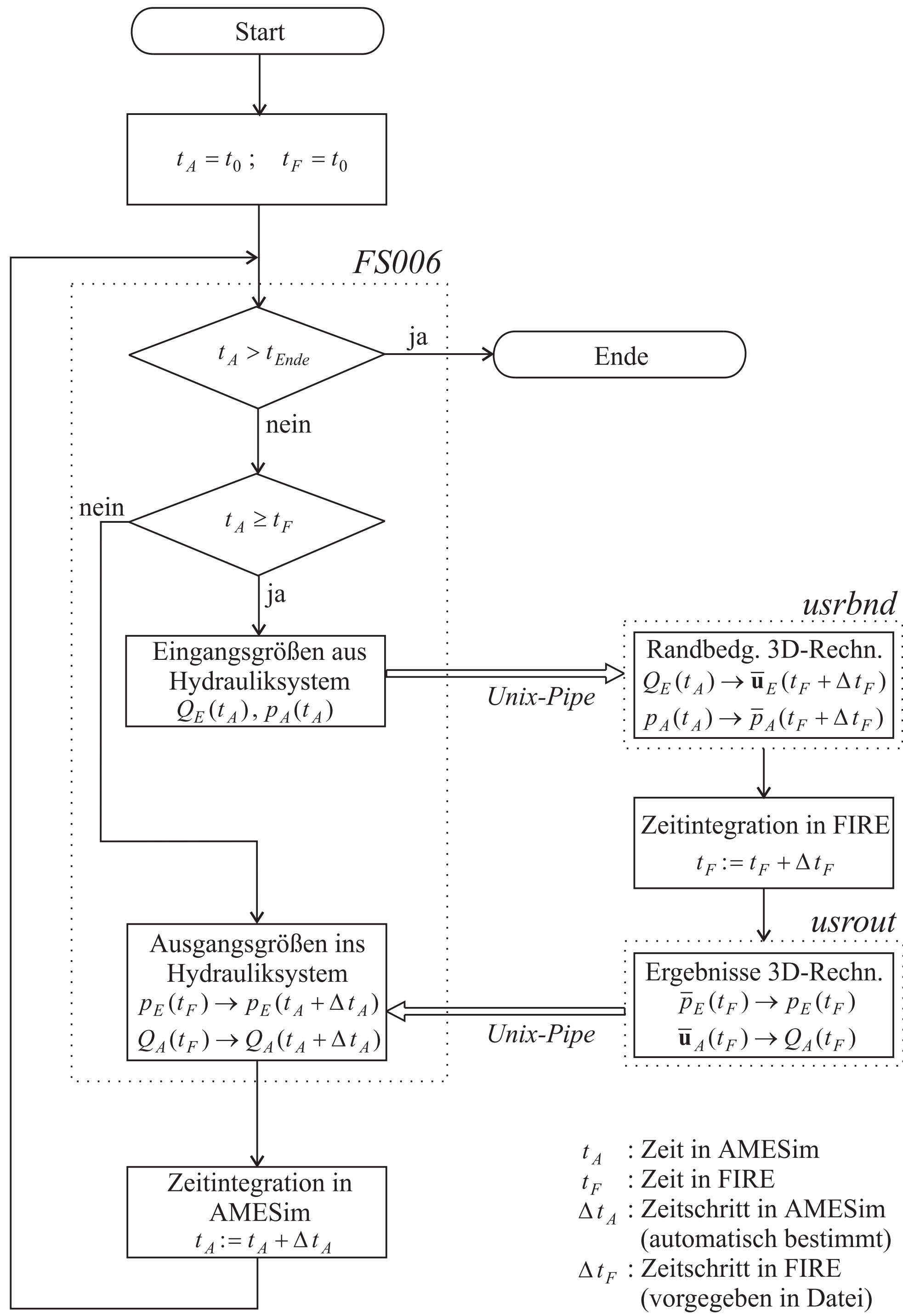


Abbildung 4.3: Zeitsynchronisierter Datenaustausch

4.3.3 Verifikation

Die korrekte Funktion des implentierten Volumenstrom-Druck-Modell soll im folgenden Abschnitt 5 anhand instationärer Strömungen durch für Einspritzsysteme typische Hydraulikleitungen verifiziert werden.
Im Abschnitt 6 erfolgt die Berechnung einer stationären und einer instationären Strömung durch eine Schmittdrossel. Strömungen durch Schmittdrosseln haben Modellcharakter für Strömungen in Diesel-Einspritzanlagen.
Zur Simulation der instationären Drosselinnenströmung wird das implementierte Integrationsmodell verwendet, das anhand der instationären Berechungen auf seine grundsätzliche Eignung zur Simulation von Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen geprüft werden soll. Die Simulation der stationären Strömung erfolgt ungekoppelt und dient der Abschätzung der Berechnungsgenauigkeit von AMESim und FIRE.
Die Numerierung der Rechnungen erfolgt anhand der Verwendung des FIRE-Programms:

FIRE-Rechnung Nr.	Strömungsproblem *„Bezeichnung"*	Gitter Nr.	Vorgabe der Randbedingungen	Fluid Dieselöl im Gitter
5.1	*„Lange Hydraulikleitung"*	1	instationär durch FS006	komp.
5.2	*„Kurze Hydraulikleitung"*	1	instationär durch FS006	komp.
6.1	*„Schmittdrossel - Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille"*	2	stationär aus Datei	inkomp.
6.2	*„Schmittdrossel - Einlaßmassenstrom konstant"*	2	stationär aus Datei	inkomp.
6.3	*„Schmittdrossel - Einlaßdruck vorgegeben"*	2	stationär aus Datei	inkomp.
6.4	*„Schmittdrossel - inkompressibles Dieselöl"*	3	instationär durch FS006	inkomp.
6.5	*„Schmittdrossel - kompressibles Dieselöl"*	3	instationär durch FS006	komp.

Tabelle 4.1: Berechnungen mit FIRE

5 Instationäre Strömung durch eine Hydraulikleitung

Die Fähigkeit des implementierten Volumenstrom-Druck-Modells, hochinstationäre Strömungsvorgänge, wie in Einspritzanlagen, richtig wiederzugeben, soll anhand eines Beispiels geprüft werden, das auch mit AMESim-Standardelementen berechnet werden kann. Ein Volumenstromstoß, der Dauer 0,1 ms, durch eine für Diesel-Einspritzsysteme typische Hydraulikleitung, ist eine sinnvolle Wahl. Der Durchmesser der Leitung beträgt 2 mm. In Rechnung 5.1 wird eine Leitungslänge von 0,49 m, in Rechnung 5.2 von 0,19 m gewählt.
Die gesamte Simulation erfolgt über einen Zeitraum von 6 ms, so daß der Einschwingvorgang der Rohrleitungsströmung auf einen stationären Zustand vollständig wiedergegeben wird.

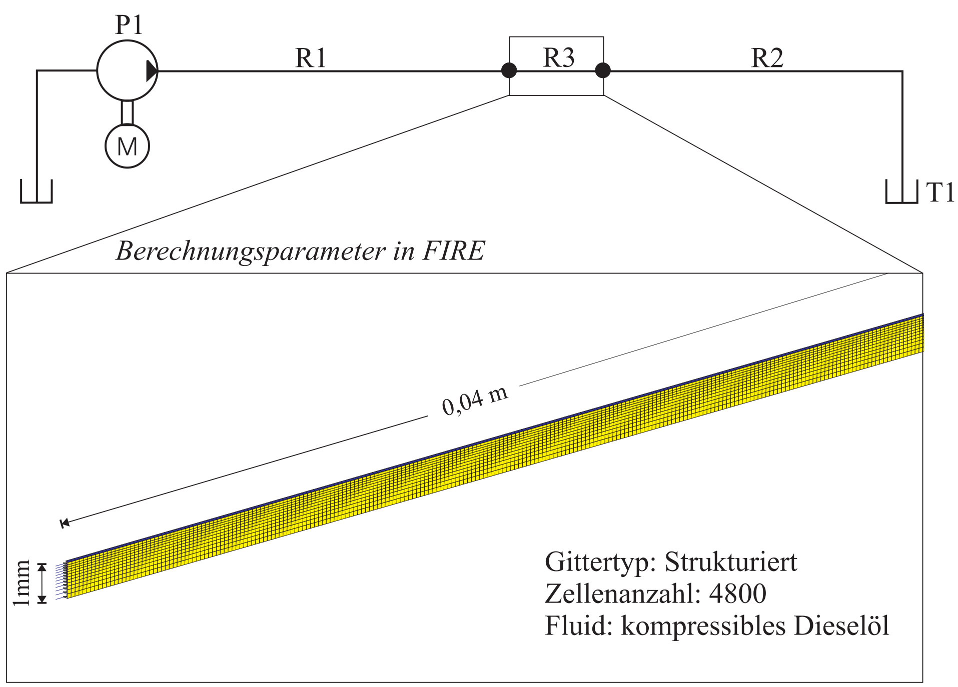


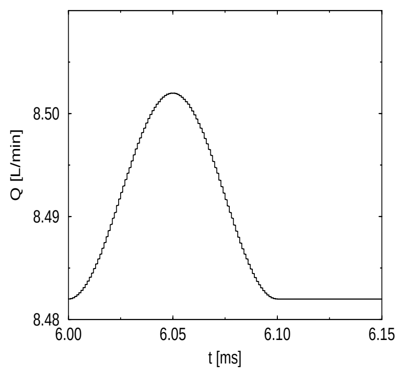
Abbildung 5.1: Integration des Berechnungsgitters 1 in den Hydraulikkreislauf, verwendet für Rechnung 5.1 und 5.2

Im Hinblick auf die turbulenten Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen wird der stationäre Volumenstrom unmittelbar vor dem Volumenstromstoß mit Q = 8,482 L/min so vorgegeben, daß Re = 15000 ist. Die Güte der Schätzung der Einströmrandbedingung der Bilanzgleichungen des k-ε-Turbulenzmodells aus 4.3.1.1 soll überprüft werden.
Die Hydraulikleitung wird in drei Teile separiert, wobei die Strömung durch das Mittlere der Länge 0,04 m durch die FIRE-Innenströmungsberechnung ersetzt wird. Das verwendete Berechnungsgitter 1 nutzt die axiale Symmetrie des Strömungszustands, indem nur ein Kreissegment von 5° des Strömungsgebiets in der Rohrleitung R3 unter Verwendung einer einzigen Zellschicht diskretisiert wird. Aufgrund einer geeignet gewählten Orientierung des Gitters zum globalen kartesischen Koordinatensystem, ist es gerechtfertigt, bei der Innnenströmungsimulation der Rechnungen 5.1 und 5.2 nur zwei Impulsbilanzgleichungen zu berücksichtigen (vgl. 6.1.3).
Das standardmäßig in FIRE vorhandene Kompressibilitätsgesetz für Dieselöl ISO 4113 (Anhang A) wird in den Rechnungen 5.1 und 5.2 verwendet. [17]

5.1 Strömung durch eine lange Hydraulikleitung

In Rechnung 5.1 und der zugehörigen Vergleichsrechnung werden für die Hydrauliksimulation die gleichen Parameter verwendet. Um sogar eine identische Diskretisierung der Rohrleitungen R1 und R2 zu gewährleisten, muß die Gesamtleitung auch in der Vergleichsrechnung in drei Teile unterteilt werden. Die Eingabe aufeinanderfolgender Leitungen ist in AMESim nicht möglich, weshalb die Verbindung der drei Rohrleitungsabschnitte durch die Elemente einer plötzlichen kreisrunden Querschnittsänderung BH012 und BH013 erfolgt. Die als Parameter erforderlichen Leitungsdurchmesser auf beiden Seiten der Querschnittsänderungen werden einfach mit dem gleichen Wert von 2 mm vorgegeben.
Während die Simulation der instationären Strömung durch die gesamte Hydraulikleitung mit AMESim-Standardelementen unproblematisch ist, sind die numerischen Schwierigkeiten bei der Innenströmungssimulation im Berechnungsgitter 1 erheblich. Diese sind jedoch nicht auf die angenommene Kompressibilität des Fluids zurückzuführen, sondern auf die nahezu ungehinderte Ausbreitung von Druckwellen entlang der Rohrmittelachse. Eine Berechnung der Strömung im Berechnungsgitter 1 mit als inkompressibel angenommenem Dieselöl gelang im Rahmen dieser Arbeit nicht.

[17] Bei den Rechnngen 5.1 und 5.2 ist eine Konvergenzbeschleunigung der numerischen Lösungen des FIRE-Programms festzustellen, wenn die Energiebilanzgleichung trotz des isothermen Strömungszustands mitgelöst wird. Dies ist offenbar auf die zusätzliche Dichteberechnung, die im SIMPLE-Algorithmus auf die Lösung der Energiebilanzgleichung folgt, zurückzuführen [4].



Volumenstrom an P1

	AMESim	AMESim-FIRE
R1	l = 0,25 m d = 2 mm	
R2	l = 0,2 m d = 2 mm	
R3	l = 0,04 m d = 2 mm	FIRE-Modell
T1	p = 1.42 bar	

Elastizität der Rohre vernachlässigt:
w = 100 mm

Alle Leitungsmodelle: HL30

Fluid: Dieselöl $\rho = 835\ kg/m^3$ $\nu = 6$ cSt E = 13800 bar

Tabelle 5.1: Parameter und Randbedingungen des Hydraulikkreislaufs für Rechnung 5.1 und die zugehörige Vergleichsrechnung

Gemäß der Kopplungsbedingungen aus 4.1 müßte am Einströmrand die Profilfunktion *w(r)* der turbulenten Rohrleitungsströmung mit Re = 15000 verwendet werden. Bei Vorgabe entsprechender Geschwindigkeitsprofile, wie dem 1/7-Potenz-Gesetz [19], divergierten im Rahmen dieser Arbeit aber bereits alle Innenströmungssimulationen mit stationären Randbedingungen. Vermutlich ist das Berechnungsgitter 1 nicht geeignet, die großen Geschwindigkeitsgradienten turbulenter Strömungen in Wandnähe ausreichend aufzulösen.
Stattdessen wird die Profilfunktion der laminaren Rohrleitungsströmung benutzt und die problemunangepaßte Simulation der Strömung direkt nach dem Einströmrand in Kauf genommen. In Abbildung 5.5 wird deshalb der Verlauf des flächengemittelten statischen Drucks 0,005 m nach dem Einströmrand in Rechnung 5.1 gegenüber dem Druckverlauf am Anfang der Rohrleitung R3 der Vergleichsrechnung aufgetragen. Gemäß (3.5) und (3.8) ist bei einer stationären Durchströmung mit Q = 8,482 L/min die Druckdifferenz 0,005 m nach dem Einströmrand zum Ausströmrand 4,23 bar. Aufgrund der anderen Einlaufströmung errechnet die Innenströmungssimulation jedoch eine Druckunterschied von 3,4 bar, was einer Differenz von 19,6 % entspricht.
Der errechnete stationäre Auslaßvolumenstrom ist 0,0349 L/min kleiner als der Einlaßvolumenstrom. Der relative Fehler der Innenströmungssimulation bezogen auf Q = 8,482 L/min beträgt 0,4 %. Da die Bedingung der globalen Massenerhaltung beim FIRE-Programm zumeist erst bei Diskretisierung von Kreissegmenten

des Innenströmungsgebiets von 30-40° erfüllt wird, ist eine Abweichung von 0,4 % bei Diskretisierung eines 5°-Segments akzeptabel.

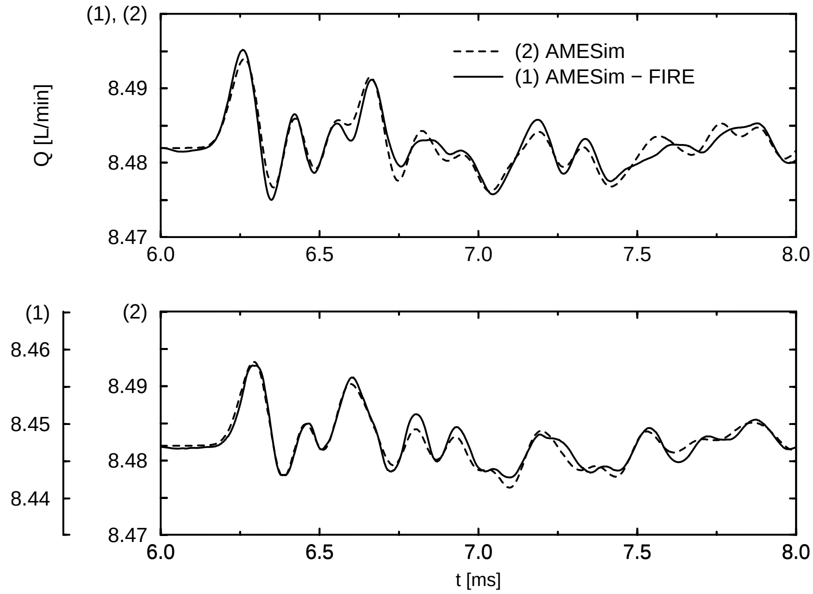


Abbildung 5.2: Volumenströme am Anfang (oben) und am Ende (unten) der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.1 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). Der Auslaßvolumenstrom von Rechnung 5.1 ist zu Vergleichszwecken um 0,0349 L/min nach oben verschoben. (Lange Hydraulikleitung)

Zum Zwecke eines vereinfachten Vergleichs wurde in Abbildung 5.2 der Auslaßvolumenstrom der Rechnung 5.1 um den Berechnungsfehler verschoben.
Die Verläufe der Strömungsgrößen in Rechnung 5.1 und ihrer Vergleichsrechnung stimmen in Phasenlage und Amplitude nahezu überein (vgl.Abbildung 5.2).

Es ist allerdings festzustellen, daß die Strömungsgrößen der Vergleichsrechnung denen der Rechnung 5.1 mit zunehmender Simulationsdauer immer deutlicher vorauseilen. Offenbar errechnet die Innenströmungssimulation einen kleineren Wert für die Schallgeschwindigkeit im Fluid, so daß die Laufzeit einer Druckwelle durch die gesamte Hydraulikleitung in Rechnung 5.1 mit einem geringfügig größeren Wert als in der Vergleichsrechnung bestimmt wird.

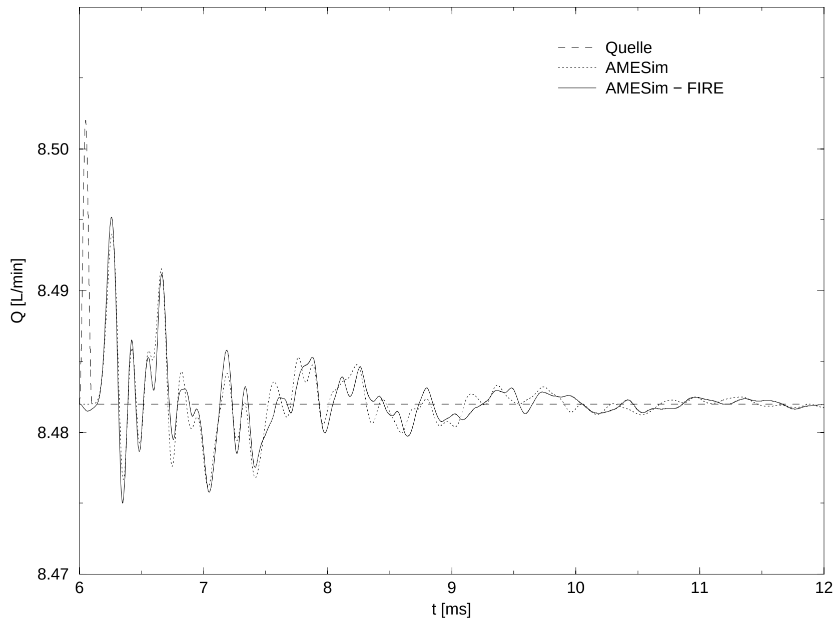


Abbildung 5.3: Volumenströme am Anfang der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.1 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom von P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich. (Lange Hydraulikleitung)

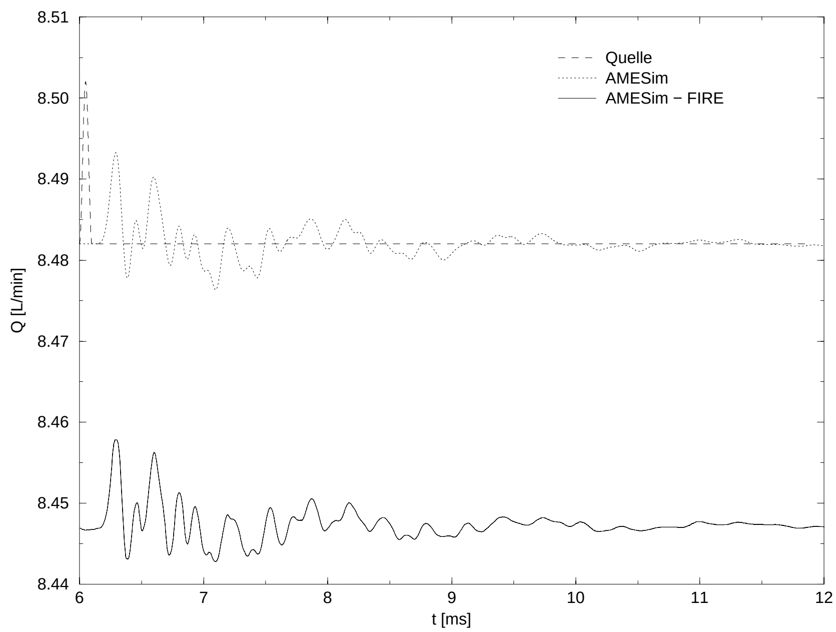


Abbildung 5.4: Volumenströme am Ende der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.1 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom von P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich. (Lange Hydraulikleitung)

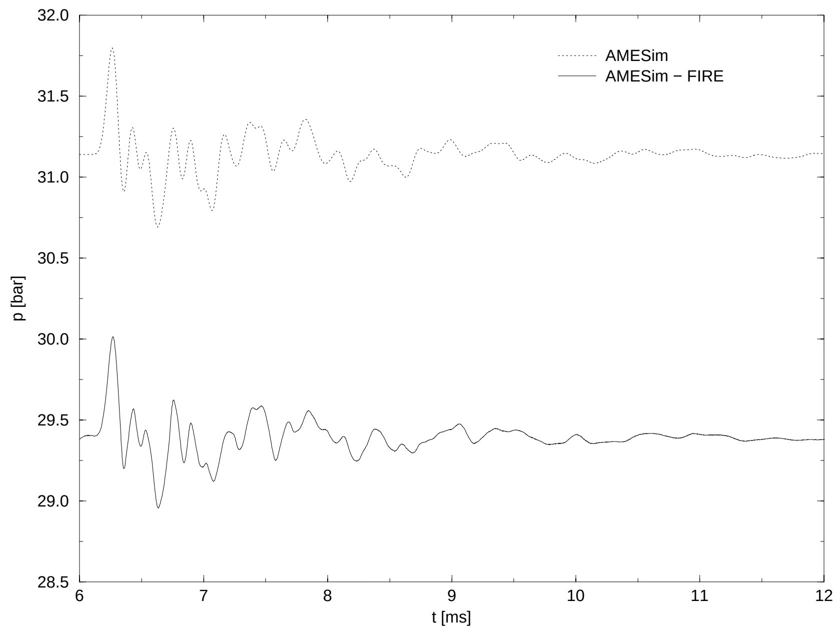


Abbildung 5.5: Statischer Druck 0,005 m hinter dem Einlaß des Berechnungsgitters 1 in Rechnung 5.1 (AMESim-FIRE) und am Anfang der Rohrleitung R3 der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). (Lange Hydraulikleitung)

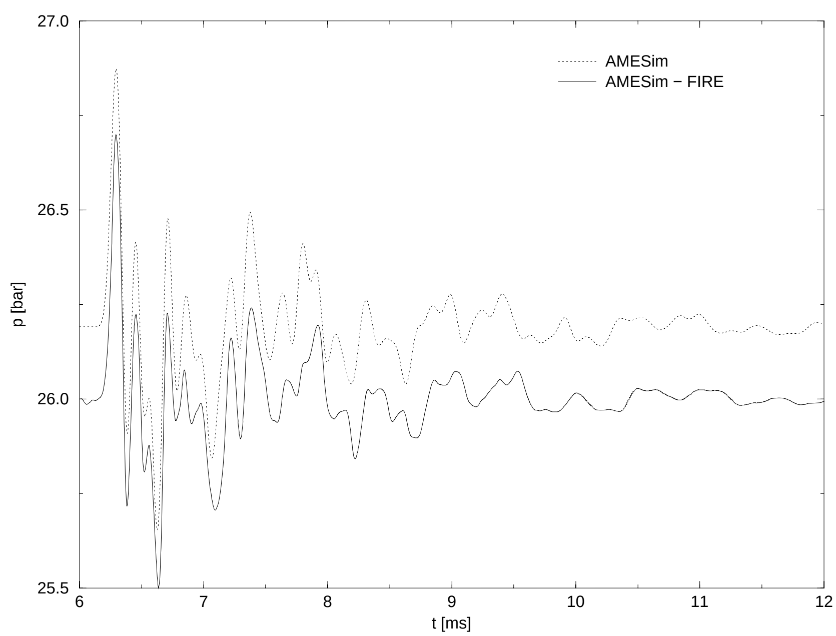
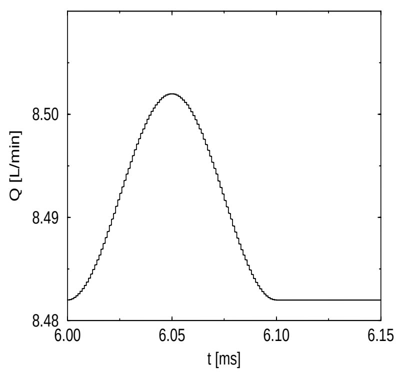


Abbildung 5.6: Statischer Druck am Ende der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.1 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). (Lange Hydraulikleitung)

5.2 Strömung durch eine kurze Hydraulikleitung

Die Parameter der Hydrauliksimulation der Rechnung 5.2 und der zugehörigen Vergleichsrechnung stimmen weitgehend mit denen in Tabelle 5.1 überein. Entgegen Rechnung 5.1 wurde jedoch der statische Druck im Tank T1 der Vergleichsrechnung zum Ausgleich des Berechnungsfehlers im Auslaßvolumenstrom der Innenströmungssimulation angepaßt.



Volumenstrom an P1

	AMESim	AMESim-FIRE
R1	l = 0,1 m d = 2 mm	
R2	l = 0,06 m d = 2 mm	
R3	l = 0,04 m d = 2 mm	FIRE-Modell
T1	p = 0,57 bar	p = 0,62 bar

Elastizität der Rohre vernachlässigt:
w = 100 mm
Alle Leitungsmodelle: HL30

Fluid: Dieselöl $\rho = 835\ kg/m^3$ $\nu = 6$ cSt E = 13700 bar

Tabelle 5.2: Parameter und Randbedingungen des Hydraulikkreislaufs für Rechnung 5.2 und die zugehörige Vergleichsrechnung

In Rechnung 5.2 treten erwartungsgemäß die gleichen numerischen Schwierigkeiten wie in Rechnung 5.1 auf (siehe 5.1). Auch in Rechnung 5.2 wird die Profilfunktion der laminaren Rohrströmung verwendet und der Verlauf des flächengemittelten statischen Drucks 0,005 m nach dem Einströmrand mit dem Druckverlauf am Anfang von R3 verglichen (Abbildung 5.10). Die Druckdifferenz zum Ausströmrand weicht 0,005 m nach dem Einströmrand wie in Rechnung 5.1 um 19,6 % vom theoretischen Wert ab. Der flächengemittelte Auslaßvolumenstrom wird auch in Rechnung 5.2 um 0,4 % zu klein errechnet.
Die Graphen der Strömungsgrößen von Rechnung 5.2 und ihrer Vergleichsrechnung weisen einen ähnlichen Verlauf auf (vgl. Abbildung 5.7). Die Übereinstimmung ist jedoch weniger ausgeprägt als bei Rechnung 5.1 und ihrer Ver-

gleichsrechnung. Auch in Rechnung 5.2 ermittelt die Innenströmungssimulation einen kleineren Wert für die Schallgeschwindigkeit; bei gleicher Simulationsdauer ist der Einfluß dieses Fehlers auf das Ergebnis bei Rechnung 5.2 aber größer als bei Rechnung 5.1. Die Verläufe der Strömungsgrößen in Rechnung 5.2 bleiben deutlich hinter denen der Vergleichsrechnung zurück, da die vom Volumenstromstoß erzeugte Druckwelle bereits häufiger in der insgesamt kürzeren Hydraulikleitung hin- und hergelaufen ist. Mittels Ausschnittvergrößerungen der Graphen in Abbildung 5.7 läßt sich grob abschätzen, daß der Wert der Schallgeschwindigkeit im Berechungsgitter 1 um ca. 200 m/s kleiner als im Rohrleitungssabschnitt R3 der Vergleichsrechnung ermittelt wird. Bezogen auf einen Wert der Schallgeschwindigkeit in ruhendem Dieselöl ISO4113 von 1400 m/s [22], entspricht dies einem relativen Fehler von 14 %.

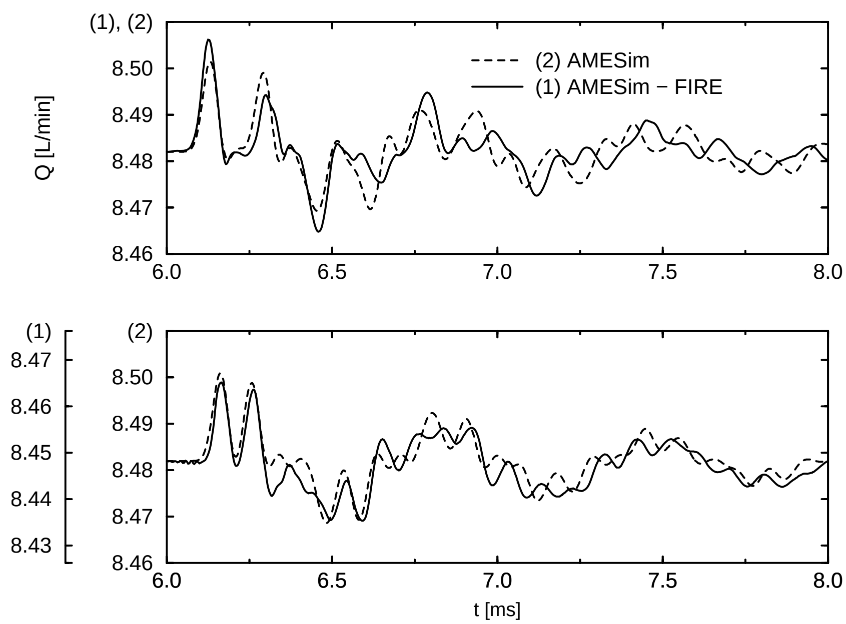


Abbildung 5.7: Volumenströme am Anfang (oben) und am Ende (unten) der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.2 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). DerAuslaßvolumenstrom von Rechnung 5.2 ist zu Vergleichszwecken um 0,0338 L/min nach oben verschoben. (Kurze Hydraulikleitung)

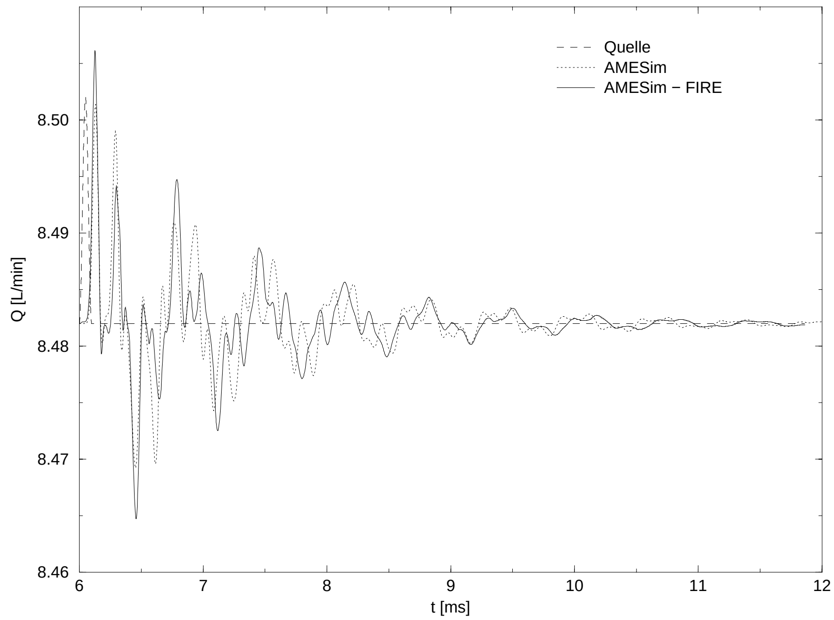


Abbildung 5.8: Volumenströme am Anfang der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.2 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom von P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich. (Kurze Hydraulikleitung)

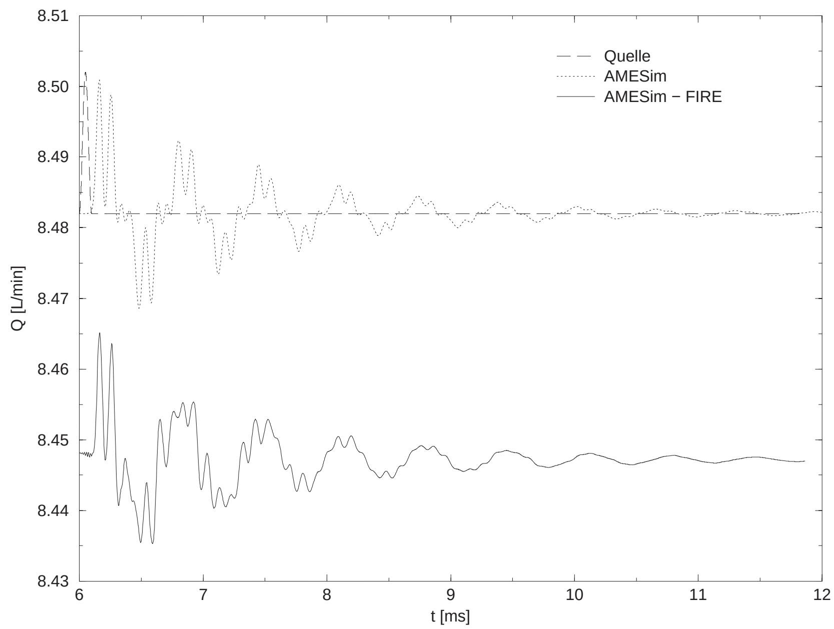


Abbildung 5.9: Volumenströme am Ende der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.2 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom von P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich. (Kurze Hydraulikleitung)

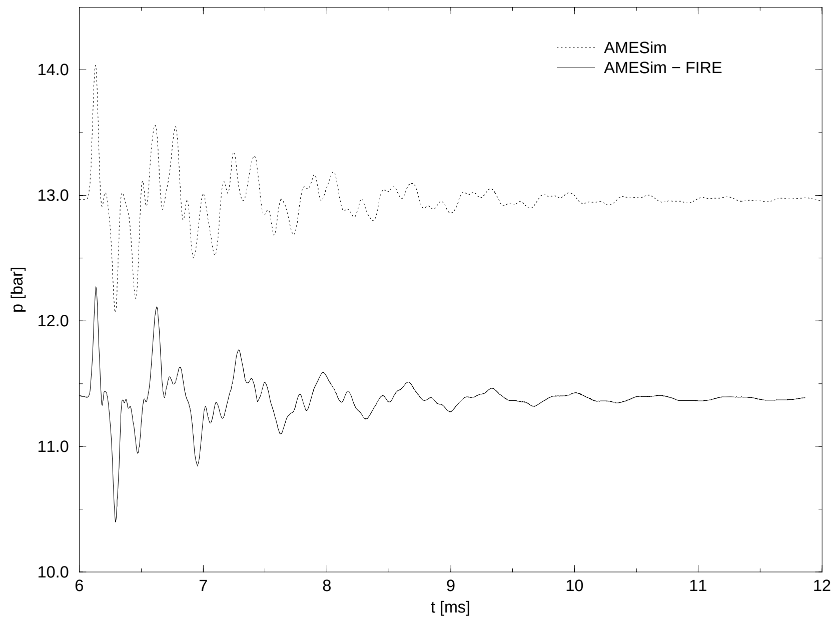


Abbildung 5.10: Statischer Druck 0,005 m hinter dem Einlaß des Berechnungsgitters 1 in Rechnung 5.2 (AMESim-FIRE) und am Anfang der Rohrleitung R3 der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). (Kurze Hydraulikleitung)

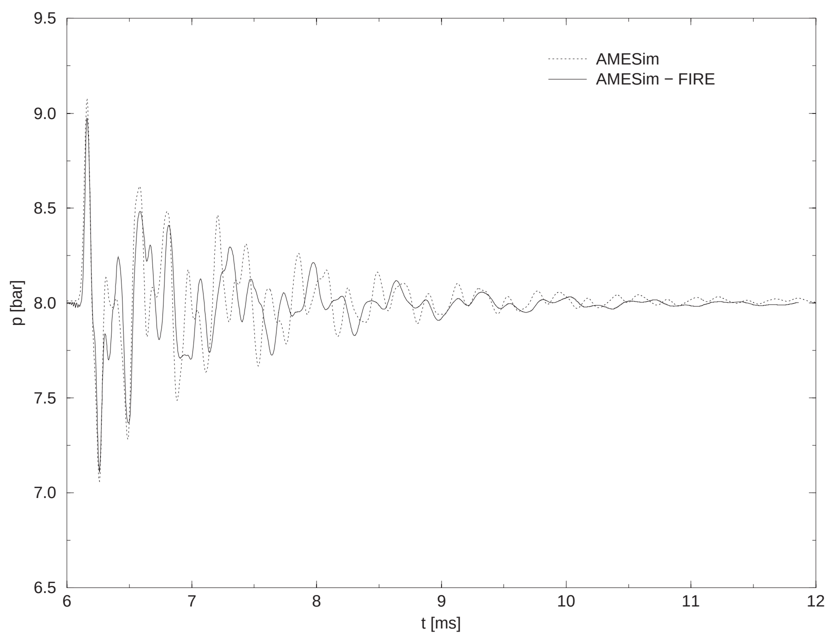


Abbildung 5.11: Statischer Druck am Ende der Rohrleitung R3 in Rechnung 5.2 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim) (Kurze Hydraulikleitung)

5.3 Bewertung der Ergebnisse

Das implementierte Integrationsmodell ist in der Lage, auch bei hochinstationären Strömungsvorgängen einen sinnvollen Abgleich der Randbedingungen zwischen Hydraulik- und Innenströmungssimulation durchzuführen. Insbesondere die Übereinstimmung der Verläufe der Strömungsgrößen von Rechnung 5.1 mit den Ergebnissen der zugehörigen AMESim-Vergleichsrechnung belegt dies.

Obwohl sich die Beträge der Strömungsgrößen aus Innenströmungssimulation und Vergleichsrechung zum Teil deutlich unterscheiden, stimmen auch bei instationären Randbedingungen Druck- und Volumenstromänderungen in den Rechnungen 5.1 und 5.2 und ihren Vergleichsrechnungen weitgehend überein. Da sich die Abweichungen der Strömungswerte der Innenströmungssimulation zu denen der Vergleichsrechungen bereits bei stationären Randbedingungen zeigen, sind die Differenzen vermutlich auf die Verwendung des sehr einfachen Berechnungsgitters 1 und die unzweckmäßige Vorgabe der Profilfunktion am Einströmrand aus numerischen Gründen zurückzuführen. Eine Bewertung der Qualität der geschätzten Einströmrandbedingung der Bilanzgleichungen des k-ε-Turbulenzmodells ist in Anbetracht der bewußten Vernachlässigung der Kopplungsbedingung der Profilfunktion nicht möglich.
In Rechnung 5.1 zeigen die Strömungsgrößen in Phasenlage und Amplitude eine größere Übereinstimung mit der zugehörigen Vergleichsrechung als es bei Rechnung 5.2 der Fall ist. Die größeren Abweichungen in Rechnung 5.2 sind auf den höheren Anteil der Innenströmungsberechnung am gesamten simulierten Strömungszustand in der Hydraulikleitung zurückzuführen.
Um gekoppelte Simulationen bewerten zu können, ist somit eine sorgfältige separate Prüfung der Berechnungsgenauigkeit der Innenströmungssimulation, unter Berücksichtigung der Kopplungsbedingungen aus 4.1, sinnvoll.

6 Strömung durch eine Schmittdrossel

Eine Strömung durch eine Drosselstelle konstanten Durchmessers, die Modellcharakter für Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen hat, soll unter Verwendung des in 4.3 implentierten Integrationsmodells simuliert werden. Es soll geprüft werden, ob das Integrationsmodell grundsätzlich zur Simulation von Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen geeignet ist.
Üblicherweise gilt für das Verhältnis von Bohrungslänge l_2 zu Bohrungsdurchmesser d_2 von Drosseln in Einspritzsystemen $l_2/d_2 > 1{,}5$. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Drosselstelle mit der Länge l_2 = 1 mm und dem Durchmesser d_2 = 0,29 mm verwendet. Die an die Drosselstelle angeschlossenen Hydraulikleitungen haben den Durchmesser d_1 = 1 mm. Das gesamte Drosselbauteil, das als Schmittdrossel bezeichnet wird [22], besteht aus praktischen Gründen (Verschraubungen) aus der Drosselstelle und zwei angrenzenden Leitungsabschnitten der Länge l_1 = 15 mm.

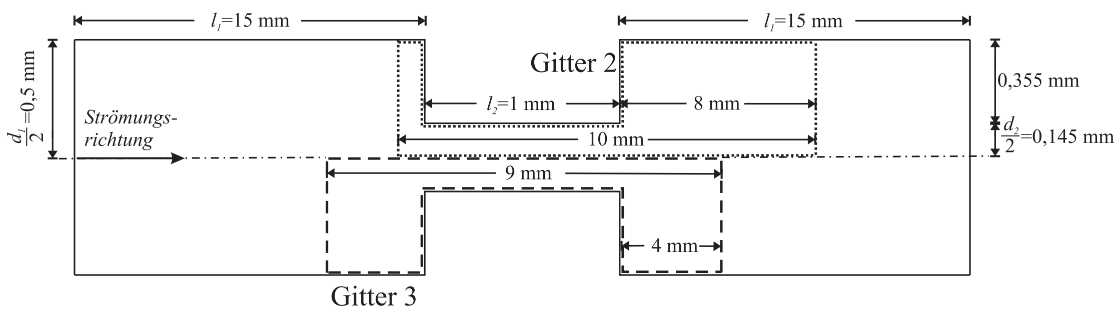


Abbildung 6.1: Abmessungen des Strömungsgebiets in der Schmittdrossel und Lage der Berechnungsgitter 2 und 3 (nicht maßstabstreu)

6.1 Stationäre Strömung durch eine Schmittdrossel

Für stationäre Strömungen der Hydraulikflüssigkeit Dieselöl ISO 4113 durch Schmittdrosseln mit Volumenströmen und Druckabfällen, wie sie in Diesel-Einspritzsystemen auftreten, liegen umfangreiche experimentell [2] und durch Simulation [9] gewonnene Ergebnisse vor.
Die Simulation der Innenströmung durch die Drossel erfolgt unter Verwendung eines geeigneten Berechnungsgitters mit FIRE, die Berechnung der Strömung durch die angrenzenden Hydraulikleitungen geschieht durch AMESim innerhalb eines einfachen Hydraulikkreislaufs.
Um die numerischen Fehler beider Programme bei der gekoppelten Simulation abschätzen zu können, werden zunächst getrennte stationäre Strömungsberechnungen mit Strömungsverhältnissen wie in der gemeinsamen Simulation durchgeführt. Druckabfall und Volumenstrom an der Schmittdrossel werden mit Meß-

ergebnissen verglichen. Die Randbedingungen der Hydrauliksimulation als auch die Randbedingungen an Ein- und Ausströmfläche des Berechnungsgitters sind bei den stationären Berechnungen Fall zeitinvariant. Die Drossel im Hydraulikkreislauf wird bei der separaten Berechnung durch ein Standardelement von AMESim basierend auf Formel (3.16) dargestellt.
Ein- und Ausströmrandbedingung der dreidimensionalen Simulation werden entsprechend 4.3.1 vorgegeben. Die Einhaltung der Kopplungbedingungen gemäß 4.1 an Ein- und Ausströmrändern des verwendeten Berechnungsgitters wird überprüft.

6.1.1 Meßergebnisse

Exemplarisch werden [2] die Meßergebnisse für einen Volumenstrom von Q = 0,2874 L/min (bei ρ = 835 kg/m^3 entspricht dies einem Massenstrom von 4 g/s) bei einem Druck vor der Schmittdrossel von p = 80,0 bar entnommen.

Volumenstrom: Q = 0,2874 L/min Vordruck: p = 80,0 bar
Fluid: Dieselöl ISO 4113 ρ = 835 kg/m^3 ν = 6 cSt $E_{Öl}$ = 14000 bar
gemessene Druckdifferenz an der Drossel: Δp = 32-34 bar

Tabelle 6.1: Stationäre Strömung durch eine Schmittdrossel - Meßergebnisse

Der an der Schmittdrossel gemessene Druckabfall beträgt für diese Konfiguration Δp = 32-34 bar. Die Schwankungen sind nach [2] auf fertigungsbedingte Abweichungen von $\pm 0{,}01$ mm des Bohrungsdurchmessers d_2 und unterschiedliche praktische Ausführungen der Einlaufkante am Anfang der Drosselstelle zurückzuführen.
Der Durchflußkoeffizient gemäß (3.16) realer Schmittdrosseln variiert somit bei den oben genannten Durchströmungsbedingungen um ca. 3 %.

Gemessene Druckdifferenz	errechneter Durchfluß-koeffizient	Fehler zu mittlerem Durchflußkoeffizienten $\alpha_{D,Mitt}$ = 0,816
Δp = 32,0 bar	α_D = 0,828	-1,5 %
Δp = 33,0 bar	α_D = 0,816	0,0 %
Δp = 34,0 bar	α_D = 0,804	1,5 %

Tabelle 6.2:Errechnete Durchflußkoeffizienten der Schmittdrossel

6.1.2 Berechnung mit AMESim

In einem einfachen Hydraulikkreislauf wird die Schmittdrossel D1 durch das Drossel-Standardelement von AMESim dargestellt. Die wichtigsten Eingabeparameter dieses Elements sind Drosseldurchmesser und Durchflußkoeffizient.
Die Stoffwerte der Hydraulikflüssigkeit werden entsprechend dem Experiment eingestellt (siehe Tabelle 6.1). Die zeitinvarianten Randbedingungen des Hydraulikkreislaufs werden so gewählt, daß der Volumenstrom vor der Drossel Q = 0,2874 L/min und der Gegendruck unmittelbar nach der Drossel 47,0 bar ist.

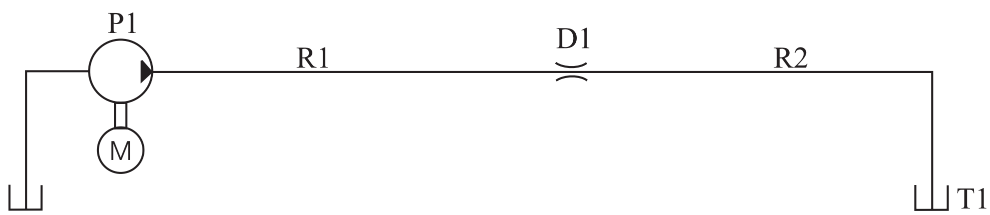


Abbildung 6.2: Hydraulikkreislauf, um die stationären Strömung durch eine Schmittdrossel mit AMESim zu berechnen

Als stationären Grenzwert (der Volumenstrom im gesamten Hydraulikkreislauf hat den konstanten Wert Q = 0,2874 L/min angenommen) errechnet die instationären Hydrauliksimulation exakt den zu einem gegebenen Durchflußkoeffizienten α_D gehörenden Druckabfall Δp. Diese Übereinstimmung verwundert nicht, da das Standarddrosselelement im wesentlichen nur auf der nach Δp aufgelösten Form von (3.16) beruht.

P1	Q = 0,2874 L/min	R1	l = 0,1 m d = 1 mm Modell: HL30
T1	p = 46,0 bar	R2	l = 0,1 m d = 1 mm Modell: HL30
Elastizität der Rohre vernachlässigt: w = 100 mm			
D1	d = 0,29 mm Re_{krit} = 2700	*von AMESim errechnet*	
	α_D = 0,828		Δp = 32,0 bar
	α_D = 0,816		Δp = 33,0 bar
	α_D = 0,804		Δp = 34,0 bar

Tabelle 6.3: Parameter und Randbedingungen des Hydraulikkreislaufs und Berechnungsergebnisse von AMESim

6.1.3 Berechnung mit FIRE

In das Strömungsgebiet der Schmittdrossel wird das [9] entnommene Berechnungsgitter 2 hineingelegt (siehe Abbildung 6.1). Aufgrund der axialen Symmetrie des Strömungszustands wird ein Kreissegment von 5° verwendet, das nur aus einer Zellschicht besteht. Das Gitter wird derart zum globalen kartesischen Koordinatensystem des FIRE-Programms orientiert, daß die Mittelebene des Kreissegments in der y-z-Ebene liegt. Da die Geschwindigkeitskomponente u_1 in x-Richtung in Näherung gegenüber den Komponenten u_2 und u_3 verschwinden muß, wird u_1 einfach zu Null gesetzt, indem die Berechnung der Impulsbilanzgleichungen auf u_2 und u_3 beschränkt wird.
Die Rohrleitungsabschnitte an der Drosselstelle werden wie in [9] verkürzt. Die Randbedingungen an Ein- und Ausströmfläche berücksichtigen dies jedoch nicht. Der resultierende absolute Fehler im Druckabfall über der Schmittdrossel beträgt ungefähr 0,2 bar (vgl. Anhang C). Dies entspricht einem relativen Fehler des Durchflußkoeffizienten von 0,2 - 0,3 %.

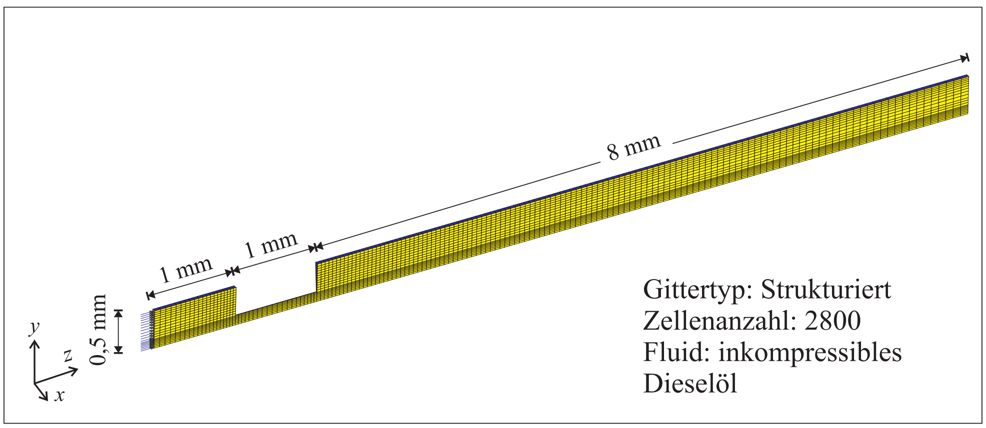


Abbildung 6.3: Berechnungsgitter 2, verwendet für Rechnung 6.1 bis 6.3

Das verwendete Berechnungsgitter 2 verspricht kurze Berechnungszeiten bei gleichzeitiger Berücksichtigung der wesentlichen Strömungsvorgänge in der Schmittdrossel. Die bei obigem Vorgehen unvermeidlichen Berechnungsfehler sollen durch drei Simulationen der stationären Strömung aus 6.1.1 quantifiziert werden.
Bei der Vorgabe von Ein- und Ausströmrandbedingung werden die Kopplungsbedingungen gemäß 4.3.1 berücksichtigt, wobei sich die Bedingung der globalen Massenerhaltung (4.3) aufgrund des als inkompressibel angenommen Fluids auf die einfachere Beziehung (4.2) reduziert.
In Rechnung 6.1 und Rechnung 6.2 wird der Volumenstrom von Q = 0,2874 L/min am Einströmrand vorgegeben, bei der Vergleichsrechung 6.3 der statische Vordruck p = 80,0 bar. Rechnung 6.1 verwendet die Profilfunktion $w(r)$ nach Hagen-Poiseuille (3.6), da die Rohrströmung vor der Drosselstelle mit Re = 1016 laminar ist. In Rechnung 6.2 wird $w(r)$ = const. gesetzt.

Am Ausströmrand wird stets der statische Druck p = 47,0 bar angegeben.
Alle Berechnungen erfolgen turbulent, da in der Drosselstelle Re > 3505 gilt. Die turbulente kinetische Energie k am Einströmrand wird entsprechend der FIRE-Standardschätzung mit 0,375 % von $|\overline{\mathbf{u}}|^2$ und die turbulente Längenskalierung l_t mit 7,5 % des Durchmessers d_1 vorgegeben. Wie in 6.1.2 werden die Stoffwerte des Fluids entsprechend dem Experiment gewählt (siehe Tabelle 6.1).

	Einströmrand	Ausströmrand
Rechnung 6.1	Q_E = 0,2874 L/min $w(r)$ nach Hagen-Poiseuille, (3.6)	p_A = 47,0 bar
Rechnung 6.2	Q_E = 0,2874 L/min $w(r)$ = const.	p_A = 47,0 bar
Rechnung 6.3	p_E = 80,0 bar	p_A = 47,0 bar

Tabelle 6.4: Randbedingungen der Rechnungen 6.1 bis 6.3

Die instationäre Strömungssimulation mit FIRE errechnet die folgenden stationären Grenzwerte (die Volumenströme an Ein- und Ausströmrand haben konstante, näherungsweise gleiche, Werte angenommen) für die Strömungsgrößen:

	Volumenstrom [L/min]	Druckdifferenz von Einströmrand zu Auströmrand [bar]	errechneter Durchfluß-koeffizient	Fehler zu gemessenem Durch flußkoeffizienten $\alpha_{D,Mitt}$ = 0,816
Rechnung 6.1	Q_E = 0,2874	$p_{E,Mitt} - p_A$ = 36,85	α_D = 0,772	5,4 %
Rechnung 6.2	Q_E = 0,2874	$p_{E,Mitt} - p_A$ = 38,24	α_D = 0,758	7,1 %
Rechnung 6.3	$Q_{E,Mitt}$ = 0,2706	$p_E - p_A$ = 33,0	α_D = 0,768	5,9 %

Tabelle 6.5 Ergebnisse der Rechnungen 6.1 bis 6.3

Die jeweils freie Strömungsgröße am Einströmrand, deren Wert durch eine flächengewichtete Mittlung in *usrbnd* ermittelt werden muß, ist mit *Mitt* indiziert.

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die simulierte Messung selbst mit einem relativen Fehler des Durchflußkoeffizienten von 3 % behaftet sind, liefert die Innenströmungssimulation, trotz des einfachen Berechungsgitters und der Beschränkung auf zwei Impulsbilanzgleichungen ein hinreichendes Berechnungsergebnis.
Die Turbulenzgrößen am Einströmrand werden durch obige Schätzung sinnvoll vorgegeben, da (an dieser Stelle nicht dokumentierte) Vergleichsrechnungen

ohne Verwendung eines Turbulenzmodells die Strömungsgrößen an Ein- und Ausströmrand mit größerer Abweichung zu den Ergebnissen des Experiments ermitteln.

6.1.3.1 Vergleich der Strömungsgrößen in der Drossel mit analytisch ermittelten Werten

Neben Werten der Strömungsgrößen an Ein- und Ausströmfläche liefert die Strömungssimulation mit FIRE auch Werte im Inneren der Schmittdrossel, die experimentell nur sehr schwer verifiziert werden können. Unter Verwendung der globalen Massenbilanzgleichung in der Form (3.4) sowie der Bernoullischen Gleichung (3.3) korrigiert um Rohrreibungsverluste entsprechend (3.5) bzw. durch Einbauten gemäß (3.14) lassen sich jedoch Mittelwerte der Strömungsgrößen in der Schmittdrossel schätzen (siehe Anhang C)[22]. Das Strömungsgebiet in der Schmittdrossel wird hierzu entsprechend den vorraussichtlich dominierenden Strömungsphänomenen unterteilt (vgl. Abbildung 9.1). In der Umgebung sprunghafter Querschnittsänderungen kommt es zur Ablösung der Hauptströmung von der Wand, und der Druckverlust wird durch Wirbelbildung bestimmt. Liegt die Hauptströmung an der Wand an, herrscht Druckabfall durch Rohrreibung vor.

Die Druckverlustzahl ς der plötzlichen Querschnitterweiterung hinter der Drosselstelle kann theoretisch abgeleitet werden [5]. Zur Ermittlung der Druckverlustzahl der plötzlichen Querschnittsverengung am Anfang der Drosselstelle muß jedoch das Verhältnis α_k der Querschnittsflächen von kontrahierter und unkontrahierter Strömung in der Drosselstelle geschätzt werden. Dem Wert von α_k kommt besondere Bedeutung zu, da der Druckverlust durch Einschnürung der Hauptströmung am Beginn der Drosselstelle den Druckverlust in der gesamten Schmittdrossel dominiert (vgl. Abbildung 6.11). Der in Tabelle 9.1 verwendete Wert für α_k von 0,569 deckt sich mit den Angaben in [6] nach dem VDI-Wärmeatlas. Mit einem Wert für α_k von 0,65-0,66 entsprechend der Originalarbeit von Schmitt [22] konnten keine Werte abgeleitet werden, die an Ein- und Ausströmfläche mit den Ergebnissen des Experiments (vgl. 6.1.1) übereinstimmen.

Die Einschnürung der Strömung nach der plötzlichen Querschnittsverengung ist in den FIRE-Berechungen aufgrund einer zu groben Zellunterteilung nicht offensichtlich (vgl. Abbildung 6.7). Eine extreme Gitterverfeinerung wäre notwendig, um die Ablöseverwirblung sichtbar zu machen [9]. Wird allerdings nur die Geschwindigkeitskomponente in der Drosselstelle nah der Wand und nah der Drosselmittelachse darstellt, ist eine deutliche Kontraktion der Hauptströmung zu erkennen (siehe Abbildung 6.9).

Die analytisch ermittelten Schätzwerte decken sich bis auf die Werte im engsten Querschnitt gut mit den Ergebnissen der Rechnungen 6.1 bis 6.3. Die geschätzten Mittelwerte für den statischen Druck stimmen nahezu mit den errechneten Werten überein (siehe Abbildung 6.11, Abbildung 6.13 und Abbildung 6.15); die geschätzten Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit liegen unterhalb der errechneten Werte der Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung nah der Drosselmittelachse. Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Mittelwert und

dem nah der Mittelachse errechneten Wert ist abhängig von der Querschnittsfläche (vgl. Abbildung 6.8, Abbildung 6.12 und Abbildung 6.14).
Die erhebliche Abweichung der Schätzwerte im engsten Querschnitt ist zweifellos auf die Anwendung der eindimensionalen Berechungsgleichungen zurückzuführen. Die Anwendung der globalen Massenbilanzgleichung auf einen Stromfaden mit reduziertem Querschnitt vernachlässigt, daß real ein (wenn auch geringfügiger) Massetransport in Strömungsrichtung auch durch das Ablösegebiet zwischen engstem Querschnitt und Wand erfolgen wird. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit wird folglich zu groß geschätzt, der aus der Bernoullischen Gleichung folgende statische Druck zu klein.
Die Ergebnisse der Rechnungen 6.1 bis 6.3 in der Drosselstelle liegen sinnvollerweise zwischen den geschätzten Mittelwerten.

6.1.3.1.1 Strömungsgrößen am Einströmrand

Die Schwankung des statischen Drucks am Einströmrand ist für Rechung 6.1 und 6.2 gegenüber den Absolutwerten vernachlässigbar. Die Kopplungsbedingung des statischen Drucks gemäß (4.1) ist in Näherung erfüllt.
Der Schnitt durch das Berechnungsgitter 2, an dem die dargestellten Daten ausgelesen wurden, ist über Graphen skizziert.

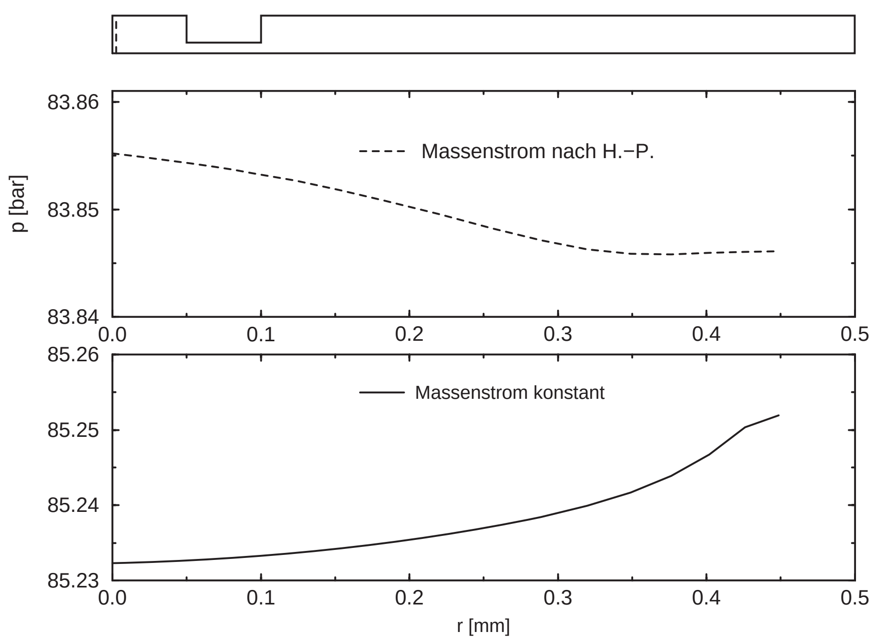


Abbildung 6.4: Statischer Druck am Einströmrand bei vorgebenem Volumenstrom in Rechung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille) und Rechnung 6.2 (konstanter Einlaßmassenstrom)

Die Kopplungsbedingung des Geschwindigkeitsvektors gemäß (4.1) und die Bedingung der globalen Massenerhaltung (4.2) wird von der Vergleichsrechnung 6.3 in Näherung erfüllt. Die von Rechnung 6.3 ermittelte Profilfunktion *w(r)* am Einströmrand stimmt jedoch nicht mit der Profilfunktion der Rohrleitungsströmung überein. Der Gebrauch der Profilfunktion der Rohrleitungsströmung in Rechnung 1 entsprechend 4.3.1.1 ist bei Verwendung des Berechnungsgitters 2 nicht gerechtfertigt, da es offenbar zu Rückwirkungen der Drosselstelle auf den Einströmrand kommt. Das im weiteren benutzte Berechnungsgitter 3 wurde deshalb um einen zusätzlichen Rohrleitungsabschnitt vor der Drosselstelle erweitert.

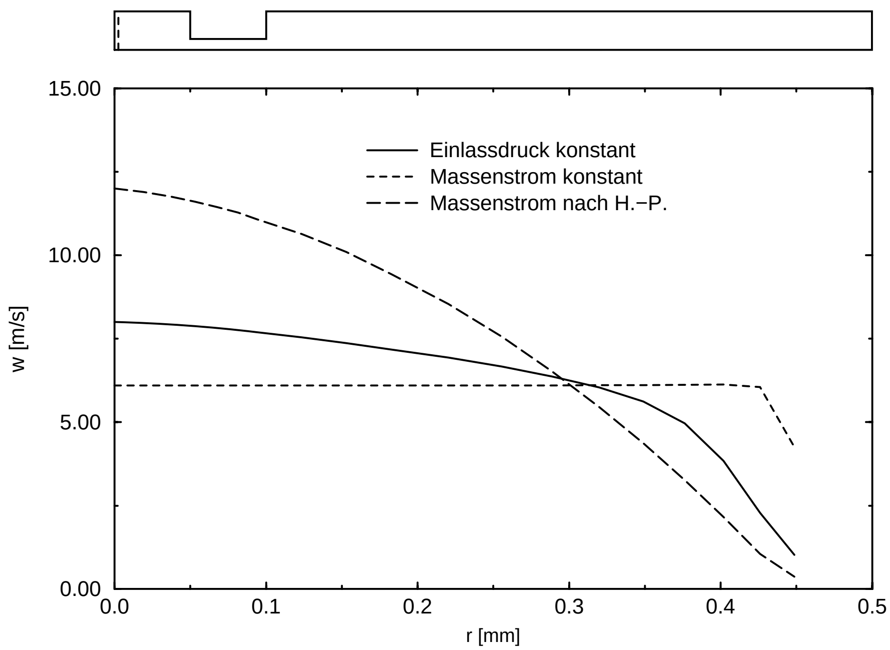


Abbildung 6.5: Geschwindigkeit in Strömungsrichtung am Einströmrand in Rechung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille), Rechnung 6.2 (konstanter Einlaßmassenstrom) und Rechnung 6.3 (konstanter Einlaßdruck)

6.1.3.1.2 Strömungsgrößen am Ausströmrand

Die Rechnungen 6.1 bis 6.3 halten allesamt in Näherung die Kopplungsbedingung des Geschwindigkeitsvektors gemäß (4.1) ein. Die Bedingung der globalen Massenerhaltung (4.2) am Ausströmrand wird bei allen Berechnungen erfüllt, da ja die genäherte Einhaltung des richtigen Massenstroms an Ein- *und* Ausströmrand als Abbruchkriterium der instationären FIRE-Berechnung dient.

Die ermittelten Profilfunktionen *w(r)* zeigen einen gleichen Verlauf, der aufgrund der kurzen Strecke nach der Drosselstelle nicht mit dem der Rohrleitungsströmung übereinstimmt. Da aber keine Kopplungsbedingung an die Profilfunk-

tion am Ausströmrand einzuhalten ist, wird der Rohrleitungsabschnitt nach der Drosselstelle im Berechnungsgitter 3 geeignet verkürzt.
Auffällig ist, daß der absolute Fehler aufgrund Nichtbeachtung der Kopplungsbedingung der Profilfunktion am Einströmrand beim betrachteten Strömungsproblem verschwindend klein ist.

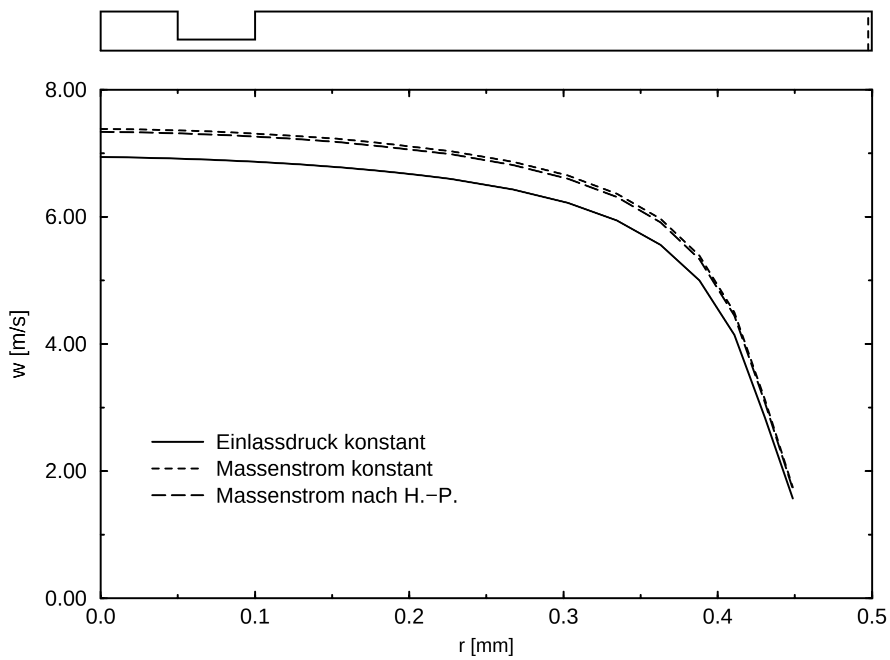


Abbildung 6.6: Geschwindigkeit in Strömungsrichtung am Ausströmrand in Rechung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille), Rechnung 6.2 (konstanter Einlaßmassenstrom) und Rechnung 6.3 (konstanter Einlaßdruck)

6.1.4 Bewertung der Ergebnisse

Stationäre Strömungen durch Schmittdrosseln können sowohl durch Hydrauliksimulation mit AMESim als auch durch Innenströmungssimulation mit FIRE in Übereinstimmung mit Meßergebnissen berechnet werden.
Die stationären Grenzwerte der Strömungsgrößen der instationären Hydrauliksimulation stimmen bei dem verwendeten einfachen Hydraulikkreislauf exakt mit den Ergebnissen des Experiments überein.
Auch die instationäre Innenströmungssimulation liefert bereits unter Verwendung des einfachen Berechnungsgitters 2 stationäre Werte der Strömungsgrößen, die in Anbetracht der Genauigkeit des Experiments von ausreichender Exaktkeit sind. Das Berechungsgitter 2 löst zumindest die wesentlichen Strömungsphänomene in der Schmittdrossel mit hinreichender Genauigkeit auf, wie ein Vergleich mit semiempirischen, nach der Stromfadentheorie ermittelten, Werten zeigt. Das Berechnungsgitter 2 ist jedoch nicht geeignet, alle Kopplungsbedingungen an die

Strömungsgrößen an Ein- und Ausströmrand zu erfüllen. Während die Bedingungen (4.1) und (4.2) in Rechnung 6.1 bis 6.3 erfüllt sind, zeigt die Vergleichsrechnung 6.3, bei der auch am Einströmrand eine Druckrandbedingung verwendet wird, daß die Vorgabe der Profilfunktion der Rohrleitungsströmung in Rechnung 6.1 nicht gerechtfertigt ist. Die Kopplungsbedingung des Volumenstrom-Druck-Modells wird verletzt, da der Einströmrand zu nah an der Drosselstelle ist und es zu Rückwirkungen kommt.
Obwohl die Unterschiede der Ergebnisse der Rechnungen 6.1 und 6.2, in der die Kopplungsbedingung durch Vorgabe einer konstanten Profilfunktion bewußt mißachtet wurde, geringfügig sind, wird dem neuen Berechnungsgitter 3 ein längerer Rohrleitungsabschnitt vor der Drosselstelle hinzugefügt. Der Rohrleitungsabschnitt hinter der Drosselstelle wird im Gitter 3 verkürzt, da die Kopplungsbedingungen der Strömungsgrößen in den Rechnungen 6.1 bis 6.3 bereits weit vor dem Ausströmrand von Gitter 2 erfüllt sind. Da der Berechungsaufwand der Innenströmungssimulation bei der gekoppelten Simulation sehr groß sein kann, kommt einer effizienten Diskretisierung, die die wesentlichen Strömungsphänomene erfaßt und die Kopplungsbedingungen mit gerade ausreichender Genauigkeit einhält, besondere Bedeutung zu. Sind nur die Ergebnisse der gekoppelten Simulation von Interesse, kann auch die Verwendung eines sehr groben Berechnungsgitter zweckmäßig sein.
Die Schätzung der Turbulenzgrößen am Einströmrand durch Standardformeln führt zu sinnvollen Simulationsergebnissen.

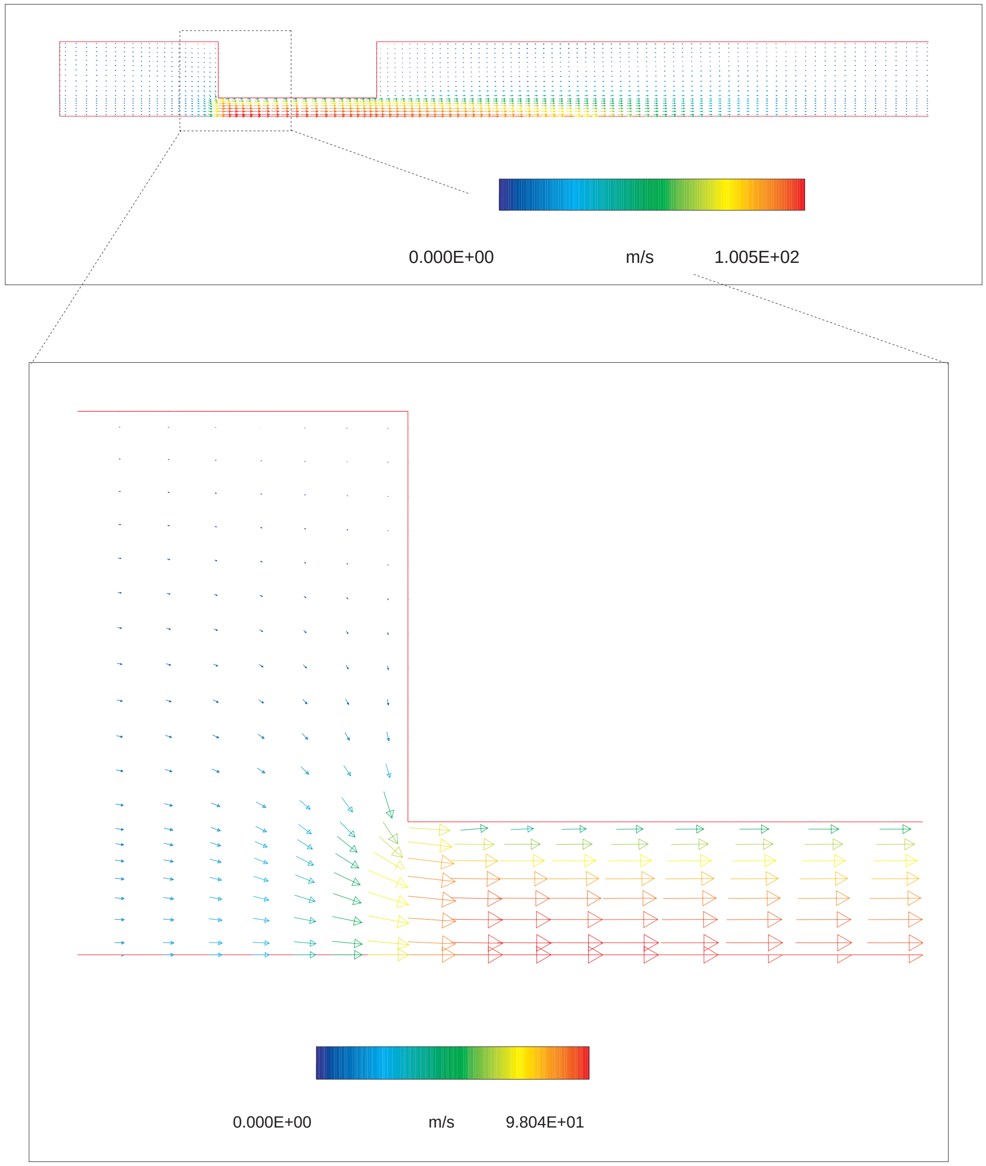


Abbildung 6.7: Geschwindigkeitsverteilung Rechnung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille) - Vektordarstellung

Da die Berechnungsergebnisse qualitativ nicht voneinander abweichen, wurde auf die Darstellung der Verteilungen von Geschwindigkeit (Abbildung 6.7) und statischem Druck (Abbildung 6.10) für Rechnung 6.2 und 6.3 verzichtet.
Der Schnitt durch das Berechnungsgitter 2, an dem die dargestellten Daten ausgelesen wurden, ist auch in den folgenden Abbildungen zum Teil über den Graphen skizziert.

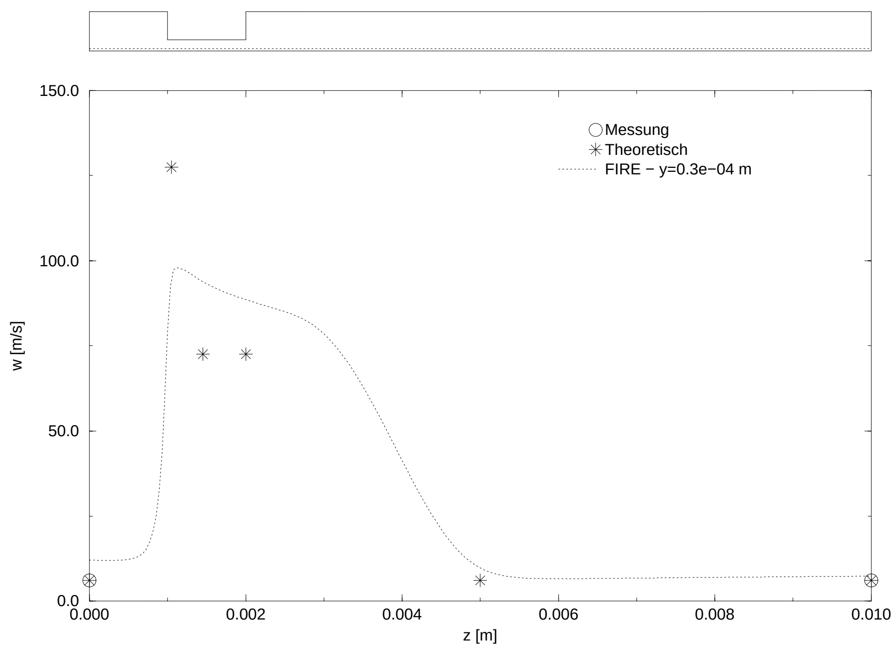


Abbildung 6.8: Geschwindigkeiskomponente in Strömungsrichtung - Rechnung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille)

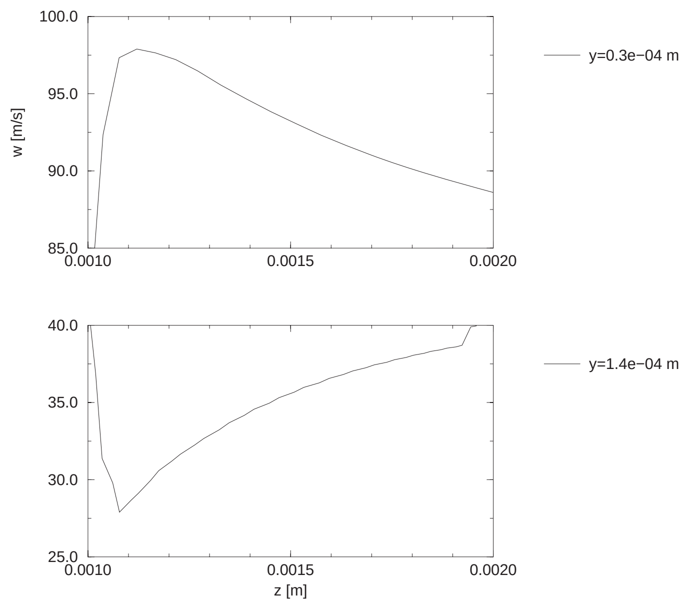


Abbildung 6.9: Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung in der Drosselstelle - Rechnung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille)

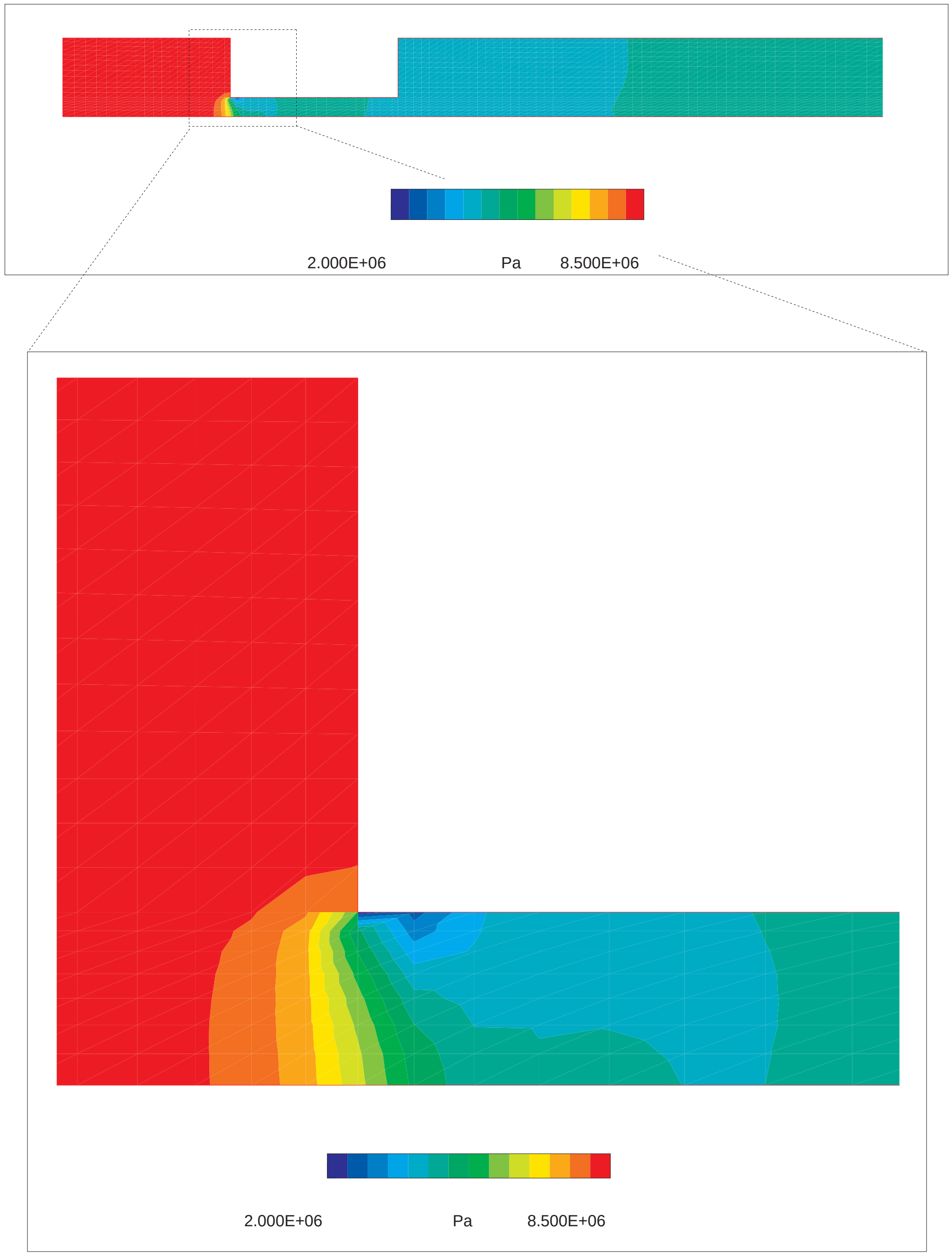


Abbildung 6.10:Verteilung des statischen Drucks - Rechnung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille)

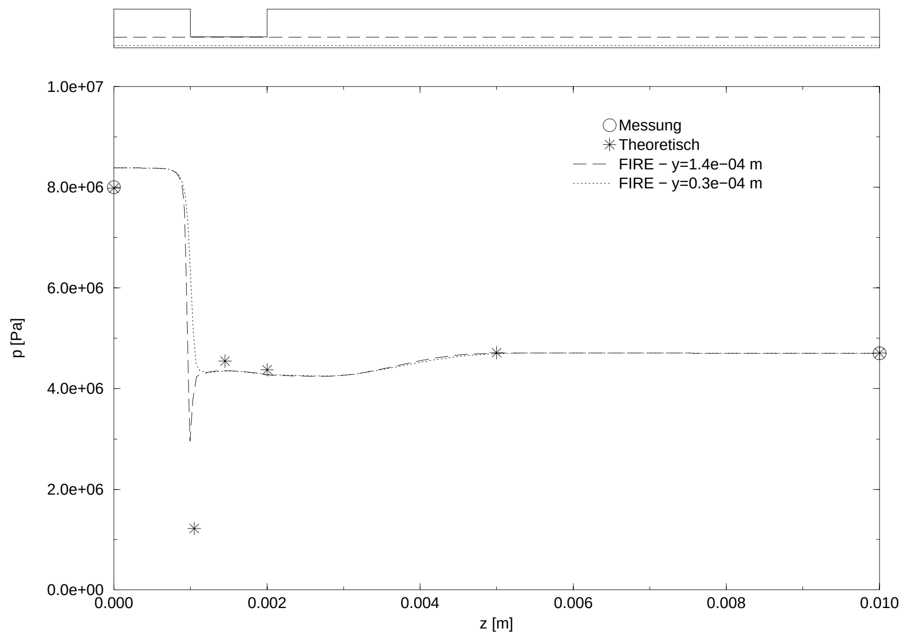


Abbildung 6.11: Statischer Druck - Rechnung 6.1 (Einlaßmassenstrom nach Hagen-Poiseuille)

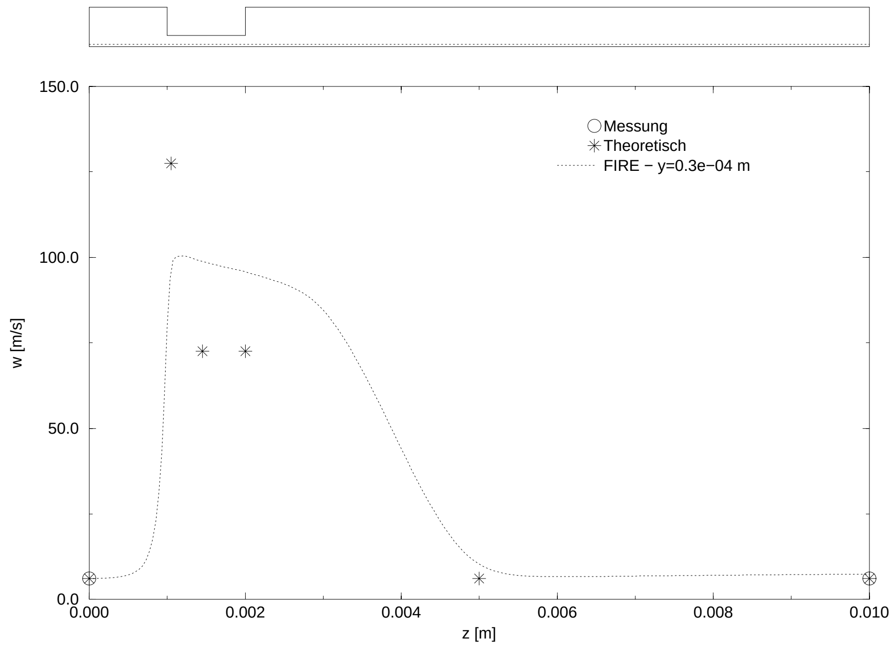


Abbildung 6.12: Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung - Rechnung 6.2 (Einlaßmassenstrom konstant)

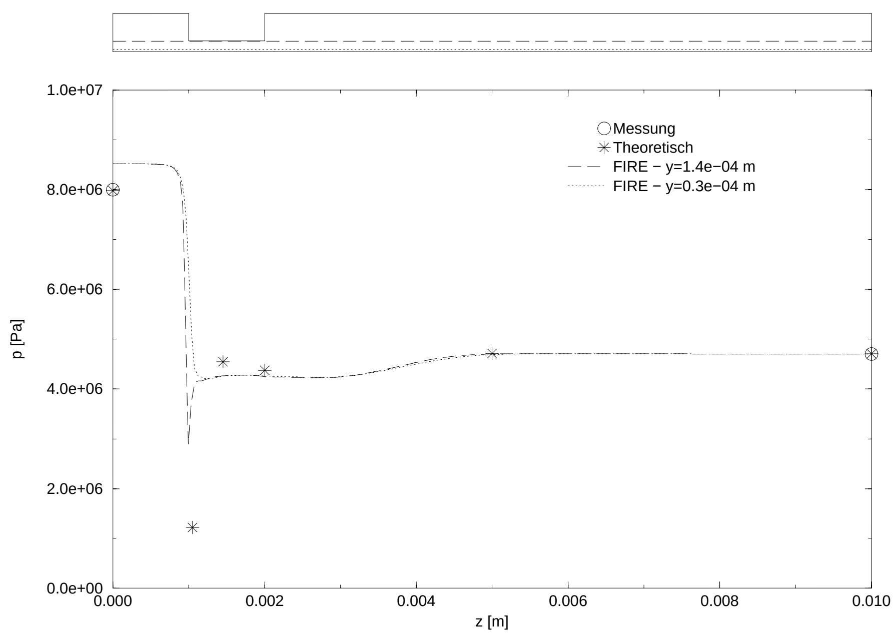


Abbildung 6.13: Statischer Druck - Rechnung 6.2 (Einlaßmassenstrom konstant)

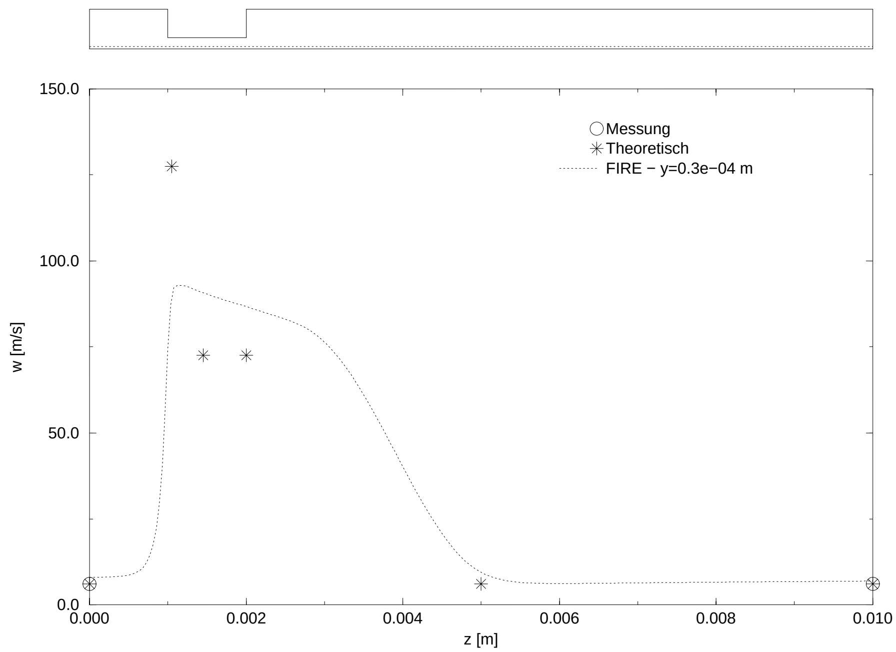


Abbildung 6.14: Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung - Rechnung 6.3 (Einlaßdruck vorgegeben)

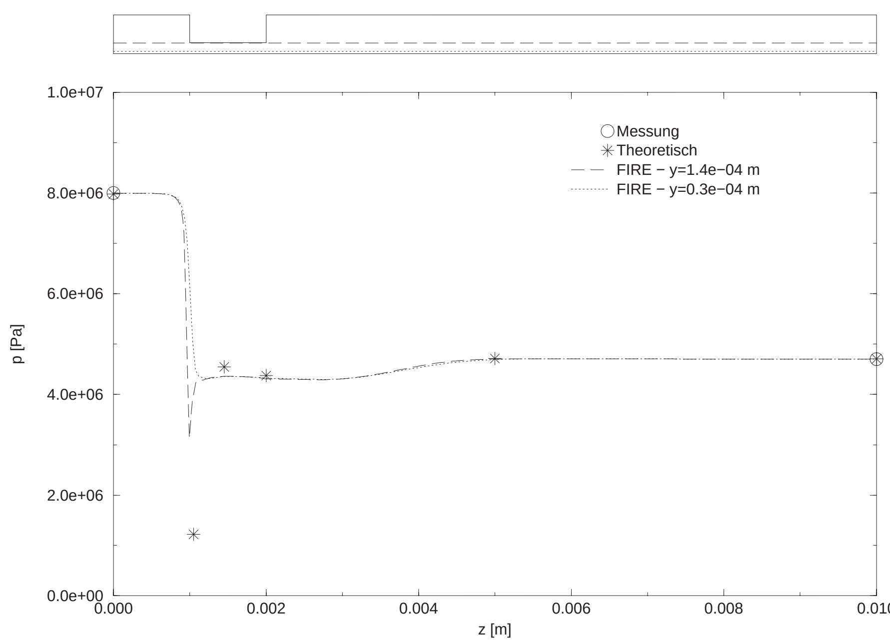


Abbildung 6.15: Statischer Druck - Rechnung 6.3 (Einlaßdruck vorgegeben)

6.2 Instationäre Strömung durch eine Schmittdrossel

Unter Verwendung des in 4.3.2 implentierten Volumenstrom-Druck-Modells anstelle des Drosselelements D1 wird die Innenströmungsberechnung in der Schmittdrossel in den Hydraulikkreislauf aus 6.1.2 integriert. Anstelle des Berechnungsgitters 2 wird das verbesserte Berechnungsgitters 3 benutzt.

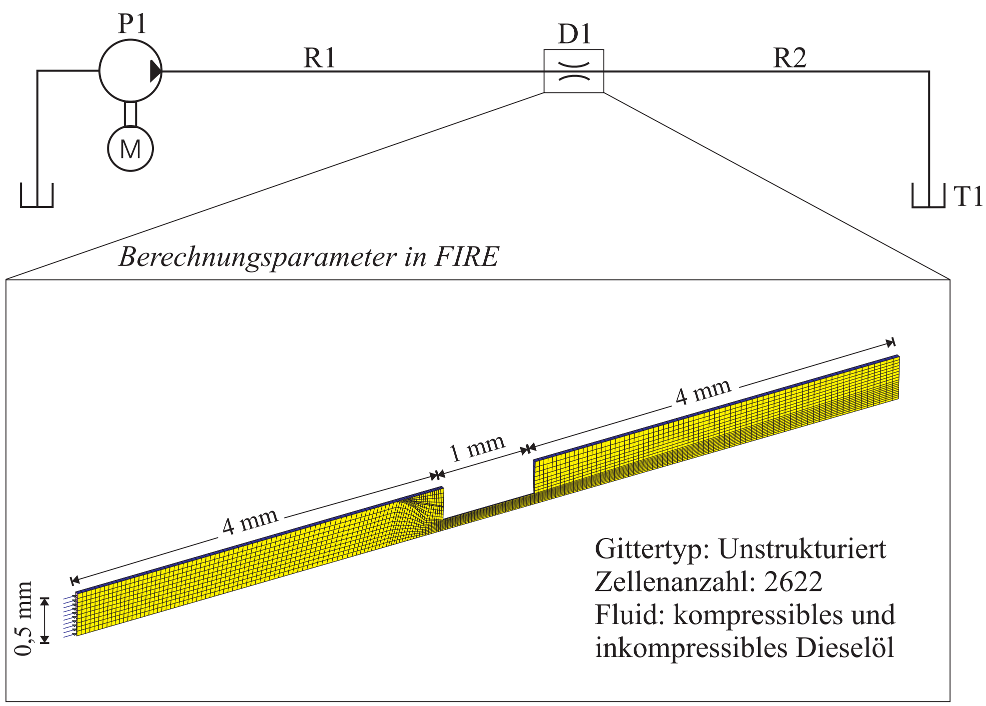


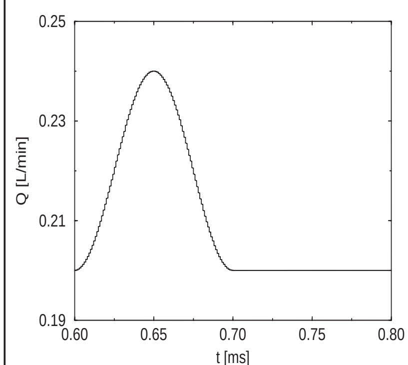
Abbildung 6.16: Integration des Berechnungsgitters 3 in den Hydraulikkreislauf, verwendet für Rechnung 6.4 und 6.5

Als instationäre Randbedingung der gekoppelten Simulation wird an der Pumpe P1 ein sinusförmiger Volumenstromstroß von 0,2 L/min auf maximal 0,24 L/min der Dauer 0,1 ms vorgegeben. Dem Volumenstromstoß geht eine Initialisierungsphase entsprechend 4.3.2.5 voraus, die in Hydraulikkreislauf und Berechnungsgitter eine stationäre Strömung des Volumenstroms 0,2 L/min einstellt. Nach dem Volumenstroß liefert die Pumpe den konstanten Volumenstrom 0,2 L/min, so daß die Strömung wieder den vorherigen stationären Zustand annehmen kann. Die gesamte Simulationsdauer beträgt 0,8 ms.

In Rechnung 6.4 wird das Fluid Dieselöl im Berechnungsgitter als inkompressibel angenommen. Rechnung 6.5 verwendet das standardmäßig in FIRE vorhandene Kompressibilitätsgesetz für Dieselöl ISO 4113 (Anhang A).

Da keine Meßergebnisse für den simulierten instationären Strömungsvorgang vorliegen, werden die Berechnungsergebnisse der gekoppelten Simulation mit

denen eines Hydraulikkreislaufs, der das Standarddrosselelement von AMESim verwendet, verglichen. Der Durchflußkoeffizient der Drossel wird so gewählt, daß bei einer stationären Druchströmung mit Q = 0,2 L/min der Druckabfall über der Drossel der Vergleichsrechnung mit dem der Innenströmungsberechnung übereinstimmt. Der geringfügige Fehler der Innenströmungssimulation im statischen Druck am Einströmrand (vgl. 6.1) wird dadurch ausgeglichen.
Da das Standarddrosselelement über keine hydraulische Kapazität verfügt, wurden die Rohrleitungen in der Vergleichsrechnung im Hinblick auf die kompressible Rechnung 6.5 um die Rohrleitungsabschnitte des Berechnungsgitters 3 verlängert. Für die Rohrleitung R2 hinter der Drossel wurde das vereinfachte Leitungsmodell HL01 gewählt (vgl. Anhang B).



Volumenstrom an P1

Elastizität der Rohre vernachlässigt: w = 100 mm

	AMESim	AMESim-FIRE
R1	l = 0,104 m d = 1 mm	l = 0,1 m d = 1 mm
	Modell: HL32	Modell: HL30
R2	l = 0,104 m d = 1 mm	l = 0,1 m d = 1 mm
	Modell: HL01	
D1	α_D = 0,744 d = 0,29 mm Re_{krit} = 2700	FIRE-Modell
T1	p = 46,32 bar	

Fluid: Dieselöl ρ = 835 kg/m^3 ν = 6 cSt E = 14000 bar

Tabelle 6.1: Parameter und Randbedingungen des Hydraulikkreislaufs für die Rechnungen 6.4 und 6.5 und die Vergleichsrechnung

Der Vergleich der Berechnungsergebnisse erfolgt im weiteren vor allem anhand der Volumenströme in der Rohrleitung R1 und an Ein- und Auslaß der Schmittdrossel. Der Verlauf der lokalen Volumenströme wird anfangs vom Volumenstromstoß der instationären Volumenstromrandbedingung der Pumpe P1 bestimmt; ist der Volumenstrom von P1 zeitlich konstant, hängen die Volumenstromverläufe vor allem von lokalen Druckdifferenzen ab. Die Verläufe der Volumenströme stimmen folglich nur dann in Näherung überein, wenn Druckänderungen nahezu gleich errechnet werden.

6.2.1 Berechnung mit AMESim

AMESim diskretisiert die Rohrleitung R1 beim Leitungsmodell HL32 mit sechs finiten Volumenelementen für den Volumenstrom (vgl. R1 in Abbildung 3.1). Der Verlauf des Quellvolumenstroms der Pumpe P1, der Ströme im 2. und 4. Volumenelement von R1 sowie der Verlauf des Volumenstroms durch die Drossel D1 werden in Abbildung 6.17 aufgetragen. (Da D1 keine hydraulische Kapazität hat, stimmen Volumenstrom am Drosselein- und auslaß überein!)
Der Einschwingvorgang zum stationären Strömungszustand erfolgt unmittelbar an den Durchgang des Volumenstromstosses. Eine Störung durch eine Druckwelle, die möglicherweise durch Auftreffen des Volumenstromstosses auf die Drossel erzeugt wird, ist nicht zu erkennen.

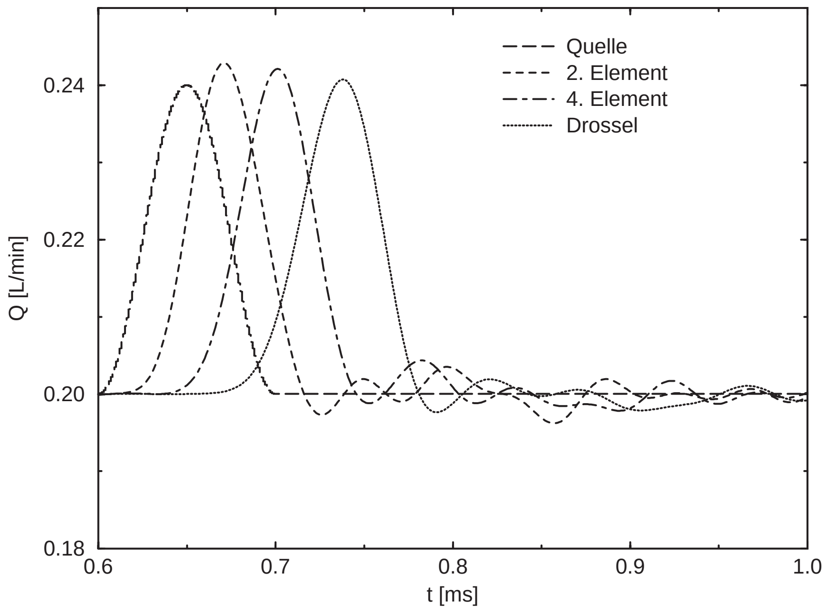


Abbildung 6.17: Volumenströme im 2. und 4. Volumenelement der Rohrleitung R1, an der Pumpe P1 (Quelle) und in der Drossel D1 - Vergleichsrechnung mit AMESim-Standarddrossel-element (Einlaßvolumenstrom gleich Auslaßvolumenstrom)

6.2.2 Berechnung mit AMESim und FIRE

Die gekoppelten Rechnung 6.4 und 6.5 liefern Druck- und Volumenstromverläufe, die qualitativ mit denen der Vergleichsrechnung übereinstimmen. Nur unmittelbar nach dem Durchgang des Volumenstromstosses zwischen 0, 8 ms und 1,0 ms sind Abweichungen festzustellen. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts werden in Abbildung 6.18 und Abbildung 6.19 die Volumenströme wie in Abbildung 6.17 aufgetragen.
Wird im Hydraulikkreislauf anstelle des Standarddrosselelements D1 das Integrationselemement FS006 benutzt, verwendet AMESim für die Rohrleitung R1

das Leitungsmodell HL30. Es diskretisiert R1 mit fünf finiten Volumenelementen zuzüglich einem halben finiten Volumen (vgl. R2 in Abbildung 3.1). Die Volumenströme des 2. und 4. Volumenelement von R1 in Abbildung 6.18 und Abbildung 6.19 sind deshalb minimal gegenüber Abbildung 6.17 nach links verschoben.

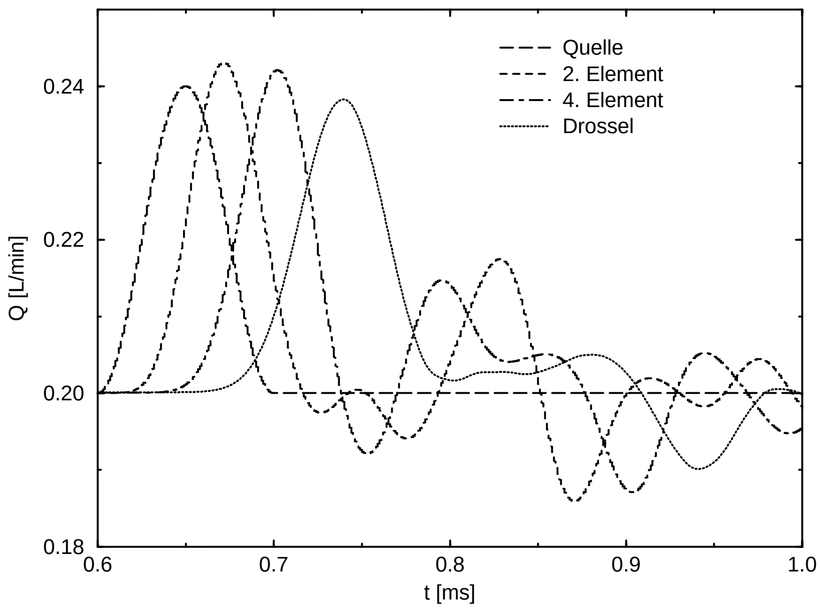


Abbildung 6.18: Volumenströme im 2. und 4. Volumenelement der Rohrleitung R1, an der Pumpe P1 (Quelle) und am Drosseleinlaß - Rechnung 6.4 (Inkompressibles Dieselöl)

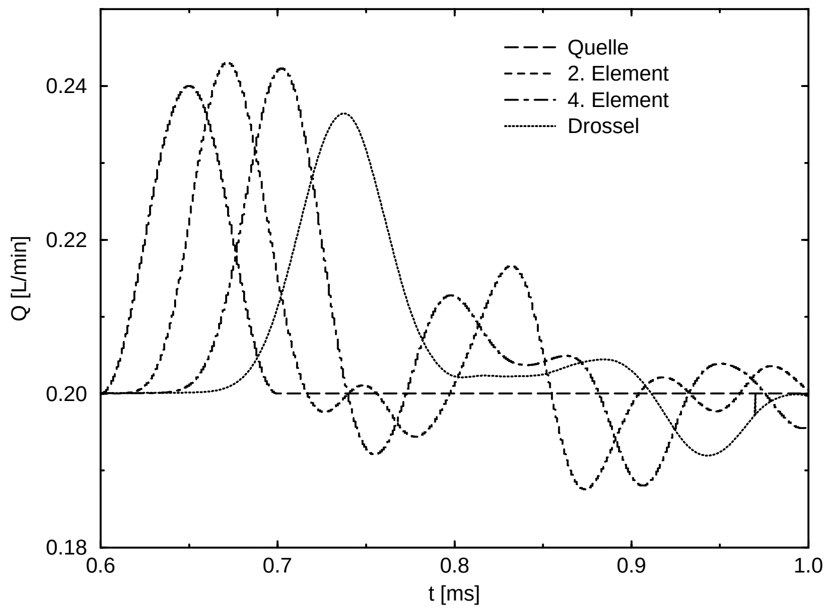


Abbildung 6.19: Volumenströme im 2. und 4. Volumenelement der Rohrleitung R1, an der Pumpe P1 (Quelle) und am Drosseleinlaß - Rechnung 6.5 (Kompressibles Dieselöl)

In den gekoppelten Rechnungen steigt mit dem Anwachsen des Volumenstromstosses vor der Drosselstelle von 0,68 ms bis 0,73 ms der statische Druck vor der Drosselstelle stärker als in der Vergleichsrechnung (Abbildung 6.25 und Abbildung 6.31).

Mit dem Abklingen des Volumenstromstosses am Drosseleinlaß auf den stationären Wert ab 0,73 ms beginnt ein Druckausgleich in der Rohrleitung R1, der als Welle hohen Drucks stromaufwärts läuft. Die resultierende Reduktion des Volumenstroms erreicht jedoch bei den gekoppelten Simulationen im 4. Volumenelement von R1 bei 0,755 ms und im 2. Volumenelement bei 0,78 ms ein deutlich tieferes Minimum als in der Vergleichsrechnung.

Unmittelbar nach dem vollständigen Durchgang des Volumenstromstosses ab 0,78 ms kommt es zu einem Überschwinger im Verlauf des absinkenden statischen Drucks am Drosseleinlaß. Aufgrund des zuvor höheren Maximalwerts fällt er bei den gekoppelten Rechnungen allerdings tiefer als in der Vergleichsrechnung aus (Abbildung 6.25 und Abbildung 6.31). Die Welle niedrigen Drucks läuft stromaufwärts durch R1 und sorgt für einen Volumenstromanstieg im 4. Element bei 0,805 ms und im 2. Element bei 0,83 ms. Sie wird am stromaufwärts gelegenen Ende von R1 reflektiert und läuft stromabwärts. Eine Volumenstromreduktion in den gekoppelten Berechnungen im 2. Element von R1 bei 0,87 ms und im 4. Element bei 0,91 ms ist die Folge, die in der Vergleichsrechnung nicht auftritt.[18]

[18] Für Dieslöl ISO 4113 beträgt die Schallgeschwindigkeit in Ruhe a = 1400 m/s. Der Mittelpunkt des 4. Elements von R1 ist ungefähr 0,037 m vom Drosseleinlaß, der des 2. Elements ungefähr 0,073 m entfernt. Die Strömungsgeschwindigkeit ist bei den Rechnungen 6.4 und 6.5 für eine Abschätzung vernach-

Der Durchflußkoeffizient, der die Gesamtheit der Strömungsgrößen an Drossel-ein- und auslaß zueinander in Relation setzt, weicht bei den Rechnungen 6.4 und 6.5 erheblich vom stationären Wert der Vergleichsrechnung ab. Dies ist unzweifelhaft auf die Berücksichtigung der erheblich höheren Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Druckänderungen gegenüber Volumenstromänderungen in der Schmittdrossel zurückzuführen.
Der in den Abbildung 6.27 und Abbildung 6.33 aufgetragene Durchflußkoeffizient wurde anhand des Volumenstroms am Ausströmrand mit der folgenden Beziehung in *usrout* errechnet:

$$Q_{A,Mitt} = A_A \, \alpha_D \sqrt{\frac{2\left(p_{E,Mitt} - p_A\right)}{\rho_{A,Mitt}}} \tag{5.1}$$

Abbildung 6.20 vergleicht die Volumenströme der Rechnungen 6.4 und 6.5 am Drosseleinlaß und im 2. Volumenelement von R1 direkt miteinander. Mit zunehmender Simulationsdauer eilen die Volumenströme der Rechnung 6.4 denen der Rechnung 6.5 immer deutlicher voraus. Die kürzeren Ausbreitungszeiten von Druckänderungen insbesondere im Rohrleitungsabschnitt vor der Drosselstelle in der inkompressiblen Rechnung 6.4 akkumulieren sich. Die absoluten Differenzen zwischen Rechnung 6.4 und 6.5 sind jedoch relativ gering. In Anbetracht der im Rahmen dieser Arbeit nicht behebbaren Oszillationen der Strömungsgrößen in Rechnung 6.5, erscheint es zweckmäßiger, die Fluide ähnlicher Strömungsprobleme im Berechnungsgitter als inkompressibel anzunehmen.

lässigbar, und eine Druckwelle benötigt vom Drosseleinlaß zum 4. Element somit ca. 0,026 ms, zum 2. Element ca. 0,052 ms. Wird dieselbe Welle am anderen Rohrleitungsende reflektiert, erreicht sie bei einer Leitungslänge von l = 0,1 m das 4. Element wieder nach ca. 0,090 ms, das 2. Element nach ca. 0,039 ms.

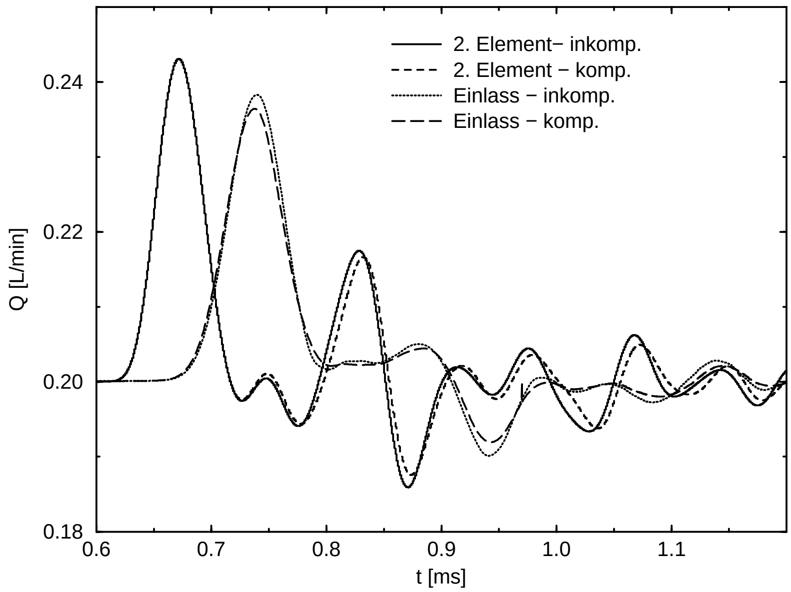


Abbildung 6.20: Vergleich der Volumenströme im 2. Volumenelement der Rohrleitung R1 und am Drosseleinlaß von Rechnung 6.4 (Inkompressibles Dieselöl) und Rechnung 6.5 (Kompressibles Dieselöl)

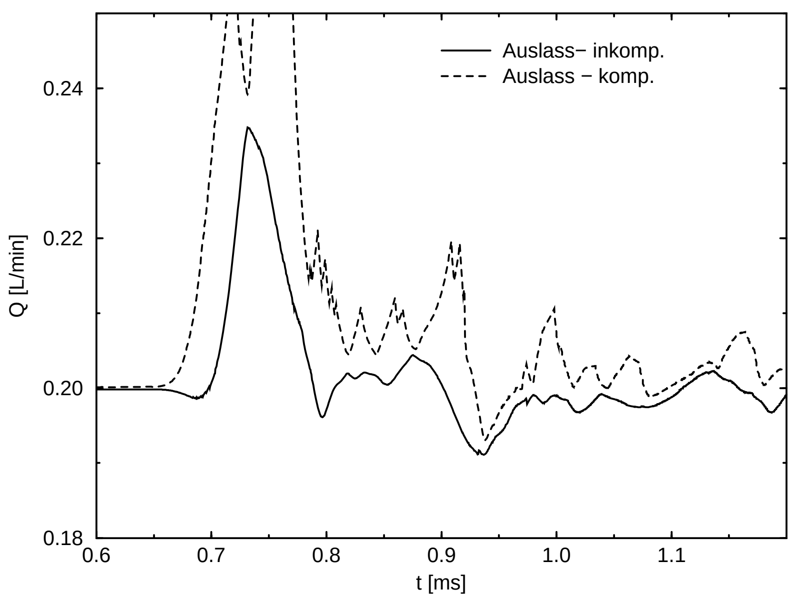


Abbildung 6.21: Vergleich der Volumenströme am Drosselauslaß von Rechnung 6.4 (Inkompressibles Dieselöl) und Rechnung 6.5 (Kompressibles Dieselöl)

6.2.3 Bewertung der Ergebnisse

Ein instationärer Strömungsvorgang in einem Hydrauliksystem mit einer Schmittdrossel wird bei Integration der Drosselinnenströmungsberechnung in den Hydraulikkreislauf mit dem implentierten Volumenstrom-Druck-Modell und unter Verwendung eines AMESim-Standarddrosselelements ähnlich wiedergegeben. Auch die Beträge der Strömungsgrößen stimmen weitgehend überein, da die AMESim-Vergleichsrechnung entsprechend den Ergebnissen der stationären Strömungsberechungen in 6.1 den Berechungsfehlern der Innenströmungssimulation angepaßt ist. Allerdings weisen die Verläufe der Strömungsgrößen der Rechnungen 6.4 und 6.5, die das Integrationsmodell verwenden, gegenüber der Vergleichsrechnung einige neue Strömungsphänomene auf. Eine Bewertung der Rechnungen 6.4 und 6.5 gegenüber der Vergleichsrechnung bezüglich Wiedergabe der wirklichen Strömungsverhältnisse muß aufgrund fehlender Meßergebnisse jedoch unterbleiben.

Die Innenströmungssimulation der Rechungen 6.4 und 6.5 berücksichtigt (zumindest qualitativ) das unterschiedliche Ausbreitungsverhalten von Druck- und Volumenstromänderungen auch in der Schmittdrossel und errechnet bei instationären Anströmbedingungen Werte des Durchflußkoeffizienten, die deutlich vom konstanten Wert des AMESim-Standardelements abweichen. Insbesondere im Rohrleitungsabschnitt vor der Drosselstelle sind bei Rechnung 6.4 und 6.5 Unterschiede im Strömungszustand festzustellen, die sich über den statischen Druck am Einströmrand auch in die stromaufwärts gelegene Rohrleitung auswirken. Instationäre Druckänderungen durchlaufen wellenartig die Rohrleitung und erreichen nach Reflexion am anderen Leitungsende wieder die Schmittdrossel. Störungen der Strömung in der Schmittdrossel sind die Folge, die in der Vergleichsrechnung nicht auftreten.

Die Berücksichtigung der Kompressibilität des Fluids im Berechnungsgitter in Rechnung 6.5 führt zu Oszillationen der Strömungsgrößen hinter der Drosselstelle, die in der inkompressiblen Rechnung 6.4 nicht auftreten. Da die Rechnungen 6.4 und 6.5 nur geringfügige Unterschiede in den Strömungsgrößen vor der Drosselstelle zeigen, ist die Berücksichtigung der Kompressibilität im Berechnungsgitter bei dem betrachteten Strömungsproblem nicht zweckmäßig.

Aufgrund des modellhaften Charakters von Strömungen in Schmittdrossel für Diesel-Einspritzsystemen erscheint das implentierte Volumenstrom-Druck-Modell grundsätzlich geeignet, instationäre Strömungsvorgänge in Diesel-Einspritzsystemen zu simulieren. Die Ergebnisse der gekoppelten Simulationen stimmen weitgehend mit denen der Vergleichsrechnung überein; Unterschiede können strömungsmechanisch sinnvoll interpretiert werden.

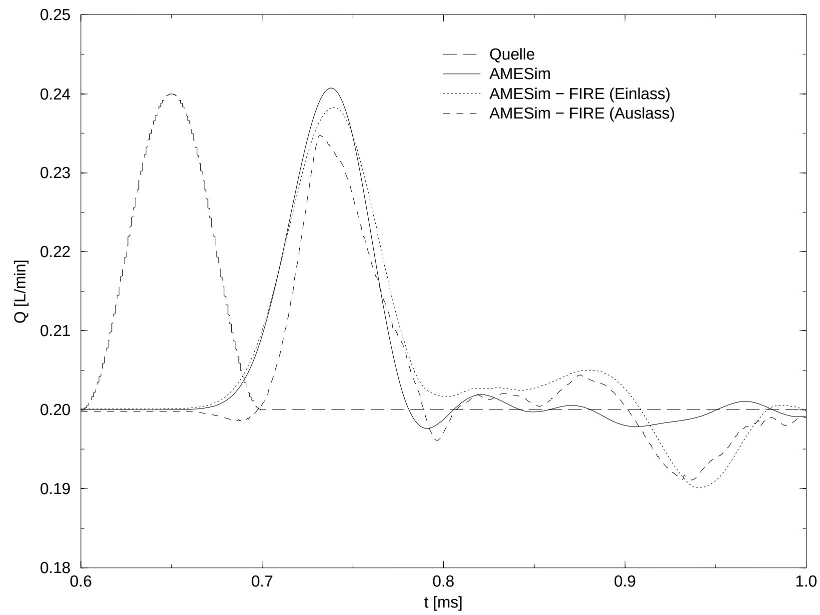


Abbildung 6.22: Volumenströme am Drosselein- und am Drosselauslaß in Rechnung 6.4 (AMESim-FIRE) und in der Drossel D1 (Einlaß gleich Auslaß) der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom der Pumpe P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich - Ausschnitt (Inkompressibles Dieselöl)

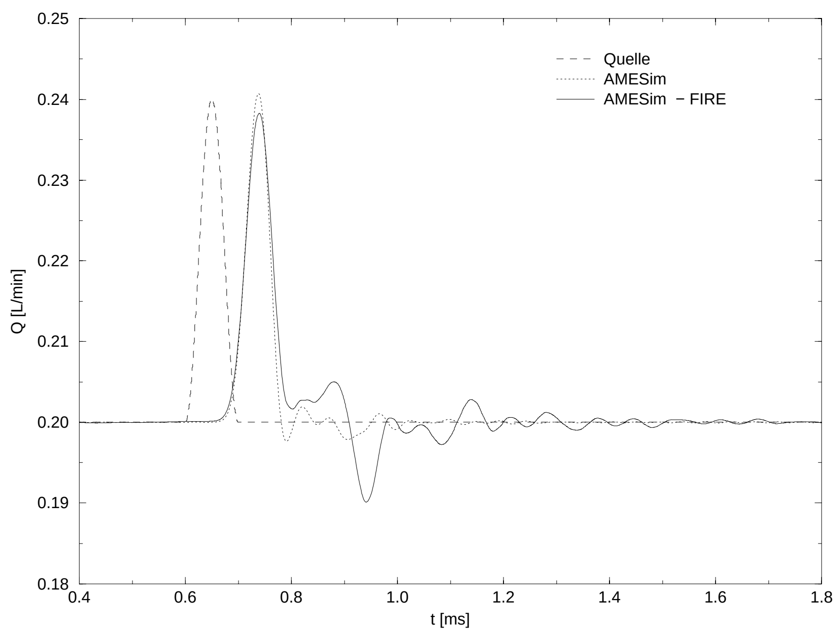


Abbildung 6.23: Volumenstrom am Drosseleinlaß in Rechnung 6.4 (AMESim-FIRE) und in der Drossel D1 (Einlaßvolumenstrom gleich Auslaßvolumenstrom) der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Der Ausgangsvolumenstrom der Pumpe P1 (Quelle) ist in beiden Rechnungen gleich. (Inkompressibles Dieselöl)

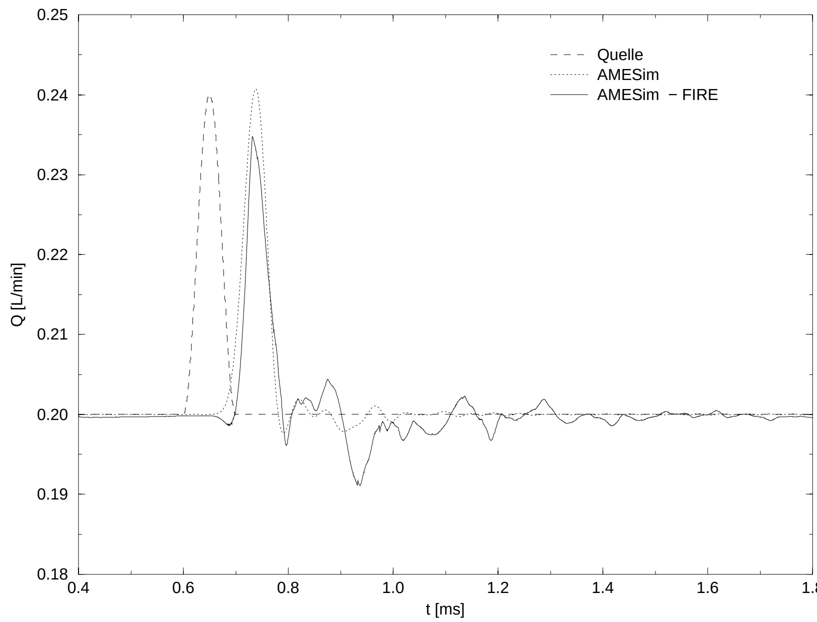


Abbildung 6.24: Volumenstrom am Drosselauslaß in Rechnung 6.4 (AMESim-FIRE) und in der Drossel D1 (Einlaßvolumenstrom gleich Auslaßvolumenstrom) der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Der Ausgangsvolumenstrom der Pumpe P1 (Quelle) ist in beiden Rechnungen gleich. (Inkompressibles Dieselöl)

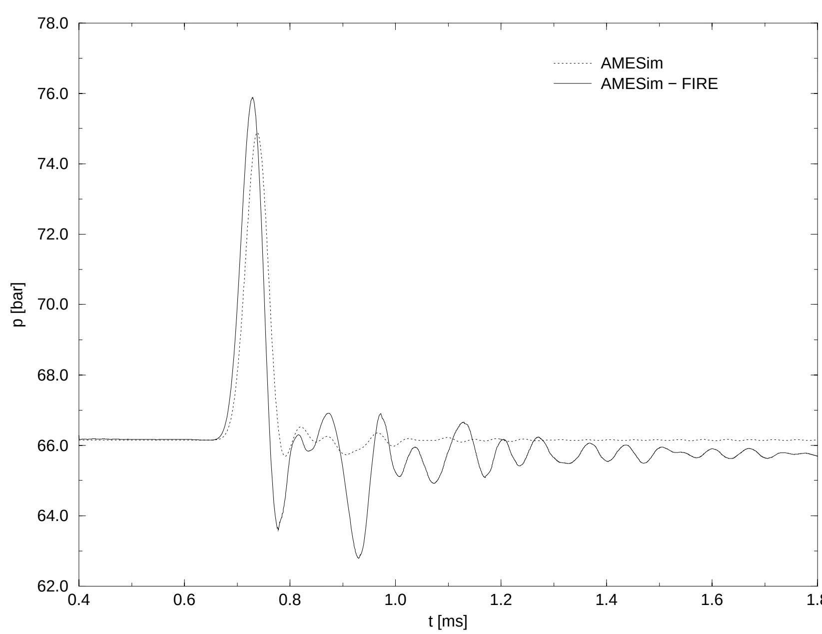


Abbildung 6.25: Statischer Druck am Drosseleinlaß in Rechnung 6.4 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). (Inkompressibles Dieselöl)

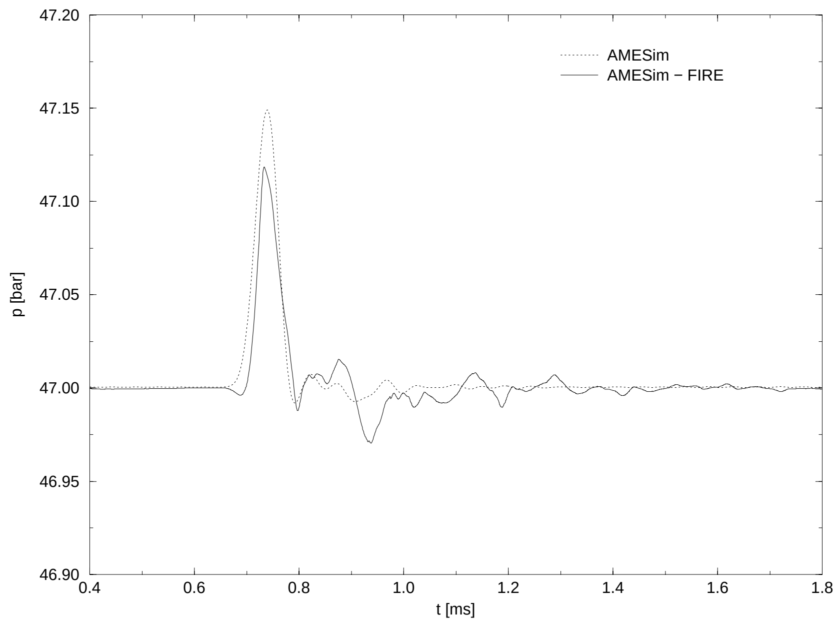


Abbildung 6.26: Statischer Druck am Drosselauslaß in Rechnung 6.4 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). (Inkompressibles Dieselöl)

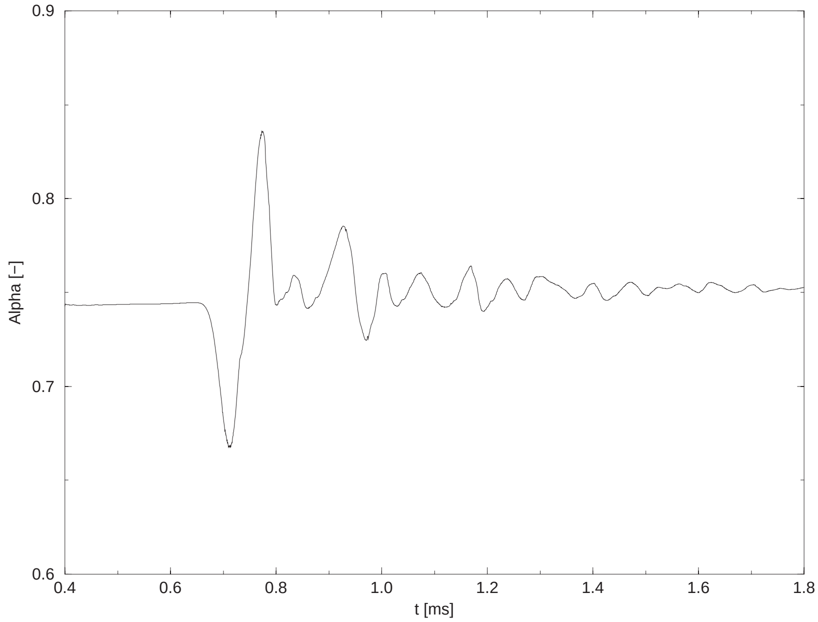


Abbildung 6.27: Errechneter Durchflußkoeffizient der Drossel, bezogen auf den Volumenstrom am Ausströmrand gemäß (5.1) - Rechnung 6.4 (Inkompressibles Dieselöl)

Die Sprünge in Druck und Volumenstrom am Drosselauslaß sind auf Oszillationen der Strömungsgrößen der Innenströmungssimulation in Rechnung 6.5 zurückzuführen.

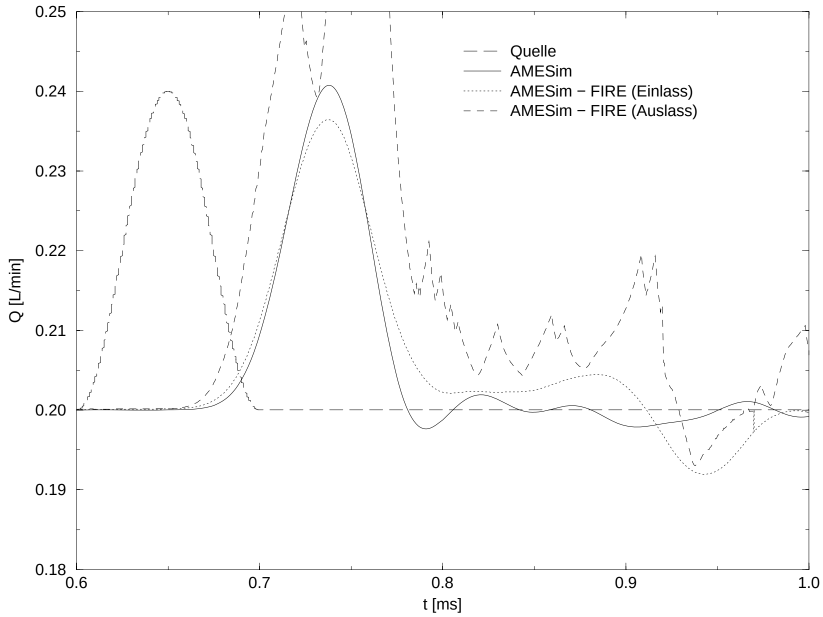


Abbildung 6.28: Volumenströme am Drosselein- und am Drosselauslaß in Rechnung 6.5 (AMESim-FIRE) und in der Drossel D1 (Einlaß gleich Auslaß) der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Ausgangsvolumenstrom der Pumpe P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich - Ausschnitt (Kompressibles Dieselöl)

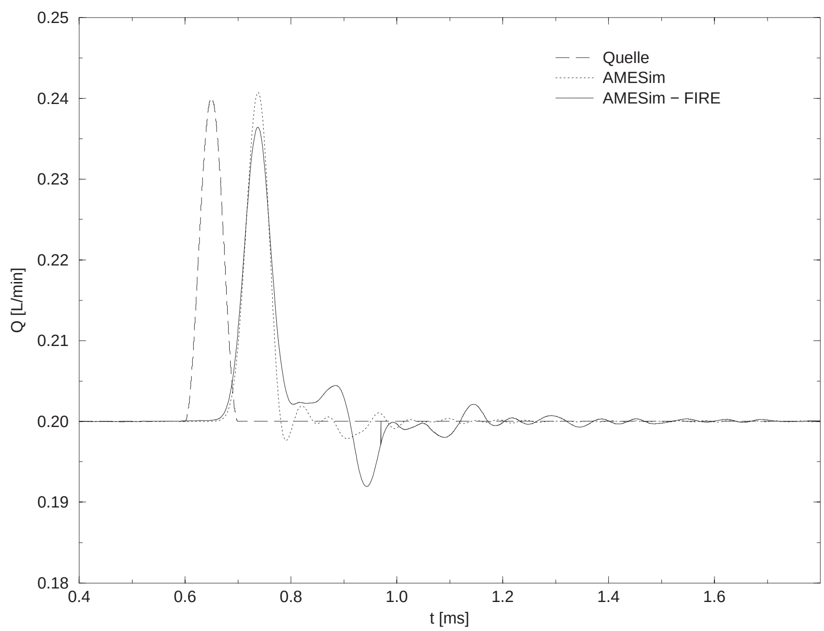


Abbildung 6.29: Volumenstrom am Drosseleinlaß in Rechnung 6.5 (AMESim-FIRE) und in der Drossel der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Pumpe P1 (Quelle) in beiden Rechnungen gleich. (Kompressibles Dieselöl)

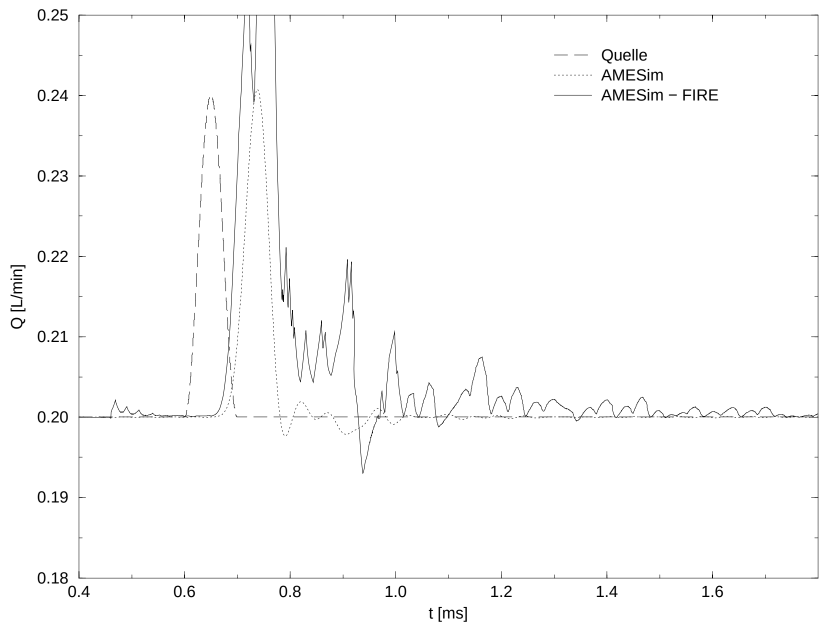


Abbildung 6.30: Volumenstrom am Drosselauslaß in Rechnung 6.5 (AMESim-FIRE) und in der Drossel D1 (Einlaßvolumenstrom gleich Auslaßvolumenstrom) der zugehörigen Vergleichsrechnung (AMESim). Der Ausgangsvolumenstrom der Pumpe P1 (Quelle) ist in beiden Rechnungen gleich. (Kompressibles Dieselöl)

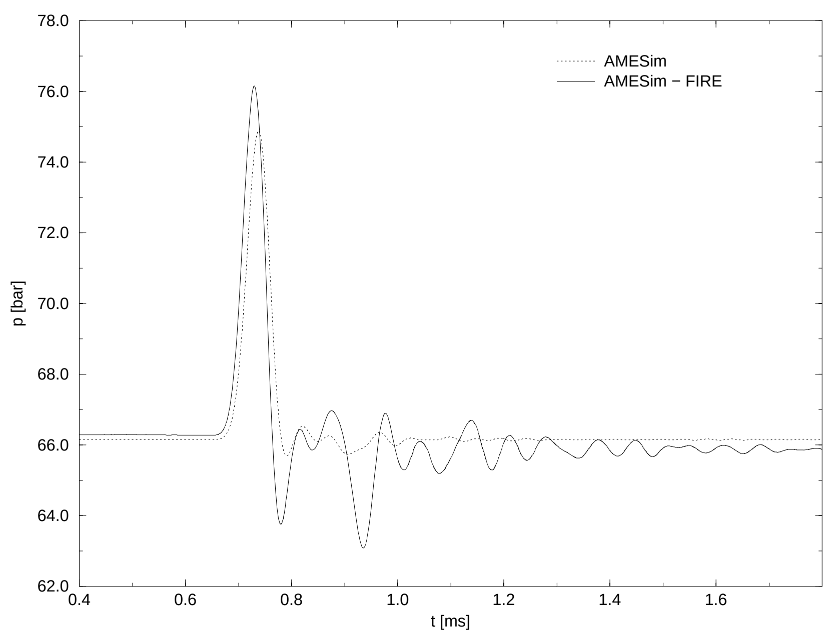


Abbildung 6.31: Statischer Druck am Drosseleinlaß in Rechnung 6.5 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). (Kompressibles Dieselöl)

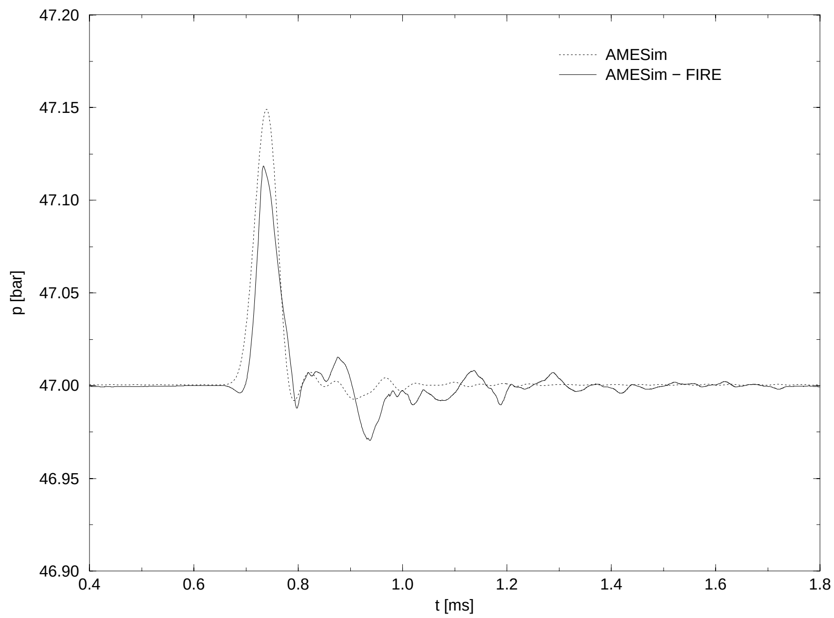


Abbildung 6.32: Statischer Druck am Drosselauslaß in Rechnung 6.5 (AMESim-FIRE) und zugehöriger Vergleichsrechnung (AMESim). (Kompressibles Dieselöl)

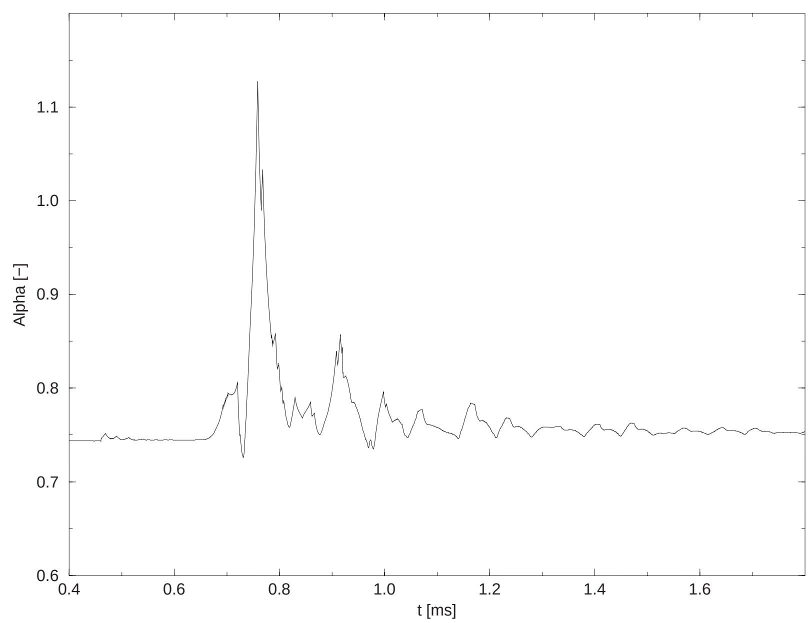


Abbildung 6.33: Errechneter Durchflußkoeffizient der Drossel, bezogen auf den Volumenstrom am Ausströmrand gemäß (5.1) - Rechnung 6.5 (Kompressibles Dieselöl)

7 Zusammenfassung

Die strömungsmechanischen Grundlagen des instationären Randbedingungsabgleichs zwischen 1D-Hydraulik- und 3D-Innenströmungssimulation wurden als Beziehungen der Strömungsgrößen auf den gemeinsamen Berandungen formuliert. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde exemplarisch ein Modell entworfen, um 3D-Innenströmungsberechnungen mit je einem ausgewiesenen Ein- und einem Ausströmrand mit zwei Rohrleitungen in einen Hydraulikkreislauf zu integrieren. Aus Sicht der AMESim-Hydrauliksimulation bestehen vier gleichberechtigte Möglichkeiten ein solches Kopplungsmodell zu realisieren. Für eine Implentierung wurde das Kopplungsmodell ausgewählt, das die geringsten numerischen Schwierigkeiten bei Berechnungen mit FIRE erwarten läßt. Bei diesem Modell wird am Einströmrand der Innenströmungssimulation der Volumenstrom und am Ausströmrand der statische Druck vorgegeben. Die Kopplungsbeziehungen für das Volumenstrom-Druck-Modell wurden präzisiert, wobei eine mögliche Kompressiblität des Fluids als auch die Verwendung des k-ε-Turbulenzmo-dells im Fall turbulenter Strömungen bei der Innenströmungssimulation berücksichtigt wurden. Ein Algorithmus für den zeitsynchronisierten Datenabgleich zwischen AMESim und FIRE wurde entworfen. Das Volumenstrom-Druck-Modell wurde in Form eines neuen Elements, das ein entsprechend modifiziertes FIRE-Programm steuert, in die AMESim-Bibliothek integriert.
Die Korrektheit des instationären Datenabgleichs zwischen AMESim und FIRE wurde anhand einer hochinstationären Dieselöl-Strömung in einem einfachen Hydraulikkreislauf, der im wesentlichen nur aus einer einzigen Druckleitung besteht, verifiziert. Hierzu wurde die Strömung durch einen kurzen Abschnitt in der Mitte der Leitung durch das FIRE-Programm unter Verwendung eines bereits vorhandenen Kompressibilitätsgesetz für Dieseöl simuliert. Die Übereinstimmung in Phasenlage und Amplitude der errechneten Verläufe der Strömungsgrößen mit Simulationsergebnissen, die nur mit AMESim-Standardleitungselementen erzielt wurden, belegt den korrekten Ablauf des Datenaustauschs.
Die grundsätzliche Eignung des implementierten Volumenstrom-Druck-Modells, instationäre Strömungen in Diesel-Einspritzsystemen zu simulieren, wurde am Modellproblem eines einfachen Hydraulikkreislaufs mit einer Schmittdrossel bestätigt. Die Abweichungen von FIRE-Drosselinnenströmungs- und AMESim-Hydrauliksimulation wurden separat durch den Vergleich mit Meßwerten einer stationären Durchströmung quantifiziert. Die Strömungsgrößen der Innenströmungsberechnung wurden auf die Kopplungsbeziehungen geprüft. Obwohl die Simulationsergebnisse beider Programme nah der Meßgenauigkeit liegen, erforderte die Einhaltung der Kopplungsbeziehungen eine Modifikation des Berechnungsgitters.

Eine instationäre Strömung, die in Hydraulikkreislauf und Schmittdrossel zu Strömungsverhältnissen wie in den vorherigen stationären Berechnungen führt,

wird durch die gekoppelte Simulation und durch eine AMESim-Vergleichsrechnung mit einem Standarddrosselelement ähnlich wiedergegeben. Jedoch sind Unterschiede festzustellen, die auf Rückkopplungseffekte zwischen stromaufwärts gelegener Rohrleitung und Schmittdrossel in der gekoppelten Simulation zurückzuführen sind. Eine Bewertung ist wegen fehler Meßergebnisse für die instationäre Strömung nicht gerechtfertigt, eine strömungsmechanische Interpretation der Abweichungen der gekoppelten Berechnungen ist jedoch möglich. Die Berücksichtigung der Kompressibilität des Fluids in der Schmittdrossel führte insgesamt zu schlechteren Berechungsergebnissen.
Die bei der Simulation einer instationären Strömung durch eine Schmittdrossel erzielten Ergebnisse lassen vermuten, daß durch Kopplung von 1D-Hydraulik- und 3D-Innenströmungssimulation instationäre Strömungsvorgänge in Einspritzsystemen in großer Übereinstimmung mit der Wirklichkeit simuliert werden können.
Zur Verifikation dieser Vermutung sollten zunächst Messungen an instationär durchströmten Schmittdrosseln durchgeführt werden, in denen Strömungsverhält-nisse herrrschen, die den Simulationen in dieser Arbeit entsprechen.
Weiterhin sollten einfache gekoppelte Berechnungen mit Strömungsverhältnissen wie in Einspritzsystemen erfolgen (vgl. Abschnitt 1). Hierbei ist insbesondere zu prüfen, inwieweit aufwendigere Diskretisierungen des Innenströmungsgebiets (z.B. Vollmodell) geeignet sind, die Berechnungsgenauigkeit der *relevanten* Strömungsgrößen der gekoppelten Simulation zu steigern. Da der Rechenaufwand bei instationärer gekoppelter Simulation sehr groß sein kann und zusätzlich durch die Berücksichtigung der Kopplungsbedinungen noch anwachsen kann, sind hier sinnvolle Kompromisse zu finden.
Gekoppelte Berechungen praxisrelevanter instationärer Strömungen in Einspritzsstemen sollten erfolgen, wenn mit vertretbarem Aufwand erzielte Simula-tionsergebnisse für einfache Hydraulikkreisläufe in hinreichendem Maße experimentell verifiziert werden konnten.

8 Literaturverzeichnis

[1] AVL List GmbH: BOOST, User Manuel, Graz, 1997.

[2] AVL List GmbH: Durchflußmessungen an Schmittdrosseln, Versuchsauswertung, Graz.

[3] AVL List GmbH: FIRE v6.2b, Volume 1 - Theory, Graz, 1996.

[4] AVL List GmbH: FIRE v6.2b, Volume 3 - Theory, Graz, 1996.

[5] Backé, W.; Murrenhoff, H.: Grundlagen der Ölhydraulik, Umdruck zur Vorlesung, Eigenverlag, Institut für fluidtechnische Antriebe und Steuerungen, RWTH Aachen, Steinbachstr. 53, 52074 Aachen, 1994.

[6] Bohl, W.: Technische Strömungslehre, Vogel Buchverlag, Würzburg, 1989.

[7] Robert Bosch GmbH: Diesel-Einspritztechnik, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1993.

[8] Breman, K. E.; Campbell, S. L.; Petzold, L. R.: Numerical Solution of Initial-Value Problems in Differential-Algebraic Equations, Elsevier Science Publishing Company, New York, 1989.

[9] Dornis, N.: Anwendung der mehrdimensionalen Strömungssimulation zur Entwicklung moderner Diesel-Einspitzsysteme unter Berücksichtigung von Kavitationseinflüssen, unveröffentlichte Diplomarbeit, Robert Bosch GmbH, Abt. K5/ERA und FV/FLP, Stuttgart, 1996.

[10] Ferziger, J. H.; Peric, M.: Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996.

[11] Hindmarsh, A. C.: LSODE and LSODI , Two New Initial Value Ordinary Differential Equation Solvers, ACM-Signum Newsletters, Vol. 15, No. 4, 1980.

[12] Imagine: AMESim and AMESet Manual, Version 1.5, 5, rue Brison, 42300 Roanne, France, 1996.

[13] Jischa, M.: Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch, Friedr. Vieweg und Sohn Verlagsgesellschaft, Braunschweig, 1982.

[14] Noll, B.: Numerische Strömungsmechanik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993.

[15] Oertel, H.; Laurien, E.: Numerische Strömungsmechanik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995.

[16] Patankar, S.: Heat Transfer and Fluid Flow, Taylor & Francis, 1980.

[17] Petzold, L. R.: Automatic Selection of Methods for Solving Stiff and Non-stiff Systems of Ordinary Differential Equations, SIAM J. Sci. Stat. Comput. 4, 1983.

[18] Pischinger, R.; Sams, T.; Regner, G.: Vorstudie über die rechnerische Simulation der Dieseleinspritzung mit Kavitation, Technische Universität Graz, Robert Bosch GmbH, 1995.

[19] Schade, H.; Kunz, E.: Strömungslehre, de Gruyter Lehrbuch, Berlin, New York, 1989.

[20] Schiffermüller, H.: Higher Order Differencing Schemes and their Application to Multi-Dimensional Flow Problems, Dissertation, TU Graz, 1993.

[21] Schlichting, H.; Gersten, K.: Grenzschicht-Theorie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1997.

[22] Schmitt, T. : Untersuchungen zur stationären und instationären Strömung durch Drosselquerschnitte in Kraftstoffeinspritzsystemen von Dieselmotoren, Forschungsbericht Nr. 2-226/2, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V., Frankfurt / Main, 1966.

[23] Schönung, B.: Numerische Strömungsmechanik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990.

[24] Wylie, E.; Streeter, V.: Fluid Transients in Systems, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1993.

9 Anhang

A Kompressibilitätsgesetz von Dieselöl ISO 4113 in FIRE

Auf die Flüssigkeitssäule in einem mit Dieselöl ISO4113 gefüllten Zylinder wird durch Verschieben eines Kolbens der Druck p ausgeübt. Hierbei ändert sich das ursprüngliche Flüssigkeitsvolumen V_0 beim Atmosphärendruck p_0 = 1,013 bar entsprechend (3.11). Da die Masse der Flüssigkeitssäule erhalten bleibt, ändert sich die Dichte von ρ_0 zu ρ.

$$\rho_0 V_0 = \rho \left(V_0 + \Delta V_{Öl}\right) = \rho \; V_0 \left(1 - \frac{\Delta p}{E_{Öl}}\right)$$

Das Kompressibilitätsgesetz würde somit $\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right)^{-1}$ lauten.

Da der Elastizitätsmodul um Größenordnungen oberhalb üblicherweise auftretender Druckdifferenzen liegt, gilt $\left|(p - p_0) / E_{Öl}\right| < 1$. Die Entwicklung in eine geometrische Reihe ist zulässig, und es gilt

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right)^{-1} = \rho_0 \left(1 + \frac{p - p_0}{E_{Öl}} + \left[\frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right]^2 + \; \ldots\right) \geq$$

$$\rho_0 \left(1 + \frac{p - p_0}{E_{Öl}} + \frac{1}{2}\left[\frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right]^2 + \; \ldots\right) = \rho_0 \exp\left(\frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right)$$

Für eine konservative Schätzung der Dichte ρ verwendet FIRE für Dieselöl ISO4113 standardmäßig das Kompressibilitätsgesetz

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{p - p_0}{E_{Öl}}\right)$$

mit dem geschätzten Kompressibilitätsmodul $E_{Öl} = 13450\,\text{bar} + 10 \cdot \left(p - p_0\right)$.

B Verwendete AMESim-Rohrleitungsmodelle

HL01

Eingabegrößen	Q_E, p_A
Diskretisierung	1 Finites Volumenelement für Q und p
Berechnung von Q_A	Quasistationär nach (3.10) unter der Annahme $\partial c / \partial t = 0$, Rohrreibung berücksichtigt, aber nicht frequenzabhängig
Berechnung von p_E	Instationär nach (3.13) einfaches Kavitationsmodell berücksichtigt

HL30

Eingabegrößen	Q_E, p_A
Diskretisierung	5 Finite Volumenelemente für Q und p Versetztes Gitter
Berechnung von Q	Instationär nach (3.10) Rohrreibung frequenzabhängig
Berechnung von p	Instationär nach (3.13) einfaches Kavitationsmodell berücksichtigt

HL32

Eingabegrößen	p_E, p_A
Diskretisierung	6 Finite Volumenelemente für Q 5 Finite Volumenelemente für p Versetztes Gitter

sonst wie HL30

C Analytische Berechnung von Strömungsgrößen in der Schmittdrossel

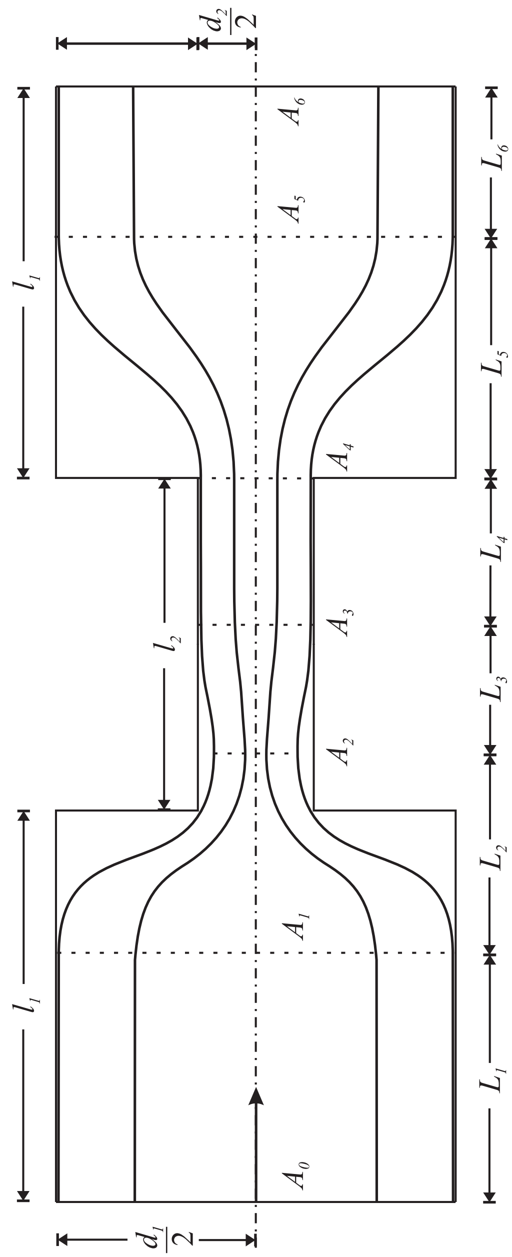


Abbildung 9.1: Aufteilung des Strömungsgebiets in der Schmittdrossel zur analytischen Berechnung

Verwendete Beziehungen	**Geschätzte Parameter und errechnete Werte**
L_1 **- Druckabfall durch Rohrreibung** $A_1 = A_0 = \pi (D_1 / 2)^2 \quad ; \quad c_1 = c_0$ $p_1 = p_0 - \rho \, \lambda_1 \frac{L_1}{D_1} \frac{c_1^2}{2} \quad ; \quad \lambda_1 = \frac{64}{D_1 \, c_1 / \upsilon}$	$L_1 = 14\,\text{mm}$ $c_0 = \frac{4\,\text{g/s}}{\rho \, A_0} = 6{,}099\ \text{m/s}$ $p_0 = 80{,}00\,\text{bar}$ $p_1 = 79{,}86\,\text{bar}$
L_2, L_3 **- Plötzliche Querschnittsverengung** $A_2 = \alpha_K \, A_3 = \alpha_K \, \pi (D_2 / 2)^2$ $c_2 = \frac{A_1}{A_2} c_1 \quad ; \quad c_3 = \frac{A_2}{A_3} c_2 = \alpha_K \, c_2$ $p_2 = p_1 + \frac{\rho}{2} \left(c_1^2 - c_2^2 \right)$ $p_3 = p_2 + \frac{\rho}{2} \left(c_2^2 - c_3^2 \right) - \rho \varsigma \frac{c_3^2}{2} \quad ; \quad \varsigma = \left(\frac{1}{\alpha_K} - 1 \right)^2$	$L_2 = 1{,}05\,\text{mm}$ $L_3 = 0{,}4\,\text{mm}$ $c_2 = 127{,}46\ \text{m/s}$ $c_3 = 72{,}53\ \text{m/s}$ $\text{Re}_3 = 3505$ $p_2 = 12{,}19\,\text{bar}$ $p_3 = 45{,}46\,\text{bar}$ $\alpha_k = 0{,}569$ $\zeta = 0{,}574$
L_4 **- Druckabfall durch Rohrreibung** $A_4 = A_3 \quad ; \quad c_4 = c_3$ $p_4 = p_3 - \rho \, \lambda_4 \frac{L_4}{D_2} \frac{c_4^2}{2} \quad ; \quad \lambda_4 = \frac{0{,}3164}{(D_2 \, c_4 / \upsilon)^{0{,}25}}$	$L_4 = 0{,}55\,\text{mm}$ $c_4 = 72{,}53\ \text{m/s}$ $p_4 = 43{,}74\,\text{bar}$
L_5 **- Plötzliche Querschnittserweiterung** $A_5 = \pi (D_1 / 2)^2 \quad ; \quad c_5 = \frac{A_4}{A_5} c_4$ $p_5 = p_4 + \frac{\rho}{2} \left(c_4^2 - c_5^2 \right) - \rho \varsigma \frac{c_5^2}{2} \quad ; \quad \varsigma = \left(\frac{A_5}{A_4} - 1 \right)^2$	$L_5 = 3\ \text{mm}$ $c_5 = 6{,}099\ \text{m/s}$ $p_5 = 47{,}13\ \text{bar}$
L_6 **- Druckabfall durch Rohrreibung** $A_6 = A_5 \quad ; \quad c_6 = c_5$ $p_6 = p_5 - \rho \, \lambda_6 \frac{L_6}{D_1} \frac{c_6^2}{2} \quad ; \quad \lambda_6 = \frac{64}{D_1 \, c_6 / \upsilon}$	$L_6 = 12\ \text{mm}$ $c_6 = 6{,}099\ \text{m/s}$ $p_6 = 47{,}01\ \text{bar}$

Tabelle 9.1: Berechnung geschätzter Mittelwerte der Strömungsgrößen in der Schmittdrossel auf analytischem Weg

D Hinweise zur praktischen Durchführung gekoppelter Simulationen

Im weiteren wird die Durchführung gekoppelter Simulationen mit dem AMESim-Element `FS006` und den Versionen von `usrbnd.f` und `usrout.f` erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Die Programmcodes stellen eine erste Implementierung eines Kopplungsmodells dar und sind somit als *Vorschlag* für weitere Arbeiten zu verstehen.

D.1 Vorbereitung der Programme

FIRE

- `usrbnd.f usrout.f` kompilieren und an die FIRE-Version zur Berechnung der Innenströmung linken.
- `libAME.a` ans FIRE-Programm linken, damit FIRE die Fortran-Funktionen zur Pipe-Kommunikation der AMESim-Bibliothek benutzen kann.

  `link_main`-Skript der FIRE-Installation erweitern. Bsp.:

```
set AME_LOCATION=/share/AMESim/lib
set AMELIB = "-L $AME_LOCATION -lAME"

case iris:
case iris_ftn4:
   f77 $prof -o $EXE_NAME $before_std_objects *.o $F2C
       $PLIB $LIBS $link_lib $AMELIB $at_the_end
```

AMESim

- Kopieren von `FS006.c, FS006.o, FS006.des, FS006.spe` ins AMESim-Submodel-Verzeichnis.
- Kopieren von FS006.xbm ins AMESim-Icons-Verzeichnis.
- AMESet benutzen, um FS006-Element in die Liste `submodels.index`, der zur Verfügung stehenden AMESim-Elemente, eintragen zu lassen.
- FS006.c bei jeder Quelltextänderung zu `FS006.o` kompilieren.
- Integration des FS006-Elements in den zu berechnenden Hydraulikkreislauf und zugehörige Sys-Datei speichern.

Die Rohrleitung vor dem FS006-Element darf nicht auf vereinfachten Rohrleitungsgleichungen beruhen. Druck *und* Volumenstrom müssen *state variables* sein. Z.B. bei Wahl von HL01 oder HL10 wird der Volumenstrom am Einlaß eine implizite Variable, und DASSL wird benutzt. Im Gegensatz zum LSODA-Algorithmus glättet der DASSL-Algorithmus Sprünge in Variablen nicht. Im Gegenteil: Erkennt DASSL einen Sprung (Diskontinuität) werden die impliziten Varaiablen erneut initialiert und durch Iteration neu bestimmt. Da das Kopplungsmodell mit jedem Datenabgleich Diskontinuitäten erzeugt, sieht der Verlauf der impliziten Variablen ungefähr wie in Abbildung 9.2 aus.

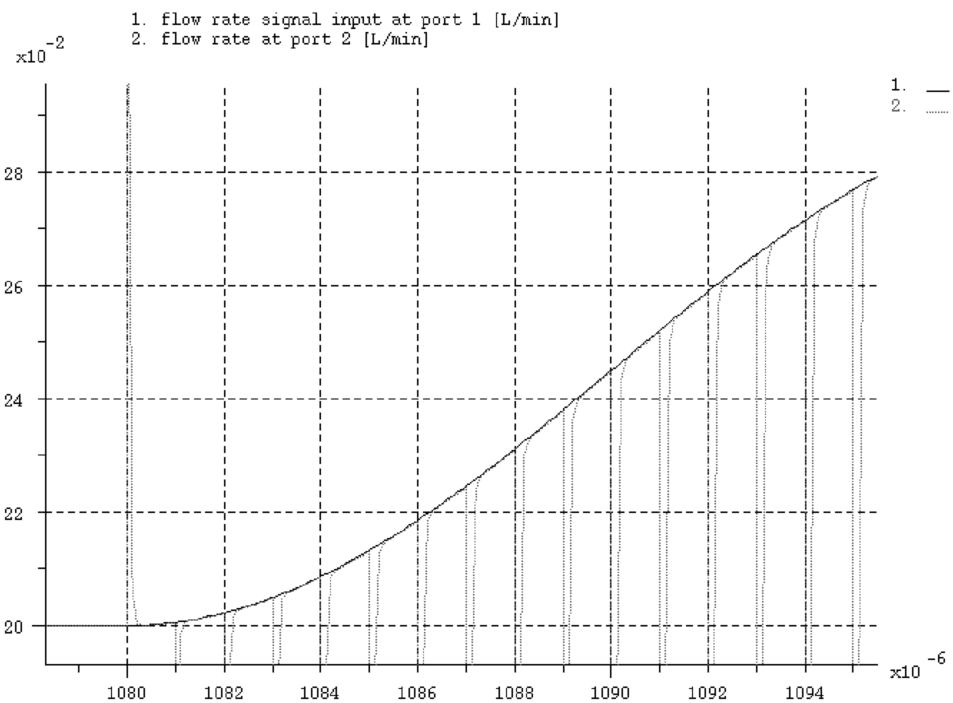


Abbildung 9.2: Volumenströme vor FS006, wenn Einlaßvolumenstrom implizite Variable ist. 'Flow rate at signal input' ist der Volumenstrom von der Pumpe P1, 'Flow rate at Port 2' ist der Einlaßvolumenstrom.

Erklärung zu Abbildung 9.2

Über die direkte algebraische Beziehung des einfachen Leitungsmodells, z.B. HL01, ist der Einlaßvolumenstrom unmittelbar mit dem Druck am Einlaß verknüpft. Ändert sich bei jedem Datenabgleich mit der Schrittweite 10^{-6} der Druck am Einlaß von FS006 sprunghaft, erkennt DASSL, daß nun auch der Volumenstrom diskontinierlich geändert werden muß. Der Wert des Einlaßvolumenstroms wird neu bestimmt und in kurzer Zeit durch interne Iteration wieder an den richtigen Wert herangeführt. Erfolgen zwischen zwei Datenabgleichen hinreichend viele DASSL-Iterationen, wird sogar vor dem nächsten Abgleich der richtige Wert erreicht.

D.2 Initialisierung des gesamten Hydraulikkreislaufs

Vor einer instationären Strömungsberechnung muß ein stationärer Strömungszustand in Hydraulikkreislauf und Berechnungsgitter eingestellt werden. Dies geschieht am besten ungekoppelt, da LSODA- und DASSL-Algorithmus extremste numerische Anfangsschwingungen in den Hydraulikkreislauf induzieren, die als Randbedingungen der Innenströmungssimulation zu Divergenz der FIRE-Berechnung führen.

FIRE

Stationären Zustand in FIRE berechnen (400 Zeitschritte bis t_F = 0.0004 s)

- Am Einströmrand (muß Kreissegment sein!) Massenstromrandbedingungen (*Spec. Mass Flow*) wählen. Der Massenstrom am Einströmrand wird in der Datei `massflow.dat` vorgegeben; die turbulente kinetische Energie wird aus dem Massenstrom errechnet. In FIRE können beliebige Werte eingegeben werden; die turbulente Längenskalierung muß jedoch mit dem korrekten Wert angegeben werden. Das ist notwendig, damit die Profilfunktion bereits bei der Initialisierung berücksichtigt wird.

```
LINES=3 *** MIDPOINT ***    (Mittelpunkt Einströmrand)
                            (für Profilfunktion)
0.0                         (x in m)
0.0                         (y in m)
0.0                         (z in m)

LINES=2 ***  RADIUS  ***
5.000E-4                    (Radius Einlass in m)
5.000E-4                    (Radius Auslass in m)

LINES=1 ***  SECTOR  ***
   5.0 (Diskretisiertes Kreissegment des Strömungsge-
      biets, bisher an Ein- und Auslass gleich, in °)

LINES=2 *** MASSFLOW *** (Mittlerer Massenstrom am
                          Einlass)
0.1000E-2                (in L/min)
2.0000E-1                (in L/min)

LINES=2 ***   RAMP   *** (Lineare Rampen für den Mas-
                          senstrom)
8.0000E-5 1 2     (Endzeit der Rampe, Nr. des Start-
4.0000E-4 2 2      werts, Nr. des Endwerts)

LINES=1 *** PROFILE  ***
2                 (Wahl der Profilfunktion)
```

- Am Ausströmrand Statischer-Druck-Randbedingung (*Static Pressure*) wählen. Den richtigen Wert eingegeben. Ggf. aus zwei Werten Rampe von FIRE erzeugen lassen, um den Druck des Initialisierungszustand einzustellen. Rampe am Ausströmrand durch FIRE und Rampe aus *usrbnd()* können sich natürlich überlagern. `47,0 bar` bei stationärer Strömung..

- Berechnung des gewünschten stationären Strömungszustands. Bei der Option `20` liest *usrbnd()* den Massenstrom aus `massflow.dat` aus und *usrout()* gibt die flächengemittelten Strömungsgrößen an Ein- und Ausströmrand aus, ohne sie an AMESim weitergeben zu wollen.

TIM-FILE

```
6.0 LINES=2 FLOW RESTART BACKUP OUTPUT
* END    FLO   RST   BCK*(Sicherstellen das nach dem 400.
  400    25    50    50   Schritt ein Restart möglich ist)
6.0 LINES=6 ENDTIMESTEP DELTA T
     400    1.0000E-06
4.0 LINES=2 USER BOUNDARY CONDITIONS
     400    20
4.1 LINES=2 USER OUTPUT
     400    20
```

FIRE-Ausgabe (Kompressible Berechnung)

```
%FIRE-I-USRBND, End of ramp reached.
%FIRE-I-USRBND, Inlet Area :        1.085525E-08  [m2]
%FIRE-I-USRBND, Calculated Area :   1.090830E-08  [m2]
%FIRE-I-USRBND, Mid. Density :      838.931       [kg/m3]
%FIRE-I-USRBND, Flow rate at inlet :0.200000      [L/min]
%FIRE-I-USRBND, Mass at inlet :     3560.54       [kg/sm2]

****************************************************
400.   TIME   STEP                       TIME   =   0.4000E-03
****************************************************

**************** ABSOLUTE RESIDUAL SOURCE SUMS******
***FIELD VALUES AT MONITORING LOCATION   1260 ******I

   NO.     RESU      RESV      RESW      RESM      RESK     RESD
RESH        U         V         W         P        TKIN     DISP
TEMP
    1   0.00E+00 2.82E-05 1.05E-04 5.19E-07 1.01E-04 1.14E-04
0.00E+00      0.00E+00  1.14E-04  5.59E+00-1.93E+06  1.76E+01
1.09E+05 2.94E+02
........

****************************************************

%FIRE-I-USROUT, Inlet Area :        1.085525E-08   [m2]
%FIRE-I-USROUT, Pressure at inlet : 66.2820        [bar]
%FIRE-I-USROUT, Outlet Area :       1.085525E-08   [m2]
%FIRE-I-USROUT, Mid. Density :      837.824        [kg/m3]
%FIRE-I-USROUT, Flow rate at outlet:0.199983       [L/min]
%FIRE-I-USROUT, Flow coefficient :  0.743774       [-]
```

- Druck am Einlaß und Volumenstrom am Auslaß vom letzten Zeitschritt für stationäre Initialisierung des Hydraulikkreislaufs als Parameter für FS006 notieren!

AMESim

- *Parameter des FS006-Elements*

– `Exchange time, Start [s]`
Beginn Datenabgleich. Vor dem Datenaustausch liefert FS006 die unten angegebenen Werte als Ausgabegrößen in den Hyraulikkreislauf zurück.

– `Exchange time, End [s]`
Ende Datenabgleich. Nach dem Datenaustausch liefert FS006 konstant die letzten ausgetauschten Werte zurück.

– `Exchange time, Offset [s]`
Zeitversatz zwischen AMESim- und FIRE-Zeit.
`AMESim-Zeit - Offset = FIRE-Zeit.` (t_A - $\Delta t = t_F$)

– `Pressure offset at inlet at start [bar]`
Druckdifferenz zwischen Einlaß und Auslaß beim stationären Initialisierungszustand. Auf diesen Wert wird die Rohrleitung vor FS006 vor dem Datenaustausch eingestellt. Wäre nicht notwendig, wenn FIRE immer richtig rechnen würde.

– `Time for pressure ramp at inlet [s]`
Rampe am Anfang der Initialisierung von 0 bar auf den Wert gemäß dem `Pressure Offset`.

– `Flow rate offset at outlet at start [L/min]`
Volumenstromdifferenz zwischen Auslaß und Einlaß beim stationären Initialisierungszustand. Wäre nicht notwendig, wenn FIRE immer richtig rechnen würde.

– `Time for flow rate ramp at outlet [s]`
Rampe für den Auslaßvolumenstrom in die Rohrleitung hinter FS006.

– `Diameter at outlet (port 1) [mm],Diameter at inlet (port 2) [mm]`
Dienen eigentlich nur der Prüfung, ob die geometrischen Vorraussetzungen der Kopplung erfüllt sind.

– `Discontinuity tolerance for inlet flow rate [%],`
`Discontinuity tolerance for outlet pressure [%]`
Änderungen in Einlaßvolumenstrom und Auslaßdruck an FS006, die im Verhältnis zu den letzten Werten oberhalb der Toleranzgrenze liegen, werden durch die letzten Werte ersetzt. Extremste Schwankungen durch Elemente im Hydraulikkreislauf, die Sprünge erzeugen, werden nicht an die FIRE-Berechnung weitergegeben.
Parameter sind als Vorschlag für numerisch heikle Hydrauliksysteme zu verstehen. Im Rahmen dieser Arbeit immer auf 50 % gesetzt und nie in Aktion getreten.

– `Steps dismissed before data exchange`

Zahl der FIRE-Zeitschritte, die vor jedem Datenaustausch einfach verworfen werden. Parameter ist als Vorschlag zu verstehen, um die Genauigkeit der FIRE-Berechnung unabhängig von AMESim zu steigern. Im Rahmen dieser Arbeit immer zu Null gesetzt.

– `FIRE executable`
  Name des in D.1 gebauten FIRE-Programms.

Parameter von FS006 für gesamte Berechnung

```
Exchange time, Start:   0.0014 s
Exchange time, End:     0.028 s
Exchange time, Offset:  0.001 s
Pressure offset at inlet at start: 66.282-47.0 bar
Time for pressure ramp at inlet:   0.0003 s
Flow rate offset at outlet at start: 0.199983-0.2 L/min
Time for flow rate ramp at outlet:   0.00001 s
Diameter at outlet (port 1): 1 mm
Diameter at inlet (port 2):  1 mm
Discontinuity tolerance, inlet:  50 %
Discontinuity tolerance, outlet: 50 %
FIRE executable:        drossel
```

Stationären Zustand in AMESim berechnen (bis $t_A = 0.001$ s $= \Delta t$)

- AMESim starten. AMESim-Sys-Datei laden.
- *Simulation run* wählen. Rechnung starten:

```
Start time                          0.0 s
Final time                          0.001 s
Communication intervall             0.00001 s
Maximum time step                   0.001 s
Tolerance                           1e-6
```

New run

`Tolerance` bestimmt Berechnungsgenauigkeit, kann zweckmäßigerweise auch schrittweise verkleinert werden. Mit `Start` und `End time` kann die Rechung angehalten und fortgesetzt werden, wenn statt *New run*

Continuation run

gewählt wird.

- Abspeichern der AMESim-Sys-Datei.

D.3 Gekoppelte Simulation

Die gekoppelte Simulation ist aus Sicht des FIRE-Programms deutlich schwieriger als ungekoppelte Berechnungen, da sich Berechnungsfehler unmittelbar in den Hydraulikkreislauf auswirken. Rückkopplungeffekte können zu divergierenden FIRE-Rechnungen führen, obwohl bei ungekoppelter Berchnung keine Probleme zu erkennen sind.

Berechnung in AMESim gekoppelt fortsetzen (von t_F = 0.0004 s *bis* 0.00112 s)

Die gekoppelte Simulation soll bis zum 3800. FIRE-Zeitschritt laufen. Beim 1800. Schritt (t_F = 0.00112 s, $t_A = t_F + \Delta t$ = 0.00112 s +0.001 s = 0.00212 s) soll die Simulation unterbrochen werden, z.B. um die Ergebnisse in AMESim vor einem kritischen Berechnungsteil abzuspeichern und bei Parametervariationen immer von diesem Zeitpunkt aus fortsetzen zu können.

FIRE

- TIM-FILE anpassen

```
6.0 LINES=6 ENDTIMESTEP DELTA T
     400    1.0000E-06
     420    9.0000E-07
     440    8.0000E-07
     460    7.0000E-07
     480    6.0000E-07
     3800   5.0000E-07
2.1 LINES=1 RESTART FLAG , REPEAT FLAG
       T    F         (Restart vom 400. Zeitschritt)
6.0 LINES=2 FLOW RESTART BACKUP OUTPUT
  END    FLO   RST   BCK*
  400    25    50    50  (Sicherstellen, daß im 1800.
  3800   100    50   400  Schritt ein Restart möglich ist)

4.0 LINES=2 USER BOUNDARY CONDITIONS
     400    20        (Option 21 für gekoppelte Berechn.
    3800    21         ab 400. Zeitschritt)
4.1 LINES=2 USER OUTPUT
     400    20
    3800    21
```

- Numerische Parameter in gekoppelter Rechnung nur langsam ändern, um keine numerischen Wellen in den Hydraulikkreislauf zu induzieren.

```
6.0 LINES=6 ENDTIMESTEP DELTA T
     400    1.0000E-06
     420    9.0000E-07
     440    8.0000E-07
     460    7.0000E-07
     480    6.0000E-07
     3800   5.0000E-07
6.0 LINES=3 UNDERRELAXATION FACTOR MOMENTUM
     1400     .6000
     1500     .7000
```

```
      3800     .6000
6.0 LINES=6 UNDERRELAXATION FACTOR PRESSURE
       400     .5000
       420     .6000
       440     .7000
       460     .8000
       480     .9000
      3800     1.0000
```

- Min. Iterationszahl darf nicht zu klein sein.
- Max. Iterationszahl darf auf *keinen* Fall erreicht werden. Diskontinuierliche Sprünge und Druckstöße sind die Folge.
  Abhilfe: Konvergenzkriterium höher setzen und Berechnungsungenauigkeiten in Kauf nehmen

AMESim

- AMESim starten

Zum Starten gekoppelter Rechnungen wird zweckmäßigerweise ein kleines Skript benutzt. Ein gekoppelter Start in AMESim ist nur *einmal* möglich; schlägt dieser fehl, muß AMESim beendet und erneut gestartet werden. Die Schwierigkeit besteht darin, über Standardinput dem innerhalb des FS006-Elements gestarteten FIRE-Programm den Namen des TIM-Files mitzuteilen. Beispiel für eine Startdatei:

```
cd ~/schmitt_drossel (Wechsel in FIRE-Verzeichnis)
cp drossel.rs0.bck drossel.rs0 (Restart-Files vor-)
cp drossel.rs1.bck drossel.rs1 (her gesichert     )
cp ~/AMESim/s_drossel/spulse.sys.bck (AMESim-Sys-File )
   ~/AMESim/s_drossel/spulse.sys     (auch gesichert  )
echo ~/schmitt_drossel /drossel.tim |
     ~/AMESim/AMESim > drossel.txt &
(drossel.tim an FIRE-Programm in FS006 weitergeben, Ausgabe
 von FIRE und AMESim in ASCII-Datei drossel.txt)
```

- Berechung gekoppelt fortsetzen

```
Start time                         0.001 s
Final time                         0.0021199 s
Communication intervall            1e-7 s
Maximum time step                  1e-7 s
Tolerance                          1e-10
```

Continuation run

Durch `Communication intervall` wird sichergestellt, daß in jedem FIRE-Zeitschritt (min. 5e-7 s) Daten mit FS006 abgeglichen werden (vgl. 4.3.2.4). Außerdem werden entsprechend dem `Communication intervall` Daten gespeichert. `Maximum time step` darf nicht größer als der kleinste FIRE-Zeitschritt sein, damit bei der Schrittweitensteuerung nicht einfach ein FIRE-Zeitschritt übersprungen wird.

Die Rechnung läuft ungekoppelt bis `Exchange time, Start` erreicht ist. Dann wird das FIRE-Programm gestartet, `drossel.tim` eingelesen und die Pipe zwischen FIRE und AMESim eingerichtet:

AMESim-FIRE-Ausgabe in `drossel.txt`

```
!AMESim: connecting

(Geometrieprüfung, Ergebnis unerheblich)
 %FIRE-I-USRBND, Inlet radius FIRE :   5.000000E-04   [m]
 %FIRE-I-USRBND, Inlet radius AMESim : 5.000000E-04   [m]
 %FIRE-I-USRBND, Outlet radius FIRE :  5.000000E-04   [m]
 %FIRE-I-USRBND, Outlet radius AMESim :5.000000E-04   [m]
 %FIRE-I-USRBND, connected.
```

Rechnung läuft gekoppelt bis zum 1800. Zeitschritt, dann bricht AMESim die Rechnung ab, da `Exchange time, End` erreicht ist ($t_A =$ 0.0021199 s).

Die Daten des 1800. Zeitschritts ($t_F =$ 0.00112 s) werden von FS006 von ($t_A =$ 0.0011195+0.001 s bis 0.001119999999+0.001 s verwendet. Um einen reibungsfreien Restart in AMESim zu gewährleisten, sollte der Abbruch exakt mit den letzten gespeicherten Daten erfolgen. Der Zeitpunkt der letzten Speicherung ist durch `Communication intervall` vorgegeben.
Abbrüche der gekoppelten Simulation durch das FIRE-Programm sind zwar möglich, aber die Daten des letzten FIRE-Zeitschritts werden nicht an AMESim weitergegeben. Bei einem Restart ist ein großer diskontinuierlicher Sprung der Strömungsgrößen meist nicht zu vermeiden.

- AMESim-Sys-Datei abspeichern.

Berechnung in AMESim gekoppelt abschließen (von t_F = 0.00112s bis 0.00212s)

- AMESim-Start wie zuvor durch Skript.
- Berechung gekoppelt abschließen

```
Start time                          0.0021199 s
Final time                          0.004 s
Communication intervall             1e-7 s
Maximum time step                   1e-7 s
Tolerance                           1e-10
```

Continuation run

Numerische Parameter Rechnung 5.1 und 5.2 - Hydraulikleitung

AMESim-Vergleichsrechnungen

Start time	0.0 s
Final time	0.05 s
Communication intervall	0.0001 s
Maximum time step	0.0001 s
Tolerance	1e-8
Mixed error test	

New run

Start time	0.05 s
Final time	0.07 s
Communication intervall	2e-6 s
Maximum time step	2e-6 s
Tolerance	1e-10
Mixed error test	

Continuation run

Gekoppelte AMESim-FIRE-Rechnungen

FS006

Exchange time, Start:	0.056 s
Exchange time, End:	0.07 s
Exchange time, Offset:	0.05 s

Start time	0.0 s
Final time	0.05 s
Communication intervall	0.0001 s
Maximum time step	0.0001 s
Tolerance	1e-8
Mixed error test	

New run

Start time	0.05 s
Final time	0.07 s
Communication intervall	5e-7 s
Maximum time step	5e-7 s
Tolerance	1e-10
Mixed error test	

Continuation run

Numerische Parameter Rechnung 6.4 und 6.5 - Schmittdrossel

AMESim-Vergleichsrechnung

Start time	0.0 s
Final time	0.05 s
Communication intervall	0.0001 s
Maximum time step	0.0001 s
Tolerance	1e-8
Mixed error test	

New run

Start time	0.05 s
Final time	0.0525 s
Communication intervall	1e-6 s
Maximum time step	1e-6 s
Tolerance	1e-12
Mixed error test	

Continuation run

Gekoppelte AMESim-FIRE-Rechnungen

FS006

Exchange time, Start:	0.0504 s
Exchange time, End:	0.0525 s
Exchange time, Offset:	0.05 s

Start time	0.0 s
Final time	0.05 s
Communication intervall	0.0001 s
Maximum time step	0.0001 s
Tolerance	1e-8
Mixed error test	

New run

Start time	0.05 s
Final time	0.0525 s
Communication intervall	1e-7 s
Maximum time step	1e-7 s
Tolerance	1e-12
Mixed error test	

Continuation run