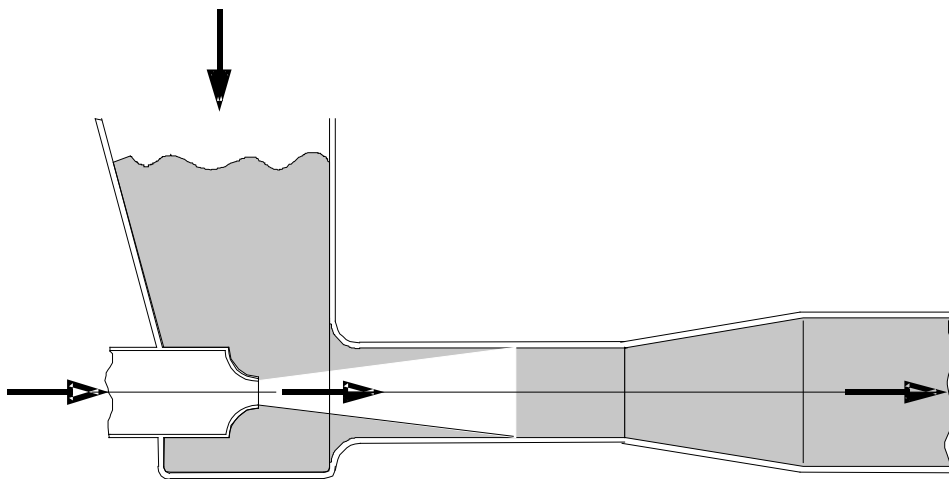


# Numerische Simulation von Gas-Gas- und Gas-Feststoffinjektoren

von

Mourad Girgis Lotfey



Karlsruhe 2002



# **Numerische Simulation von Gas-Gas- und Gas-Feststoffinjektoren**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktors der Ingenieurwissenschaften**

von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

**DISSERTATION**

von

Dipl.-Ing. Mourad Girgis Lotfey  
aus  
Siberbay, Tanta,  
Ägypten

Tag der mündlichen Prüfung:  
Hauptreferent:  
Korreferent:

19. Juli 2002  
Prof. Dr.-Ing. M. Weber  
Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. G. Ernst



In Christus liegen verborgen alle Schätze der Weisheit und der Erkenntnis. Kolosser 2, 3

Meiner Mutter Awatif Alkomos Michael  
und meinem Vater Girgis Loftey  
gewidmet.



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Fördertechnik, Abteilung Strömungsfördertechnik, der Universität Karlsruhe.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Manfred Weber, der es mir ermöglichte, diese Arbeit anzufertigen und durch seine wissenschaftliche Anleitung und konstruktive und vielfältige Unterstützung wesentlich zum Gelingen beigetragen hat.

Herrn Professor Dr.-Ing. Dr. h. c. Günter Ernst danke ich sehr herzlich für die Übernahme des Koreferats ebenso wie Herrn Professor Dr.-Ing. Martin Gabi, der freundlicherweise als Vorsitzender der Prüfungskommission zur Verfügung stand.

Gleichfalls bedanke ich mich bei meinen Kollegen Herrn Dr.-Ing. M. Yavuz Dedegil und Dr. -Ing., Dr.-Agr. Kurt Heppler sowie der Institutssekretärin Frau Josephine Thorn für die kollegiale Atmosphäre und ihre ständige Hilfsbereitschaft.

Herrn August Lehr bin ich für seine Mithilfe bei Aufbau und Betreuung der Versuchsanlage dankbar. Meinen Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten zu diesem Thema beigetragen haben, danke ich herzlich.

Nicht zuletzt möchte ich den Kolleginnen und Kollegen der Firma Fluent Deutschland für Ihre ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Besonders möchte ich Herrn Dr.-Ing. Albrecht Gill und Herrn Dipl.-Ing. Ralf Löffler für Ihre dankbare Unterstützung herzlich danken.

Schließlich möchte ich meiner Frau Angelika und meinen Kindern Samuel und Demiana für ihre vielseitige Unterstützung herzlich danken.

Karlsruhe, im August 2002

Mourad Girgis Lotfey





# Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Stand der Technik	4
2.1 Einphasige Injektoren	4
2.2 Feststoffinjektoren	7
2.3 Zielsetzung	10
3 Theoretische Grundlagen	11
3.1 Erhaltungssätze	11
3.2 Turbulente Strömungen	12
3.3 Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen	14
4 Experimentelle Untersuchungen	16
4.1 Experimentelle Untersuchung am einphasigen Injektor	16
4.1.1 Strömungsmessung mit der Prandtl-Sonde	19
4.1.2 Messergebnisse	21
4.1.2.1 Axiale Geschwindigkeitsverteilung	21
4.1.2.2 Statische Druckverteilung	24
4.2 Strömungsmessungen mit Hitzdrahtanemometer	
4.2.1 Der CTA-Betrieb	26
4.2.2 Theorie der Hitzdrahtmessung	26
4.2.3 Turbulenzgrad	27
4.2.4 Hitzdrahtmessergebnis	30
4.2.4.1 Geschwindigkeitsverteilung	30
4.2.4.2 Turbulenzgradverteilung	30
4.3 Experimentelle Untersuchung von Feststoffinjektoren	33
4.3.1 Versuchsanlage des Feststoffinjektors	
4.3.2 Messergebnisse zum Feststoffinjektor	35
	37
5 FEM-Berechnungen (FIDAP einphasig)	38
5.1 Rand- und Anfangsbedingungen der Simulation	
5.1.1 Eintrittsrandbedingungen	40
5.2 Physikalische Strömungsgrößen	42
5.3 Lösungsverfahren	42
5.3.1 Penalty Druck-Approximation	45
5.3.2 Mixed Druck-Approximation	46
5.3.3 Konvergenz- und Abbruchkriterium	47
5.3.4 Lösungsstabilisierung und Lösungsbeschleunigung	47
5.4 FEM-Simulationsergebnisse mit FIDAP	47
5.4.1 Geschwindigkeitsvektoren ( S40 )	48
5.4.2 Geschwindigkeitsverlauf (S40)	49
5.4.3 Druckverlauf (S40)	49
5.5 Turbulenter Mischungsbereich der Jet- und Sekundärströmung	51
5.5.1 Sekundärströmung (S40)	52
5.5.2 Turbulente kinetische Energie (k)	54
5.5.3 Dissipationsrate ( $\epsilon$ )	55

6.1 Der Preprozessor GAMBIT	57
6.2 Mathematisches Modelle in FLUENT	60
6.2.1 Turbulenzmodelle	60
6.2.2 Disperse-Partikel Modell	60
6.2.3 Kräftegleichgewicht an einem Partikel	61
6.2.4. Numerische Implimentierung des DPM	62
6.3 FVM-Simulationsergebnis mit FLUENT	64
6.3.1 Geschwindigkeitsverlauf (SB0)	64
6.3.2 Druckverlauf (SB0)	66
6.3.3 Turbulente Größen (SB0)	67
6.3.4 Geschwindigkeitsverlauf (SB0,92)	68
6.3.5 Druckverlauf (SB0,92)	70
6.3.6 Turbulenzverteilung (SB0,92)	71
6.3.7 Partikelbahnen (SB0,92)	73
7 Vergleich zwischen Simulation und Experiment	74
7.1 Vergleich FEM-Simulationen mit Messungen	74
7.2 Vergleich FVM-Simulationen mit Messungen	85
8. Zusammenfassung und Ausblick	88
9. Literaturverzeichnis	89
ANHANG	95

## Formelzeichen und Indizes

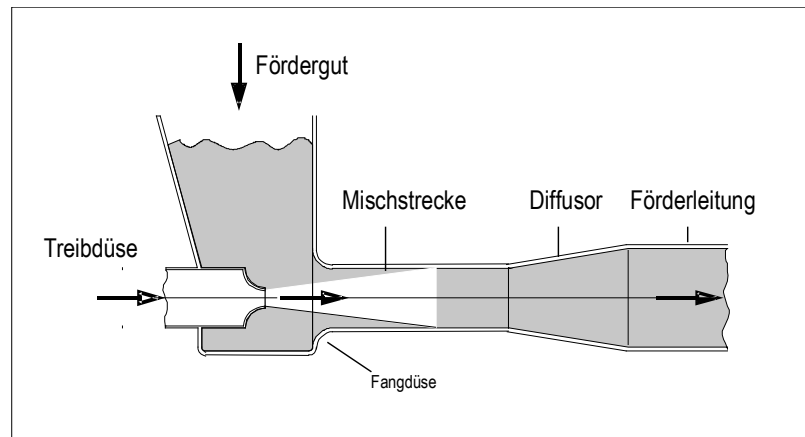
$c$	$\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$	absolute Strömungsgeschwindigkeit
$d$	[m]	Durchmesser
$C_A$		Auftriebsbeiwert
$C_W$		Widerstandsbeiwert
$c_p$	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}}\right]$	spezifische Wärme bei konst. Druck
$c_v$	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}}\right]$	spezifische Wärme bei konst. Volumen
$e$		spezifische innere Energie
$f$		Flächenverhältnis
$g$	$\left[\frac{\text{m}}{\text{s}^2}\right]$	Erdbeschleunigung
$h$	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg}}\right]$	spezifische Enthalpie
$h$	[W/m <sup>2</sup> K]	Wärmeübertragungskoeffizient
$h_{tot}$	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg}}\right]$	Totalenthalpie
$l$	[m]	Länge
$m$		Mengenverhältnis
$q$	$\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right]$	dynamischer Druck
$p$	$\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right]$	statischer Druck
$t$	[s]	Zeit
$u, v, w$	[m/s]	Geschwindigkeit
$x, y, z$	$\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right]$	räumliche Koordinaten
$A$	[m <sup>2</sup> ]	Fläche
$f$		Flächenverhältnis

$F$	[N]	Kraft
$F_A$	[N]	Auftriebskraft
$F_W$	[N]	Widerstandskraft
$I$	[Amp]	Heizstrom
$l$	[m]	Länge
$M$	$\left[ \frac{\text{kJ}}{\text{kmol}\cdot\text{K}} \right]$	Molmasse
Ma		Machzahl
$Q$	$\left[ \frac{\text{m}^3}{\text{h}} \right]$	Volumenstrom
$\dot{Q}$	$\left[ \frac{\text{Nm}}{\text{s}} \right]$	Wärmestrom
$\bar{R}$	$\left[ \frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}} \right]$	Gaskonstante
$R$	[m]	Radius
$R_w$	[ $\Omega$ ]	Gesamtwiderstand
Re		Reynoldszahl
$T$	[K]	Temperatur
$T_u$		Turbulenzgrad
$U$	[V]	Spannung
$U_{TS}$	[m/s]	Treibstrahlgeschwindigkeit
$\eta$		Wirkungsgrad
$\mu$	[Pa s]	dynamische Viskosität
$\nu$	$\left[ \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right]$	kinematische Viskosität
$\rho$	$\left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$	Dichte
$\Phi$		mechanische oder viskose Dissipationsfunktion

## 1 Einleitung

Injektoren sind Strömungsapparate, mit denen Flüssigkeiten und Gase oder auch rieselfähige Feststoffe mittels eines Treibstrahls angesaugt, gemischt und beschleunigt werden.

Das Konstruktionsprinzip des Injektors ist einfach und enthält *Eingabevorrichtung, Treibdüse, Fangdüse, Mischstrecke und Diffusor* (Bild 1-1).



**Bild 1-1 Feststoffinjektor**

Je nach Anwendungszweck werden Injektoren in unterschiedlichen geometrischen Varianten gebaut. Die Gestaltung von Eingabevorrichtung, Treibdüse und Fangdüse kann nach Bedarf angepasst werden.

Die Mischstrecke z.B. kann ein Kreisrohr oder Viereckkanal sein. Der Querschnitt der Mischstrecke kann konstant (Rohr), konvergent-divergent (Laval-Düse) oder divergent (Diffusor) sein.

Der Treibstrahl kann eine zentrale oder ringspaltförmige Düse sein.

Der Strömungszustand kann kompressibel oder inkompressibel, ein- oder zweiphasig sein. Die Treib- und die Sekundärstrahlen können gleichartige oder unterschiedliche Fluide sein (Flüssigkeit, Gas oder Dampf). Der Sekundärstrahl kann mit Feststoffteilchen (Pulver, Sand, Schlamm o.ä.) beladen sein.

Je nach Aufgabenstellung oder Strömungsmedium (einphasig oder zweiphasig) werden verschiedene Bezeichnungen verwendet.

Z.B. spricht man von Ejektor, wenn Absaugung erwünscht ist, oder Injektor, wenn die Einspeisung eines Gemischstroms in ein System angestrebt wird. Benennungen wie Strahlgebläse, Strahlverdichter, „Venturi Educator“ oder Jetpump sind ebenfalls gebräuchlich.

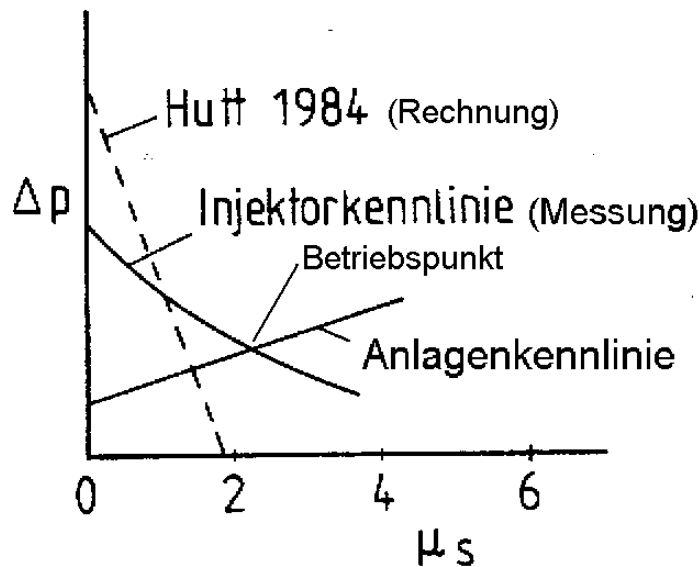
Das Arbeitsprinzip des Injektors besteht darin, dass ein Fluid von hoher Geschwindigkeit des Primär- oder Treibstrahles in ein Rohr oder eine Kammer strahlt, Impuls an den Sekundärstrom abgibt und ihn in Strömungsrichtung beschleunigt.

Dabei vermischen sich beide Teilströme in der Mischstrecke. Das Gemisch durchströmt den angeschlossenen Diffusor, wobei überschüssige kinetische Energie des Gemisches in Druckenergie umgewandelt wird.

Durch einen Feststoffinjektor wird Feststoff zur pneumatischen Förderung mit dem notwendigen Druckniveau in die Förderleitung eingespeist, um den Druckverlust der Förderung zu überwinden.

Der Druckaufbau des Injektors aus dem Treibstrahl, aufgetragen über der Beladung oder auch dem geförderten Massenstrom, ergibt eine Betriebskennlinie. Ihr Schnittpunkt mit der Anlagenkennlinie der pneumatischen Förderleitung stellt den Betriebspunkt der Förderanlage dar.

Schlag [49] hat eine Methode entwickelt, womit die Kennlinie des Injektors berechnet werden kann. In Bild 1-2 ist ein Beispiel dargestellt.



**Bild 1-2 Injektorkennlinie - Betriebspunkt**

Wegen ihrer einfachen, kompakten und robusten Betriebs- und Bauweise und vor allem aufgrund des Fehlens von beweglichen Bauteilen, der wirtschaftlichen Bauweise, einfacher Wartung, Verfügbarkeit und des zuverlässigen Dauerbetriebs sind Injektoren in fast allen Bereichen der Technik vertreten.

Nicht zuletzt zeichnen sich Injektoren durch einen geringen Aufwand an Mess- und Regeltechnik aus.

Injektoren werden insbesondere in der Förder-, Energie- und Verfahrenstechnik zur Durchführung vielfältiger Aufgaben eingesetzt, bei denen die sonst gebräuchlichen Aufgabevorrichtungen ungeeignet sind, z.B. in pneumatischen und hydraulischen Förderanlagen als Feststoffschleuse und zur Förderung von Feststoff-Wasser-Gemischen, Schlamm, Erdöl und aggressiven Chemikalien, Sauerstoff-Begasung von Abwasser, Absaugen heißer Verbrennungsgase; auch

in der Rauchgasrückführung in der Hütten- und Kesselindustrie haben sie ihren festen Platz.

Ferner finden sie beim Otto-Motor als Fallstromvergaser und in Überschallbereichen, z.B. in Flugtriebwerken, Anwendung.

Bei der pneumatischen Förderung werden verschiedene Schüttgüter wie feiner Sand, Kohlepulver, Getreide, Heu, Stroh, Papierstreifen, Fasern oder sogar Strohballen eingeschleust.

Auf Grund ihrer erwünschten betriebstechnischen Vorteile und vielfältigen Einsetzbarkeit werden Injektoren immer häufiger verwendet.

Diese Vorteile werden für wichtiger angesehen als der niedrige Wirkungsgrad (ca. 25%), der damit verbundene hohe Energieaufwand und die Schwierigkeit, die Geometrie richtig zu dimensionieren. Der Wirkungsgrad vermittelt eine Aussage über die Umsetzung des Treibstrahlimpulses in statischen Druck.

Um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen, müssen viele physikalische und geometrische Auslegungsparameter berücksichtigt werden: die geometrische Zuordnung und Gestalt von Treibdüse, Mischstrecke und Diffusor zusammen mit den Eigenschaften des Fördergutes, Beladung und Betriebsdruck.

Die Empfindlichkeit gegen Betriebsschwankungen bedarf der Sorgfalt beim Betrieb des Injektors.

Hier muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass die Leistungsfähigkeit des Injektors begrenzt ist, weil die kinetische Energie des Treibstrahls nur zu einem bescheidenen Anteil wieder in Druck umgewandelt werden kann. Da die pneumatische Förderung jedoch erhebliche Druckverluste wegen des Feststoffes überwinden muss, kann ein Injektor als Feststoffschleuse ohne zusätzliche Hilfe (Zellenrad oder künstlich aufgebrachtes Druckniveau) nur für geringe Förderleistungen eingesetzt werden, d.h. nur für geringe Beladungen und relativ kurze Förderstrecken.

Auch der erhöhte Verschleiß durch die hohe Geschwindigkeit des Treibstrahles sollte beachtet und bei der Konstruktion sowie Wahl der Werkstoffe berücksichtigt werden. Deshalb sollte ein Feststoffinjektor optimal ausgelegt werden.

## 2 Stand der Technik

Das Grundprinzip des Injektors wurde von Vitruv und Philibert de Lorme (1570) erkannt und ist seitdem zunehmend im Einsatz. Bereits ca. 1820 wurden Injektoren zur Rauchgasabführung in den Lokomotiven von Stephenson eingebaut. Eine der ersten Veröffentlichungen zu diesem Thema stammt von Rosenkranz [46], der eine allgemeine Zusammenfassung über die bis 1872 bekannten einphasigen Injektoren, die hauptsächlich in der Feuerungstechnik zum Einsatz kamen, veröffentlichte. Die Ausführungen zeigen verschiedene Varianten (Bild 2-1).

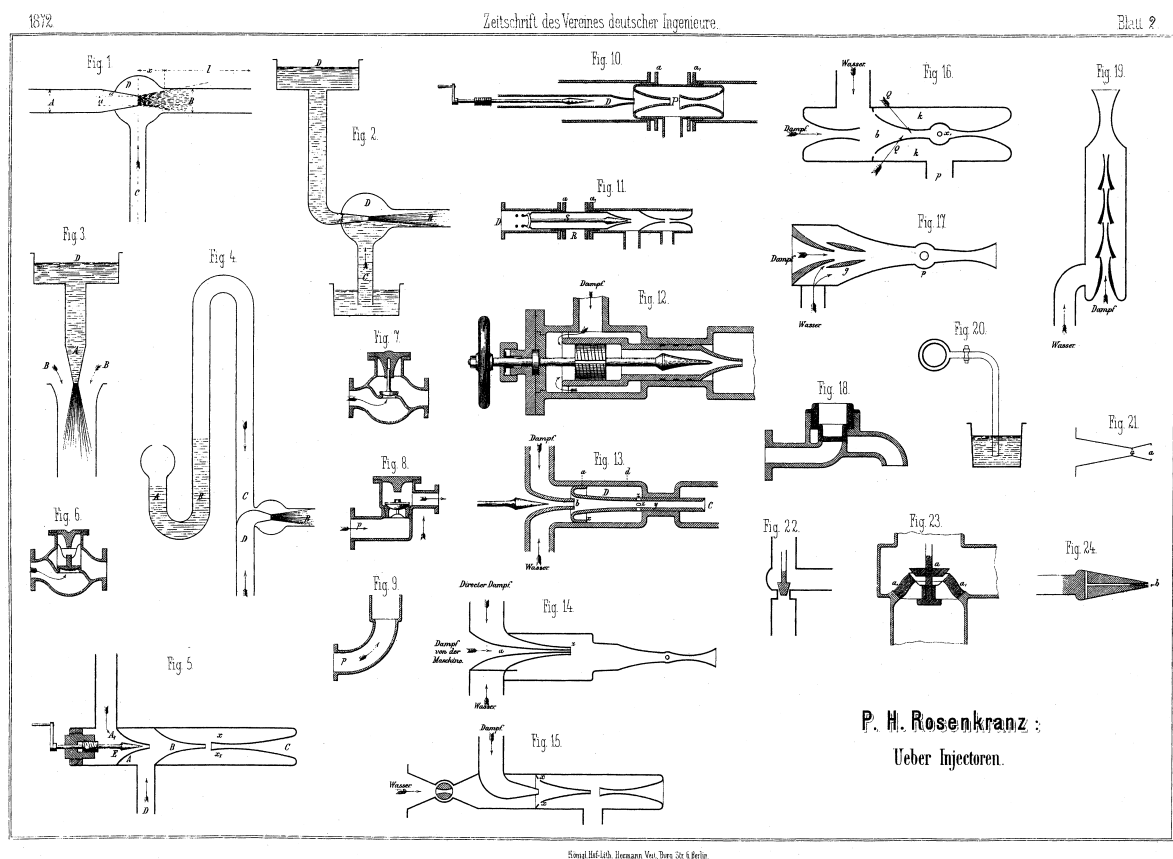


Bild 2-1 Injektorkonfigurationen nach Rosenkranz [46]

### 2.1 Einphasige Injektoren

Die Strömungsverhältnisse und das Betriebsverhalten der einphasigen Injektoren wurden von vielen Forschern intensiv untersucht. Einer der ersten, der sich mit der theoretischen Auslegung befasst hat, ist Gustav Flügel (1939) [14]. Er hat für einphasige Injektoren die Erhaltungssätze für kompressible und inkompressible Strömungen aufgestellt und mit Hilfe des Prandtl'schen Turbulenzgesetzes den Druckanstieg und die Geschwindigkeit entlang des Injektors berechnen können. Die Geschwindigkeiten werden über die



Eintrittsflächen als konstant angenommen. In weiteren Veröffentlichungen hat er einphasige Injektoren untersucht [15], [16].

Jung, R. [26], [27], hat theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Er ist von einem Block-Geschwindigkeitsprofil am Eintritt und verschiedenen Verlustbeiwerten für die Treibdüse, den Mischprozess und den Diffusor ausgegangen.

Vogel [58], [59], [60], [61], [62], hat eine Reihe von Untersuchungen an Flüssigkeitsinjektoren unter der Berücksichtigung der Betriebskennzahlen Liefer-, Schlepp-, Treib- und Kavitationsziffer unternommen.

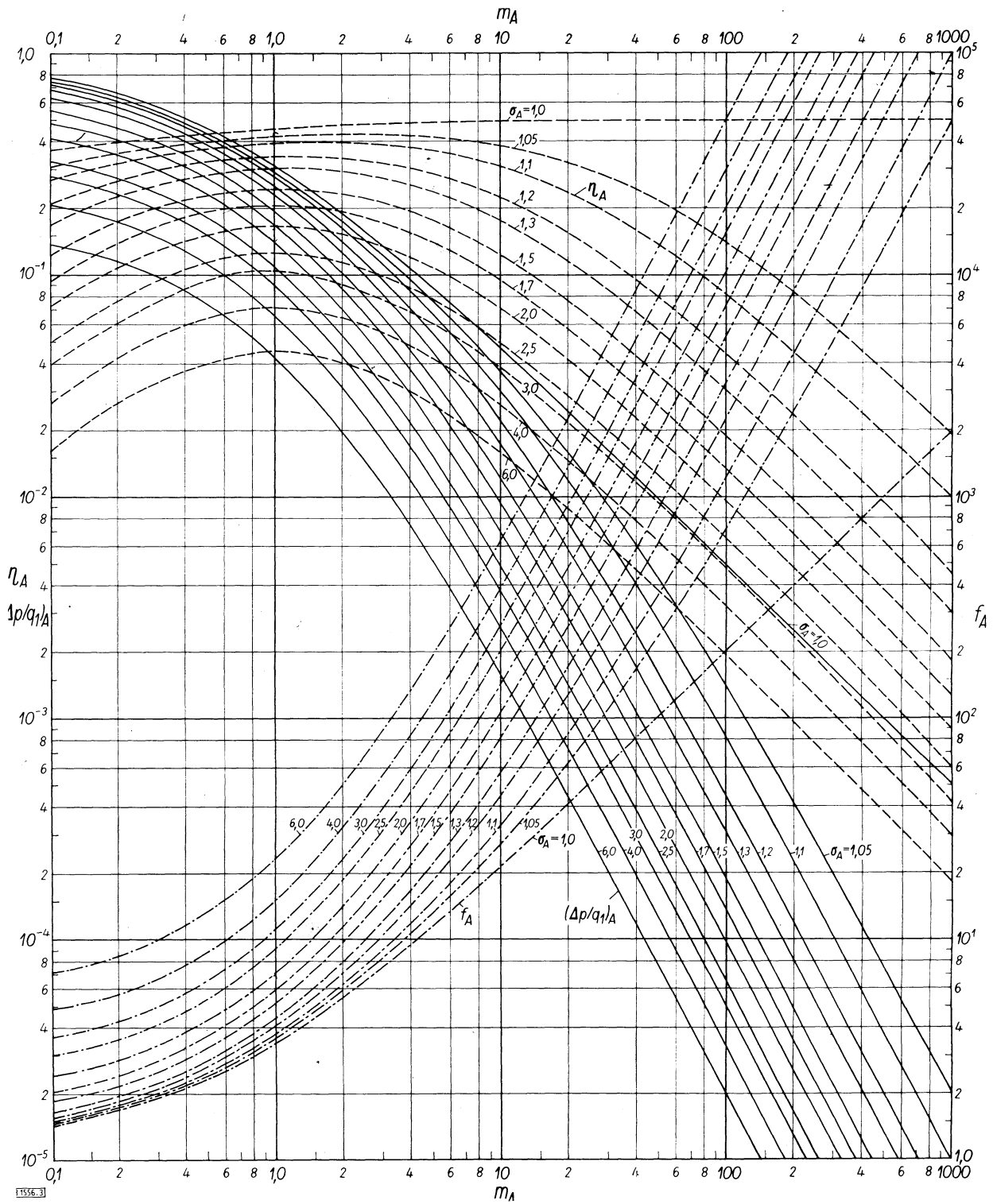
Mikhael [36] hat die Ausbreitung des Treibstrahls in einem zylindrischen Rohr untersucht und eine Theorie für die Ausbreitung des Treibstrahls auf der Basis der Erhaltungssätze und eines sinusförmigen Geschwindigkeitsprofils aufgestellt.

Bauer [2] hat einen Injektor für Überschallströmungen studiert und stellt ein Optimierungsdiagramm vor.

Eine klassische Arbeit wurde von Blenke et. al. [5] veröffentlicht. Er hat den Impulssatz auf den Injektor angewandt, für das inkompressible Medium eine analytische Optimierung durchgeführt und in einem allgemeingültigen Diagramm zur optimalen Auslegung von Injektoren dargestellt (s. Bild 2.2).

Henzler [24] hat einen Überblick über die bisher erschienenen Veröffentlichungen zu einphasigen Injektoren gegeben.

Bei den theoretischen Untersuchungen von einphasigen Injektoren ist zu unterscheiden zwischen inkompressiblen, schwach kompressiblen und Überschall-Injektoren. Die Strömungsregime unterscheiden sich besonders bei Überschall- und Dampf-Injektoren, bei denen die Kompressibilitätseffekte und Wärmeübergänge (z. B. durch Kondensation oder Verdampfung) eine Rolle spielen.



**Bild 2-2 Diagramm zur optimalen Auslegung von Injektoren nach Blenke [5]**

- $\Delta p/q_1$  Druckzahl Druckgewinn / Treibstrahlstaudruck
- $\eta$  Wirkungsgrad
- $m$  Mengenverhältnis Fördermenge / Treibmenge
- $\sigma$  Verlustbeiwert
- $\Gamma$  Dichteverhältnis Treibmedium / Sekundärmedium
- $f$  Flächenverhältnis Mischstrecke / Treibdüse

## 2.2 Feststoffinjektoren

Feststoffinjektoren wurden erstmals von Denker (1928) zur Förderung von Heu und Stroh untersucht. Sie werden vorwiegend für kurze Förderstrecken, niedrige Druckdifferenzen und niedrige Beladungen eingesetzt.

Feststoffinjektoren sind erst relativ spät intensiver behandelt worden. Wesentliche analytische Methoden zur Berechnung stammen von Buhrke [9], Weber [67], Bohnet und Wagenknecht [7], Leschonski [32] und Muschelknautz [37].

Buhrke [9] hat eine analytische Methode für die Auslegung von Feststoffinjektoren unter der Annahme inkompressibler Strömung und ohne Luft- oder Feststoffreibung angewandt. Weber [68] erweiterte diese analytische Methode und berücksichtigte die mit dem Feststoff angesaugte Luft (Falschluff).

Beide Autoren bieten Hilfsdiagramme mit verschiedenen Parametern für die Dimensionierung und Optimierung von Feststoffinjektoren.

Im Gegensatz zu Buhrke lässt Weber heterogenes Luft-Feststoff-Gemisch zu; d.h. die Feststoffgeschwindigkeit ist - der Realität entsprechend - kleiner als die Luftgeschwindigkeit ( $v_s/v_l < 1$ ) angesetzt.

Bohnet und Wagenknecht [7] unterteilen den Feststoffinjektor in vier Gebiete. Die analytische Lösung wird durch die Beschreibung der Strömung innerhalb jeder der vier Gebiete mittels gemittelter dimensionsloser Größen ermittelt.

Bohnet und Teifke [6] haben die Finite-Differenz-Methode unter Modellierung der Treibstrahlausbreitung angewandt.

Menzel hat eine analytische Methode mit Hilfe adiabatischer zweiphasiger Strömung entwickelt. Die Gleichungen der kompressiblen adiabatischen Strömung wurden angewandt mit der Annahme, dass die Geschwindigkeit des Treibstrahls die Schallgeschwindigkeit erreicht. Die Feststoffmodellierung wurde von Bohnet und Barth übernommen. Diese Methode wurde mit dem LDA-Experiment (Laser Doppler Anemometer) von Leschonski et. al. [31], [32] und [33] verglichen.

Hutt [25] hat Feststoffinjektoren intensiv analytisch und experimentell untersucht. Er hat verschiedene Variationen von Betriebsparametern untersucht und die Betriebskennlinie von Injektoren errechnet.

Leschonski und Kmiec haben in den letzten Jahren numerische Untersuchungen für Feststoffinjektoren durchgeführt [32].

Die Differentialgleichungen des Feststoffs und Fluids wurden mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode gelöst.

Bei den vorangegangenen analytischen Berechnungen werden oft Annahmen getroffen, um den Rechenaufwand zu reduzieren oder die mathematische Behandlung überhaupt zu ermöglichen.

Der Einfluss der Kompressibilität des Fluids, der Reibung des Förderguts (mit der Luft, der Wand oder zwischen den Feststoffpartikeln), der interaktiv aerodynamischen und mechanischen Wechselwirkung zwischen den Partikeln bzw. der Wand bereiten erhebliche Rechenschwierigkeiten. Diese Effekte

werden anhand eines Beiwerts berücksichtigt und experimentell bestimmt. Ein Beispiel dafür ist der Druckverlust in der Mischstrecke oder im Diffusor. Die Wirkung der Auftriebs- und Gravitationskraft trägt zur Komplexität des Vorgangs bei.

Falschluff, die mit dem Feststoff eingesaugt wird, wird der Einfachheit halber oft vernachlässigt. Die Kompressibilität des Treibmediums wird bei kleiner Machzahl vernachlässigt. Bei hoher Beladung feiner Feststoffe ist die Kompressibilität aufgrund der niedrigeren lokalen Schallgeschwindigkeit des Gemisches nicht mehr zu vernachlässigen.

Die Partikelgrößenverteilung, Oberflächenbeschaffenheit, Partikelfestigkeit und Geometrie der Feststoffpartikel kann bei der Anwendung der bisherigen analytischen Rechenverfahren nicht berücksichtigt werden. Chemische oder physikalische Änderungen des Feststoffs, wie es in einem chemischen Reaktor der Fall ist, erfordern erhöhten Rechenaufwand.

Eine Auslegung unter diesen schwierigen und komplexen Bedingungen kann nur unter starken Vereinfachungen durchgeführt werden. Häufig werden unter anderem folgende Vereinfachungen getroffen:

#### A - Strömungstechnische Annahmen:

- inkompressible Strömung
- Fördergut ohne Sekundärluft  
(Falschluff, Injektor an der Leistungsgrenze)
- konstante Geschwindigkeiten und Druck über dem gesamten Querschnitt
- vollkommene Vermischung am Austritt aus der Mischstrecke
- Feststoffgeschwindigkeit am Austritt aus der Mischstrecke ist der Luftgeschwindigkeit gleich (homogenes Gemisch)
- keine Rezirkulationsgebiete oder kein Drall im Strömungsgebiet
- Unterschallgeschwindigkeit (für reine Luft oder Gemisch)
- reibungsfreie Strömung
- homogene Strömung mit konstanter Dichte

#### B – Annahmen für das Fördergut:

- monodisperses, kugelförmiges und homogenes Fördergut
- keine kinematische oder aerodynamische Wechselwirkung zwischen den einzelnen Partikeln (keine Erscheinungen wie Stoß, Reibung sowie kein Nachlauf, gegenseitige Anziehungskräfte, Koagulation...)
- keine Wandstöße oder Ablagerungen
- keine Wandreibung
- keine Wirkung der Schwerkraft (Entmischung)
- Perfekte elastische Stöße an der Wand (Stoßziffer=1)

Im Injektor treten verschiedene Strömungsregime auf. Nach der Treibdüse findet eine plötzliche Erweiterung in Form eines Carnot Diffusors statt; der Vorgang in der Aufgabenvorrichtung ähnelt dem Fließen einer Schüttung. Die Strömung in der Mischstrecke ist einem starken Vermischen zweier Strahlen in einem Rohr ausgesetzt. Die Vermischung zweier Fluidstrahlen oder eines

Fluidstrahls mit einem mit Partikeln beladenen Strahl kann noch in charakteristische Untergebiete unterteilt werden: Vermischungszone, Übergangszone und Ähnlichkeitszone. Nach der Mischstrecke wird in der Regel ein Diffusor angeschlossen, in dem eine Diffusorströmung stattfindet. Bei einphasiger Strömung tritt die Strömung mit ziemlich homogener Geschwindigkeit in den Diffusor ein. Wenn Feststoff mitgefördert wird, gibt es einen Schlupf zwischen Feststoff und Luft; d.h. Luft und Feststoff strömen unterschiedlich schnell (heterogenes Gemisch).

Feststoffinjektoren stellen für die numerische Lösung zweiphasiger Strömungen eine immer noch große Herausforderung dar.

Die mathematische Beschreibung einer großen Anzahl von Partikeln (mit sechs Freiheitsgraden) und ihre kinematische und aerodynamische Wechselwirkung (mit der Hauptströmung, Berandung und anderen Partikeln) erzeugen eine Vielzahl gekoppelter Gleichungen, die simultan und instationär gelöst werden müssen.

Die numerischen Methoden zur Lösung partieller Differentialgleichungen nehmen aufgrund der stetig wachsenden Rechnerentwicklung an Bedeutung zu. Eine Reihe von kommerziellen Computercodes ist zur Lösung der Erhaltungssätze der Strömungsmechanik (Navier-Stokes'sche Gleichungen) vorhanden und ermöglicht es, verschiedenste Strömungsregime für komplizierte Geometrien und Wechselwirkungen mit hoher Auflösung wirtschaftlich zu simulieren.

Lösungsmethoden wie die **Finite-Elemente-Methode (FEM)** und die **Finite-Volumen-Methode (FVM)** sind verbreitet und haben den Vorteil, dass das Rechenetz besser an die Geometrie angepasst werden kann. Randbedingungen können somit genau definiert werden.

Die Durchführung von Parameterstudien von verschiedenen Strömungseinflüssen kann einfacher durchgeführt werden. Am Rechenzentrum der Universität Karlsruhe sind Fidap (FEM) und Fluent (FVM) auf dem Hochleistungs-Parallel-Rechner IBM-SP installiert. Für die Simulation zweiphasiger Strömungen ist diese Ausstattung von großer Bedeutung. An die Stelle der aufwändigen Programmentwicklung tritt die Möglichkeit einer wirtschaftlicheren Anpassung vorhandener strömungstechnischer kommerzieller Programmpakete (wie FEM) an Strömungsvorgänge, wie sie in Injektoren vorliegen.

Dadurch findet eine stärkere Konzentration auf die physikalische Bestimmung der Rand- und Anfangsbedingungen und Aussagekraft der Ergebnisse und Ihrer Interpretation statt.

Die numerische Simulation von Feststoffinjektoren hat viele Vorteile, die bisher nicht ausgeschöpft worden sind.

Viele physikalische Prozesse können voll berücksichtigt werden; z.B. werden die Wandreibung mit Luft und Feststoff, reale oder realnahe Geschwindigkeitsprofile, der Druck am Einlass und Auslass und Diffusorwirkungsgrade implizit gerechnet. Die genaue Bestimmung der Randbedingungen und der Beladung ist möglich.

Damit lässt sich eine genauere Aussage über das Betriebsverhalten machen. Die Wechselwirkung zwischen den Untergebieten ist gewährleistet; eine volle aerodynamische und kinematische Koppelung zwischen Treibstrahl,

Mischstrecke und Diffusor ist garantiert. Damit sind die Prozesse realitätsnah wiedergegeben.

Viele Messparameter, die nicht messbar oder ungenau mit hohem Aufwand verbunden sind, lassen sich einfach durch die Simulation simultan im ganzen Strömungsgebiet darstellen. Damit ist es z.B. möglich, die Partikelverweilzeit und Geschwindigkeit entlang der Flugbahn darzustellen.

Durch numerische Simulationen ist es möglich, neue Modelle zu implementieren, zu testen und mit dem Experiment zu verifizieren.

Die numerischen Verfahren bei der Auslegung und Optimierung strömungstechnischer Anlagen werden zunehmend angewandt werden. Die Vorteile der numerischen Rechenverfahren werden derzeit vor allem darin gesehen, dass diese kostengünstig und schnell helfen können, den experimentellen Aufwand zu reduzieren und Detailinformationen für das Strömungsfeld zu liefern. Jedoch ist nicht zu erwarten, dass experimentelle Untersuchungen vollkommen ersetzt werden können.

### **2.3 Zielsetzung**

Ziel dieser Arbeit ist die praxisnahe Simulation von Einphasen- und Feststoffinjektoren mit Hilfe kommerzieller Strömungssimulations-Software, wie der FEM-Methode (FIDAP) oder der FVM-Methode (Fluent). Damit können durch die gewonnenen Daten Detailkenntnisse und ein besseres Verständnis für diese Apparate gewonnen werden.

Die Simulation soll unter Berücksichtigung numerischer Parameter und geeigneter Modelle erfolgen; z.B. die Auswahl der Elementform, Netzkonsistenz, Wahl der Randbedingungen, Turbulenzmodelle und Partikelmodellierung. Hinzu kommt eine Reihe numerischer Experimente, um das Simulationsverhalten zu verbessern und somit die Lösungsqualität zu erhöhen.

Die Verwendung der numerischen Strömungsrechenverfahren FEM und FVM erlaubt die dreidimensionale Simulation von Strömungen. Damit können Randbedingungen entlang komplizierter Geometrien genauer beschrieben werden. Somit ist es möglich, auch kompliziertere Strömungsgebiete genauer zu berechnen.

Um realitätsnahe Randbedingungen zu gewinnen, wird eine automatisierte computergesteuerte einphasige Jet-Versuchsanlage verwendet. Mit ihrer Hilfe können zahlreiche Messungen von Strömungsgeschwindigkeit, Druck und Turbulenzgrad in einer Mischstrecke erfasst werden.

Diese wichtigen Strömungsgrößen sollen als Randbedingungen für die numerische Simulation eingesetzt werden.

Anhand dieser Messungen werden die Simulationsergebnisse auf Übereinstimmung und Anwendbarkeit auf die Berechnung von Injektoren geprüft.

Für Gas-Feststoffinjektoren werden Messungen aus einer früheren Arbeit des Instituts herangezogen.

### 3 Theoretische Grundlagen

Im folgenden werden die Erhaltungssätze für Masse, Impuls (Navier-Stokes-Gleichungen) und Energie dargestellt. Dieses Differential-Gleichungssystem bildet die Grundlage für die Beschreibung des physikalischen Verhaltens eines Fluids.

Die Navier-Stokes-Gleichungen können in integraler oder differentiale Form behandelt werden. Für ihre Lösung bedarf es minimaler mathematischer Voraussetzungen. Die differentiale Form hingegen soll eine stetige und differenzierbare Funktion im ganzen Strömungsgebiet aufweisen.

Äußere Massenkräfte wie Gravitation, elektrische und magnetische Feldkräfte können berücksichtigt sowie Quellterme hinzugefügt werden.

#### 3.1 Erhaltungssätze

##### Massenerhaltungssatz (Kontinuitätsgleichung)

Die Kontinuitätsgleichung für ein einphasiges Fluid in differenzialer Form ist

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (3.1)$$

Für eine stationäre und inkompressible Strömung lautet Gleichung 3.1:

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (3.2a)$$

oder

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.2b)$$

##### Impuls-Erhaltungssatz (Navier-Stokes-Gleichungen (NS))

Die Navier-Stokes-Gleichungen sind die differentiellen Gleichungen zur Beschreibung des Erhalts des Impulses. Sie werden aus dem Gleichgewicht der auf ein Volumenelement wirkenden Trägheits-, Oberflächen- und Massenkräfte für Newtonsche, isotrope und barotrope Fluide in einem inertialen körperfesten (Eulerschen) Koordinatensystem gewonnen.

Die allgemeine Form in vektorieller Schreibweise lautet:

$$\rho \left[ \frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla) V \right] = -\nabla P + F - \nabla \times [\mu (\nabla \times V)] + \nabla \left[ \left( \zeta + \frac{4}{3} \mu \right) \nabla \cdot V \right] \quad (3.3)$$

oder detaillierter:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} + F_x + \frac{\partial}{\partial x} \left[ 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \nabla \cdot V \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \quad (3.4c)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial y} + F_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[ 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \nabla \cdot V \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \quad (3.4a)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + F_z + \frac{\partial}{\partial z} \left[ 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \nabla \cdot V \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (3.4b)$$

Diese Gleichungen bilden ein geschlossenes, nicht lineares und gekoppeltes, partielles Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung mit nicht konstanten Koeffizienten.

Bei Nichtlinearität versagt das Superpositionsprinzip (s. F. M. White [71]).

### Energiegleichung

Die Energiegleichung in ihrer allgemeinen Form lautet:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \Phi + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) - \nabla \cdot q_r = \rho \frac{De}{Dt} + P \nabla \cdot V \quad (3.5)$$

Die **Zustandsgleichung** für ideales Gas lautet:

$$p = \rho \frac{\overline{R}}{M} T \quad (3.6)$$

## 3.2 Turbulente Strömungen

Der Strömungszustand einer Strömung kann laminar oder turbulent sein.

Laminare Strömungen:

- sind stabil, geordnet und mathematisch beschreibbar
- die Strömungsschichten verlaufen parallel und stabil
- können ein-, zwei- oder dreidimensional sein
- treten unterhalb einer bestimmten (kritischen) Reynolds-Zahl auf

Turbulente Strömungen treten in der Regel häufig auf. Zur Charakterisierung von Strömungen wird die Reynolds-Zahl (Re) benutzt. Über eine bestimmte Re hinaus werden die Störungen nicht gedämpft und die Strömung wird turbulent.



Zusammenfassend sind turbulente Strömungen:

- stochastisch und dreidimensional
- Mischungintensiv und diffusiv
- wirbelbehaftet und hoch dissipativ (die kinetische Energie wird durch die Viskosität an den kleinen Wirbeln in Enthalpie umgewandelt; Energiekaskade)
- unregelmäßig (außer bei Strömungen mit kohärenten Strukturen)
- drehbehaftet (kontinuierliche Verteilung der Wirbelgrößenordnung)
- selbst vervielfachend (wenn kinetische Energie vorhanden ist)
- mit breiter Längen- und Zeitskala behaftet
- treten oberhalb einer bestimmten (kritischen) Reynolds-Zahl auf

Da die mathematisch exakte Beschreibung turbulenter Strömungen nicht möglich ist (nicht vorhersagbar), ist eine statistische Beschreibung angebracht.

O. Reynolds hat die Momentangeschwindigkeit in einen zeitlichen Mittelwert  $\bar{u}$  und Schwankungswert  $u'(t)$  zerlegt:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (3.7)$$

Wenn man diese Formulierung in die Navier-Stokes-Gleichungen einsetzt, erhält man das zeitlich-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungssystem (**RANS**) in der Form:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 U - \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (3.8a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla^2 V - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (3.8b)$$

und

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla^2 W - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \quad (3.8c)$$

Da die Korrelationen  $(\overline{u_i v_j})_{1,2,3}$ , der sogenannte ‚Reynold'sche Spannungstensor‘, in den Gleichungen auftauchen, sind die Navier-Stokes-Gleichungen nicht mehr geschlossen lösbar. Für diese zusätzlich auftretenden unbekannt Korrelationen müssen weitere Bestimmungsgleichungen aufgestellt werden. Da diese Korrelationen mathematisch nicht beschreibbar sind, werden Modellapproximationen (Turbulenzmodelle) formuliert, um die Schließung der Gleichungen zu ermöglichen ohne die turbulenten Strukturen auflösen zu müssen.

Diese Modelle werden nicht durch die Anwendung von Erhaltungssätzen gewonnen und verlieren daher an Allgemeingültigkeit.

Für jedes Strömungsregime gibt es ein geeignetes Turbulenzmodell mit unterschiedlicher Anzahl von Konstanten, die aus experimentellen Untersuchungen ermittelt werden.

Die Kunst der erfolgreichen Turbulenzmodellierung liegt darin, ein Turbulenzmodell mit möglichst wenig Konstanten zu finden, das auf viele Strömungen wirtschaftlich anwendbar ist.

### **3.3 Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen**

Eine exakte analytische Lösung für das Navier-Stokes-Gleichungssystem, Erhaltung der Masse, Impulse, Energie, Ladung usw., ist nicht vorhanden. Solche analytische (exakte) Lösungen sind nur für einfache Strömungen mathematisch möglich. Sie sind von akademischem Charakter und zur Beurteilung von numerischen Verfahren von Interesse.

Für praktische, ingenieurtechnische Strömungsprobleme wird das Navier-Stokes-Gleichungssystem mit Hilfe von numerisch iterativen Methoden näherungsweise für ein diskretisiertes Strömungsgebiet gelöst.

Die numerische Behandlung von Differentialgleichungen im allgemeinen und das Navier-Stokes-Gleichungssystem insbesondere hat in den letzten 50 Jahren einen aufgrund der rasanten Rechnerentwicklung ausgereiften Entwicklungsstand erreicht. Die numerischen Lösungen werden in drei Hauptkategorien sortiert und nach wachsendem Aufwand unterteilt:

- Reynolds'sche-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (RANS)
- Large Eddy Simulationen (LES)
- Direkte Numerische Simulationen (DNS)

Die numerischen Verfahren zur Näherungslösung der Differentialgleichungen lassen sich nach ihrem Lösungsansatz wie folgt klassifizieren:

- Finite-Differenzen-Methode (FDM)
- Finite-Volumen-Methode (FVM)
- Finite-Elemente-Methode (FEM)

FDM ist die älteste Methode zur numerischen Lösung von Differentialgleichungen. Das Gebiet, in dem das Differentialgleichungssystem gelöst wird, wird mit einem orthogonalen Netz überzogen. Die gesuchten Funktionen werden mittels Taylor-Reihen (Differenzenquotienten) an den Knoten diskretisiert. Die resultierende lineare Matrixgleichung wird mit den Randbedingungen für die Knotenwerte gelöst.

Die physikalischen Variablen sind damit an Knoten konzentriert. Dieses Verfahren ist daher nicht konservativ.

Die FVM basiert auf der integralen Bilanzierung der Flüsse über die Elementgrenzen. Die Massenerhaltung ist somit besser eingehalten als bei der FDM.

Bei der FEM-Methode wird das Strömungsgebiet in kleinere einfache Teilgebiete unterteilt. Eine Ansatzfunktion für die Lösung in den Teilgebieten wird aufgestellt. Durch das Einsetzen der Ansatzfunktion in das Differentialgleichungssystem werden die Koeffizienten der Ansatzfunktion so unter Berücksichtigung der Rand- und Anfangsbedingungen bestimmt, dass ein Fehlerminimum erreicht werden kann.

Im Allgemeinen werden drei Schritte bei der Lösung der Strömungsgleichungen unternommen:

Erstens werden die das Problem beschreibenden Modellgleichungen aufgestellt. Diese werden normalerweise durch bestimmte Annahmen und Voraussetzungen unter Berücksichtigung des Untersuchungszweckes vereinfacht und numerisch gelöst.

Zweitens wird das Strömungsgebiet nach dem geeigneten Lösungsverfahren diskretisiert. Die Rand- und Anfangsbedingungen werden aufgestellt. Die Materialeigenschaften werden definiert.

Drittens werden die Differentialgleichungen in eine algebraische Gleichung umgewandelt. Die Rand- und Anfangsbedingungen werden berücksichtigt.

Viertens wird diese algebraische Gleichung, deren Unbekannten die Lösungen sind, durch Matrizenmanipulation und/oder iterative Verfahren gelöst. Die gewonnene Lösung wird dann zur Auswertung benutzt.

Die numerische Lösbarkeit und Qualität der Lösung der Differentialgleichungen setzt richtige mathematische, physikalische und numerische Ansätze des Strömungsprozesses, sowie der Rand- und Anfangsbedingungen voraus. Die Qualität der numerischen Lösung hängt von vielen Faktoren ab, z.B. von der Art der Vereinfachung der zu lösenden Differentialgleichungen, der Genauigkeit der Eingaben sowie der Rand- und Anfangsbedingungen, der Netzqualität, vom Lösungsalgorithmus und vom Konvergenzkriterium.

## 4 Experimentelle Untersuchungen

Das Betriebsverhalten des Injektors hängt stark von seiner Geometrie, der Geschwindigkeit des Treibstrahls und des Sekundärstrahls, vom Betriebsdruck und den Phasendichten ab.

Die experimentellen Untersuchungen werden nur von einphasigen Injektoren durchgeführt.

Ziel der einphasigen experimentellen Untersuchungen ist die messtechnische Erfassung der räumlichen Verteilung der Druck- und Geschwindigkeitsverläufe sowie des Turbulenzgrads. Diese Messwerte werden nicht nur entlang der Wand, sondern auch im ganzen Strömungsfeld und insbesondere in der Vermischungszone erfasst.

Für die Erfassung der Turbulenzgradverteilung werden Hitzdrahtmessungen durchgeführt. Die Geschwindigkeits- und Druckverteilungsmessungen werden zur Validierung der gewonnenen Rechenergebnisse herangezogen. Diese Experimente wurden nur bei einphasiger Injektorströmung durchgeführt.

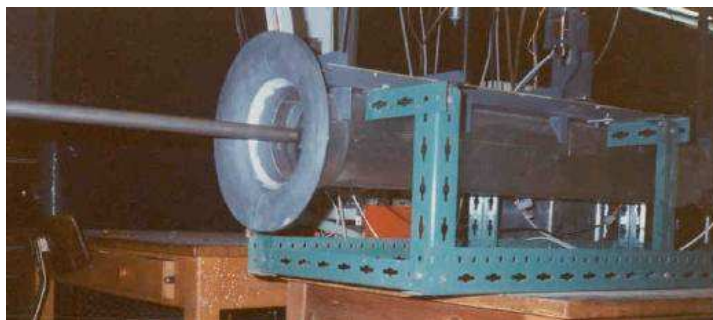
Im folgenden werden die automatisierten Versuchs- und Messeinrichtungen dargelegt. Diese Anlage erlaubt schnelle, zuverlässige, flexible und computergesteuerte Messungen mit bis zu 16 000 Messwerten pro Messreihe. Die Anlage kann mit verschiedenen Messsonden ausgestattet werden.

Die Experimente an zweiphasigen Injektoren stammen aus früheren Arbeiten des Instituts. Da es schwierig ist, den Druck und die Geschwindigkeit mitten im Strömungsgebiet beim Betrieb mit Feststoff zu messen, beschränken sich diese Messungen auf die Erfassung von Druck entlang der Wand des Injektors, sowie auf die zugeführten Massenströme der Luft und des Feststoffs.

Es wurden hausinterne Datenverarbeitungsprogramme entwickelt, die die Datenauswertung in komfortabler Form ermöglichen.

### 4.1 Experimentelle Untersuchung am einphasigen Injektor

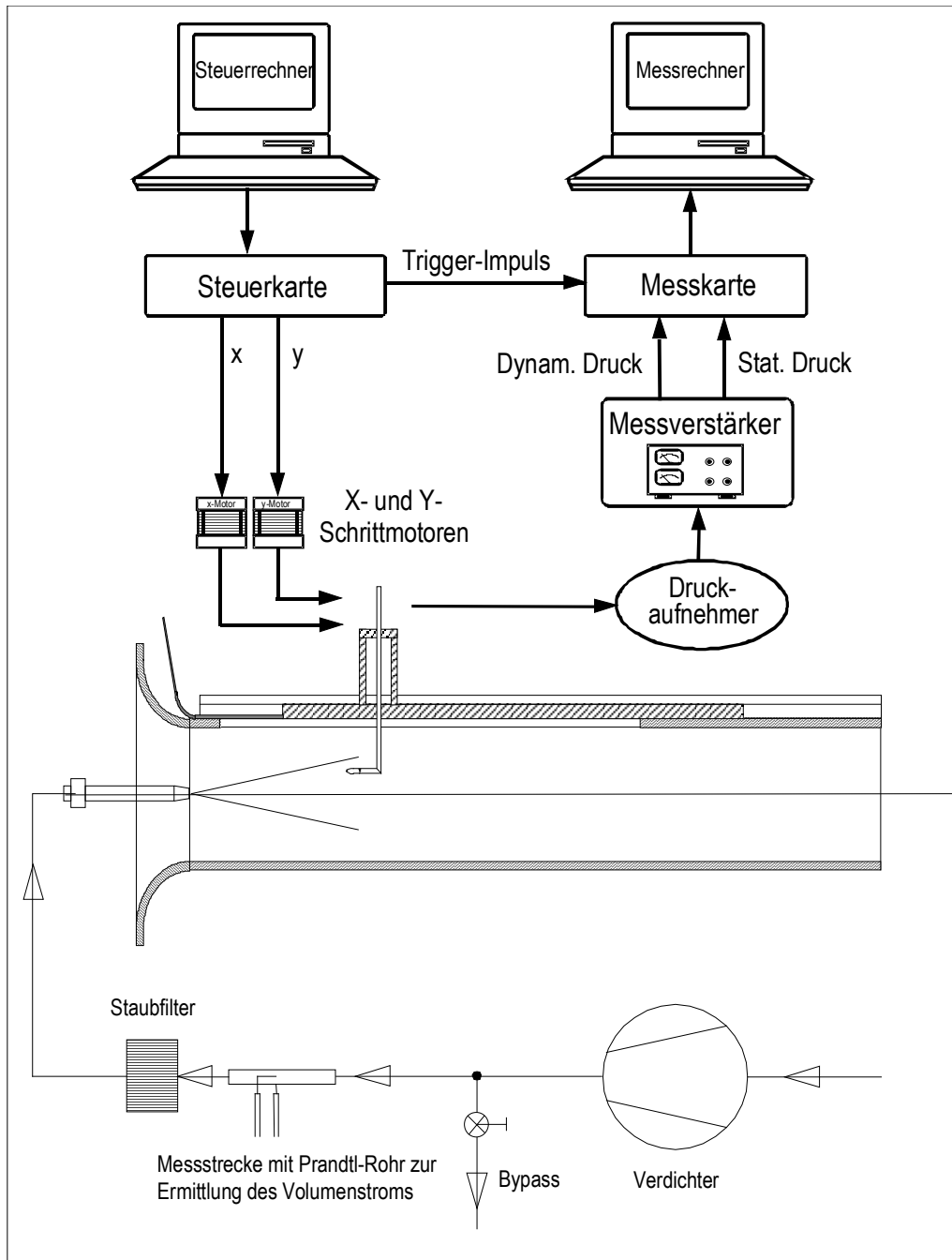
Die Versuchsanlage besteht aus einer Treibdüse (mit 16 mm oder 24 mm Innendurchmesser), einem Plexiglasrohr (125 mm Innendurchmesser) mit einer Einlaufdüse, einer Messsonde (Prandtl-Rohr oder Hitzdrahtsonde), sowie einem Steuer- und einem Messcomputer (Bild 4-1 und 4-2).



**Bild 4-1 Versuchsstand**

Die Luftversorgung der Treibdüse ist durch einen Radialkompressor gewährleistet. Die Regelung des Volumenstromes erfolgt durch einen Schieber

und Bypass. Der Volumenstrom wird durch eine Prandtl-Sonde und ein Betz-Manometer erfasst. Im Fall einer Hitzdraht-Messung wird ein zusätzlicher Staubfilter angebracht, um die Sonde vor Zerstörung zu schützen. Versuche mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit von bis zu 80 m/s können gefahren werden. Die Luft strömt frei aus dem Messrohr.



**Bild 4-2 Versuchsstandschemata**

Der Steuercomputer steuert die Bewegung und Positionierung der Sonde durch zwei Schrittmotoren, während der Messcomputer die Messwerte erfasst und speichert. Die Auswertung erfolgt nach Beendigung der Messung.

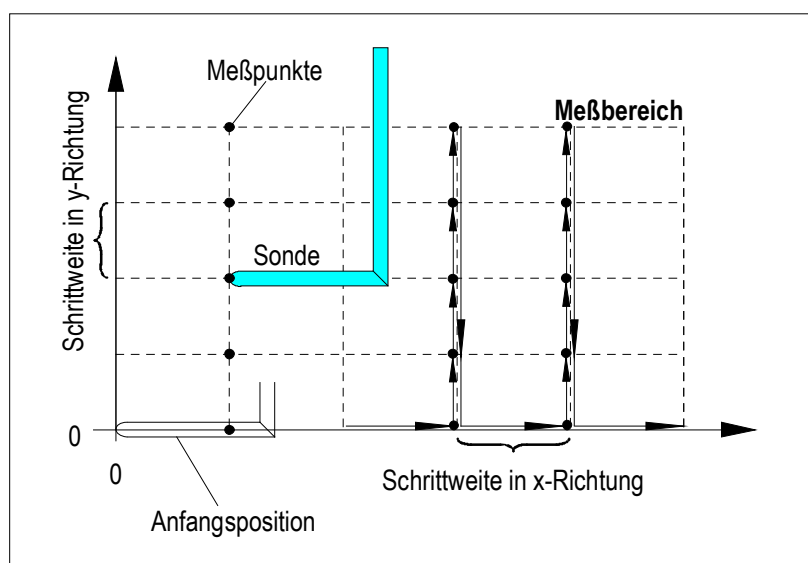
Um eine Messreihe zu starten, wird ein Triggersignal vom Steuercomputer an den Messcomputer gesendet. Danach steuert er die Schrittmotoren bzw. die Sonde in die x-(axiale) und y-(radiale) Richtung in frei wählbaren Schrittweiten. Der Steuercomputer fährt die Sonde in einer radialen Ebene zu der gewünschten Startposition an die Rohrachse. Nach einer Beruhigungspause wird zur Erfassung der Messgrößen ein Triggerimpuls an den Messcomputer gesendet, der die momentanen Messwerte für eine bestimmte Messdauer speichert. Nach der Speicherung wird die Sonde zur nächsten zu programmierenden Position gefahren. Nachdem die gesamten Messpunkte in einer radialen Linie dieser Ebene durchfahren wurden und die Rohrwand erreicht ist, wird die Sonde zur nächsten Messebene gebracht und zur Startposition an der Rohrachse zurückgefahren. Die Verfahrensweise der Sonde ist in Bild 4-4 zu sehen.

Die Position der Sonde wurde durch die Addition der einzelnen Schritte errechnet.

Der Messstand und die Treibdüse wurden vor der Messung auf einer Achse justiert.

Die Drucksonde wurde jeden Tag vor der Messung justiert und überprüft. Das geschieht durch das Aufzeichnen der durch den dynamischen Druck gegebenen Messverstärker Ausgangsspannung. Diese Kurve wurde in den Rechner eingegeben und für das Auswerten der Messreihe benutzt.

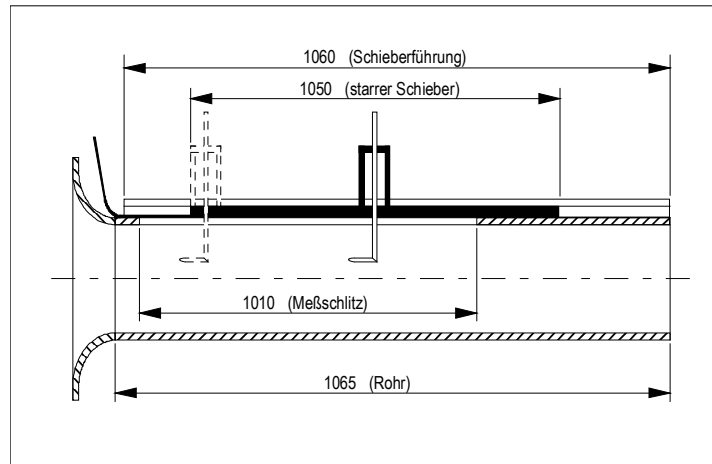
Nach Ablauf der Messreihe werden die Daten ausgewertet und im ASCII-Format gespeichert.



**Bild 4-3 Fahrweg der Messsonde**

Um das Gewindenspiel vor jeder Messung in einer neuen Reihe zu kompensieren, wird zuerst in der entgegengesetzten Richtung der Messung gefahren und wieder zur Startposition zurück gebracht, so dass von den selben Startkoordinaten (in x- und y-Richtungen) ausgegangen wird.

Der Messrohrschlitz, durch den die Sonde im Rohr angebracht ist, wird mittels eines flexiblen Stahlbandes während der Messung fortlaufend abgedichtet.



**Bild 4-4 Messrohrgeometrie**

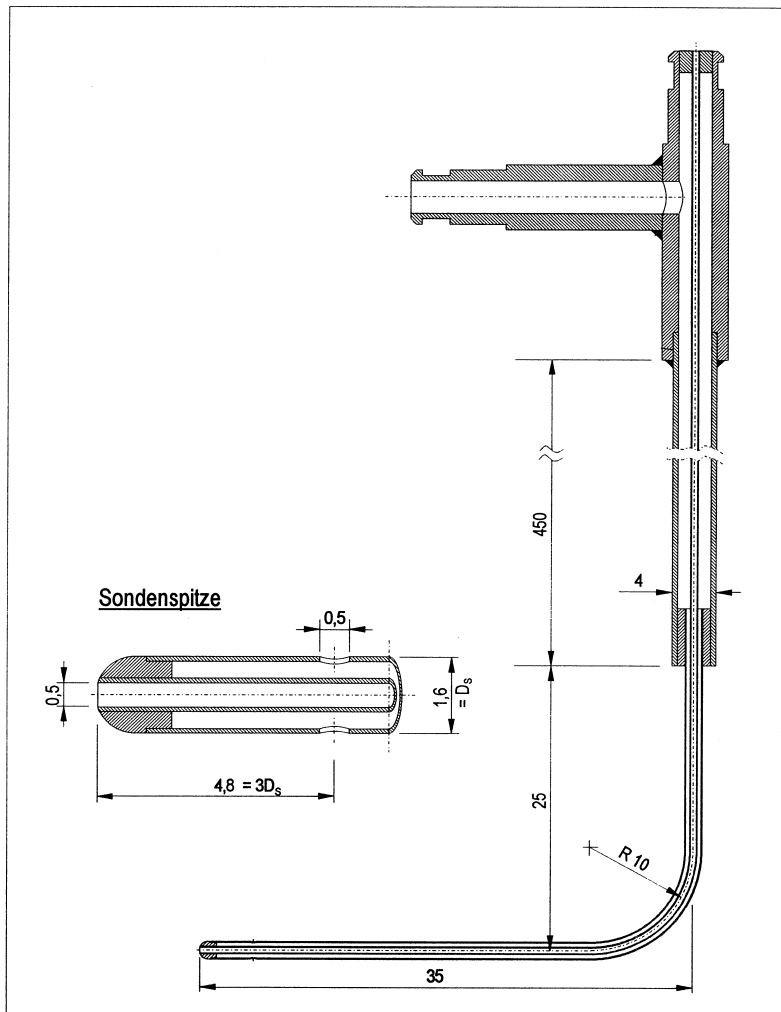
#### 4.1.1 Strömungsmessung mit der Prandtl-Sonde

Die Luftgeschwindigkeit und der Druck wurden mittels der Prandtl-Sonde erfasst. Das hat den Vorteil, dass bei der Staudruck-Prandtl-Sonde keine Kalibrierung notwendig ist und keine Abhängigkeit der Reynolds-Zahl besteht. Die Sonde hat einen runden Kopf, für die die Richtungsempfindlichkeit von ca.  $10^\circ$  gilt (siehe Nitsche [39]).

Die Strömung im Messrohr wird aufgrund des runden Einlaufs und der freien Umgebung möglichst störungsfrei eingeführt, so dass die Strömung rotationssymmetrisch (zweidimensional) angenähert werden kann.

Zur möglichst genauen Geschwindigkeitsmessung wurde eine Miniatur-Prandtlsonde mit einem Außendurchmesser von 1,6 mm (Bild 4-5) verwendet, bei der sich die statischen Druckbohrungen nur 3,5 mm hinter der Staudruckbohrung befinden. Die Sonde ist halbkugelförmig mit abgebogenem Stiel (Prandtl'sche Bauart) gebaut. Die statischen Druckbohrungen befinden sich 3,5 mm hinter der Staudruckbohrung.

Die Messungen des statischen und dynamischen Drucks werden durch einmalige Messläufe erfasst.



**Bild 4-5 Miniatur-Prandtl-Sonde**

**Die Geschwindigkeit errechnet sich nach der Bernoulli-Gleichung wie folgt:**

- gemessen wird  $P_{\text{tot}}$  und  $P_{\text{stat}}$
- aus der Bernoulli-Gleichung  $P_{\text{tot}} = P_{\text{stat}} + \frac{1}{2} \rho u^2$
- daraus errechnet sich die Geschwindigkeit  $u$  wie folgt

$$u = \sqrt{\frac{2(P_{\text{tot}} - P_{\text{stat}})}{\rho}} \quad (4.1)$$

Bei Messungen in der Vermischungszone ist der Fehler besonders in der Scherzone, wo hohe Gradienten auftreten, am größten. Dieser beträgt ca. 8%. Im Bereich außerhalb der Vermischungszone ist der Fehler noch kleiner.



## 4.1.2 Messergebnisse

Bei dieser Messreihe wurde eine Treibstrahlgeschwindigkeit von nominal 40, 50 und 70 m/s und einem Düsendurchmesser von 16 und 30 mm gemessen.

Die gesamten Messdaten werden in 3D-Diagrammen dargestellt. Pro Messreihe wurden 663 Messpunkte erfasst.

Die Darstellung gibt eine Vorstellung für die Verteilung der Messgröße.

### 4.1.2.1 Axiale Geschwindigkeitsverteilung

In den Bildern 4-6 bis 4-9 sind axiale Geschwindigkeiten 3-dimensional wiedergegeben.

Der Treibdüsenaustritt befindet sich an der Stelle  $x=0$  und  $r=0$ . Der Treibstrahl tritt Richtung positiv  $x$  aus.

Die Bilder 4-6 bis 4-8 stellen die Geschwindigkeit  $U_x$  dar.

Die Knotenpunkte des Oberflächennetzes repräsentieren die einzelnen Messpunkte (insgesamt 663). Das Messpunkt-Raster besteht aus 20 mm Axialschritten und 5 mm Radialschritten. Bei den gepunkteten Linien handelt es sich um "Isolinien", die den Geschwindigkeiten 0, 10, 20, ...m/s entsprechen. Dabei ist die Isoline 0 m/s von besonderer Bedeutung, da unter dieser Ebene die Geschwindigkeit negativ ist (Rückströmung).

In diesem Bereich löst sich die Sekundär-Strömung von der Wand und es kommt zur Wirbelbildung.

Ab ca. 1000 mm nach der Treibdüse ist die Strömung homogen und zeigt ähnliche Geschwindigkeitsprofile (Ähnlichkeitsbereich).

Dies gilt für alle gemessenen Geschwindigkeitsbereiche: 40, 50 und 70 m/s.

Es ist zu beachten, dass je höher die Treibstrahl-Geschwindigkeit ist, um so spitzer ist das Profil am Eintritt in das Mischrohr.

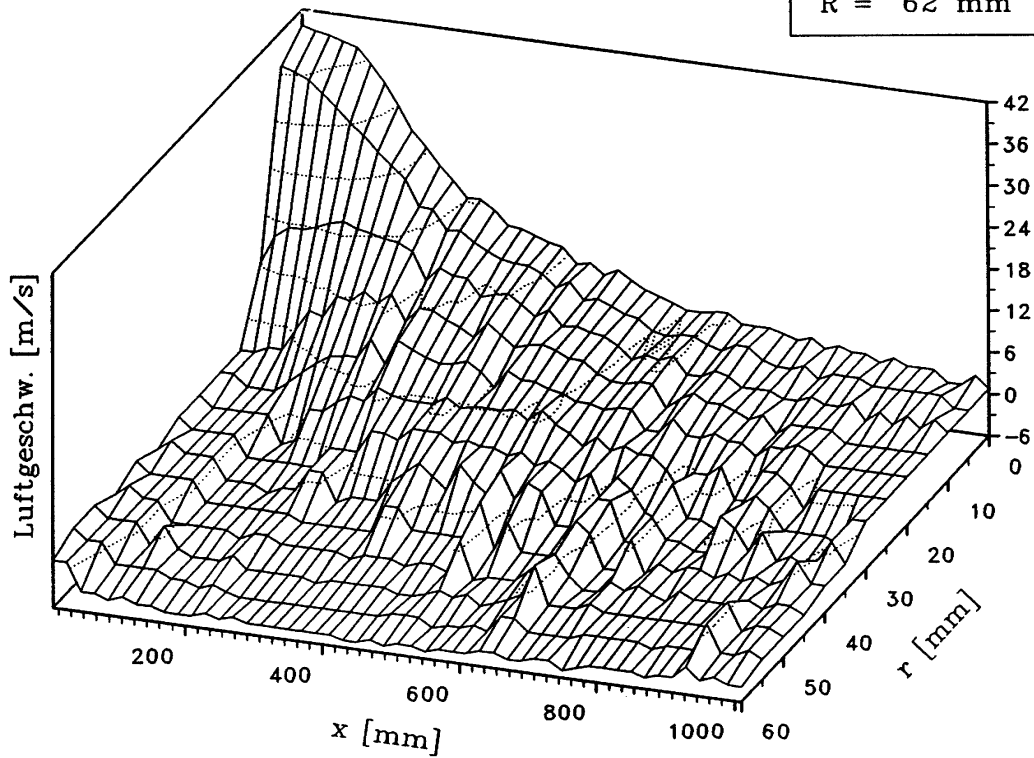
In unmittelbarer Nähe zur Wand (im Abstand von 2,5 mm) wird die Anströmung der Sonde asymmetrisch. Unter dieser Anströmbedingung ist die Messgenauigkeit stark beeinträchtigt. Deshalb wird in diesem Bereich keine Geschwindigkeit gemessen. Der Geschwindigkeitsbetrag am Rand des Messbereichs ist daher größer als Null (siehe Bild 4-6 bis Bild 4-9).

Bild 4-9 zeigt die gemessenen Geschwindigkeiten entlang der Rohrachse in dimensionsloser Form (bezogen auf die jeweiligen Treibdüsen-Geschwindigkeit).

$U_0 = 40 \text{ m/s}$

offenes Rohrende

$D = 125 \text{ mm}$   
 $d = 16 \text{ mm}$   
 $R = 62 \text{ mm}$

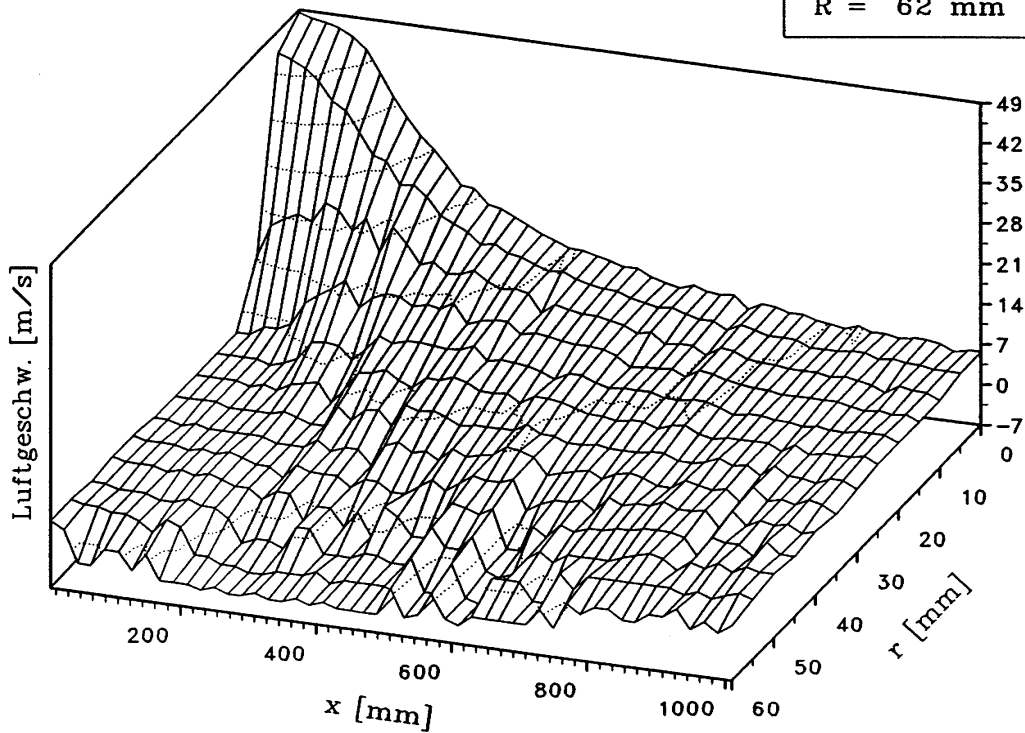


**Bild 4-6 Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_{ts}=40\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Prandtl-Sonde**

$U_0 = 50 \text{ m/s}$

offenes Rohrende

$D = 125 \text{ mm}$   
 $d = 16 \text{ mm}$   
 $R = 62 \text{ mm}$

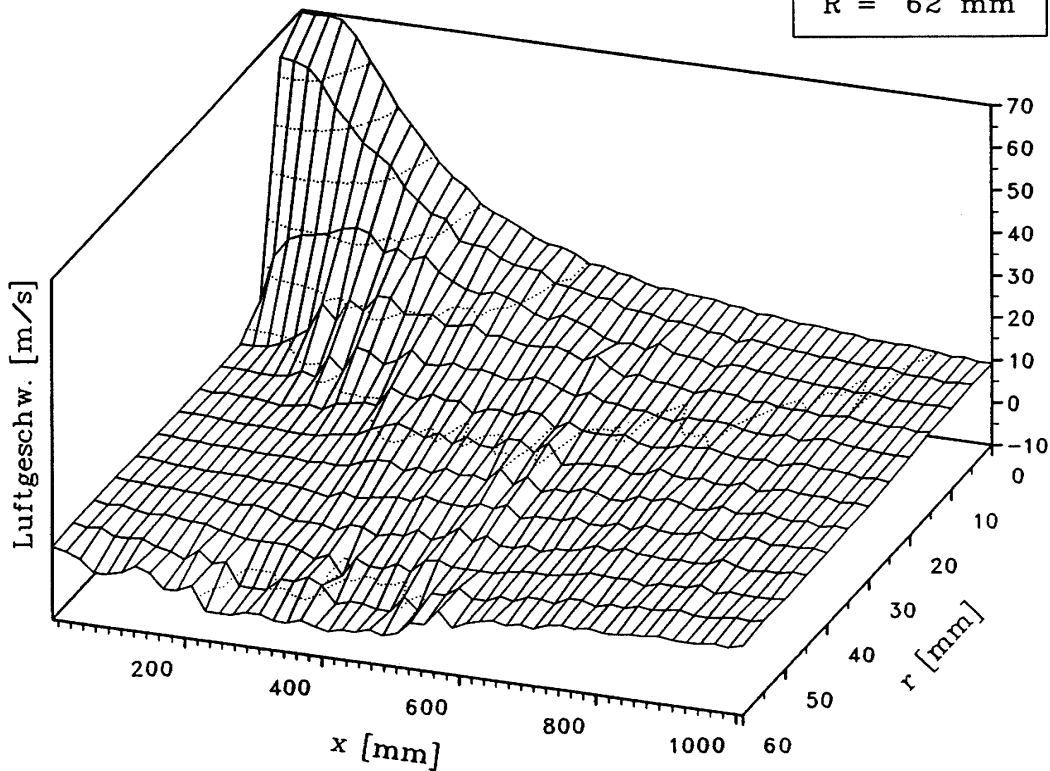


**Bild 4-7 Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_{ts}=50\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Prandtl-Sonde**

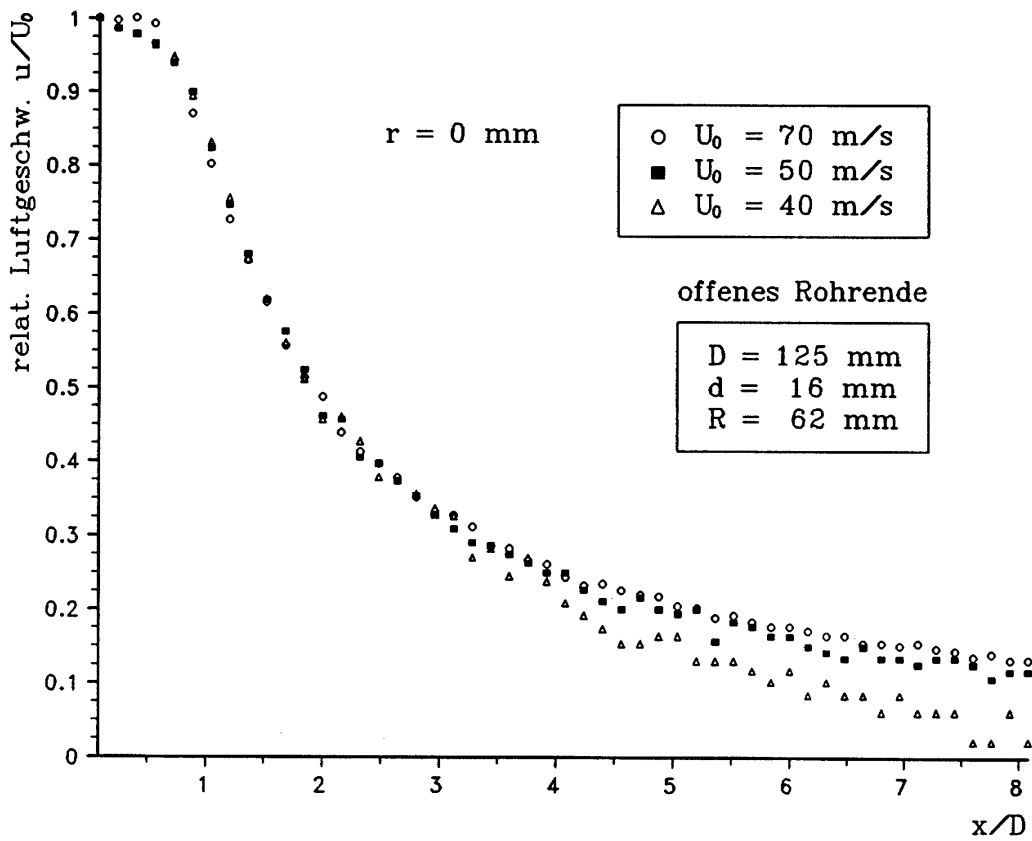
$U_0 = 70 \text{ m/s}$

offenes Rohrende

$D = 125 \text{ mm}$   
 $d = 16 \text{ mm}$   
 $R = 62 \text{ mm}$



**Bild 4-8 Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_0=65\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Prandtl-Sonde**

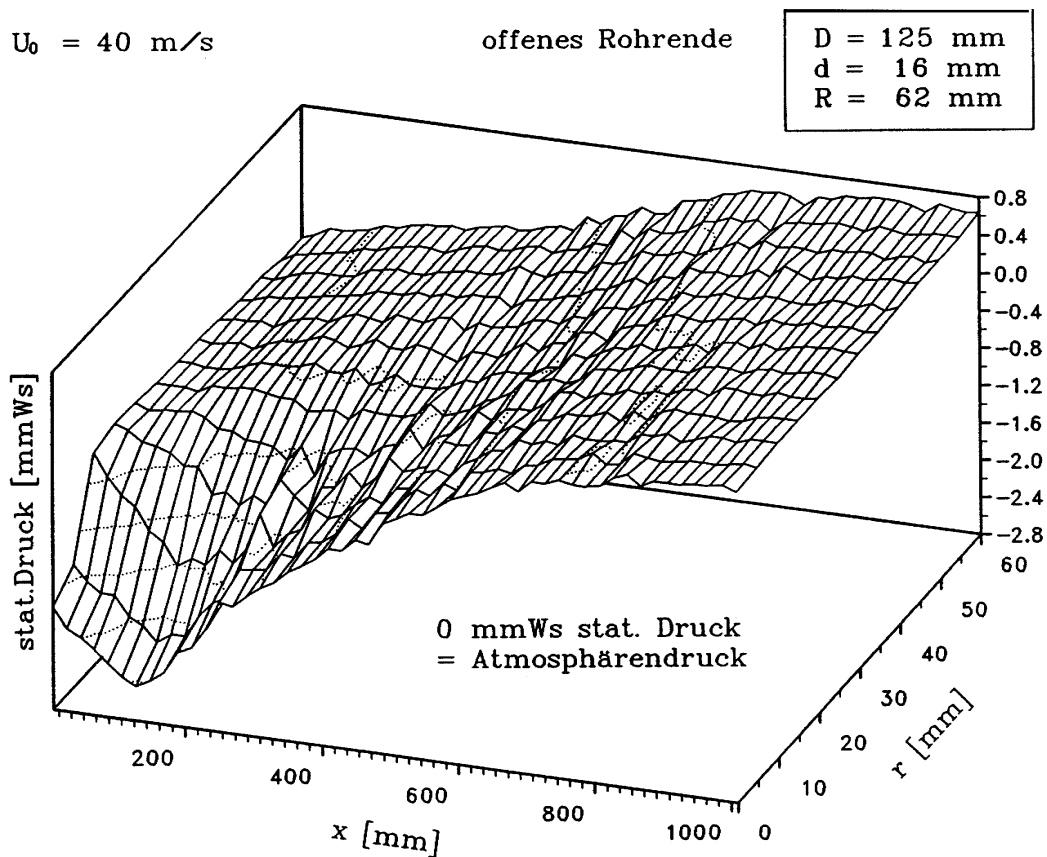


**Bild 4-9 Normierter axialer Geschwindigkeitsverlauf an der Rohrachse  
Einphasig mit Prandtl-Sonde**

### 4.1.2.2 Statische Druckverteilung

Auf den Bildern 4-10 bis Bild 4-12 ist die Verteilung des statischen Drucks innerhalb des Messrohres zu sehen. Der Umgebungsdruck entspricht 0 mmWS. Die gepunkteten Linien stellen wiederum Isolinien dar.

Der Druck entlang der Achse sinkt bis zur Stelle 100 bis 140 mm hinter der Treibdüse auf der Achse und steigt dann monoton. Der Druck entlang einer Linienschar parallel zur Achse und auf einem Radius von 30 bis 60 mm steigt monoton und erfährt kein Druckminimum. Dies ist bei allen Messungen zu beobachten.

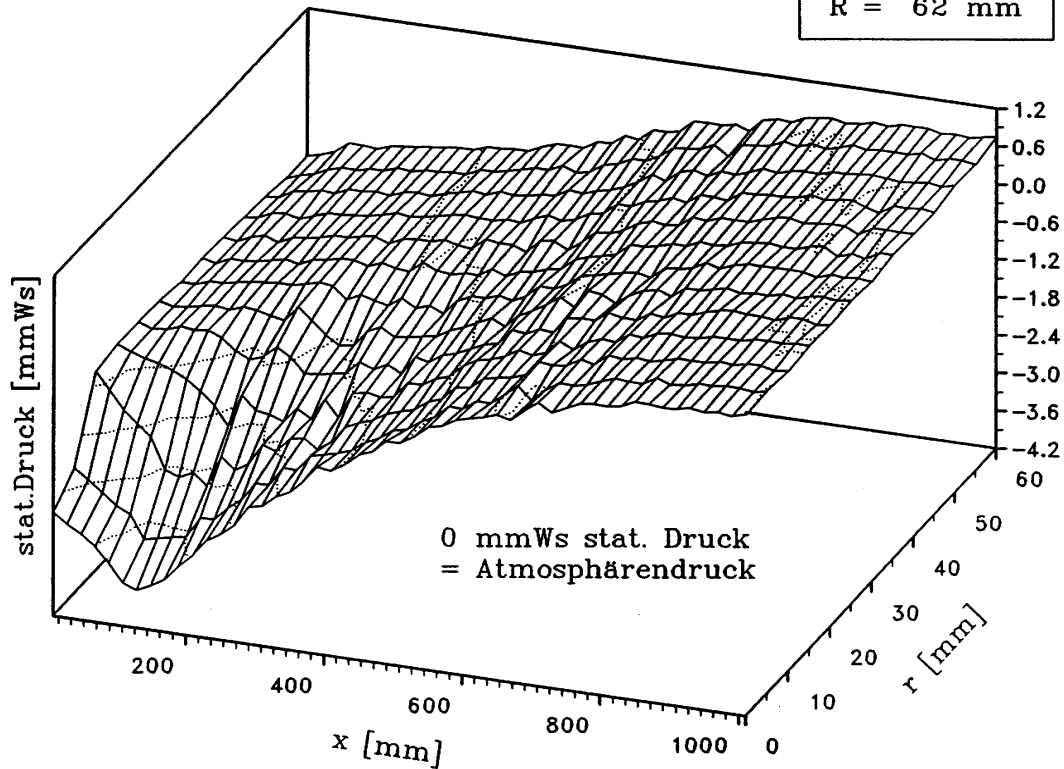


**Bild 4-10 Druckverteilung  
Einphasig mit Prandtl-Sonde**

$U_0 = 50 \text{ m/s}$

offenes Rohrende

$D = 125 \text{ mm}$   
 $d = 16 \text{ mm}$   
 $R = 62 \text{ mm}$

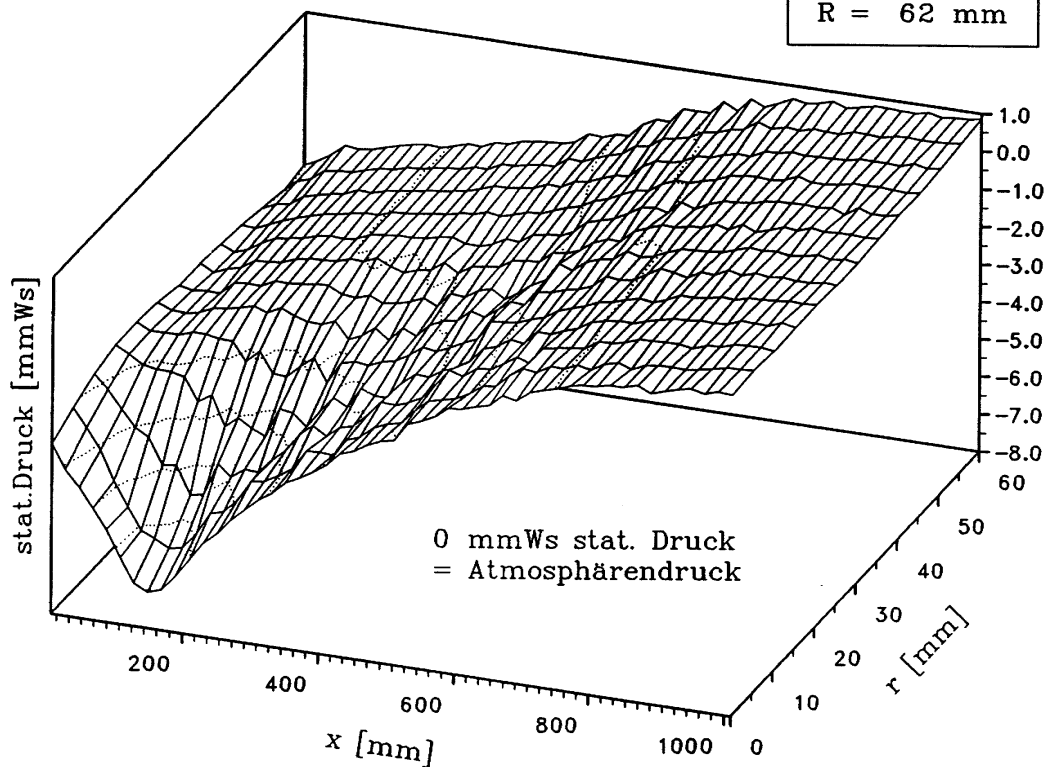


**Bild 4-11 Druckverteilung ( $U_0=50\text{m/s}$ )**  
Einquasig mit Prandtl-Sonde

$U_0 = 70 \text{ m/s}$

offenes Rohrende

$D = 125 \text{ mm}$   
 $d = 16 \text{ mm}$   
 $R = 62 \text{ mm}$



**Bild 4-12 Druckverteilung ( $U_0=65\text{m/s}$ )**  
Einquasig mit Prandtl-Sonde

## 4.2 Strömungsmessungen mit Hitzdrahtanemometer

Bei turbulenten Strömungen sind die zeitgemittelten Geschwindigkeiten und die Geschwindigkeitsschwankungen der Strömung interessant. Herkömmliche Methoden wie die Prandtl-Rohr Methode messen die zeitgemittelten Geschwindigkeiten.

Zur Messung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen ist der Hitzdrahtanemometer geeignet.

Der Hitzdraht ist im Grunde ein Wärmemessfühler (s. Perry [40]). Ein elektrischer Strom wird durch einen sehr feinen Heizfaden geleitet, der einer Strömung ausgesetzt ist. Wenn sich die Strömungsgeschwindigkeit verändert, verändert sich dadurch der Wärmeübergang am Heizdraht. Dies wiederum verursacht eine Veränderung in der Wärmebilanz des Heizdrahtes. Der Heizdraht ist aus einem Material, das einen temperaturabhängigen Widerstand besitzt.

Die Änderung des Widerstandes wird mit elektronischen Schaltungen gemessen, deren Signale in Bezug zur Temperatur oder zur Geschwindigkeit der Strömung gesetzt werden können.

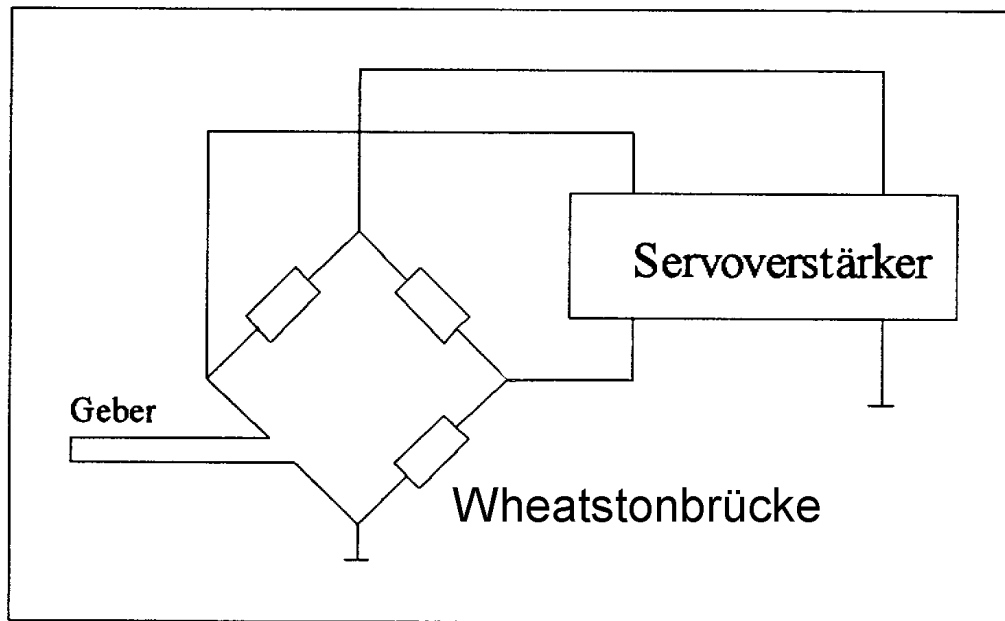
Das Hitzdrahtanemometer kann hierbei entweder für unmittelbare Geschwindigkeitsmessungen benutzt werden oder für Temperaturmessungen an einem Punkt in der Strömung.

Es gibt zwei Möglichkeiten, das Hitzdrahtanemometer zu betreiben. Bei der ersten wird es als Konstant-Strom-Anemometer betrieben (Constant-Current-Anemometer, CCA). Hierbei wird der Strom im Draht konstant gehalten und die Veränderungen des Drahtwiderstandes, die durch die Strömung verursacht werden, können über den Spannungsabfall am Draht gemessen werden. Bei der zweiten Methode wird es als Konstant-Temperatur-Anemometer betrieben (Constant-Temperature-Anemometer, CTA). Dabei wird der Draht in einen Rückkopplungskreis geschaltet, wodurch der Draht auf gleichem Widerstand und somit auf gleicher Temperatur gehalten wird. Schwankungen im Drahtwiderstand durch Abkühlung werden als Veränderung (Erhöhung) des Ausgangsstromes wahrgenommen.

Zur Geschwindigkeitsmessung wird üblicherweise der CTA-Betrieb verwendet, zur Temperaturmessung der CCA-Betrieb.

### 4.2.1 Der CTA-Betrieb

Für die vorliegenden Messungen wurde ein DISA Anemometer Typ 55 D 01 im CTA-Betrieb verwendet. Es wurde eine platinierter Wolfram-Eindrahtsonde benutzt.



**Bild 4-13 Elektrische Schaltung der Hitzdrahtanemometer**

Der elektrische Widerstand des Drahtes und folglich seine Temperatur werden so weit wie möglich konstant gehalten. Jede kleinste Veränderung der Drahttemperatur und so seines Widerstandes, der durch den Kühleffekt der turbulenten Strömung hervorgerufen wird, wird mit Hilfe eines Rückkopplungssystems sofort ausgeglichen. Das zeigt ein Schema in Bild 4-13. Durch dieses System wird der Einfluss der Wärmeträgheit erheblich vermindert. Es besteht aus einer Wheatstone-Brücke, in welcher der Geber einen Zweig bildet, sowie einem Regelverstärker.

Der Ausgangsstrom des Regelverstärkers speist die Brücke und heizt den Fühler. Er wird durch die Spannung an der Brückendiagonale a-b - das ist die Regelabweichung - gesteuert. Infolge der Phasenbeziehung zwischen dem Ein- und Ausgangssignal des Verstärkers wird eine Widerstandsänderung durch Kühlen des Fühlers, eine Erhöhung des Ausgangsstromes bewirkt. Man erhält so eine maximale obere Grenzfrequenz von 400 kHz, siehe Wuest [72].

#### **4.2.2 Theorie der Hitzdrahtmessung**

Die abgeführte Wärme hängt von folgendem ab:

1. Strömungsgeschwindigkeit
2. Temperaturunterschied zwischen Hitzdraht und Strömung
3. Physikalische Eigenschaften der Strömung
4. Abmessungen und physikalische Eigenschaften des Hitzdrahtes

Normalerweise sind der Temperaturunterschied zwischen Strömung und Draht sowie die physikalischen Eigenschaften des Drahtes bekannt. Wenn man nun den physikalischen Zustand der Strömung konstant hält, kann man die Strömungsgeschwindigkeit messen.

Der Draht wird durch Konduktion, freie und erzwungene Konvektion und Strahlung gekühlt. Die Anteile der Strahlung sowie der freien Konvektion kann man im allgemeinen vernachlässigen.

Die Wärme, die pro Zeiteinheit an das umgebene Gas von einem Draht mit der Länge  $l$  und dem Durchmesser  $d$  abgeführt wird, ist:

$$\dot{Q}_{ab} = h \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot (T_D - T_G) \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $h$  der Wärmeübertragungskoeffizient,  $T_D$  die Drahttemperatur und  $T_G$  die Gastemperatur. Da die Temperatur des Drahtes infolge der Wärmeleitung in die Haltestifte nicht über die gesamte Länge konstant ist, sind  $h$  und  $T_D$  Mittelwerte.

Damit ein thermisches Gleichgewicht besteht, muss der Wärmeverlust pro Zeiteinheit gleich der erzeugten Wärme des elektrischen Stromes sein, der durch den Draht fließt, d.h. die abgegebene Wärme

$$\dot{Q}_{el} = I^2 \cdot R_w \quad (4.3)$$

muss gleich der elektrisch zugeführten Leistung sein, wobei  $I$  der Heizstrom und  $R_w$  der Gesamtwiderstand des Drahtes ist.

Mit

$$\dot{Q}_{zu} = \dot{Q}_{ab} \quad (4.4)$$

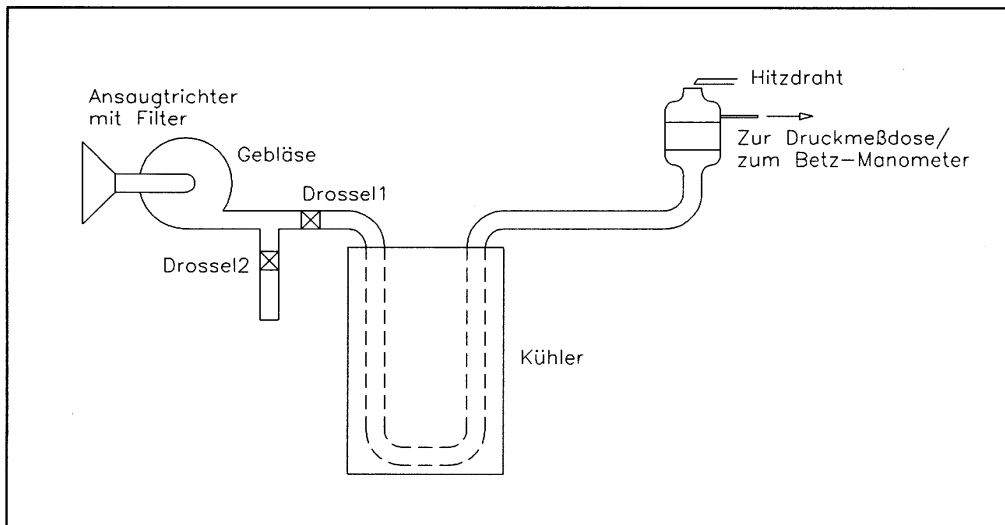
wird die abgegebene Wärmeleistung in Bezug zum Temperaturgefälle wie folgt berechnet:

$$I^2 \cdot R_w = h \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot (T_D - T_G) \quad (4.5)$$

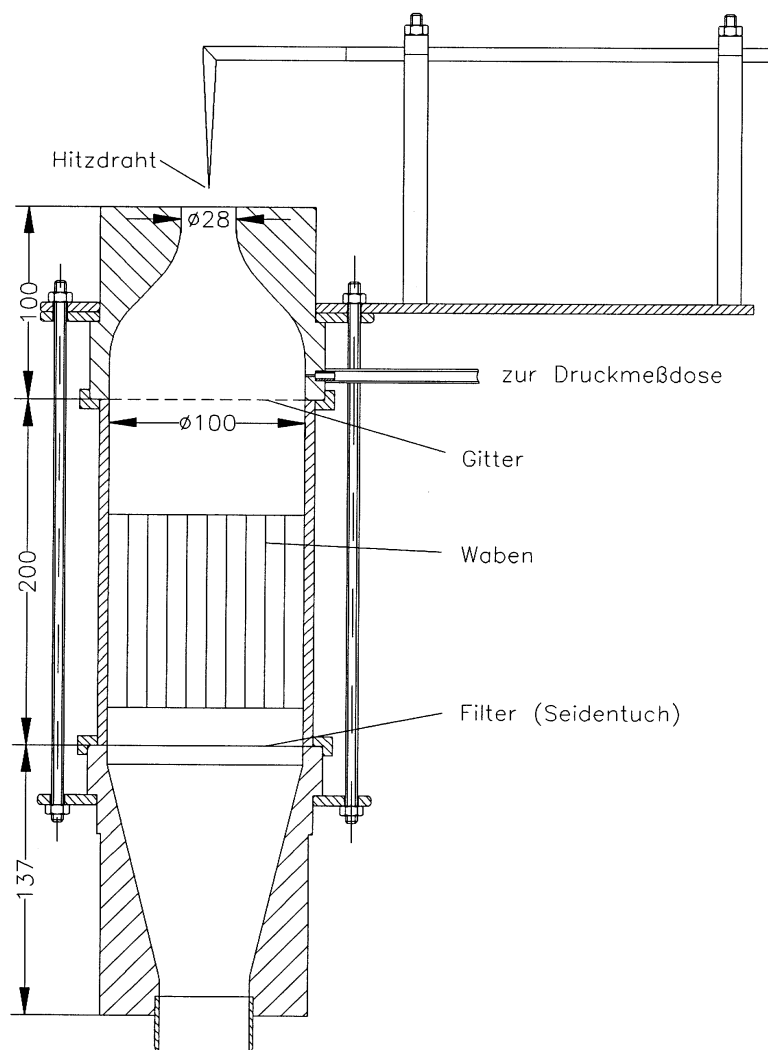
Mit dem Ohmschen Gesetz ( $R=U/I$ ) ergibt sich für die elektrisch zugeführte Leistung ( $Q_{el}=U^2/R$ ). Wenn das Anemometer im Konstant-Temperatur-Verfahren ( $R = \text{konst.}$ ) betrieben wird, kann der Wärmestrom als Funktion der Anemometer-Ausgangsspannung  $U$  bestimmt werden; d.h. ( $Q=f(U)$ ) ließe sich genau bestimmen. Könnte man nun die abgeführte Wärme ( $Q_{ab}$ ) als Funktion der momentanen Geschwindigkeit  $u$  bestimmen, dann hätte man einen mathematisch exakten Zusammenhang zwischen dem (elektronisch messbaren) Wärmestrom ( $Q_{ab}$ ) und der Geschwindigkeit  $u$ . Jedoch liefert die Theorie der Wärmeübertragung keine Gesetze, die dieses Problem genau genug erfassen. Deshalb ist eine Kalibrierung des Drahtes unerlässlich (Frank, Jungbluth und Steurer [18]).

Der Kalibrierkanal liefert drallfreie und turbulente Strömung mit den gewünschten Messgeschwindigkeiten. Durch einen Wärmetauscher wird die Temperatur der Strömung eingestellt. Darüber hinaus ist der Kanal mit einem Siedesieb versehen, um die Strömung staubfrei zu halten, s. Bilder 4-14 und 4-15.





**Bild 4-14 Hitzdrahtkalibrierungsanlage**



**Bild 4-15 Hitzdrahtkalibrierkanal**

### 4.2.3 Turbulenzgrad

Bei turbulenten Strömungen sorgen Querbewegungen für Durchmischung. Ein Maß für den Impulsaustausch ist der Turbulenzgrad:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\bar{u}} \quad (4.6)$$

Hierbei sind  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  die Geschwindigkeitsschwankungen in den drei Raumrichtungen und  $\bar{u}$  die mittlere Geschwindigkeit am betreffenden Ort. Die RMS-Werte der Turbulenzgrade werden berechnet.

Wenn man von einer isotropen Turbulenz ausgeht, vereinfacht sich Gl. 4.6 zu:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \quad (4.7)$$

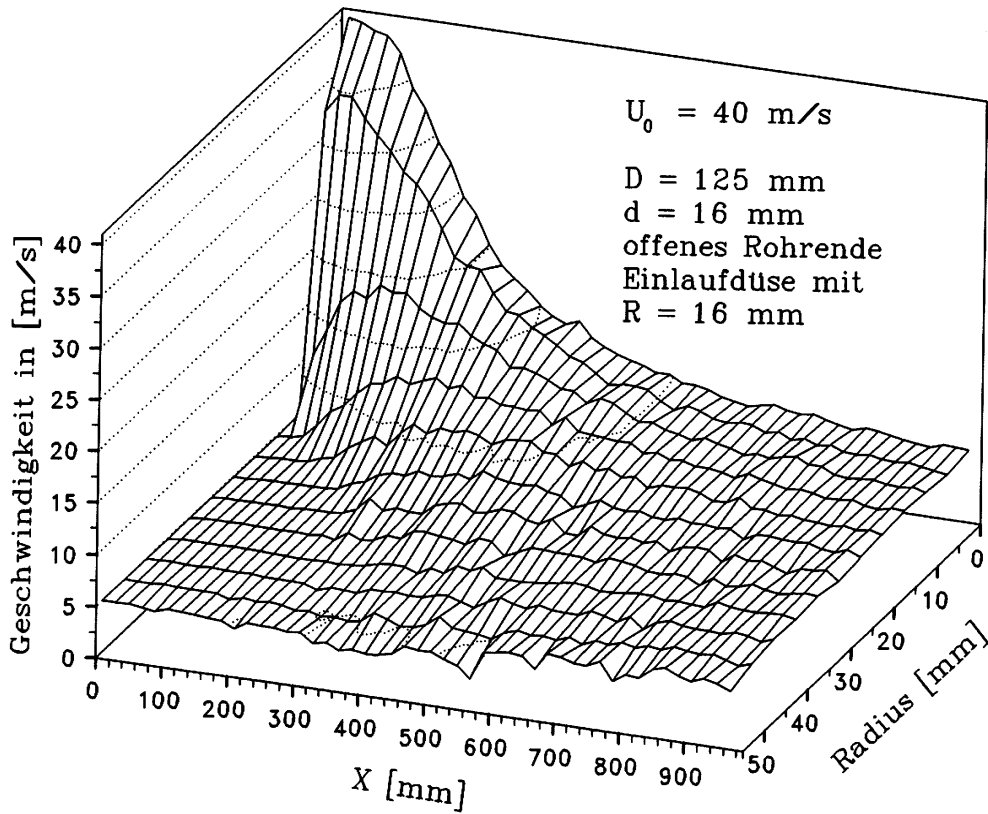
Nach Gl. 4-7 genügt es nun, die Geschwindigkeit und ihre Schwankungen in der Hauptströmung zu messen, um so eine Aussage über die Intensität des Impulsaustausches an der Messstelle machen zu können.

### 4.2.4 Hitzdrahtmessergebnis

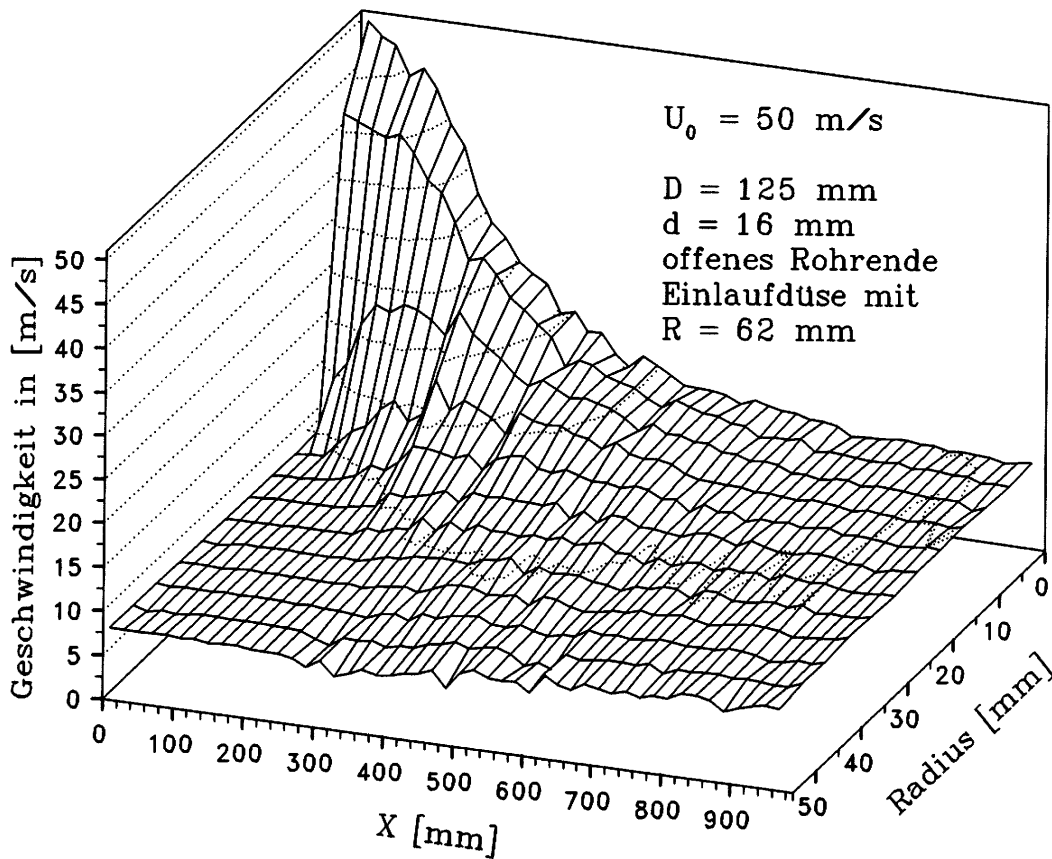
Für alle vorliegenden Messungen wurde der selbe Versuchskanal wie bei den Prandtl-Rohr-Messungen verwendet. Das Mischrohr wurde mit offenem Ende ohne Diffusor gemessen. Es wurden Messungen für Treibdüsendgeschwindigkeiten von 40, 50 und 65 m/s vorgenommen. Gemessen wurden die mittlere Axialgeschwindigkeit und die Schwankungskomponenten wie in Gl. 4.7 formuliert.

#### 4.2.4.1 Geschwindigkeitsverteilung

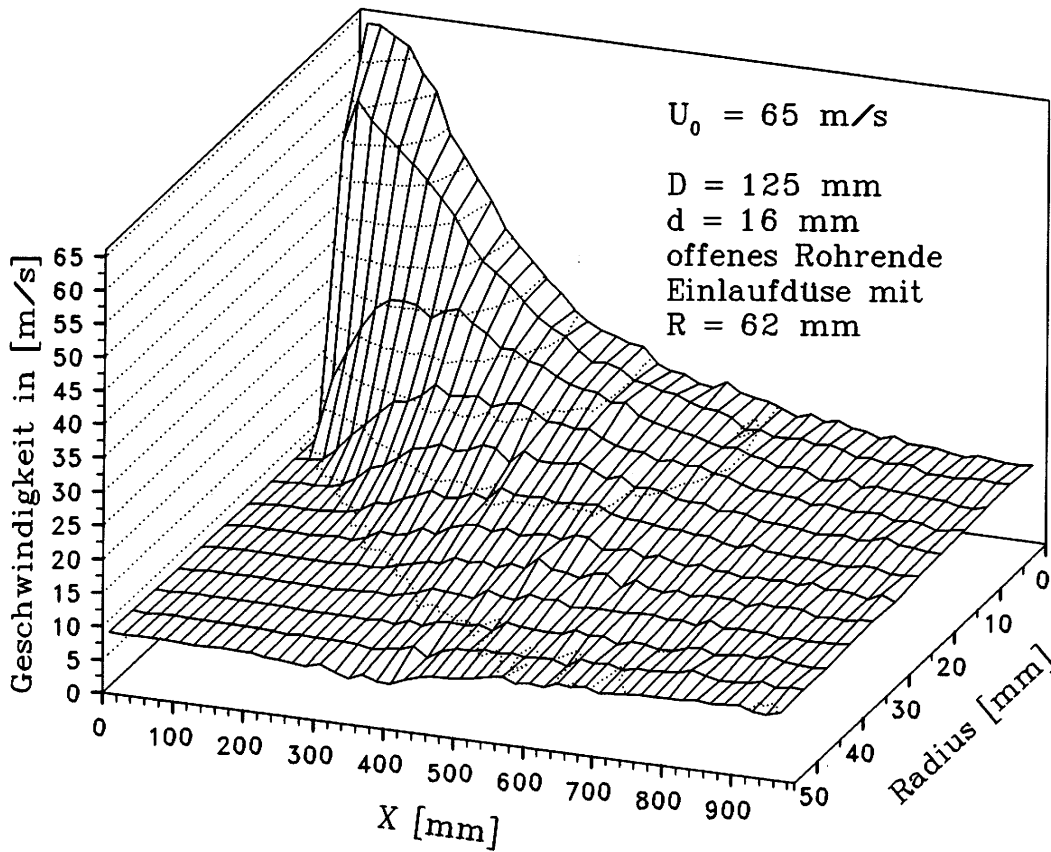
Die Geschwindigkeitsverteilung für die drei gemessenen Geschwindigkeitsbereiche entspricht den Messungen mit der Prandtl-Sonde. Die räumlichen Darstellungen sind in Bild 4-16 bis Bild 4-18 gezeichnet. Die normierte Geschwindigkeitsverteilung für die drei Messreihen ist in Bild 4-19 dargestellt. Übereinstimmungen mit der Prandtl-Rohr-Messung sind festzustellen.



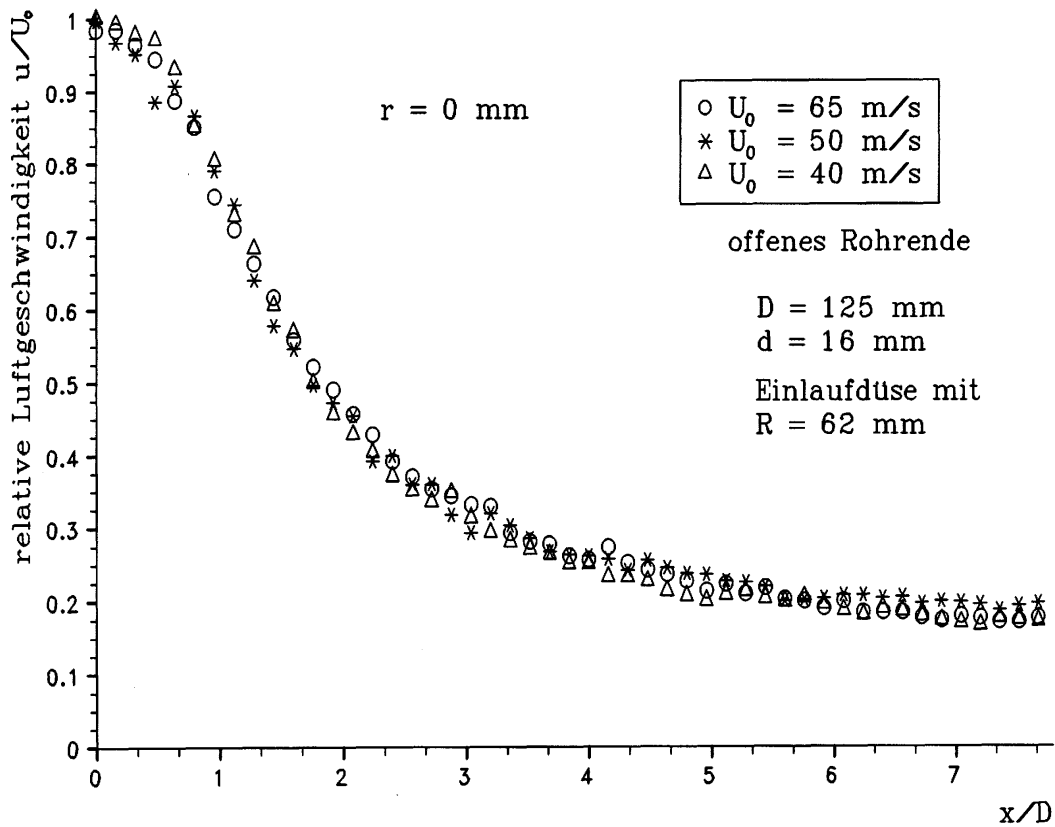
**Bild 4-16** Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_0=40\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Hitzdrahtsonde



**Bild 4-17** Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_0=50\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Hitzdrahtsonde



**Bild 4-18** Axiale Geschwindigkeitsverteilung ( $U_0=65\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Hitzdrahtsonde



**Bild 4-19** Normierter Geschwindigkeitsverlauf an der Rohrachse  
Einphasig mit Hitzdrahtsonde

#### 4.2.4.2 Turbulenzgradverteilung

Die Bilder 4-20 bis 4-22 zeigen die Verteilung der Turbulenzgrade für die drei gemessenen Geschwindigkeitsbereiche.

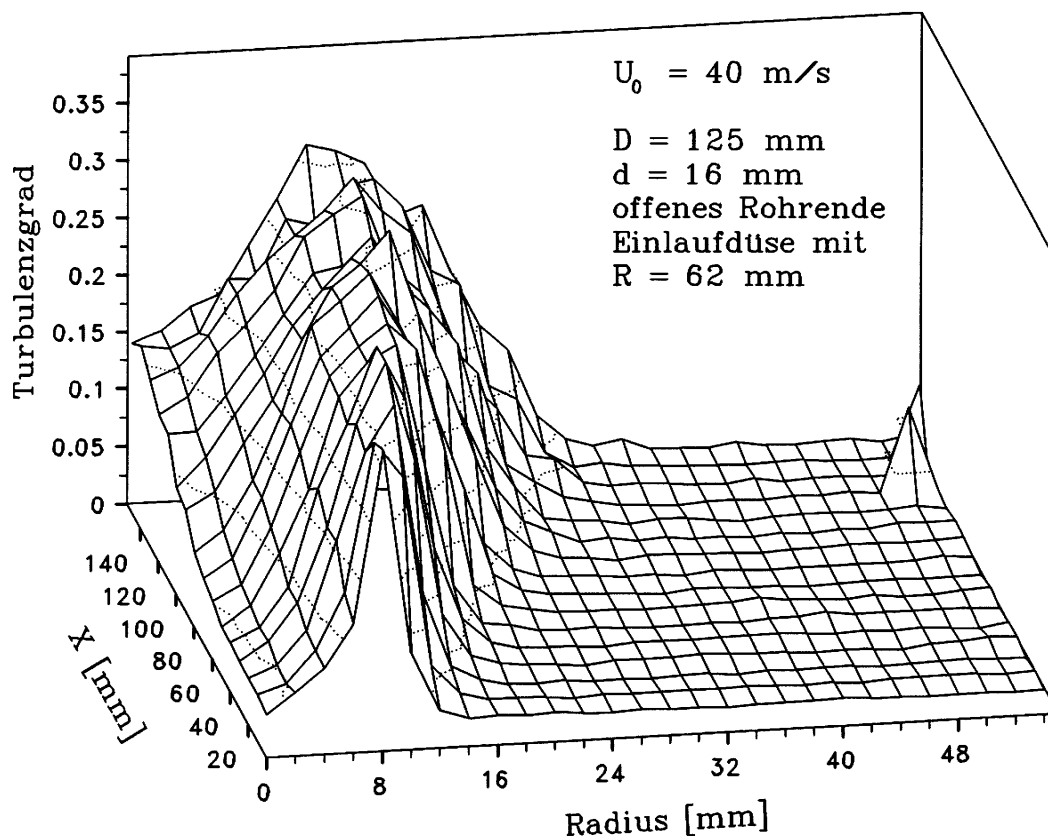
Der Turbulenzgrad der Strömung kann in drei Bereiche unterteilt werden: der Bereich des Treibstrahls, der Mischzone und des Sekundärstrahls.

Der Turbulenzgrad in der Sekundärstrahlzone ist sehr klein und über die gesamte Breite am Eintritt konstant. Dieser Bereich verengt sich mit der Ausbreitung der Mischzone und mit der turbulenten Vermischung beider Strahlen entlang der Lauflänge der Strömung.

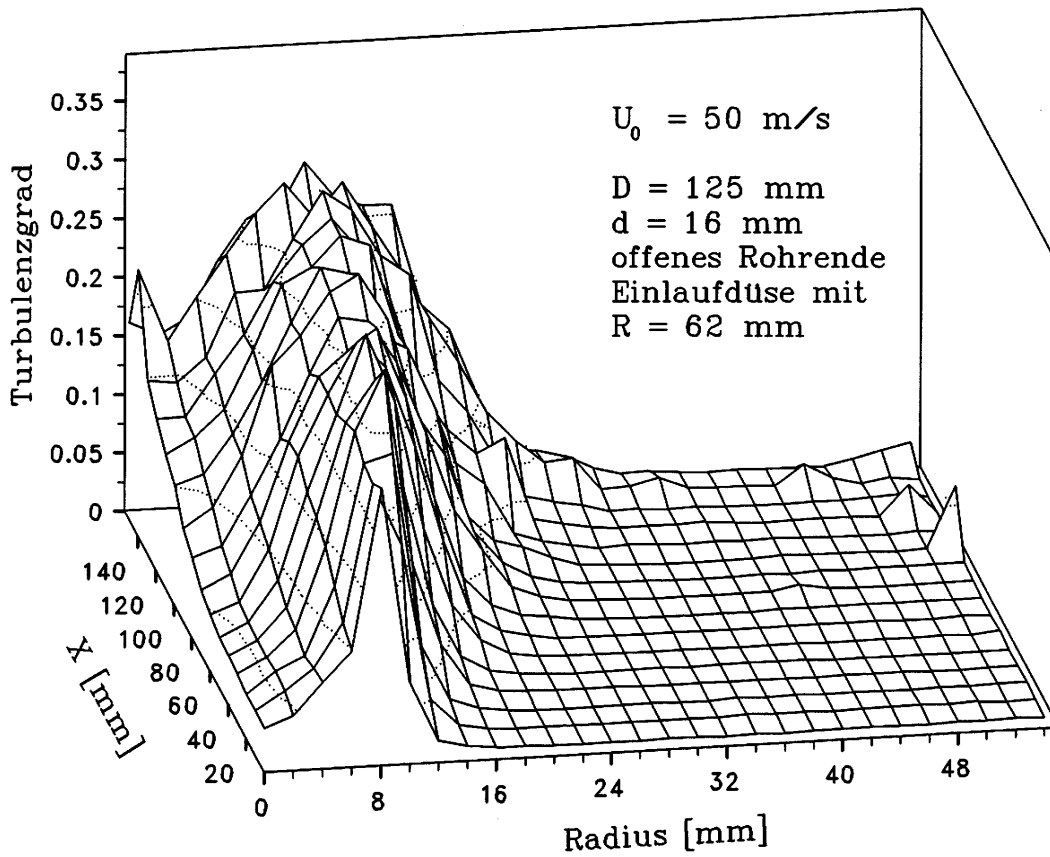
Der Treibstrahl-turbulenzgrad ist schon am Eintritt insgesamt höher als der des Sekundärstrahls und über der gesamten Strahlbreite nicht konstant.

An der Eintrittsebene des Mischrohres befindet sich das Turbulenzgradmaximum, in einer Kreisebene mit einem Radius von 8 mm, wie der Treibstrahlradius. In dieser Kreisebene mischt sich der Treibstrahl mit dem Sekundärstrahl. Das Turbulenzgradmaximum an dieser Stelle beträgt ca. 10% bei einer Treibstrahlgeschwindigkeit von 40 m/s.

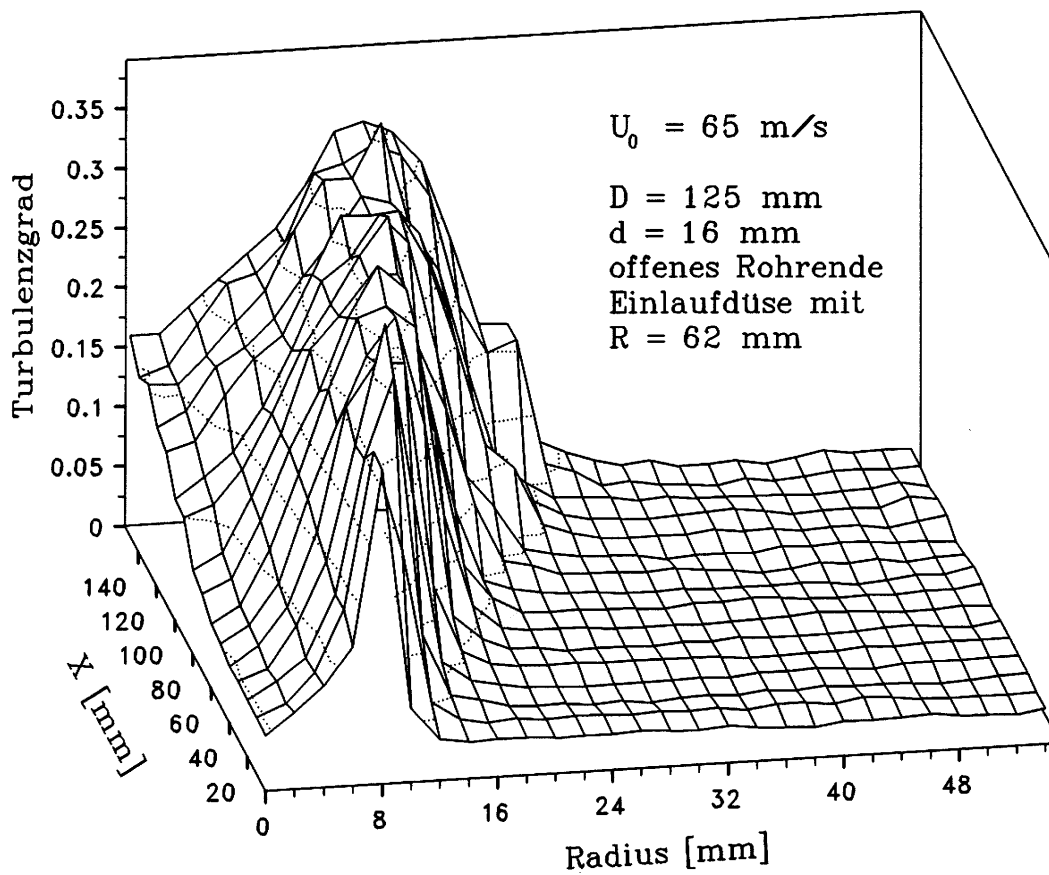
Die Maxima wachsen bei fortschreitendem axialen Abstand und erreichen einen Wert von ca. 20-30 % bei allen gemessenen Geschwindigkeiten.



**Bild 4-20** Turbulenzgradverteilung ( $U_{ts}=40\text{m/s}$ )  
Einphasig mit Hitzdrahtsonde



**Bild 4-21** Turbulenzgradverteilung ( $U_0=50\text{m/s}$ )  
 Einphasig mit Hitzdrahtsonde



**Bild 4-22** Turbulenzgradverteilung ( $U_0=65\text{m/s}$ )  
 Enphasig mit Hitzdrahtsonde

### 4.3 Experimentelle Untersuchung von Feststoffinjektoren

Die Versuche mit Feststoff wurden 1993 am Institut mit der im Bild 4-23 dargestellten Versuchsanlage durchgeführt.

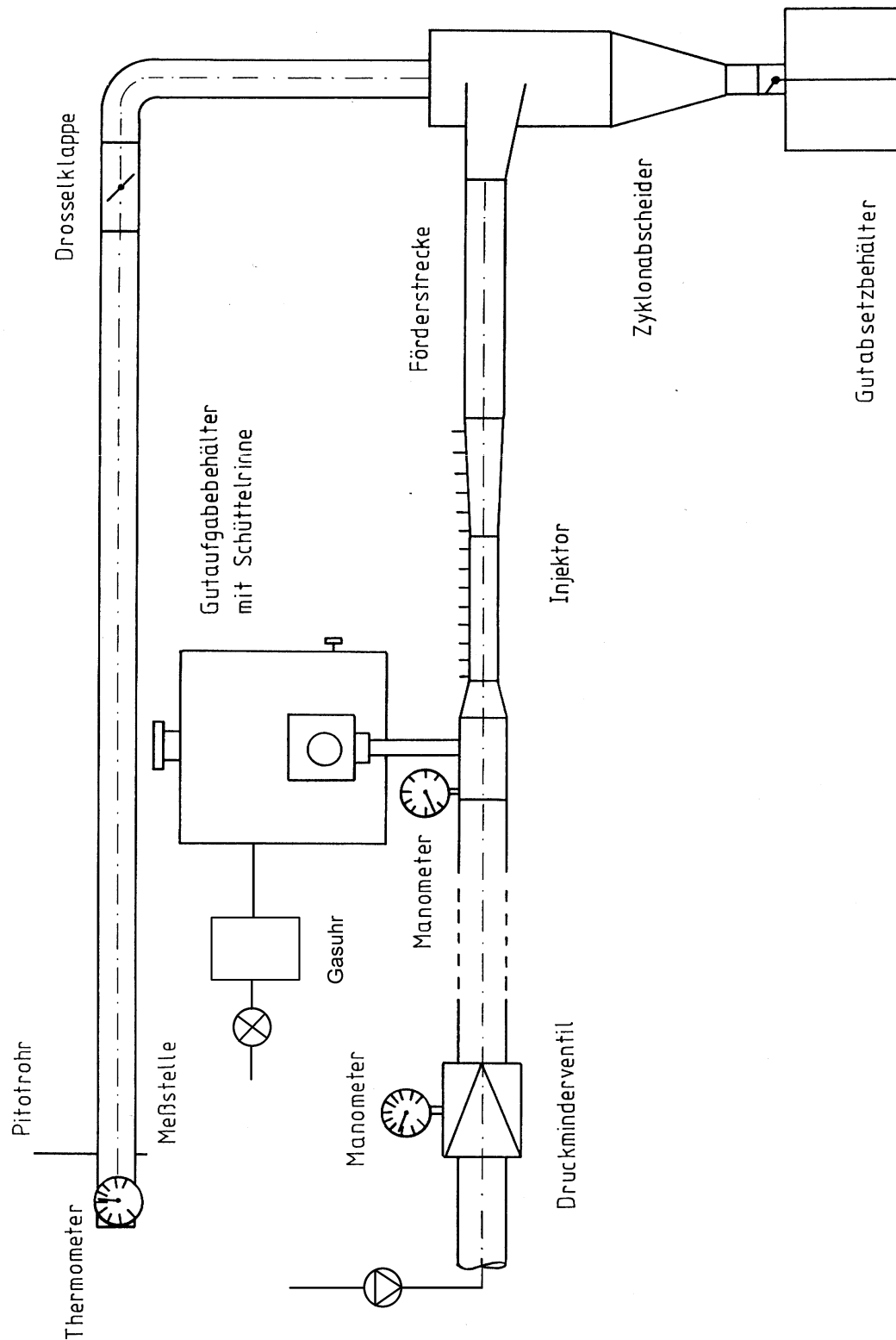
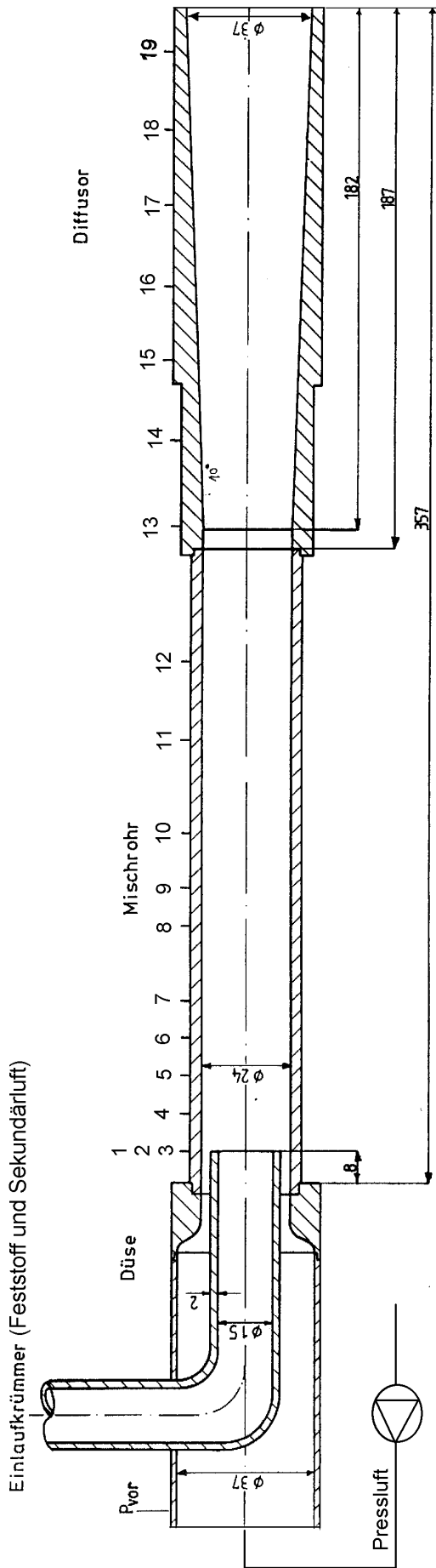


Bild 4-23 Versuchsanlage des Feststoffinjektors



Meßstellennummer	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Lage der Meßstelle [mm]	0	0	0	10	20	30	40	60	70	85
Meßstellennummer	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Lage der Meßstelle [mm]	110	131	168	191	212	232	254	275	296	325

Bild 4-24 Feststoffinjektor mit zentraler Gutaufgabe



### 4.3.1 Versuchsanlage des Feststoffinjektors

Bestandteile der Anlage sind: Druckminderventil, Luftzuleitung zum Injektor, gekapselter Gutaufgabebehälter mit Schüttelrinne und Gasuhr, Injektor mit Messstellen und Förderstrecke, U-Rohr-Manometerreihe, Zyklonabscheider mit Gutabsetzbehälter und Drosselklappe, eine abschließende horizontale Rohrstrecke mit Pitotrohr und Messstelle für den statischen Druck auf gleicher Rohrlänge zur Bestimmung des gesamten Luftvolumenstroms. Am Ende der Rohrstrecke ist ein Thermometer angebracht.

Nachdem die Versuchsanlage mit dem gewünschten Druckluftniveau beaufschlagt und die Schüttelrinne eingeschaltet ist, fließt das zu fördernde Gut aus dem zuvor befüllten Gutaufgabebehälter über die in Schwingung versetzte Rinne in einen Trichter, der in den Einlaufkrümmer des Injektors mündet. Die Gutdosierung erfolgt über zwei voneinander unabhängige Systeme.

Die grobe Dosierung erfolgt über die Spalteinstellung zwischen Aufgabebehälter und Schüttelrinne. Die Feineinstellung erfolgt über die Frequenz der Schüttelrinnenschwingung. Der Gutaufgabebehälter und die Schüttelrinne sind von einem Gehäuse umgeben, um gezielt den Luftvolumenstrom, der durch den Einlaufkrümmer der Gutzufuhr angesaugt wird (Sekundärluft), zu bestimmen. Der Volumenstrom wird mit der Gasuhr gemessen.

Vor der Düse und entlang des Injektors wird über die Messstellen der Druckunterschied gegenüber der Atmosphäre erfasst und mit Hilfe einer U-Rohr-Manometerreihe angezeigt. Die Druckmessstelle vor der Düse ist an ein Manometer angeschlossen.

Die Förderstrecke mündet in einen Zyklonabscheider, der zur Feststoffabscheidung dient.

Die vom Feststoff gereinigte Luft strömt durch das Tauchrohr des Zyklonabscheiders nach oben in die sich anschließende horizontale Rohrstrecke, die mit einem Pitotrohr und einer statischen Druckmessstelle versehen ist. Das Pitotrohr zeigt über einen angeschlossenen U-Rohr-Manometer den Gesamtdruck in der Strömung an.

Die Versuche wurden mit weißem Kunststoffgranulat durchgeführt. Korngrößenverteilung und die mittlere Korngröße wurden ermittelt. Der mittlere Korndurchmesser ( $d_{km}$ ) beträgt 2.73 mm. Die mittlere Dichte des Kunststoffes ist 1159,2 kg/m<sup>3</sup>.

In Bild 4-24 ist der untersuchte Injektor gezeichnet.

### 4.3.2 Messergebnisse zum Feststoffinjektor

Bild 4-25 bis Bild 4-26 zeigen die Messwerte des Feststoffinjektors mit Mischrohr und Diffusor nach Bild 4-24 im Leerlauf (nur Luft) und mit unterschiedlichen Treibstrahlgeschwindigkeiten sowie Feststoffbeladungen.

Der beim Eintritt ins Mischrohr herrschende Unterdruck wird in der Düse durch Verengung des Treibstrahls und einer damit verbundenen Umwandlung von Druck- in Geschwindigkeitsenergie erzeugt. Er ist zur Einschleusung des Förderguts und der Sekundärluft notwendig.

Durch die Querschnittserweiterung, die der Treibstrahl beim Eintritt ins Mischrohr erfährt und durch das Auftreffen auf das wesentlich langsamere Fördergut wird der Treibstrahl verzögert. Es erfolgt eine Abnahme des Unterdrucks bis hin zum Aufbau von Überdruck. Nach Erreichen eines Überdruckmaximums im Mischrohr fällt der Druck wieder leicht ab. Die Ursache hierfür sind Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste. Beim Eintritt in den Diffusor erfolgt eine Verzögerung des Treibstrahls durch die Querschnittserweiterung. Hieraus resultiert eine zusätzliche Druckerhöhung. Mit zunehmender Feststoffmenge nehmen der am Mischrohrentritt erreichte Unterdruck und der am Diffusorende herrschende Überdruck ab. Die im Injektor erzeugte Druckdifferenz nimmt ab, da für steigende Feststoffmassenströme die gleiche Eingangsenergie zur Verfügung steht. Mit zunehmendem Eingangsdruck nehmen die Beträge des am Mischrohrentritt und am Diffusorende erreichten Drucks zu.

Diese Messreihe wird zum Vergleich mit der Feststoff-Luft-Simulation herangezogen.

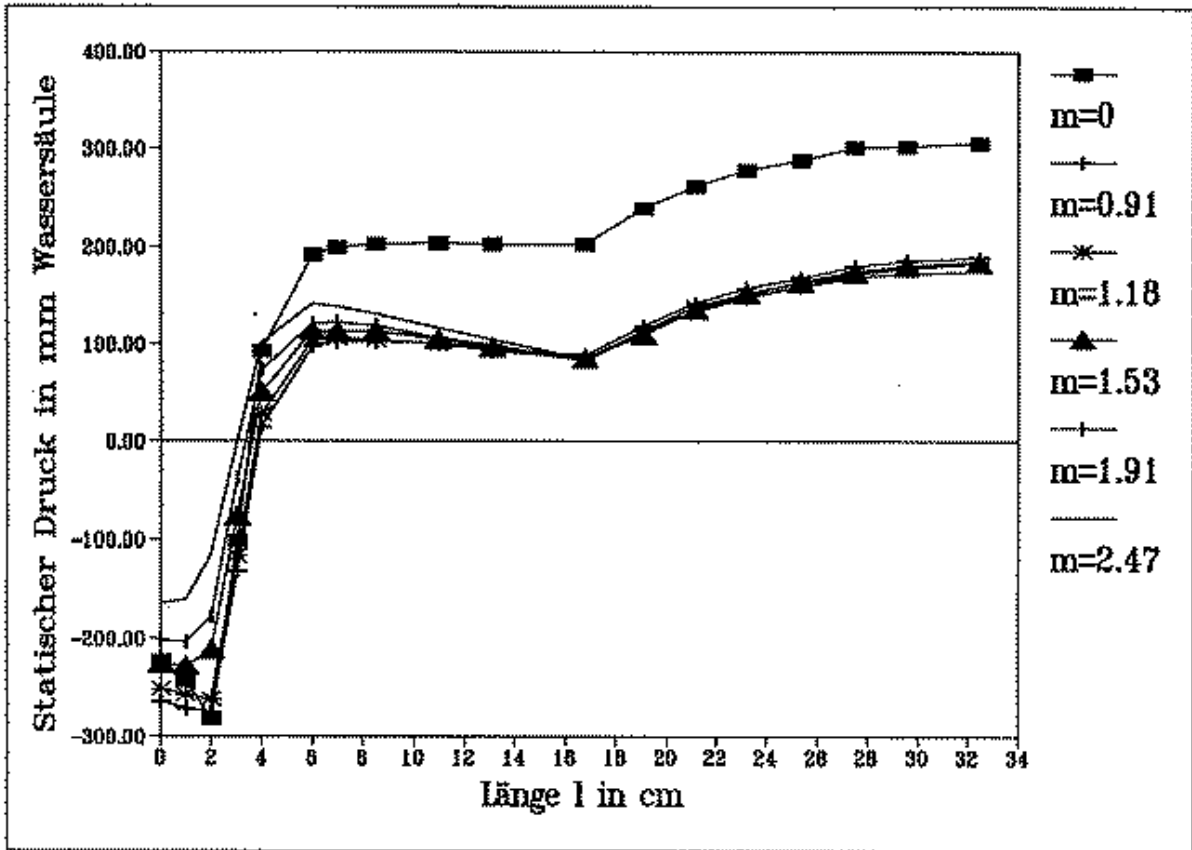


Bild 4.25 Druckverteilung längs Injektormischstrecke und Diffusor (s. Bild 4-24)

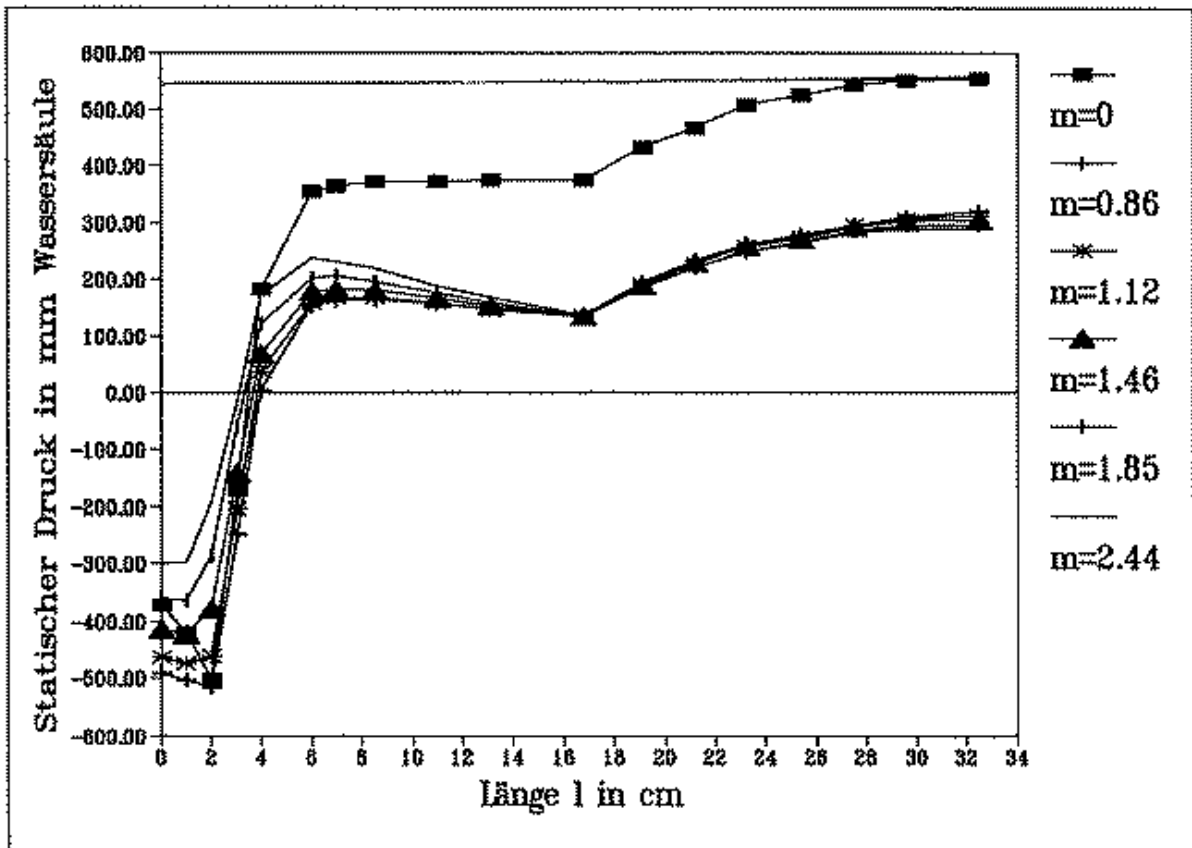


Bild 4.26 Druckverteilung längs Injektormischstrecke und Diffusor (s. Bild 4-24)

## 5 FEM-Berechnungen (FIDAP einphasig)

In diesem Kapitel werden die Strömungssimulationen mit dem FEM-Paket FIDAP für die Simulation von einphasiger, zweidimensionaler, rotations-symmetrischer Vermischung in einem Rohr, wie es im Injektor vorkommt, detailliert erörtert. Für die genauere Eingabe von Randbedingungen und Verifizierungen von Simulationsergebnissen wird hierfür eine Messreihe durchgeführt (Kapitel 4).

FIDAP löst die Strömungserhaltungssätze mit der FEM-Methode. Es besteht aus den Hauptmodulen FIDAP zum Pre- bzw. Postprocessing und FISOLV zur Lösung des Navier-Stokes-Gleichungssystems. Innerhalb von FIDAP sind die Submodule FI-GEN, FI-BC, FIPREP, FIPOST, FICONV und FIMESH integriert. Benutzereigene Subroutinen können mit dem Hauptprogramm eingebunden werden. Siehe [11]

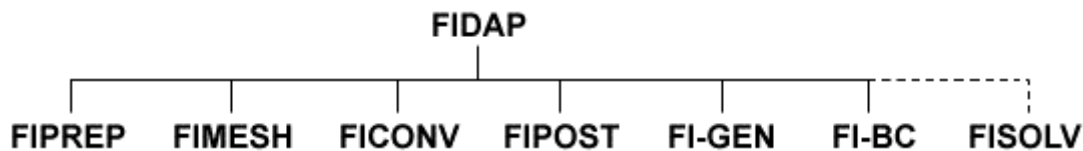


Bild 5-1 FIDAP-Programmstruktur

FIDAP kann interaktiv oder non-interaktiv ausgeführt werden. Die Steuerung von FIDAP kann interaktiv mit der graphischen Oberfläche (**GUI**; Graphische User Interface) oder non-interaktiv (**TUI**; Text User Interface), durch die Eingabe von Steuer-Karten (Befehlen) zeilenweise in einer ASCII-Datei (FIPREP) erfolgen.

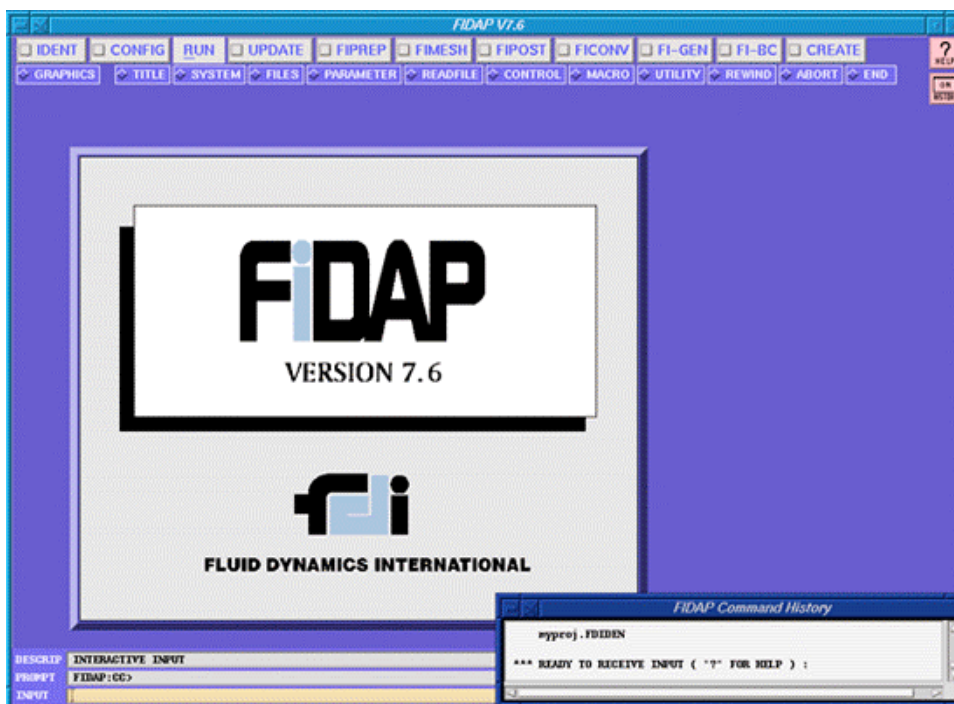
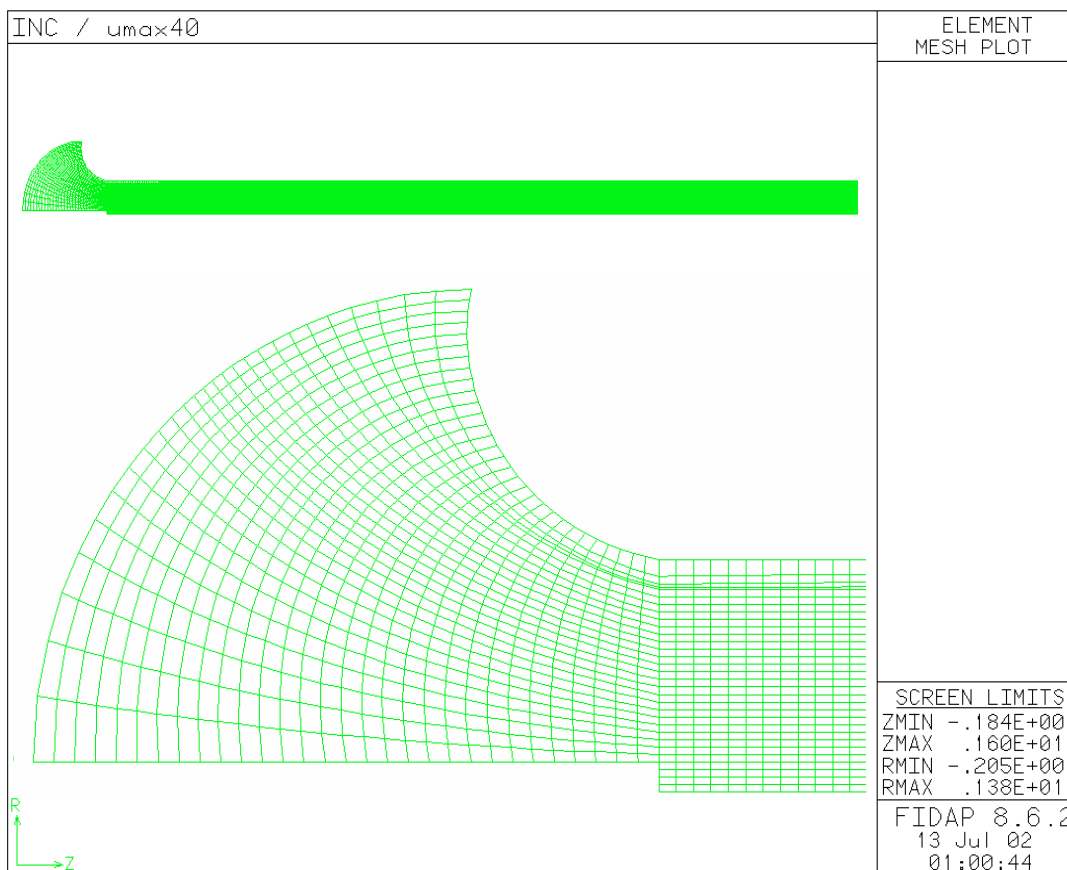


Bild 5-2 FIDAP Graphical User Interface

Für diese Arbeit wird der Aufbau des FEM-Netzes in FIDAP mit dem FIMESH-Modul durchgeführt, da das rotationssymmetrische Netz einfach ist.

An jeder beliebigen Stelle im Input-File können physikalische und geometrische Größen mit den dazugehörigen Zahlenwerten explizit definiert oder durch eine Variable (Parameter) bestimmt werden. Der Bezeichnung der Variablen muss nur das "\$"-Zeichen vorangestellt werden (z.B.: \$druck = 1.0132e+5).

Diese parametrische Form der Zuweisung von Zahlenwerten ist vorteilhaft. Dadurch, dass man alle Parameter am Anfang des Files stellen kann, wird es einfach, sie zu ändern. Damit können die Geometrie, Materialeigenschaften, Lösungsstrategien, Anfang- oder Randbedingungen variiert und Parameterstudien leicht durchgeführt werden.



**Bild 5-3 FIDAP Modellnetz**

Mit dem geometrischen Netz des Modells, der physikalischen Ebene, korrespondiert programmintern ein logisches Netz, eine Rechenebene. Das geometrische Netz ist möglichst eine Original-Abbildung des zu simulierenden Strömungsgebietes. Das logische Netz ist eine konforme Abbildung des geometrischen. Die Gleichungen werden in der logischen (Rechen-) Ebene gelöst und schließlich in die geometrische Ebene rücktransformiert.

Ein numerisch günstiges Netz sollte ein Seitenverhältnis (=Höhe / Breite) der Gitterelemente von 1:5 nicht überschreiten (Grenzfall 1:10). Will man aber über

das gesamte zu simulierende Strömungsgebiet von hier 1,6 Metern Länge und 0,062 Metern Rohrradius bei genügend kleinen FEM-Gitterelementen im Seitenverhältnis von 2 mm/10 mm bleiben, dann ist der zur Verfügung stehende Speicherplatz sehr schnell überschritten.

Man muss also, vom Treibdüsenaustritt beginnend bis hin zum Auslass, die Gitterelemente bei ungefähr konstantem Seitenverhältnis stetig vergrößern, um im Bereich des zur Verfügung stehenden Speicherplatzes zu bleiben. Die Anzahl der Gitterpunkte verringert sich dabei auf knapp 5000. Es wurde die Erfahrung gemacht, dass größere Seitenverhältnisse der Gitterelemente und/oder Sprünge in der FEM-Netz-Geometrie schwierig zu behandeln sind und nur mit sehr viel Fingerspitzengefühl zu konvergenten Simulationen führen können.

Eine Schwierigkeit bei der numerischen Simulation liegt darin, dass die lokale Netzqualität dem örtlichen Strömungszustand angepasst werden soll. So ist es bei den Stellen mit hohen Gradienten (z.B. Temperatur-, Geschwindigkeits- oder Schubspannungsgradienten); man muss ein Netz mit einer hohen Dichte generieren, um die Gradienten mit ausreichender Genauigkeit auflösen zu können. Das kann bei einem orthogonal (strukturiertem) Netz schwierig sein. Diese Kenntnisse werden erst nach der Konvergenz der Simulation bekannt; Lösungen von Modellen mit ungeeignetem Netz sind ungenau oder konvergieren nicht. Wirbelbehaftete Gebiete benötigen beispielsweise ein Minimum an Netzauflösung, um die Wirbel ausreichend erfassen zu können.

Deshalb bietet manch andere Strömungssimulationssoftware, z.B. FLUENT, die Möglichkeit, lokale Netzadaption nach verschiedenen Kriterien auszuführen. Damit wird das Netz nur an den notwendigen Stellen verfeinert, und damit bleibt die gesamte Elementenanzahl in Grenzen.

## 5.1 Rand- und Anfangsbedingungen der Simulation

### 5.1.1 Eintrittsrandbedingungen

#### Treibdüse

Zur realitätsnahen Simulation wird der Treibdüsenaustritt, das Geschwindigkeitsprofil einer ausgebildeten turbulenten Kreisrohrströmung, nach dem 1/7-Potenz-Gesetz wie folgt eingegeben:

$$\frac{u_{ts}(r)}{U_{ts\_Zentral}} = \left(1 - \frac{r}{R_{ts}}\right)^{\frac{1}{7}}; \quad 0 \leq \frac{r}{R_{ts}} \leq 1 \quad (5.1)$$

Folgende Tabelle stellt die Geschwindigkeitstabelle der Treibdüse dar:

Geschwindigkeitsverteilung am Treibstrahlaustritt nach Gl. 42, $R_{ts} = 0,008 \text{ m}$				
$r/R_{ts}$	$U(r)/U_{ts}$	$U_{ts} = 40 \text{ m/s}$	$U_{ts} = 50 \text{ m/s}$	$U_{ts} = 65 \text{ m/s}$
0,00	1,0	40,0	50,0	65,0
0,25	0,9597	38,388	47,985	62,381
0,50	0,9057	36,228	45,285	58,671
0,75	0,8203	32,812	41,015	53,32
1,0	0,0	0,0	0,0	0,0

**Tabelle 5-1 Treibstrahlrandbedingungen**

### **Sekundärstrahl**

Der Eintrittsrand des Sekundärstrahls hat die Form einer Halbkugel (in 2D Kreisbogen). Das ist angebracht, weil diese Form eine günstige und physikalische Eingabeform der Randbedingungen an dieser Stelle bietet. Um die Rechnung zu beschleunigen, wird die Anfangsbedingung am Sekundärstrahleintritt homogen senkrecht zur Eintrittsfläche (tangential zur Stromlinie) gesetzt. Die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit wird gleich Null gesetzt. Diese vorgegebenen Anfangswerte der Geschwindigkeit werden nur am Anfang des Iterationsvorgangs benutzt und helfen zudem die Konvergenz zu beschleunigen.

Im Laufe der Iteration wird der Zustand der Strömung (auch an der Eintrittsfläche der Sekundär-Strömung) vom Programm berechnet.

### **Wandnahbereich**

An der Wand herrschen Haftbedingungen. Alle Geschwindigkeitskomponenten werden gleich Null gesetzt.

Bei turbulenten Strömungen werden Turbulenzmodelle benutzt, um die Geschwindigkeitsschwankungen und die anderen Begleiterscheinungen der Turbulenz zu modellieren und damit die Gleichungssysteme zu schließen. In der Nähe einer festen Wand sind die Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zu dieser ( $du/dy$ ) sehr groß (in der viskosen Unterschicht). In diesem wandnahen Bereich dürfen die Turbulenzmodelle nicht angewandt werden.

Für die Lösung in der viskosen Unterschicht werden deshalb Wandfunktionsmodelle verwendet.

Mit Hilfe von Dimensionsanalysen und experimentellen Untersuchungen werden dimensionslose Kennzahlen aufgestellt und miteinander verknüpft, um das Verhalten in der viskosen Unterschicht zu beschreiben.

### **Dimensionsloser Wandabstand $y^+$**

Turbulente Modelle gelten in der unmittelbaren Nähe der Wand nicht. In unmittelbarer Nähe der Wand gibt es keine Geschwindigkeitsschwankungen, und die Viskositätswirkung übersteigt die Trägheitswirkung.

Um diese viskose Unterschicht bis zur Wand hin zu überbrücken, wird ein Modell benötigt. Mit Hilfe der Dimensionsanalyse wird eine Funktion für die Geschwindigkeitsverteilung in der viskosen Unterschicht formuliert:

$$U = U(y, \rho, \mu, \tau_w, \varepsilon) \quad (5.2)$$

Durch Anwendung der Dimensionsanalyse ergeben sich folgende Kennzahlen:

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \quad y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu} \quad \varepsilon^+ = \frac{\varepsilon U_\tau}{\nu} \quad \text{und} \quad U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.3)$$

Die Funktion (Wandfunktion) für das Geschwindigkeitsprofil an der Wand ist:

$$U^+ = F(y^+ + \varepsilon^+) \quad (5.4)$$

Millikan (1938) hat folgendes Geschwindigkeitsprofil errechnet:

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(ky^+) + c \quad (5.5)$$

mit

- $y^+$  dimensionsloser Wandabstand
- $\tau_w$  Wandschubspannung
- $U_\tau$  Schubspannungsgeschwindigkeit
- $y$  Wandabstand
- $K$  von Karman- Konstante
- $C$  Konstante für Wandrauigkeit

Für die besondere Behandlung der turbulenten Strömungen wird für den Wandnahbereich gewährleistet sein müssen, dass die Netzdicke an der Wand den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  nicht unterschreitet. Andernfalls resultieren unphysikalische Simulationsergebnisse. Das ist wichtig für die Berechnung von den von der Wandgrenzschicht abhängigen Größen, z.B. Wandschubspannung, Druckverlust der Strömung und Wärmeübergang an der Wand.

Die Werte, die eingehalten werden müssen, sind zum einen von der Strömung abhängig, zum anderen von der Physik der Strömung. Für diese Simulation (Rohrströmung) ist der klassische Wertebereich von  $y^+$  zwischen 30 und 100 für die Standard-Wandfunktion einzuhalten. Der Wert von  $y^+$  ist stetig zu überprüfen. Bei Bedarf wurde durch das Verfeinern des Netzes an der Wand der richtige Wertebereich von  $y^+$  erreicht.

Nach jedem Rechengang an jeder Stelle der Wand wurde geprüft, ob  $y^+$  die Anforderungen erfüllt oder nicht. Im negativen Fall wurde an der entsprechenden Stelle im FEM-Netz die Wandnetzdicke angepasst.



## 5.2 Physikalische Strömungsgrößen

Das Strömungsmedium ist Luft. Alle thermo- und fluiddynamischen Parameter sind in **Tabelle 5-1** dargestellt.

<b>Stoffwerte von Luft unter Laborbedingungen</b>			
<b>Beschreibung</b>	<b>Formelzeichen</b>	<b>Zahlenwert</b>	<b>Einheit</b>
Ruhedruck	$p_\infty$	1,0132	$[10^5 \cdot \text{N/m}^2]$
Dichte	$\rho_\infty$	1,21	$[\text{kg/m}^3]$
Temperatur	$T_\infty$	293,00	$[\text{K}]$
dyn. Viskosität	$\mu_0$	18,50	$[\mu\text{N}_s/\text{m}^2]$
kin. Viskosität	$\nu_0 = \mu_0 / \rho_\infty$	15,29	$[\mu\text{m}^2/\text{s}]$

### Tabelle 5-2 Physikalische Simulationsgrößen

Dichte, Temperatur und Viskosität für isotherme und inkompressible Strömungssimulation sind konstant. Da die Strömung inkompressibel angenommen ist, wird der Druckfreiheitsgrad nicht explizit gelöst. Der Druck wird nach der Lösung der Geschwindigkeiten berechnet.

Die Viskosität wird dem thermodynamischen Zustand entsprechend eingegeben, somit ist die Temperatur implizit festgelegt.

### Extended k-ε-Turbulenzmodell

Dieses Modell stammt von dem Standard-K-ε-Modell, berücksichtigt jedoch scherintensive Strömungen, wie sie beim Freistrahler oder Injektortreibstrahl der Fall sind.

#### Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\bar{u}} \quad (5.6)$$

wobei

$u', v', w'$  Geschwindigkeitsschwankungen in den drei Raumrichtungen  
 $\bar{u}$  zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in Achsenrichtung am jeweiligen Ort

$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$  Standardabweichung der Geschwindigkeitsschwankungen im Quadrat

Für eine homogene isotrope Turbulenz wird Gl. 5.6 vereinfacht und lautet:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u} \quad (5.7)$$

Da die Strömung turbulent ist, wird das zeitlich gemittelte Navier-Stokes-Gleichungssystem (RANS) gelöst. Das erweiterte k-ε-Modell nach Kim und Chen wird eingesetzt (s. FIDAP [11]). Zum Vergleich mit anderen Modellen liefert dieses Modell die besten Ergebnisse.

Die Turbulenz-Modell-Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  wurden um 5% variiert und die Werte verwendet, die die besten Ergebnisse erbracht haben.

### 5.3 Lösungsverfahren

Die Strömungsgleichungen im allgemeinen können gekoppelt oder entkoppelt gelöst werden. Bei gekoppelten Verfahren wird das Gleichungssystem in einer einzigen Matrix  $k(U)$  zusammengefasst:

$$K(U)U = F \quad (5.8)$$

wobei  $U$  der Lösungsvektor der Unbekannten  $u, v, w, p, k, \varepsilon$  ist und  $F$  die Randbedingungen und Volumenkräfte beinhaltet (s. FIDAP [11]).

Die Lösung der gekoppelten Gleichungssysteme in FIDAP erfolgt durch sukzessive Substitution oder mehrere Newton-Verfahren. Der Konvergenzverlauf unterscheidet sich in beiden Fällen. Die sukzessive Substitution ist unempfindlich gegenüber den Anfangsbedingungen (verfügt über größeren Konvergenzradius). So ist zu empfehlen, mit der sukzessiven Substitution anzufangen und dann auf das Newton-Verfahren zu wechseln.

Bei entkoppelten Lösungsverfahren (Segregated Solver) wird die Globalmatrix aller unbekanntens Freiheitsgrade unterteilt und Submatrizen für jeden Freiheitsgrad werden separat aufgestellt. Der einzelne Freiheitsgrad wird einzeln gelöst. Die gesamte Lösung ist erreicht, wenn die Konvergenzkriterien aller einzelnen Freiheitsgrade gleichzeitig erfüllt sind.

Die Lösung des entkoppelten Systems wird in FDAP durch das Gauss'sche Eliminationsverfahren oder die Gradientenmethode (CG, CGS, GMRES, CR) erzielt.

Zum Vergleich zwischen beiden Verfahren wird zusammengefasst:

- entkoppelte Verfahren benötigen deutlich weniger Hauptspeicher, da eine kleine Submatrix im Hauptspeicher geladen wird
- entkoppelte Verfahren benötigen mehr Iterationen, um bestimmte Konvergenzkriterien zu erfüllen
- entkoppelte Verfahren sind allgemeingültig
- gekoppelte Lösungen sind vorteilhaft bei starker physikalischer Koppelung der Impuls- und Energiegleichung (z.B. freie Konvektion)

### 5.3.1 Penalty Druck-Approximation

Bei dieser Variante der Druckmodellierung wird die Kontinuitätsgleichung nicht gelöst. Das ist möglich, da man die Anzahl der Freiheitsgrade um einen Freiheitsgrad reduziert, indem man den Druck  $p$  durch eine feste Beziehung (Penalty-Parameter) mit dem Geschwindigkeitsbetrag  $u = c$  ausdrückt. Dies entspricht nur in Ausnahmefällen der Realität.

Es hat sich gezeigt, dass mit der Penalty-Approximation für die hier gestellte Problematik keine befriedigenden Lösungen für den Druckfreiheitsgrad zu erwarten sind. Die Begründung dafür liegt wohl darin, dass der Druck zuerst eliminiert und dann wieder zurückgerechnet wird. Da beim sich ausbreitenden Luftstrahl naturgemäß hohe Druck- und Geschwindigkeitsgradienten auftreten, scheinen diese Gradienten durch die Penalty-Approximation bei jedem Iterationsschritt "gedämpft" zu werden. Die so errechneten skalaren Druckfelder der Simulation sind äußerst unbefriedigend, da die tatsächlichen Gradienten mit der Simulation nicht erreicht werden.

Zudem wird leicht klar, dass durch den Penalty-Parameter " $\alpha$ " eine feste und somit im Laufe einer Simulationsrechnung unveränderliche Korrelation zwischen Druck und Geschwindigkeit aufgezwungen wird. Das muss bei Strömungen mit hohen Gradienten der Druck- und Geschwindigkeitsfelder unweigerlich zu Komplikationen führen.

### 5.3.2 Mixed Druck-Approximation

Hier wird der Druck  $p$  als ein zusätzlicher Simulationsfreiheitsgrad gelöst. Das erhöht zwar den Rechenaufwand und die Feinarbeit bei der Einstellung der Numerik-Parameter, allerdings mit dem Erfolg, dass vertretbare genauere numerische Simulationen erreicht werden.

Der Druck wird in den einzelnen Gitterpunkten diskretisiert. Man kann noch zusätzlich zwischen einer kontinuierlichen und diskontinuierlichen Approximation wählen. Darunter versteht man, dass die Druckapproximation entweder kontinuierlich oder diskontinuierlich entlang der FEM-Elemente erfolgen soll.

Die Druckberechnung für die hier gestellte Aufgabenstellung erfolgt entsprechend, den obigen Ausführungen, nach der diskontinuierlichen Mixed-Pressure-Approximation, da sie die besten Ergebnisse liefert.

### 5.3.3 Konvergenz- und Abbruchkriterium

Bei der Lösung numerischer Verfahren ist es notwendig, ein Abbruchkriterium für die iterative Lösung zu definieren. Das Abbruchkriterium der Simulationsrechnung gilt als eine frei festzulegende Schranke für die Konvergenz. Wenn die Differenzen der in den einzelnen Iterationsschritten sukzessive errechneten Geschwindigkeitskomponenten  $u_r$  und  $u_z$  in jedem Punkt des FEM-Netzes kleiner als eine bestimmte Größe  $\varepsilon$  sind, wird die Lösung als konvergent angesehen:

$$\left| \frac{u_i - u_{i-1}}{u_{i-1}} \right| \leq \varepsilon \quad (5.9)$$

Ist in allen Gitterpunkten des FEM-Netzes das Konvergenzkriterium erreicht, wird die Simulation beendet und das Simulationsergebnis gespeichert.

Der von FIDAP in den FEM-Nodes errechnete statische Druckwert ist identisch mit der Druckdifferenz  $\Delta p$  zu einem beliebigen Druckbezugsniveau. Diese praktische Art der Druckformulierung ist deswegen zulässig, da die Strömung als inkompressibel und isotherm angenommen und simuliert wird.

### 5.3.4 Lösungstabilisierung und Lösungsbeschleunigung

#### Relaxationsverfahren

Liegt bei iterativen Verfahren eine niedrige Konvergenzrate vor, so kann mittels einer Relaxation die Konvergenz erhöht werden. Die iterativ erhaltene neue Lösung wird mit der vorangegangenen gewichtet. Damit ergibt sich eine verlängerte oder verkürzte Lösung. Bei asymptotischem Iterationsverlauf führt dies zur gesteigerten Konvergenzrate.

Man spricht von Unterrelaxation bei einem Verstärkungsfaktor von  $\alpha < 1$  oder Überrelaxation bei  $\alpha > 1$ . Unterrelaxation der iterativ erhaltenen Werte führt meistens zum gewünschten Ziel.

$$\alpha_{i+1} = \alpha \cdot u_i + (1 - \alpha) u_{i-1} \quad (5.10)$$

- $\alpha$     Relaxationsfaktor ( $0 < \alpha < 1$ )
- $\varphi$     Geschwindigkeit in der Zuleitung
- $i$      Zuleitungsdurchmesser = 30 mm

Die Relaxationsfaktoren lassen sich für jeden Strömungsfreiheitsgrad einzeln angeben.

## 5.4 FEM-Simulationsergebnisse mit FIDAP

In diesem Abschnitt werden die 2D-rotationssymmetrischen Simulationsergebnisse mit der FEM-Methode (FIDAP) graphisch dargestellt und ausgewertet. Alle Erscheinungen der 3. Dimension sowie deren Ableitungen werden vernachlässigt. Die Bezeichnungen **S40**, **S50** und **S65** werden für die Simulationen mit Treibdüsengeschwindigkeiten 40, 50 und 65 m/s angewandt.

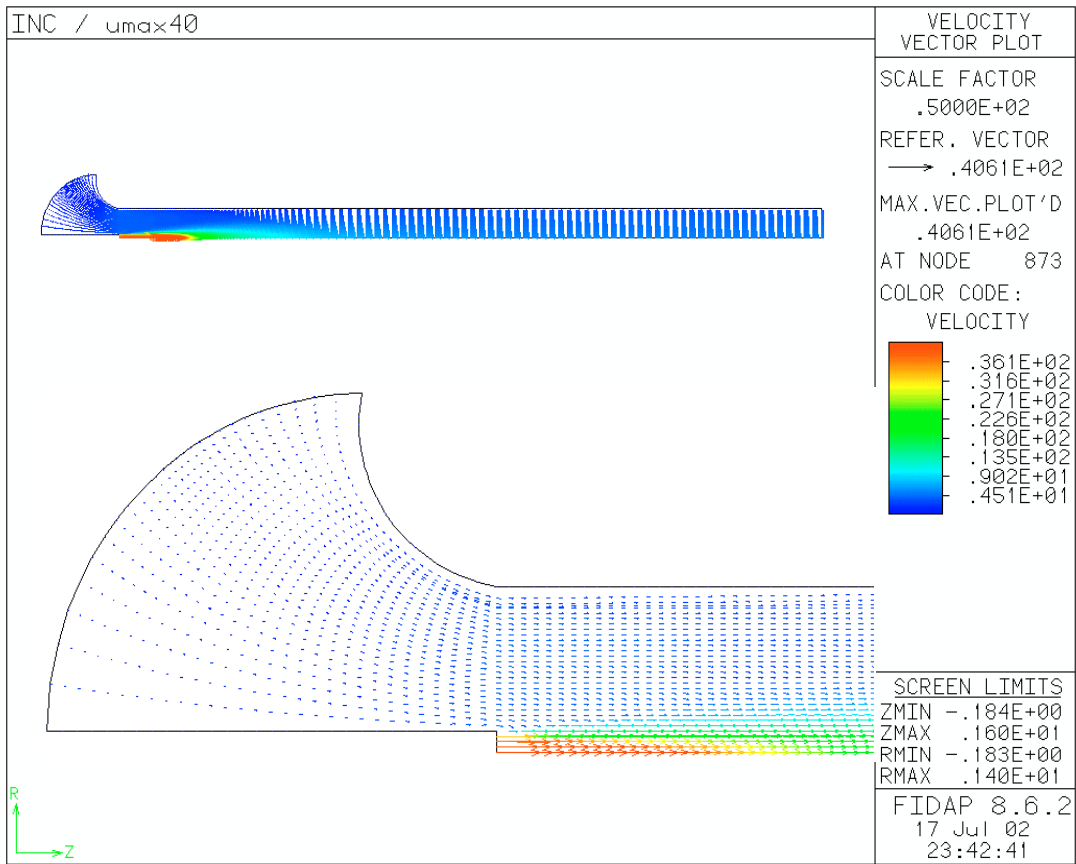
Die Ergebnisse für die Fälle mit  $U_{ts} = 50$  und 65 sind qualitativ gleich. Deshalb werden nur die Bilder für den Fall S40 in diesem Kapitel dargestellt.

Anschließend werden alle Simulationsergebnisse (S40, S50 und S65) in Kapitel 7 mit entsprechenden Messungen verglichen.

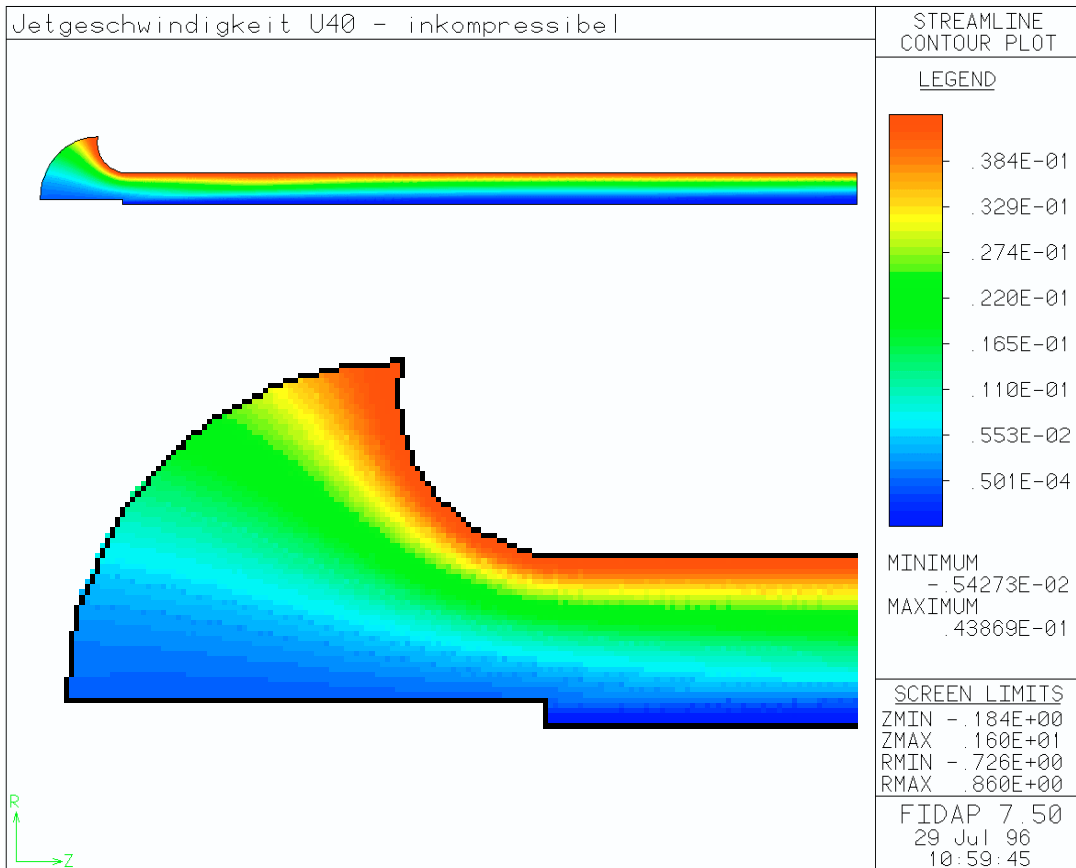
Die Verläufe der Geschwindigkeit, des statischen Druckes und der scheinbaren turbulenten Viskosität werden global, d.h. im gesamten simulierten Strömungsgebiet, betrachtet. Der Bereich vom Treibstrahlaustritt bis zu einem Abstand von ungefähr 10 Treibstrahldurchmessern in der axialen Richtung ist feiner aufgelöst und detailliert dargestellt und behandelt. In diesem noch unausgebildeten Bereich der Strömung findet der vollturbulente Mischungsvorgang der Jet- und Sekundärströmung statt. Die im folgenden dargestellten Bilder 5-4 bis 5-10 gelten für den Geschwindigkeitsbereich S40. Die entsprechenden Bilder für S50 und S65 unterscheiden sich "qualitativ" nicht von S40.

### 5.4.1 Geschwindigkeitsvektoren ( S40 )

Die Geschwindigkeitsvektoren des simulierten Strömungsgebiets sind in Bild 5-4 dargestellt. Der Treibstrahl (rote Vektoren) bläst frei in das Mischrohr. Er induziert dadurch eine Sekundärströmung (blau), die über den Einlauf kommend in das Mischrohr einströmt. Die Stromlinien passen sich dabei optimal der Kontur der Einlaufmündung und des Mischrohrs an, wie in Bild 5-5 ersichtlich ist. Die Sekundärströmung im Mischrohr erfährt dabei zunächst eine geringe Einschnürung der äußeren Stromlinien zur Rohrmitte hin. Die maximale Verengung befindet sich in einem Abstand von ungefähr 2 Mischrohrdurchmessern hinter der Mischrohereintrittsebene. In diesem Strömungsbereich vermischt sich die Jet- und Sekundärströmung zunehmend. Bis zum Erreichen des Mischrohraustritts wird dabei das Geschwindigkeitsprofil einer ausgebildeten turbulenten Kreisrohrströmung erreicht. Die Radialkomponente der Geschwindigkeit  $u$  tritt nur im Einlauf sichtbar in Erscheinung. Im Mischrohr hingegen ist nur die Hauptströmungskomponente der Geschwindigkeit  $u_z$  maßgebend.



**Bild 5-4 Geschwindigkeitsvektoren ( $U_{ts}=40\text{m/s}$ )**  
Einphasige Simulation mit FIDAP

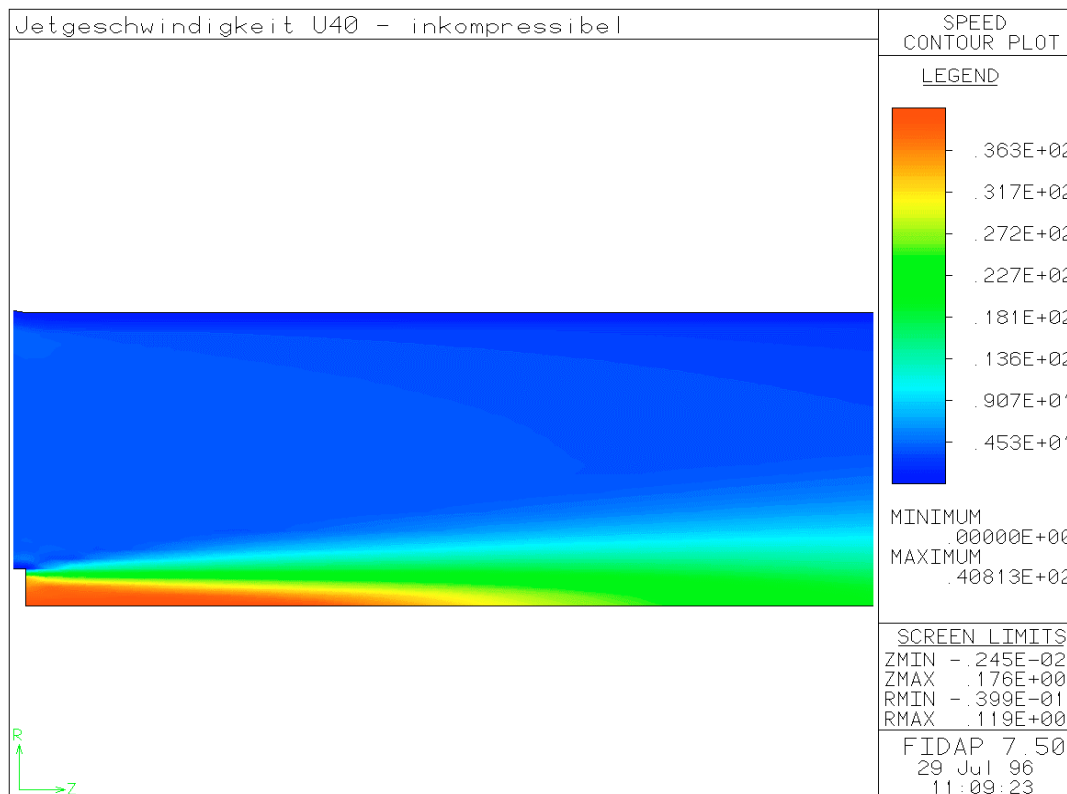


**Bild 5-5 Stromlinienverlauf ( $U_{ts}=40\text{m/s}$ )**  
Einphasige Simulation mit FIDAP

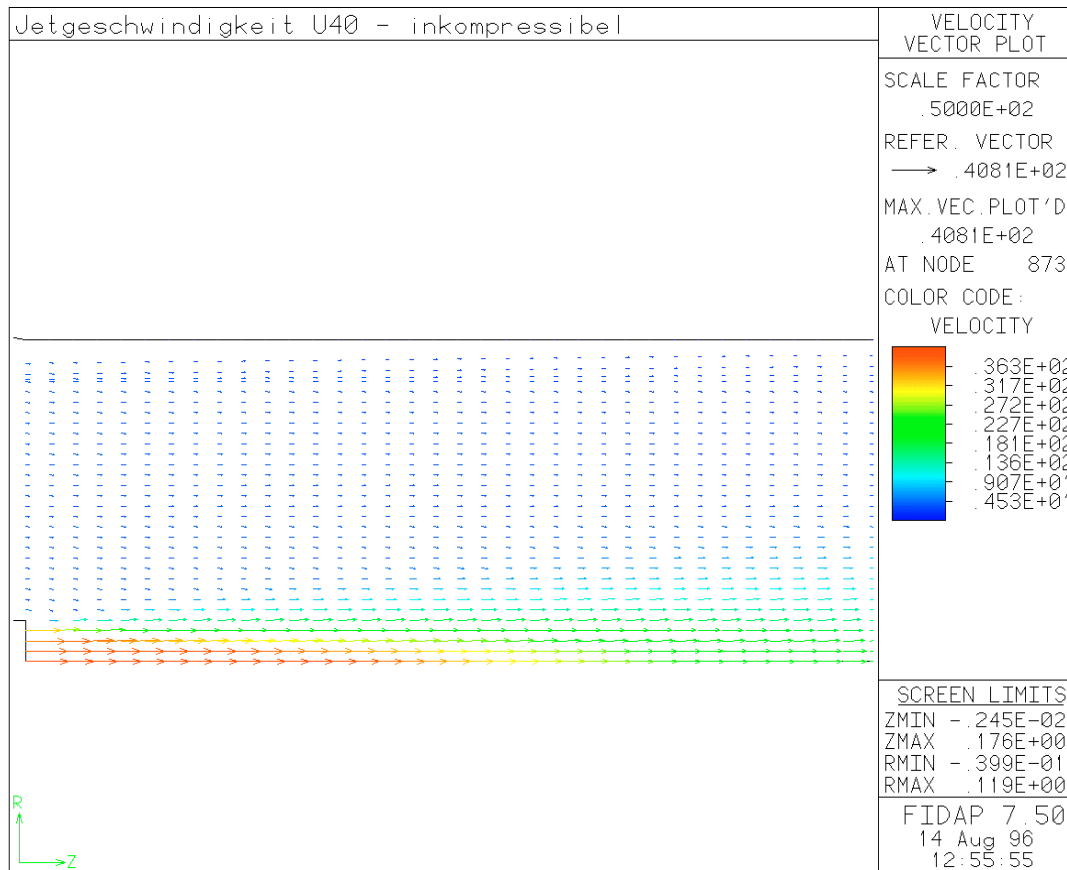
## 5.4.2 Geschwindigkeitsverlauf (S40)

Der hier in Bild 5-6 betrachtete unausgebildete Teil des Strömungsgebietes nahe der Treibdüse lässt sich grob in drei Bereiche unterteilen, wie in Bild 5-7 farblich hervorgehoben ist. In der Rohrmitte befindet sich der Kernbereich der Jetströmung (rot-gelb), der sich stromabwärts bis zu seinem Verschwinden verjüngt. Er wird vom vollturbulenten Übergangsbereich der Jet- und Sekundärströmung (grün-hellblau), in der Form eines sich in der Hauptströmungsrichtung ausbreitenden Kegels, konzentrisch umgeben. Die Sekundärströmung (dunkelblau) füllt dabei den restlichen verbleibenden Strömungsquerschnitt aus.

In der Treibdüse ist das Geschwindigkeitsprofil einer ausgebildeten und turbulenten Kreisrohrströmung nach dem  $1/7$ -Potenz-Gesetz realisiert. Im Kern des Treibstrahls (rot-gelb) bleibt die Geschwindigkeit auf der Rohrmittelachse über eine Strömungslänge von ca. 4 Jetdurchmessern nahezu konstant (Bild 5-6). Dieser Kernbereich des Strahls, in der Form eines sich in Strömungsrichtung verjüngenden Kegels, bleibt von der ihn umgebenden Strömung praktisch unbeeinflusst. Es findet hierbei nahezu kein Impuls- oder Massenaustausch über seine äußere Berandung statt. Im weiteren Strömungsverlauf fällt die Geschwindigkeit stetig - bis zum Erreichen ihres konstanten Endwertes im ausgebildeten Teil des Strömungsgebietes - ab. Die Geschwindigkeitsprofile werden dadurch in der Hauptströmungsrichtung zunehmend flacher (Bild 5-6). In der Rohrmitte reduziert sich die Geschwindigkeit stetig, während sie im vollturbulenten Übergangsbereich zwischen Treibstrahl und Sekundärströmung (hellblau) zunimmt.



**Bild 5-6 Geschwindigkeitskonturen (Uts=40m/s)**  
Einphasige Simulation mit FIDAP



**Bild 5-7 Geschwindigkeitsvektoren (Uts=40m/s)**  
Einphasige Simulation mit FIDAP

### 5.4.3 Druckverlauf (S40)

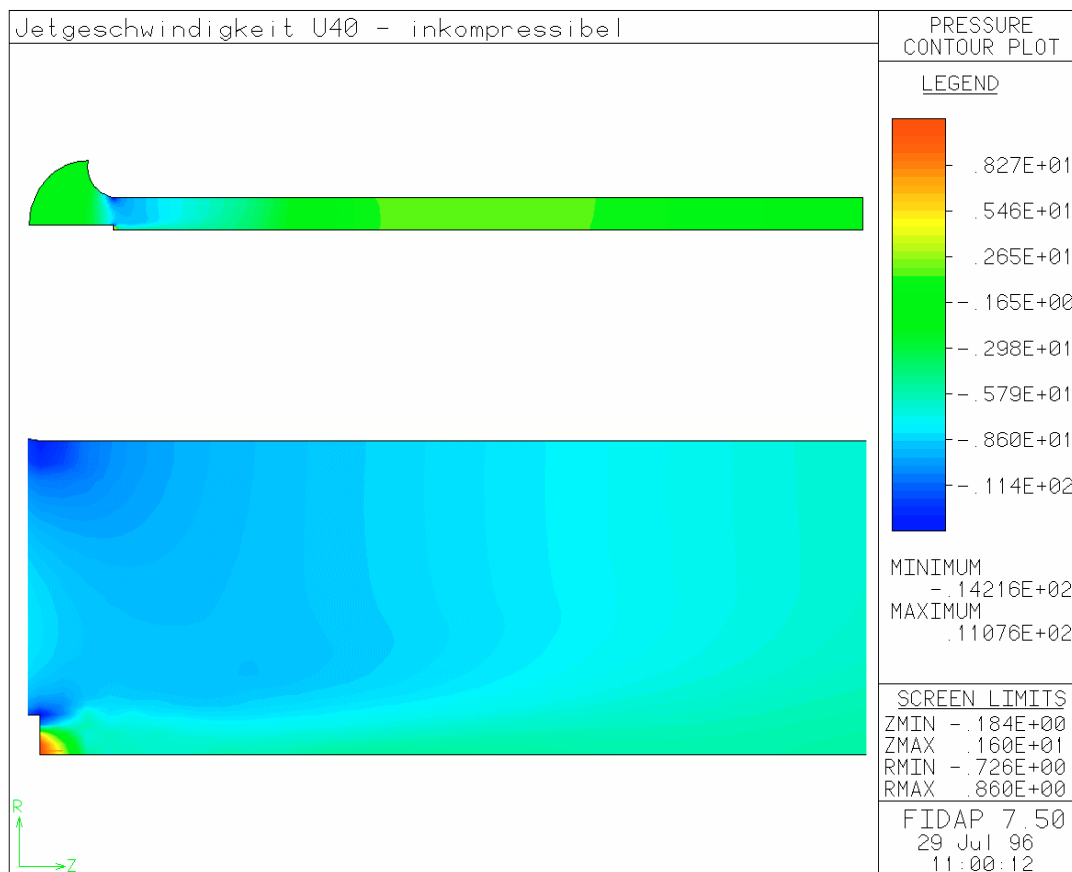
Die Druckverteilung in Treibstrahl­nähe ist in Bild 5-8 dargestellt. In der Austrittsebene des Treibstrahls liegt das Druckmaximum (rot) auf der Rohrmittelachse. Von dieser Stelle aus nimmt der statische Druck, sich halbkugelförmig in das Strömungsgebiet ausbreitend, sehr stark ab. Hier befindet sich der maximale Druckgradient der Strömung, der von einem relativ kleinen Überdruckgebiet (rot-grün) in unmittelbarer Nähe des Jetaustritts bis in ein ausgeprägtes Unterdruckgebiet (grün-blau) im weiter entfernten Strömungsfeld reicht. Die beiden dabei auftretenden lokalen Druckminima (dunkelblau) liegen in der Mischrohereintrittsebene auf der äußeren Berandung der Jetaustrittsdüse und auf dem Mischrohrdurchmesser im Übergang von der Mischrohereinlaufsmündung in das Mischrohr.

Das Druckminimum auf dem äußeren Rand der Treibstrahlaustrittsdüse entsteht dadurch, dass in diesem Bereich der Sekundärströmung das Strömungsmedium besonders stark durch den an dieser Stelle austretenden Strahl beschleunigt wird. Hier liegt der maximale Geschwindigkeitsgradient. Da dort die Geschwindigkeit zunimmt, vermindert sich dementsprechend der statische Druck an dieser Stelle. Eine Zunahme der Geschwindigkeit bedingt nach der Bernoulli-Gleichung ein Absinken des statischen Drucks.

Das zweite in der Mischrohereintrittsebene auftretende lokale Druckminimum im Übergangsbereich von der Einlaufsmündung in das Mischrohr lässt sich auf die dort erhöhte Beschleunigung der Sekundärströmung an dieser Stelle aufgrund des Zuwachs der Grenzschicht im Einlauf und der starken Wandkrümmung bis hin auf den engsten Querschnitt der Einlaufsmündung zurückführen.



Reibungsverluste im Wandbereich spielen auch eine Rolle. Mit zunehmendem Abstand von der Wand verschwindet dieser Einfluss wieder. In der Mischrohereintrittsebene herrscht also insgesamt der geringste statische Druck im ganzen Strömungsfeld, der zahlenmäßig unterhalb des atmosphärischen Ruhedrucks liegt. Zwischen den beiden in dieser Ebene auftretenden lokalen Druckminima herrscht ebenfalls Unterdruck. Es liegt hier also insgesamt ein saugend wirkender Unterdruck auf die Sekundärströmung vor. Im weiteren Strömungsverlauf steigt der Druck im Mischrohr an. Es herrscht dabei aber immer noch Unterdruck. Die Druckverteilung über dem Strömungsquerschnitt homogenisiert sich dabei zunehmend in der Hauptströmungsrichtung. Nach einem Abstand von ungefähr 2 bis 3 Mischrohrdurchmessern stromabwärts ist der Druck bereits nahezu konstant über dem gesamten Strömungsquerschnitt verteilt. Der weitere Druckverlauf gleicht dem einer ausgebildeten und turbulenten Kreisrohrströmung (Bild 5-8).



**Bild 5-8 Drucklinienkonturen (Uts=40m/s), inkompressibel, 2D**  
Einphasige Simulation mit FIDAP

## **5.5 Turbulenter Mischungsbereich der Jet- und Sekundärströmung**

Das vollturbulente Mischungsgebiet der Treibstrahl- und Sekundärströmung (hellblau) beginnt auf der äußeren Berandung der Jetaustrittsdüse. Von hier aus breitet sich dieses Strömungsgebiet kegelförmig in der Hauptströmungsrichtung aus. Die Kernströmung im Innern des Jets verschwindet dadurch vollkommen im weiteren Strömungsverlauf. Nach außen hin vergrößert sich das turbulente Mischungsgebiet zunehmend. Hierbei erfolgt ein Massenzufluss aus der Sekundärströmung in das turbulente Mischungsgebiet hinein. Dieser Vorgang ist mit einer turbulenten Impulsübertragung von der Jet- auf die Sekundärströmung gekoppelt. Die Geschwindigkeit der Sekundärströmung außerhalb dieses Mischungsbereichs bleibt dabei aber nahezu konstant.

### **5.5.1 Sekundärströmung (S40)**

Die Sekundärströmung (dunkelblau, Abb. 5.7) tritt mit einer nahezu konstanten Geschwindigkeit in das Mischrohr ein. Sie wird dort, von der äußeren Berandung der Jetdüse beginnend, weiter beschleunigt. An dieser Stelle ist der Geschwindigkeitsgradient maximal. Stromabwärts tritt immer mehr Masse aus der Sekundärströmung in das vollturbulente Mischungsgebiet ein, und die Grenzschichtdicke nimmt zu. Dabei wird der effektive Strömungsquerschnitt der Sekundärströmung zunehmend kleiner. Schließlich löst sich die Sekundärströmung im weiteren Strömungsverlauf immer mehr im turbulenten Mischungsgebiet der Treibstrahl- und Sekundärströmung auf, bis sie schließlich ganz verschwindet. Ab dieser Stelle ist der vollturbulente Massenaustausch zwischen dem Treib- und Sekundärstrahl abgeschlossen. Das Geschwindigkeitsprofil über dem gesamten Strömungsquerschnitt nähert sich nun immer mehr dem Profil einer ausgebildeten und turbulenten Kreisrohrströmung, wie im Mischrohraustritt erreicht, an.

### **5.5.2 Turbulente kinetische Energie (k)**

Die turbulente kinetische Energie ist ein Maß für den Turbulenzgrad allgemein und die Mischungsintensität im vollturbulenten Mischungsbereich der Jet- und Sekundärströmung im Strömungsgebiet. Ihr Verlauf ist in Bild 5-8 dargestellt. Im Kernbereich (dunkelblau) der Jetströmung ist die turbulente kinetische Energie minimal. Hier erfolgt nahezu kein Impuls- oder Massenaustausch über die Umrandung hinweg, wie bereits im Zusammenhang mit dem Geschwindigkeitsfeld der Jetströmung festgestellt wurde. Im weiteren Strömungsverlauf verjüngt sich der Bereich der Kernströmung kegelförmig bis zur vollkommenen Auflösung. Von dort an ist die gesamte, sich stromabwärts ausbreitende Jetströmung von der erhöhten Turbulenzintensität im Jetausbreitungskegel (hellblau) erfasst.

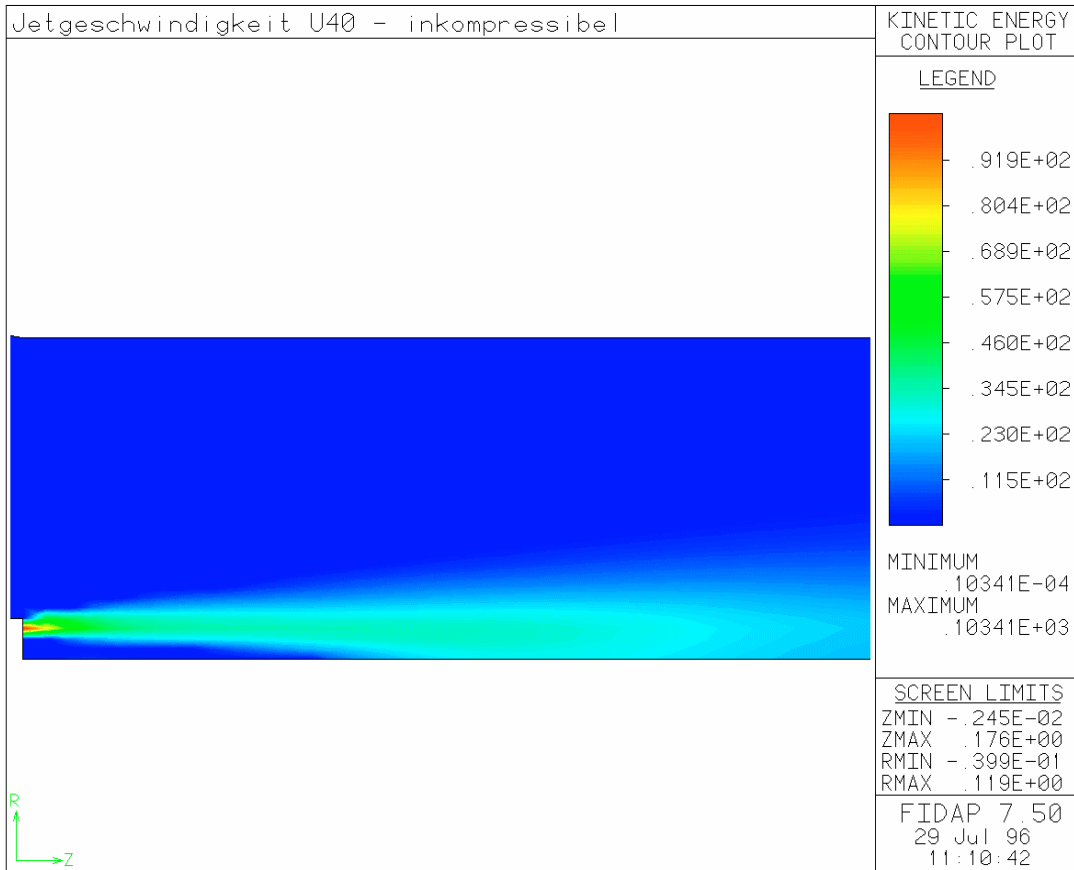
Der Maximalwert der turbulenten kinetischen Energie (rot) liegt an der Stelle des größten Geschwindigkeitsgradienten auf der äußeren Berandung der Jetaustrittsdüse. Hier tritt der Jet frei in das Mischrohr ein, der sich dann kegelförmig ausbreitet. Innerhalb dieses Ausbreitungskegels ist die Turbulenzintensität erhöht (hellblau). Auf der äußeren Berandung des Ausbreitungskegels findet die turbulente Vermischung der Jet- und

Sekundärströmung statt, die mit einem Massenzufluss aus der Sekundär- in die Jetströmung verbunden ist.

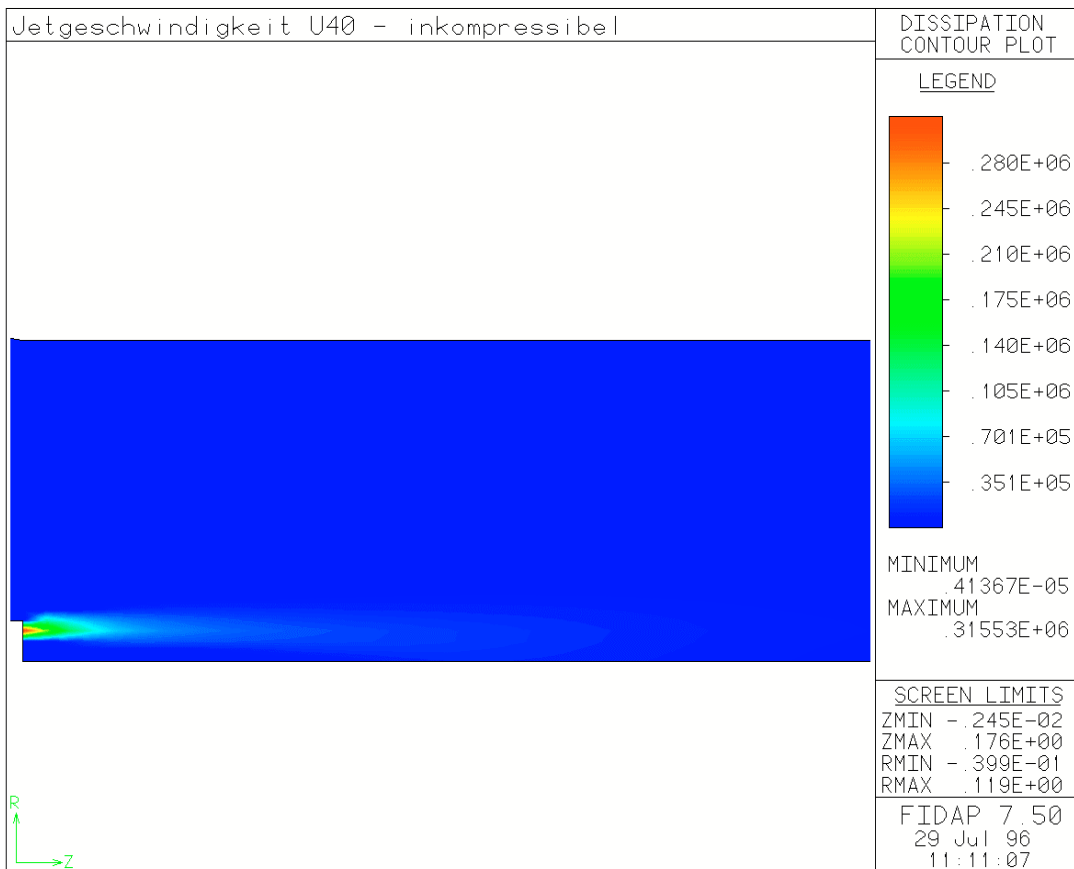
In der Sekundärströmung (dunkelblau) ist die turbulente kinetische Energie ebenfalls minimal, da dort kein spürbarer Einfluss der sich turbulent ausbreitenden Jetströmung auftritt. Die Sekundärströmung tritt in der Mischrohereintrittsebene, durch den dort herrschenden Unterdruck angesogen, mit relativ geringer Turbulenz ein. Hier wird die Sekundärströmung an der Stelle des auf dem äußeren Rand der Jetaustrittsdüse austretenden Jets erfasst. In der Hauptströmungsrichtung vermischen sich Jet- und Sekundärströmung zunehmend auf der äußeren Mantelfläche des Jetausbreitungskegels, wodurch sich das Einflussgebiet erhöhter Turbulenzintensität immer mehr auf die Sekundärströmung ausweitet.

### **5.5.3 Dissipationsrate ( $\epsilon$ )**

Die Dissipationsrate ist nur im jetnahen Strömungsfeld hinter der Jetaustrittsebene von Bedeutung, wie auf Bild 5-10 zu sehen ist. Sie ist ein Maß für die Reibungsverluste (Dissipation) innerhalb des Strömungsfelds. Auf dem äußeren Rand der Jetaustrittsdüse ist die Dissipation maximal (rot), da dort der größte Geschwindigkeitsgradient liegt. Die Dissipation verringert sich ab dieser Stelle schnell ab, da auch die Geschwindigkeitsprofile von dort aus flacher werden.



**Bild 5-9 Verlauf der kinetischen Energie der Turbulenz  $k$  (Uts=40m/s)**  
 Einphasige Simulation mit FIDAP



**Bild 5-10 Dissipationsverlauf der Turbulenz  $\epsilon$  (Uts=40m/s)**  
 Einphasige Simulation mit FIDAP

## **6 FVM-Berechnungen (FLUENT ein- und zweiphasig)**

In diesem Kapitel wird die Simulation mit der Finite-Volumen-Methode (FVM) erläutert. Für diesen Zweck wird von dem Preprozessor GAMBIT und dem Finite Volume (FVM) Strömungssimulationsprogramm FLUENT Gebrauch gemacht. Es wurde ein Modell eines im Institut aufgebauten Feststoffinjektors generiert (siehe Kapitel 4). Der Feststoff tritt in das Injektor-Zentralrohr ein. Dies hat den Zweck, dass der Feststoff den Rohrkrümmer nicht umfließen muss, was aufgrund des Rezirkulationsgebiets Ablagerung und ungünstige Strömung zur Folge haben könnte. Der Krümmer würde von außen einem starken Abrieb ausgesetzt, was zu einer schnellen Zerstörung führen würde.

Es werden Simulationen mit und ohne Feststoff mit zwei unterschiedlichen Geschwindigkeitsniveaus durchgeführt, entsprechend den Simulationen SA und SB. Die Randbedingungen werden den experimentellen Messungen entsprechend gesetzt.

### **6.1 Der Preprozessor GAMBIT**

Für die Geometriegenerierung und das Vernetzen steht der Preprozessor GAMBIT zur Verfügung.

Mit GAMBIT können sowohl zwei-dimensionale als auch drei-dimensionale Modelle erzeugt werden.

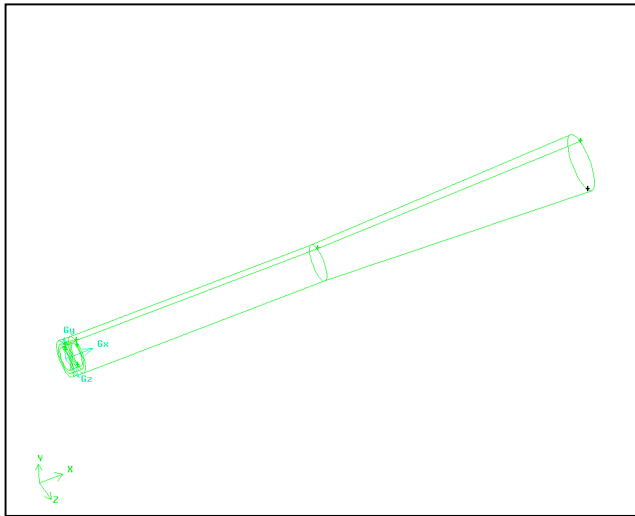
Nach Generierung der Geometrie erfolgt das Vernetzen, also die Zerlegung des Berechnungsgebiets in kleine, diskrete Teilgebiete, die für die Lösungsalgorithmen der Finite-Volumen-Methode erforderlich sind.

GAMBIT kann ein strukturiertes (orthogonales) oder unstrukturiertes Netz erzeugen. Das Netz kann mit Boundary Layer versehen werden. Man hat viele Netzsteuerungsmöglichkeiten, z. B. Wachstumsrate des Netzes, verschiedene Netzschemen zur Wahl, die Netzqualität kann überprüft werden usw..

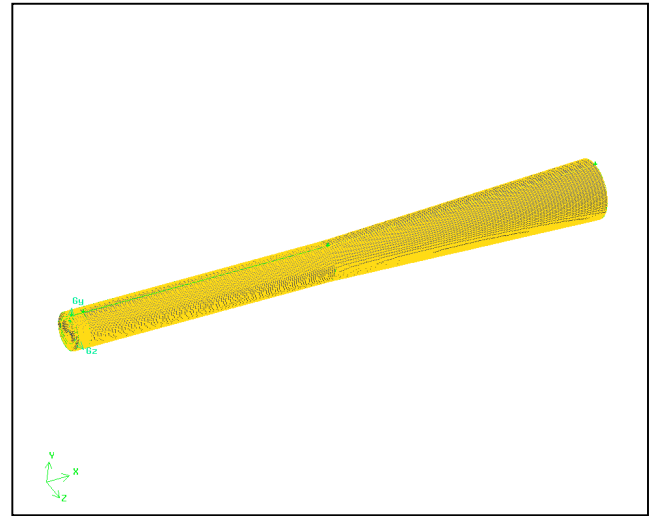
In GAMBIT werden auch die Randbedingungen definiert und benannt. Die Fluid- und/oder Solidzonen werden dabei definiert.

Bei der Generierung des Feststoffinjektormodells wurden Hexaeder-Elemente erzeugt. Es wurde von dem Cooper-Algorithmus Gebrauch gemacht. Dieser Algorithmus erzeugt 3d-Elemente, in denen Schichten von Elementen parallel auf einander in der Richtung des Coopers gelegt werden. Damit erreicht man die beste Qualität des Netzes.

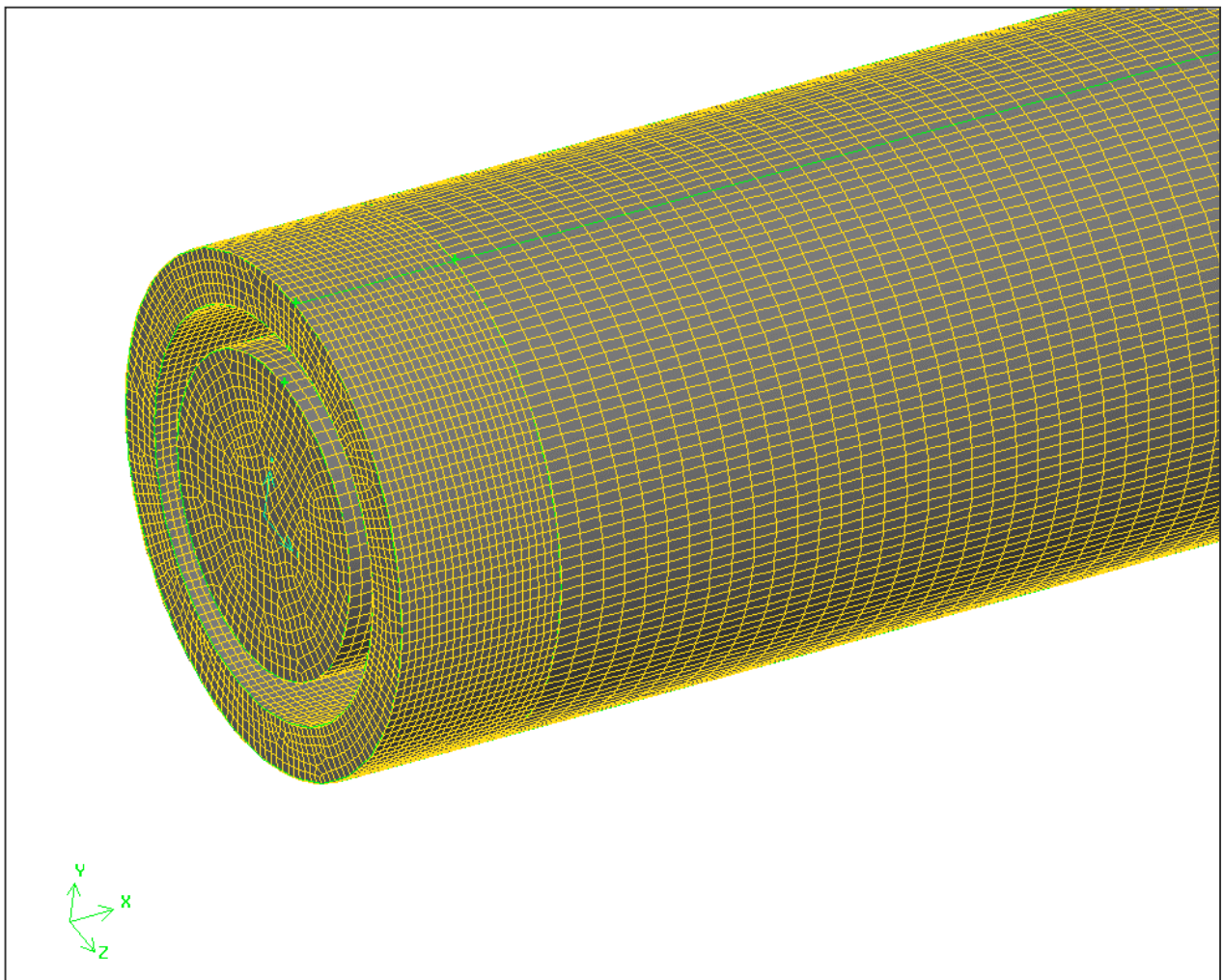
Bild 6-1 zeigt eine schematische Darstellung des Feststoffinjektors. Der Injektor besteht aus zwei konzentrischen Röhren. Der Innenrohrdurchmesser beträgt 15 mm. Der Innendurchmesser der Mischstrecke beträgt 24 mm. Anschließend ist ein Diffusor angeschlossen, womit die gesamte Länge 357 mm beträgt (s. auch Bild 4-24).



**Bild 6-1 Injektor-Geometrie**



**Bild 6-2 Injektornetz**



**Bild 6.3 Injektornetz am Düsen Eintritt**

Die Qualität des Netzes beeinflusst die Konvergenz und Genauigkeit der Lösung sehr. Kriterien für die Netzgüte sind die Netzgröße, stetige und allmähliche Größenänderung und Netzverzerrung (Skewness). Erstrebenswert sind möglichst verzerrungsfreie Netze. In 2D wäre das ein Quadrat. In GAMBIT gibt es die Möglichkeit, die Netzqualität nach verschiedenen Kriterien zu untersuchen, und bei Bedarf kann das Netz nachbearbeitet werden.

Das Modell wurde mit Hexaeder-Netz mit maximaler equi-angle-squeness (EAS) von 0.65 (maximal erlaubte EAS ist 1, empfohlen ist maximal 0.9) versehen. Bei EAS größer als 0.9 ist mit numerischen Schwierigkeiten zu rechnen schwierige Konvergenz, unerfüllte Massenerhaltung usw..

Nachdem das Netz erzeugt wurde, und die Qualität die numerischen und physikalischen Anforderungen erfüllt, werden die Randbedingungen, Fluid- und Solid-Zonen definiert und benannt. So wird z.B. der Freistrahleinlass als solcher definiert und ihm ein entsprechender Name gegeben. Anschließend wird das Modell in ein von FLUENT lesbares File-Format exportiert (msh-File)

In FLUENT importiert man das Netzfile (z.B. model1.msh), führt einen Meshtest durch und überprüft die Modelldimensionen. Bei Bedarf soll das Modell skaliert werden, da ansonsten numerische Schwierigkeiten auftreten. Danach wird mit den Einstellungen der Physik, Rand- und Anfangsbedingungen und der Numerik begonnen. Die Qualität und Aussagekraft der Simulationen hängen stark von den Randbedingungen ab. Geeignete Startwerte (Initial Conditions) beschleunigen die Konvergenz.

Als Lösungsstrategie soll die Physikalische Komplexität der Simulation sukzessive steigen. So soll z.B. als günstige Startinitialisierung eine einphasige Simulation voll konvergieren, bevor mit der 2-phasigen angefangen werden kann.

## 6.2 Mathematische Modelle in FLUENT

Fluent löst das Navier-Stokes-System (NS) mit der Finite-Volumen-Methode. Diese Methode integriert die NS über ein Kontrollvolumen (Netzelement) und bilanziert über das gesamte Volumen mit Berücksichtigung der Randbedingungen. Dadurch resultieren algebraische Gleichungen, die numerisch gelöst werden.

In der Lösung drei-dimensionaler Strömungen werden die Lösungen für  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $p$  gesucht. Um die Lösung zu erleichtern, wird eine Druck-Geschwindigkeits-Koppelungsmethode benutzt. Als klassisches Verfahren ist der SIMPLE Algorithm von S.V. Patankar 1980 (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) bekannt. Andere Druck-Korrektur-Gleichungen (SIMPLEC und PISO) sind für komplizierte und drallbehaftete Strömungen anwendbar.

Bei den Injektorsimulationen wurde von PISO Gebrauch gemacht. (FLUENT Theory Manual [13]).

### 6.2.1 Turbulenzmodelle

FLUENT verfügt über mehrere Turbulenzmodelle:

- \* das Standard-  $[k-\varepsilon]$  -Modell
- \* das RNG-  $[k-\varepsilon]$  -Modell
- \* das Reynolds-Stress-Modell (RSM)

Als Turbulenzmodell wurde bei allen Simulationen auf das Realisable -  $k-\varepsilon$  - Modell mit einer Standard- Wandfunktion zurückgegriffen. Dieses Modell ist für Simulationen von Düsenströmungen geeignet.

### 6.2.2 Disperse-Partikel Modell

Das geeignete Modell für die Simulation von Feststoffpartikeln ist das Discrete-Phase-Modell (**DPM**).

Dieses Modell behandelt die Feststoffpartikel im Euler-Lagrange Raum.

Das Trägermedium wird als Kontinuum betrachtet und mit dem Navier-Stokes-Gleichungssystem simuliert.

Die Feststoffpartikel hingegen werden als Menge von Einzelpartikeln aufgefasst und deren Bewegungen unter dem Einfluss der wirkenden Kräfte durch das Trägermedium (Fluid) verfolgt. Die volle Koppelung mit dem Trägermedium ist meistens sehr aufwändig und wird deshalb auf die wesentlichen Kräfte für die jeweilige Simulation beschränkt (z.B. Zwei-Weg-Koppelung).

Bei der Betrachtung der Partikelbewegung wird ein Kräfte-Gleichgewicht herangezogen. Die Partikel sind Massen- und Oberflächenkräften ausgesetzt. Neben den von der Einphasenströmung bekannten Massenkräften (Trägheits-, Zentrifugal-, Corioliskraft) und der Druckkraft treten bei der Mehrphasenströmung zusätzliche Kräfte auf. Dazu zählen die virtuelle Massenkraft (durch Verdrängen und Beschleunigen von Fluidmasse durch instationäre Partikelbewegung), die statische Auftriebskraft (durch



Dichteunterschiede zwischen Partikeln und Fluid), die Saffmann-Kraft (durch ungleiche Druckverteilung um die Partikel infolge der Scheranströmung), die Magnus-Kraft (durch Eigenrotation der Partikel, verursacht vor allem durch Wandkontakt), die Basset-Kraft (Zähigkeitskraft durch instationäre, relative Beschleunigung der Partikel gegenüber dem Fluid), und die Widerstandskraft (durch stationäre Differenzgeschwindigkeit zwischen Partikeln und Fluid).

Mit dem umgebenden Fluid werden die im viskosen Fluid fliegenden Partikel gekoppelt. Die Koppelung kann ein- oder zweiwegig sein. 4-Weg Koppelung ist noch nicht standardmäßig in FLUENT implementiert.

Die bekannteste Kraft ist die Widerstandskraft. Diese Kraft setzt sich aus Reibungs- und Druckkraft zusammen, vorausgesetzt, dass die Strömung homogen und symmetrisch ist und sich nicht beschleunigt. Diese Kraft ist immer in die entgegengesetzte Richtung zur resultierenden relativen Fluidgeschwindigkeit der Partikel gerichtet. Dieser Widerstand wurde ausführlich von vielen Forschern untersucht, erstmals von Stokes (1829-1903).

In FLUENT wird das Widerstandsgesetz standardmäßig benutzt. Nach Bedarf können komplizierte Modelle eingeschaltet werden. FLUENT bietet das Implementieren von eigenen Modellen anhand User Defined Subroutine (**UDF**) an.

### 6.2.3 Kräftegleichgewicht an einem Partikel

Im folgenden Abschnitt werden die Bewegungsgleichungen, wie sie in FLUENT Version 5.5 implementiert sind, dargestellt.

Für ein Partikel, das in einem Fluid fliegt, lautet der Impuls-Satz wie folgt:

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + g_x(\rho_p - \rho) / \rho_p + F_x \quad (6.1)$$

wobei  $F_D(u - u_p)$  die Widerstandskraft pro Masseneinheit des Partikels ist.

Der Widerstand errechnet sich für sehr feine Partikel ( $Re < 0,2$ ) wie folgt:

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p D_p^2} \frac{C_D R_e}{24} \quad (6.2)$$

wobei  $u$  die Fluidgeschwindigkeit,  $u_p$  Partikelgeschwindigkeit,  $\mu$  die molekulare Viskosität,  $\rho$  Fluidichte und  $D_p$  der Partikeldiameter ist.

Die Partikel-Reynolds-Zahl ist wie folgt definiert:

$$\text{Re} = \frac{\rho D_p |u_p - u|}{\mu} \quad (6.3)$$

Für größere Partikel kann der Widerstandsbeiwert mit einer der folgenden Gleichungen errechnet werden:

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{\text{Re}} + \frac{a_3}{\text{Re}^2} \quad (6.4)$$

wobei die Konstanten a's für eine glatte Kugel gelten, für eine breite Re-Zahl, siehe Morsi und Alexander (FLUENT 114).

Die zweite Möglichkeit, den Widerstandsbeiwert zu berechnen, ist :

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + b_1 \text{Re}^{b_2}) + \frac{b_3 \text{Re}}{b_4 + \text{Re}} \quad (6.5)$$

mit

$$b_1 = 2.3288 - 6.4581\varphi + 2.4486\varphi^2$$

$$b_2 = 0.0964 + 0.5565\varphi$$

$$b_3 = 4.905 - 13.8944\varphi + 18.4222\varphi^2 - 10.2599\varphi^3$$

$$b_4 = 1.4681 + 12.2584\varphi - 20.7322\varphi^2 + 15.8855\varphi^3$$

und

$$\varphi = \frac{s}{S}$$

#### 6.2.4. Numerische Implementierung des DPM

FLUENT berechnet die kontinuierliche Phase und die des Feststoffs (DPM) abwechselnd und die Partikeltrajektorien werden errechnet. Die Partikel werden als kugelförmig angenommen. Nichtsphärizität der Partikel kann auch berücksichtigt werden.

Numerisch werden die Partikel als punktförmige Impulsenke oder -quelle gesehen. Die Kräfte werden mit dem tatsächlichen Durchmesser errechnet. Dadurch werden physikalische Trajektorien errechnet. Diese Vereinfachung hat zur Folge, dass Verdrängungseffekte vernachlässigt werden, d.h. der Volumenanteil 10% des Volumenelementes nicht übersteigen darf.

Die Partikel-Partikel-Wechselwirkung wird dabei nicht berücksichtigt, weshalb sich dieses Modell nur für Simulationen mit feinen Stoffen und geringen Beladungen eignet.

Zum Einstellen des DPM-Modells wird man aufgefordert, folgende Parameter einzugeben:

- Ort der Injektionen
- Geschwindigkeit der Partikel beim Eintreten in das Strömungsgebiet
- Partikeldurchmesser
- Partikeltemperatur
- gesamter Partikel-Massenstrom
- Anzahl einphasiger Iterationen

Die Simulation wird wie üblich erst einphasig durchgeführt ohne Rückkopplung mit dem Feststoff. Nach der Konvergenz wird die Rückkoppelung eingeschaltet und weiter iteriert.

Es wird eine bestimmte Anzahl von einphasigen Iterationen durchgeführt, danach werden die Trajektorien der Feststoffe berechnet. Wenn die Strömung die Partikel in Bewegung setzt, ist ein Wert von ca. 20-30 einphasigen Iterationen geeignet. Wenn es umgekehrt ist, also die Partikel die Strömung bewegen, sollen so wenig wie möglich einphasige Iterationen gerechnet werden, um die Wirkung der Partikel zu berücksichtigen.

Numerisch ist es günstig, wenn die Partikel, die Impulsquellen oder Impulssenken, homogen im gesamten Strömungsgebiet verteilt werden. Die Zahl der gerechneten Partikeltrajektorien kann für einen bestimmten Massenstrom geändert werden.

Wenn der Feststoff in eine Fläche im Strömungsgebiet eintritt, wird durch diese Fläche eine Injektion definiert. Damit wird von jedem Zellenmittelpunkt dieser Fläche ein Partikelstrom freigesetzt. Der gesamte Massenstrom des Feststoffes wird über die Zahl der Partikelströme dividiert. Von jedem Mittelpunkt der Zelle wird diese Masse freigesetzt. Die Zahl der Partikel in jedem Partikelstrom wird von dem Massenstrom des Feststoffs in diesem Partikelstrom und der Masse des einzelnen Partikels bestimmt.

Das Einstellen der Simulation erfolgt durch graphisches Einwählen der erwünschten Modelle.

Es wurden zwei Simulationsreihen mit zwei Geschwindigkeitsniveaus ohne und mit unterschiedlichen Feststoffbeladungen durchgeführt. Der Injektor, der experimentell untersucht wurde, wurde mit einer zentralen Feststoffzufuhr gefahren. Im folgenden ist ein tabellarischer Überblick für die Simulationseinstellung gegeben:

<b>Simulationbezeichnung</b>	<b>SA0</b>	<b>SA0,86</b>	<b>SA2,44</b>	<b>SB0</b>	<b>SB0,92</b>	<b>SB2,47</b>
<b>Beladung <math>\mu</math></b>	<b>0</b>	<b>0,86</b>	<b>2,44</b>	<b>0</b>	<b>0,92</b>	<b>2,47</b>
<b>Luftdichte [kg/m<sup>3</sup>]</b>	1,23	1,23	1,23	1,23	1,23	1,23
<b>Zentralrohrdiameter [m]</b>	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015
<b>Ringspaltinnendiameter [m]</b>	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
<b>Ringspaltaußendiameter [m]</b>	0,024	0,024	0,024	0,024	0,024	0,024
<b>Lieferleitungsdiameter [m]</b>	0,037	0,037	0,037	0,037	0,037	0,037
<b>M<sub>pkt_solid</sub> [kg/s]</b>	<b>0</b>	<b>0,0281</b>	<b>0,0766</b>	<b>0</b>	<b>0,0223</b>	<b>0,0576</b>
<b>u<sub>Treibdüse</sub> [m/s]</b>	<b>135,58</b>	<b>145,72</b>	<b>143,22</b>	<b>101,56</b>	<b>109,61</b>	<b>105,80</b>
<b>u<sub>sek_zentr.</sub> [m/s]</b>	<b>4,6440</b>	<b>6,9360</b>	<b>4,8200</b>	<b>3,8800</b>	<b>5,2320</b>	<b>3,8800</b>
<b>P<sub>end</sub> [Pa]</b>	<b>5444,5</b>	<b>3129,3</b>	<b>2844,9</b>	<b>3001,8</b>	<b>1854,1</b>	<b>1716,7</b>

**Tabelle 6.1 Simulationsübersicht**

## 6.3 FVM-Simulationsergebnis mit FLUENT

Es wurden Simulationen für zwei Geschwindigkeitsniveaus ausgeführt, drei Rechnungen bei einer Treibdüsendeschwindigkeit von ca. 140 m/s (SA) und eine andere mit ca. 100 m/s (SB). Der Feststoffinjektor wurde mit reiner Luft (SA0 und SB0) und mit Beladungen von 0,86 und 2,44 (SA0,86 und SA2,44) sowie 0,92 und 2,47 (SB0,92 und SB2,47) simuliert. Als Randbedingungen wurden die Einlassgeschwindigkeiten und der Auslassdruck, wie sie in Tabelle 6.1 entsprechend den Messungen zusammengestellt sind, definiert.

Die Erdbeschleunigung ( $9,81\text{m}^2/\text{s}$ ) wirkt in Richtung -y.

Die Simulationen wurden schrittweise durchgeführt. Zuerst wurde das Modell nur mit reiner Luft simuliert. Dann wurde ausgehend von einem konvergierten Simulationsergebnis mit Feststoff weiter gerechnet.

Um die Konvergenz zu überprüfen, wurde die Massenerhaltung stetig überprüft, ebenso die Netzunabhängigkeit der Lösung.

Die Konvergenz konnte nach ca. 1000 Iterationen für jeden Simulationslauf erzielt werden.

Die Ergebnisse der Simulationen SB0 und SB2,44 werden im folgenden detailliert erläutert. Von den übrigen Simulationen sind die entsprechenden Ergebnisbilder im Anhang zusammengestellt.

Wegen der besseren Auflösung wurden bei der Darstellung jeweils individuelle Farbskalen benutzt.

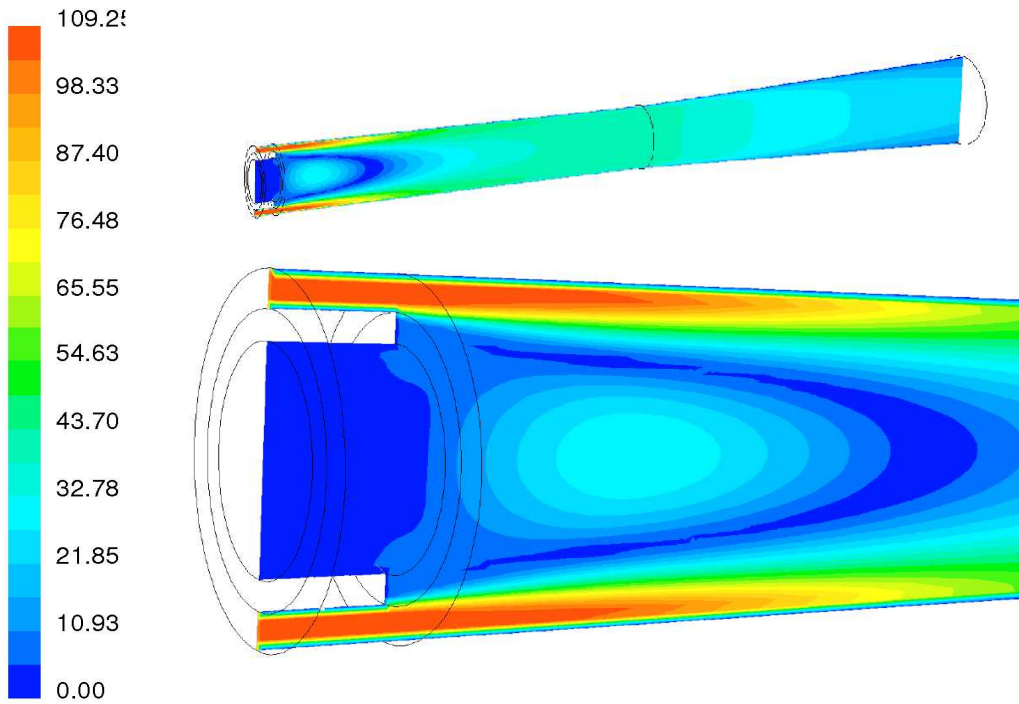
### 6.3.1 Geschwindigkeitsverlauf (SB0)

Der Geschwindigkeitsverlauf und Geschwindigkeitsvektoren entlang des axialen Schnittes sind in Bild 6-4 und Bild 6-5 dargestellt. Der Treibstrahl strömt mit ca. 100 m/s durch die ringförmige Treibdüse ein. Der Geschwindigkeitsverlauf zeigt ein Rezirkulationsgebiet mitten im Mischrohr. Bis Ende des Mischrohres hin homogenisiert sich das Geschwindigkeitsprofil.

Das Geschwindigkeitsprofil zeigt im Diffusor einen typischen Verlauf. So ist am Diffusorausgang eine Geschwindigkeitsverzögerung zu erkennen.

Die Strömung ist achsensymmetrisch. Das entspricht der Realität nicht, da die Luft durch einen Krümmer in das Zentralrohr hineinströmt und dadurch wirbelbehaftet (Doppelrollwirbel) wird. Aufgrund von Testrechnungen mit Krümmer wurde kein großer Unterschied zwischen der Simulation mit und ohne Krümmer festgestellt. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurde auf die Simulation mit Krümmer verzichtet.

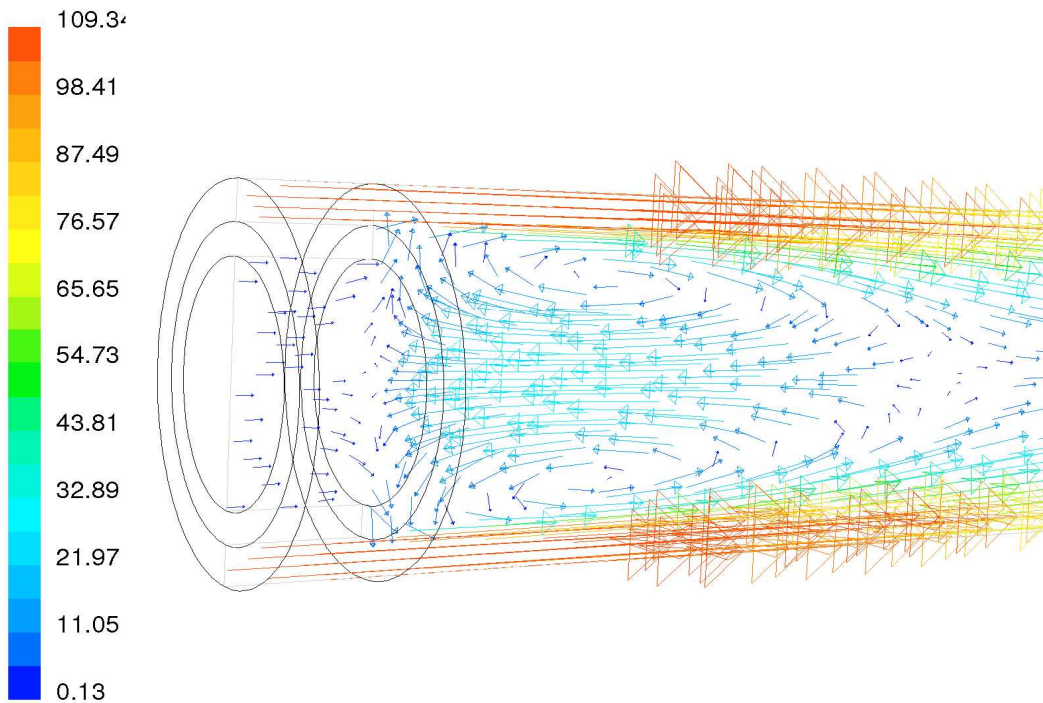
Die entsprechenden Bilder der Simulation SB0 weisen einen ähnlichen Verlauf auf.



Contours of Velocity Magnitude (m/s)

Jul 18, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild 6-4 Geschwindigkeitsverlauf (SB0)**  
Einphasige Simulation mit FLUENT



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

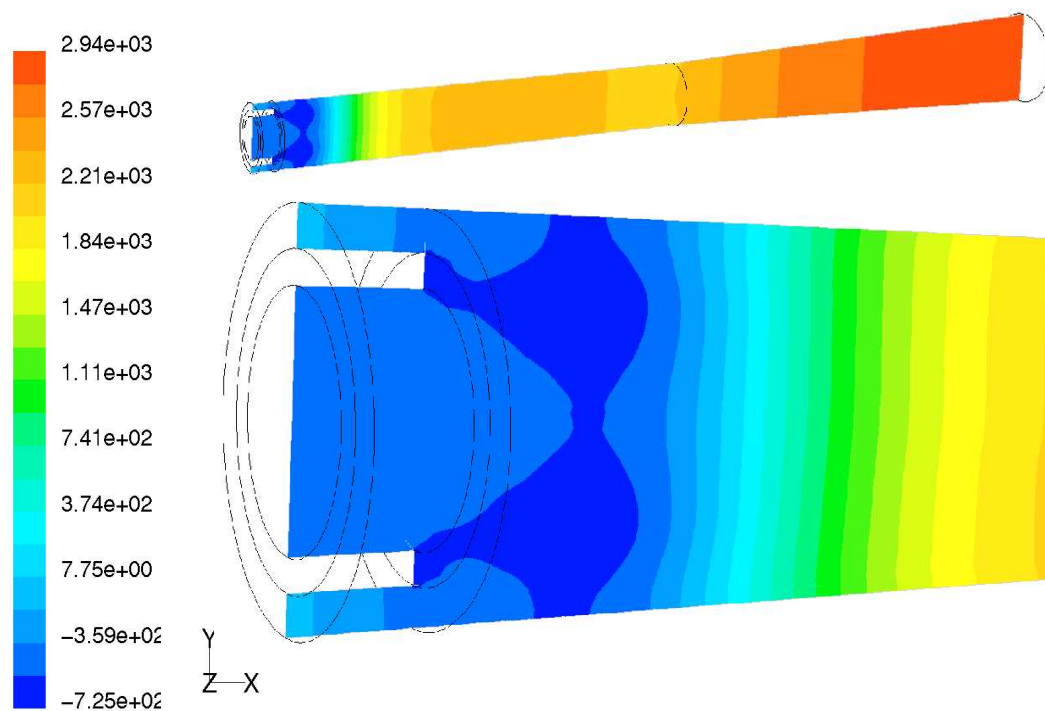
Jul 18, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild 6-5 Geschwindigkeitsvektoren (SB0)**  
Einphasige Simulation mit FLUENT

### 6.3.2 Druckverlauf (SB0)

In Bild 6-6 ist der Druckverlauf über der axialen Ebene gezeigt. Der Druck fällt im Ringspalt auf grund der Wandreibung ab. Es erfolgt zusätzlich ein plötzlicher Druckabfall am Anfang der Mischstrecke. Die Druckverteilung ist über den gesamten Querschnitt nicht konstant. Im Laufe der Strömung homogenisiert sich der Druck, bis er über den gesamten Mischstreckenquerschnitt konstant wird.

Bei Eintritt der Strömung in den Diffusor ist eine Druckzunahme zu erkennen.



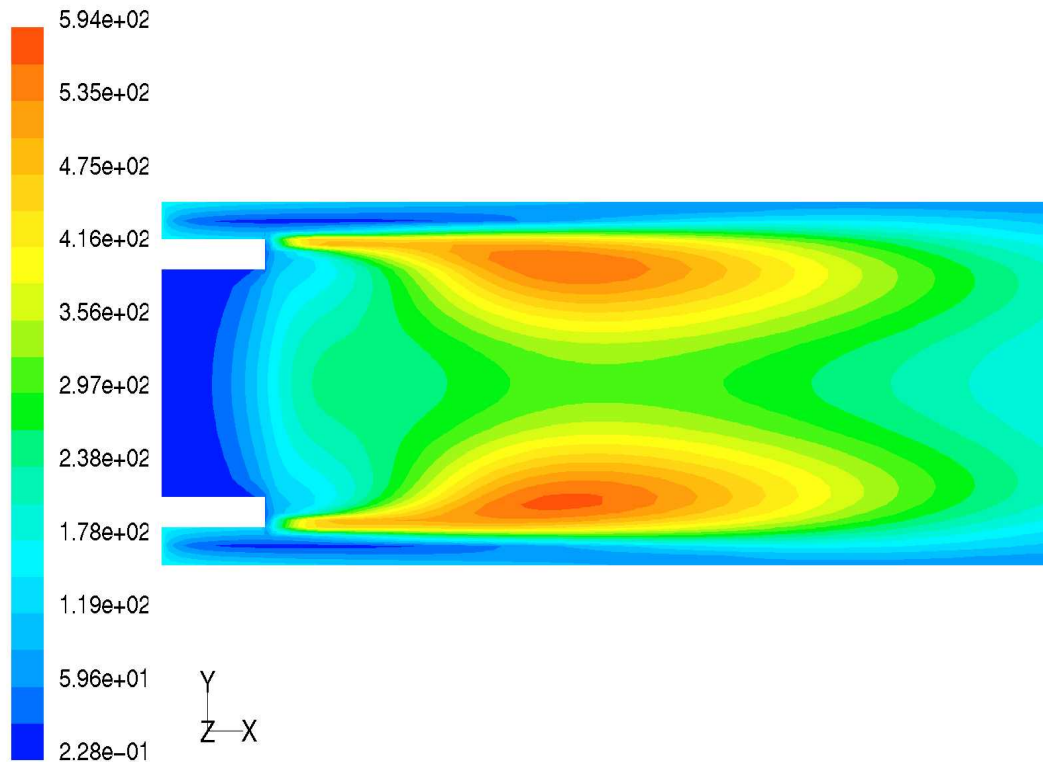
Contours of Static Pressure (pascal)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild 6-6 Druckverlauf (SB0)**  
Einphasige Simulation mit FLUENT

### 6.3.3 Turbulente Größen (SB0)

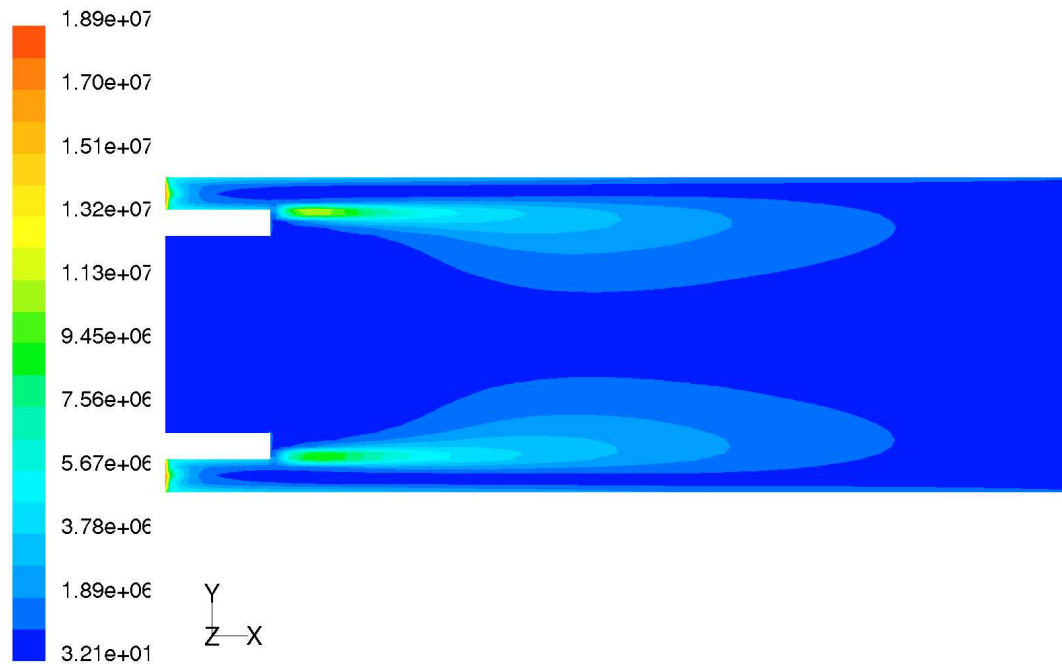
Der ringförmige Treibstrahl öffnet sich nach innen, und es kommt zu einer sehr intensiven Durchmischung mit dem angesaugten Sekundärluftstrahl. Da die hier verwendete Injektorgeometrie symmetrisch ist und bei reiner Luft kaum ein Schwerkrafteinfluss vorhanden ist, verläuft die Vermischungsströmung ebenfalls symmetrisch (siehe Bild 6-7 und Bild 6-8).



Contours of Turbulent Kinetic Energy (k) (m2/s2)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild 6-7 Turbulente kinetische Energie k (SB0)**  
Einphasige Simulation mit FLUENT



Contours of Turbulent Dissipation Rate (Epsilon) (m2/s3)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

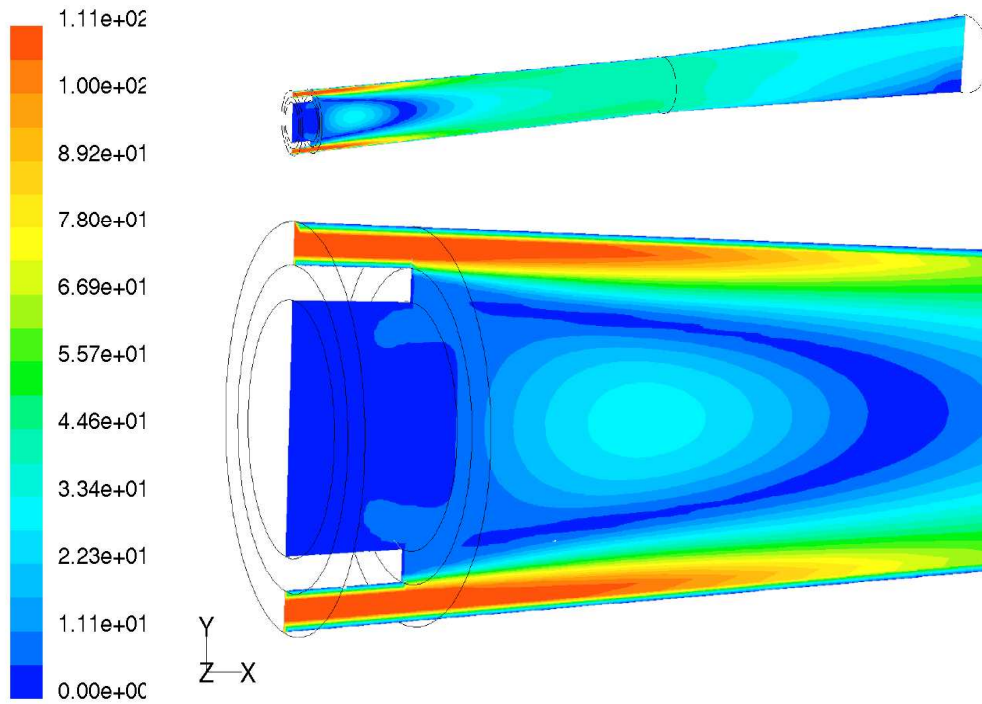
**Bild 6-8 Turbulente Dissipation  $\epsilon$  (SB0)**  
Einphasige Simulation mit FLUENT

### 6.3.4 Geschwindigkeitsverlauf (SB0,92)

Der Geschwindigkeitsverlauf der Luft im Injektor mit Feststoffbeladung ist in Bild 6-9 und Bild 6-10 dargestellt. Bei dieser Simulation strömt die Luft wie bei der Messung mit ca. 109 m/s durch die Ringdüse ein. Der Geschwindigkeitsverlauf zeigt ein asymmetrisches Rezirkulationsgebiet mitten im Rohr. Dieser asymmetrische Verlauf ist auf die Feststoffwechselwirkung zurück zu führen. Die Feststoffpartikel sinken unter der Wirkung der Schwerkraft nach unten (-y) und verursachen eine Sekundärströmung.

Das Geschwindigkeitsprofil im Diffusor ist wegen des Konzentrationsprofils über dem Querschnitt nicht symmetrisch. Diese Tendenz ist umso deutlicher zu sehen, je höher die Feststoffbeladung ist (siehe Anhang)



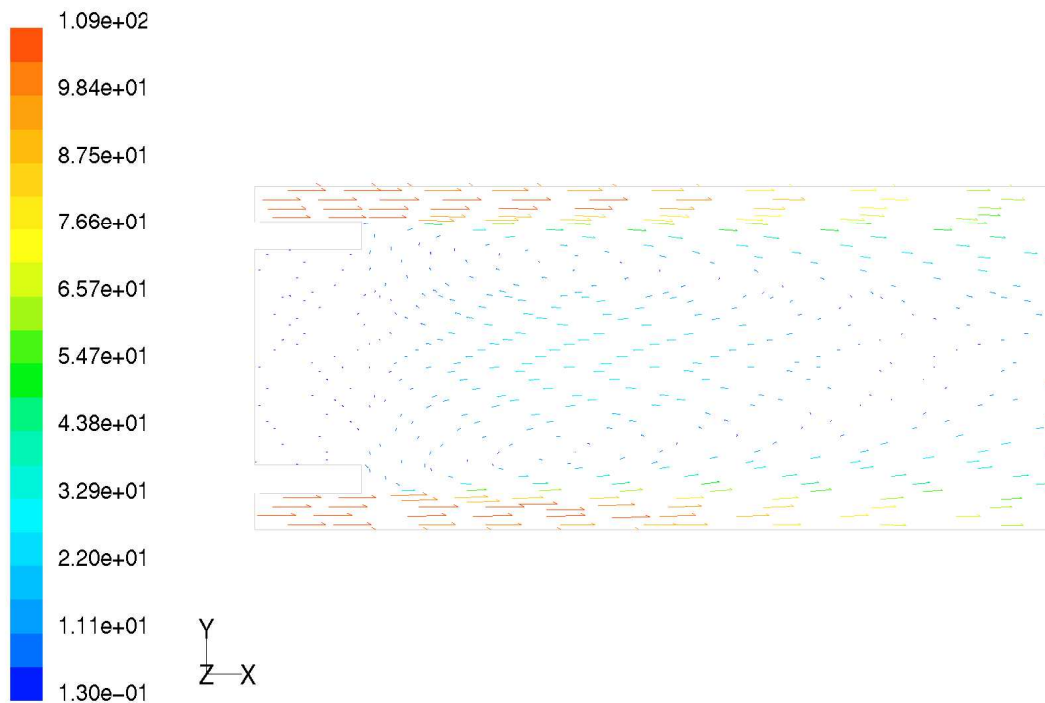


Contours of Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild 6-9 Geschwindigkeitsverlauf (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

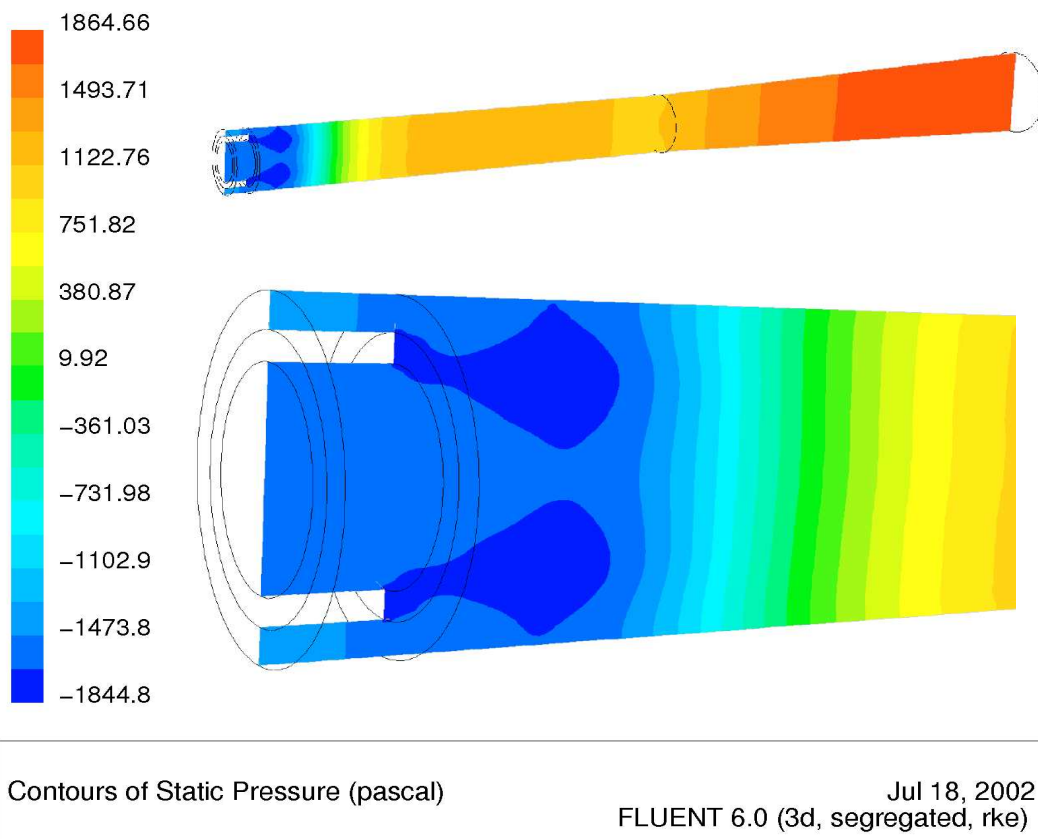
**Bild 6-10 Geschwindigkeitsvektoren (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92

### 6.3.5 Druckverlauf (SB0,92)

Der Druckverlauf der Simulation SA0,92 ist in dem Bild 6-11 zu sehen. Der fast symmetrische Druckverlauf ähnelt dem Fall ohne Feststoff. Die Asymmetrie der Strömung verstärkt sich mit der Zunahme der Feststoffbeladung.

Im Diffusor ist der Druckrückgewinn deutlich zu erkennen.

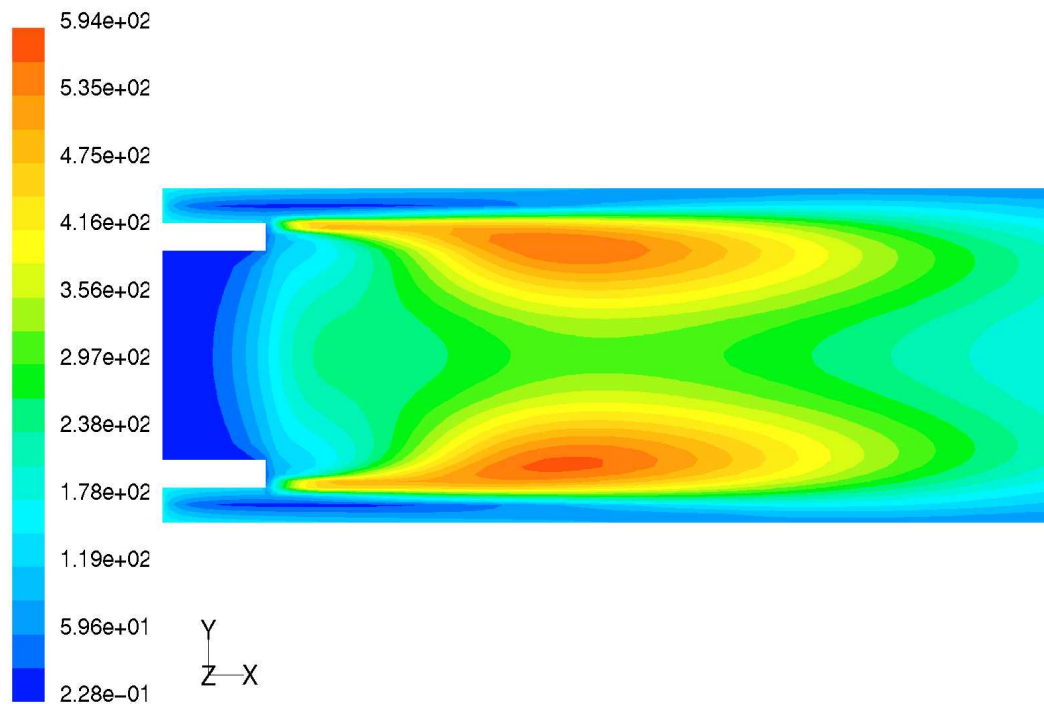


**Bild 6-11 Druckverlauf (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92

### 6.3.6 Turbulenzverteilung (SB0,92)

In den Bildern 6-12 und 6-13 sind die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipation dargestellt. Etwa einen Durchmesser stromabwärts wird die Vermischung des ringförmigen Treibstrahls mit dem zentralen Sekundärstrahl sehr intensiv. Da das Strömungsgebiet rotationssymmetrisch ist, ist die Strömungsverteilung es auch.

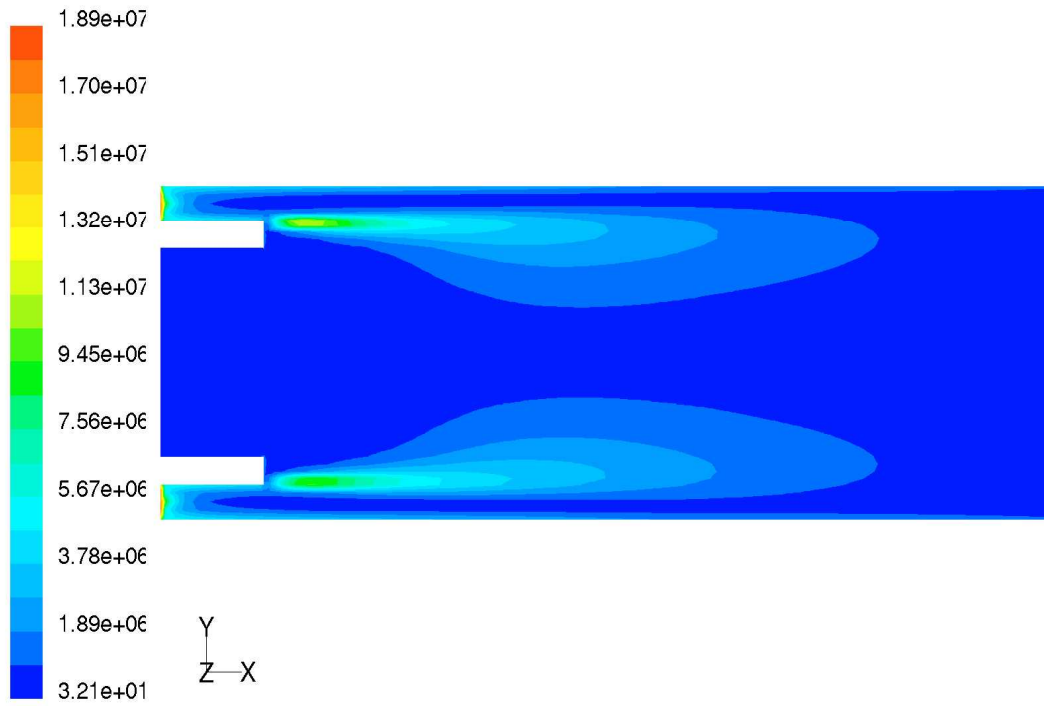


Contours of Turbulent Kinetic Energy (k) (m2/s2)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild 6-12 Turbulente kinetische Energie k (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92



Contours of Turbulent Dissipation Rate (Epsilon) (m2/s3)

Jun 19, 2002  
 FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

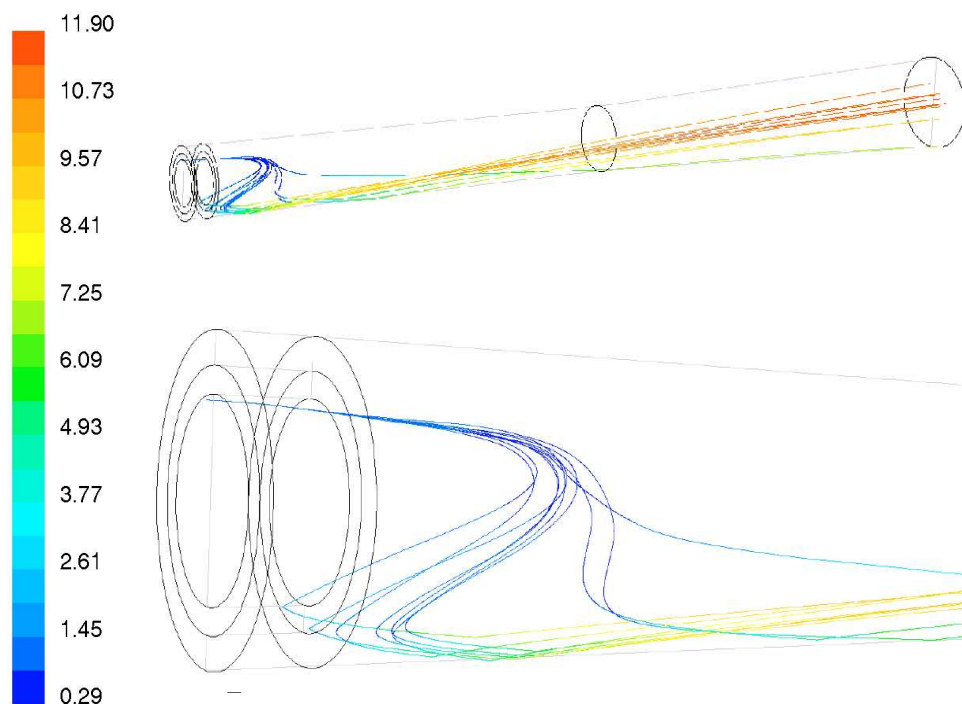
**Bild 6-13 Turbulente Dissipation  $\epsilon$  (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92

### 6.3.7 Partikelbahnen (SB0,92)

In Bild 6-14 sind die Partikelbahnen von 20 Partikeln zu sehen. Die Partikelinjektionsstelle ist so gewählt, dass die Partikel in der oberen Hälfte des Einlassrohres freigesetzt werden.

Die Partikel sinken unter der Wirkung des Schwerfeldes ab. Nahe der Wand werden sie durch den Treibstrahl in axialer Richtung beschleunigt. Die Wand ist als starr definiert. Die Stossziffer Partikel/Wand wird als 1 angenommen.



Particle Traces Colored by Particle Velocity Magnitude (m/s)

Jul 18, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild 6-14 Partikelbahnen (SB0,92)**

Zweiphasige Simulation mit FLUENT, Beladung=0,92

## 7 Vergleich zwischen Simulation und Experiment

In diesem Kapitel werden die FEM- und FVM-Simulationsergebnisse mit den experimentelle Untersuchungsergebnissen verglichen.

### 7.1 Vergleich FEM-Simulationen mit Messungen

Der hier angestellte Vergleich zwischen den numerisch gerechneten und gemessenen Strömungsgrößen bezieht sich auf das "jet"-nahe unausgebildete Strömungsgebiet im turbulenten Mischungsbereich ( $0 < z < 10 \cdot D_{ts}$ ) der Jet- und Sekundärströmung.

Die Strömungsgrößen werden in den Diagrammen Bild 7-1 bis Bild 7-18 dimensionslos dargestellt. Als Bezugsgrößen für die Geschwindigkeiten  $u_{ts}$  sind die Zahlenwerte der jeweils betrachteten Geschwindigkeitsbereiche U40, U50 und U65 eingesetzt worden. Für die turbulente kinetische Energie  $k$  sind die Maximalwerte der jeweils betrachteten Ebenen zugrunde gelegt worden.

Die normierte Geschwindigkeit  $u_x$  für die Messungen wird durch  $U_{x\_mess}$ , die entsprechenden Simulationsgrößen mit  $U_{x\_sim}$  ausgedrückt.

Die berechneten und gemessenen Geschwindigkeiten werden nach der Gl. (7.1) unten vergleichend gegenübergestellt. Die Differenz der Mess- und Simulationsgröße wird auf die Messgröße bezogen. Die so errechnete relative Abweichung  $F_{rel}$  zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen ist ein Maß für die Qualität der numerischen Simulationen. Sie wird in den Diagrammen Bild 7-1 bis Bild 7-18 mit einer fein gepunkteten Linie dargestellt.

$$F_{rel} = \frac{U_{mess} - U_{sim}}{U_{mess}} = 1 - \frac{U_{sim}}{U_{mess}} \quad (7.1)$$

Bezeichnung	Simulation	Messung
Geschw. ( $u_z$ )	$U_{sim}$	$U_{mess}$
Turb.kint.Energie ( $k$ )	$Kin\_en\_sim$	$Kin\_en\_mess$
Dissipationsrate ( $\varepsilon$ )	$Diss\_sim$	

**Tabelle 7.1 Bezeichnungen der Bilder 7-1 bis 7-18**

## **Axiale Geschwindigkeit**

Die gemessene und die simulierte axiale Geschwindigkeit stimmen im Bereich vom Treibstrahlaustritt bis zur Länge von ca. 5-fachem Treibstrahldurchmesser gut überein. Die Abweichung beträgt weniger als 10 %.

Im weiteren Strömungsverlauf jedoch divergieren die Geschwindigkeitsprofile. Der simulierte Geschwindigkeitgradient flacht schnell ab und nimmt rasch die Form einer ausgebildeten turbulenten Kreisrohrströmung an. Die Länge der Mischungszone wird daher in der Simulation kürzer als im Experiment.

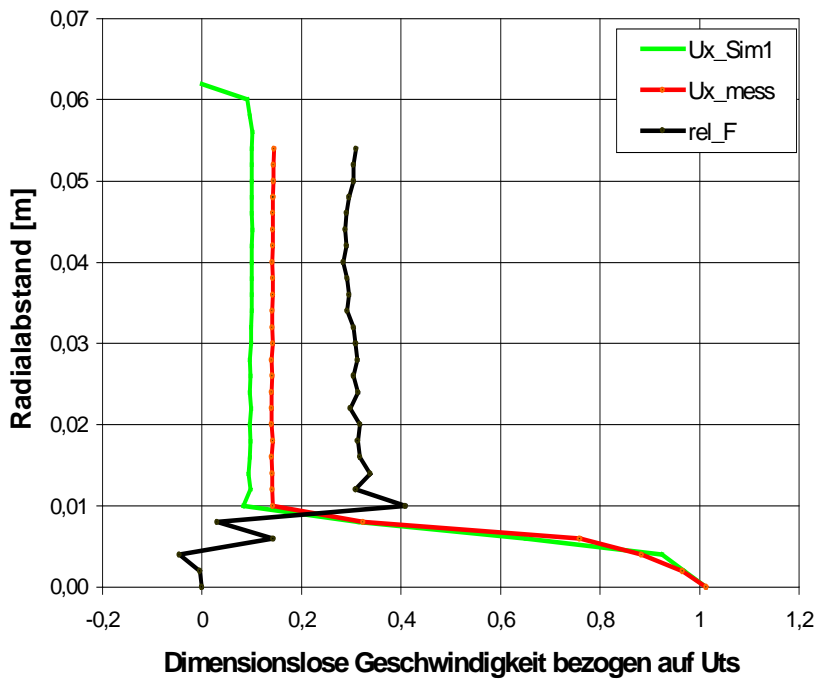
## **Turbulente kinetische Energie**

Zum Vergleich der Turbulenzgrößen wird die turbulente kinetische Energie betrachtet.

Im vorderen Teil des Mischrohres sind deutliche Abweichungen zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen festzustellen. Diese sind besonders im Kernbereich des Treibstrahls am größten.

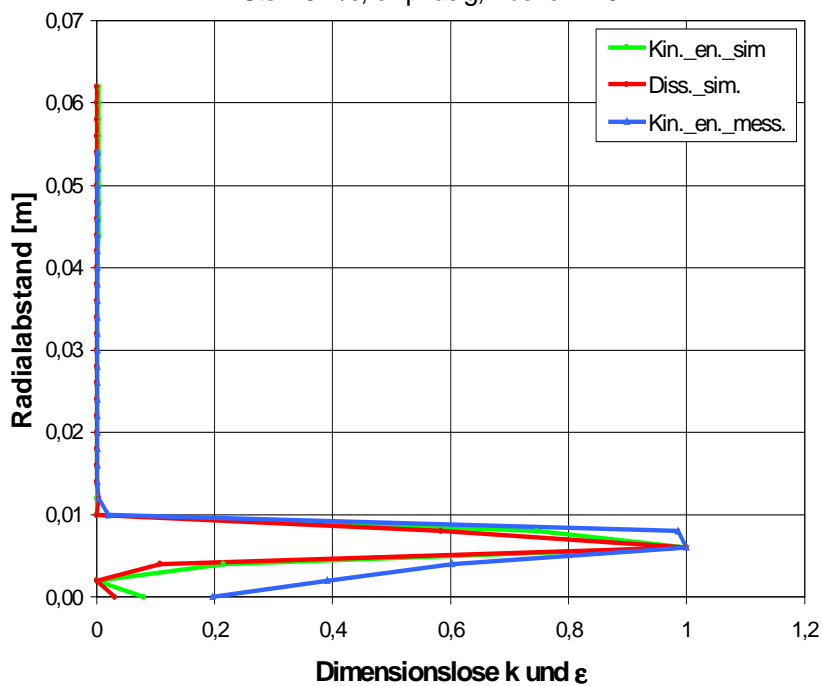
Im weiteren Strömungsverlauf gleichen sich aber die gemessenen und die simulierten Werte an.

**Geschwindigkeitsvergleich FEM - Prandtl-Sonde Messung**  
 Uts=40 m/s, einphasig, Ebene x=10 mm, Prandtl-Sonde



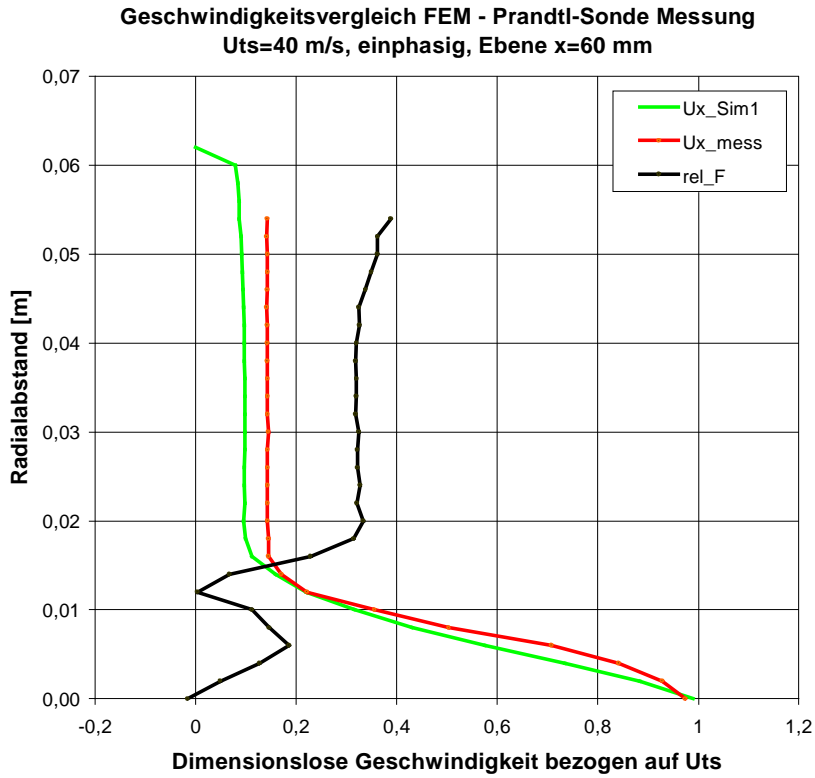
**Bild 7-1 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**

**Vergleich der turbulenten Größen FEM - Hitzdrahtmessung**  
 Uts=40 m/s, einphasig, Ebene x=10 mm

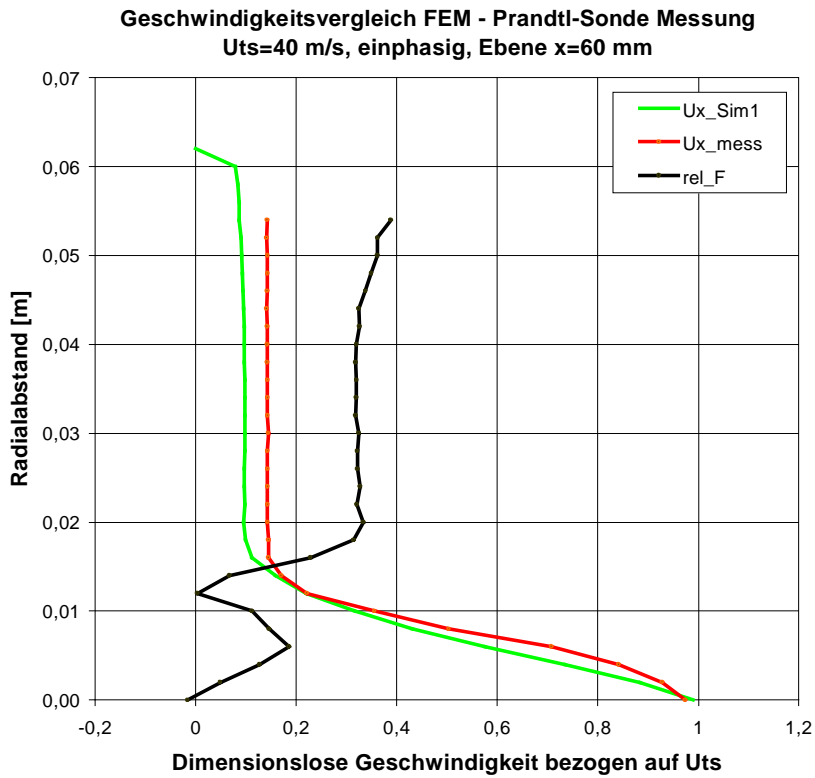


**Bild 7-2 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**



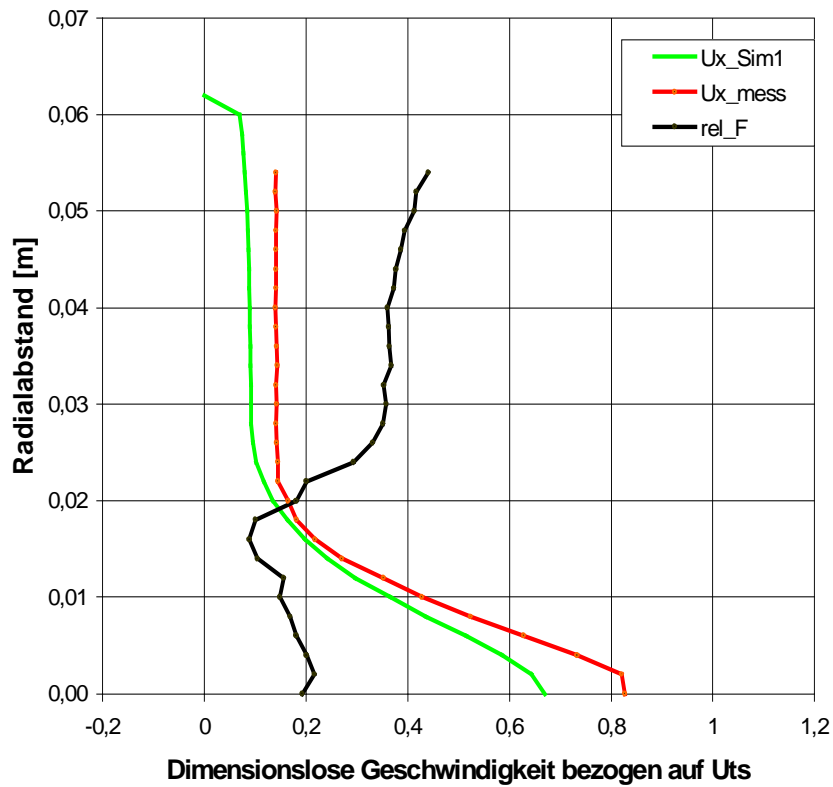


**Bild 7-3 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**



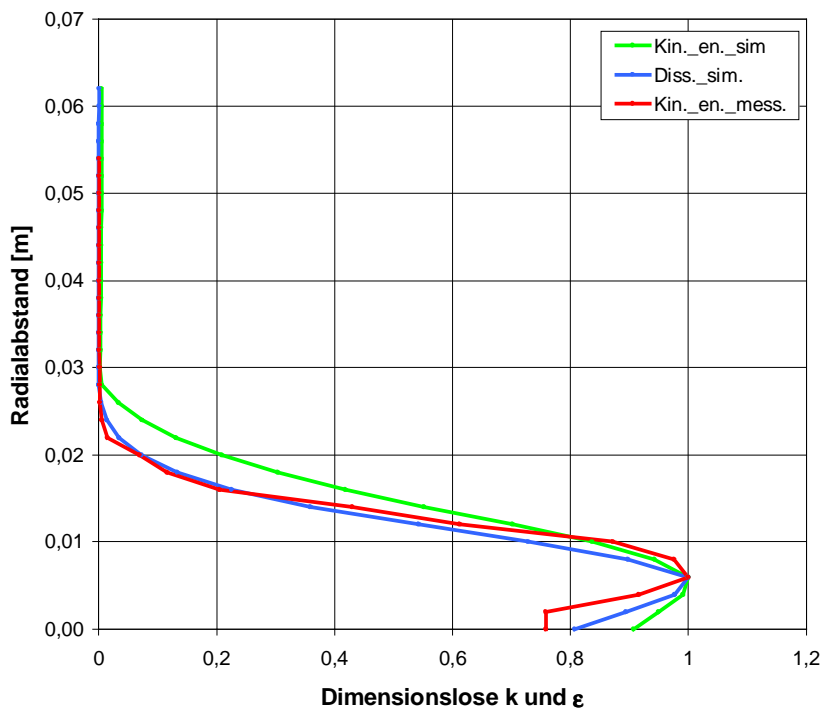
**Bild 7-4 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

**Geschwindigkeitsvergleich FEM - Prandtl-Sonde Messung**  
 Uts=40 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm

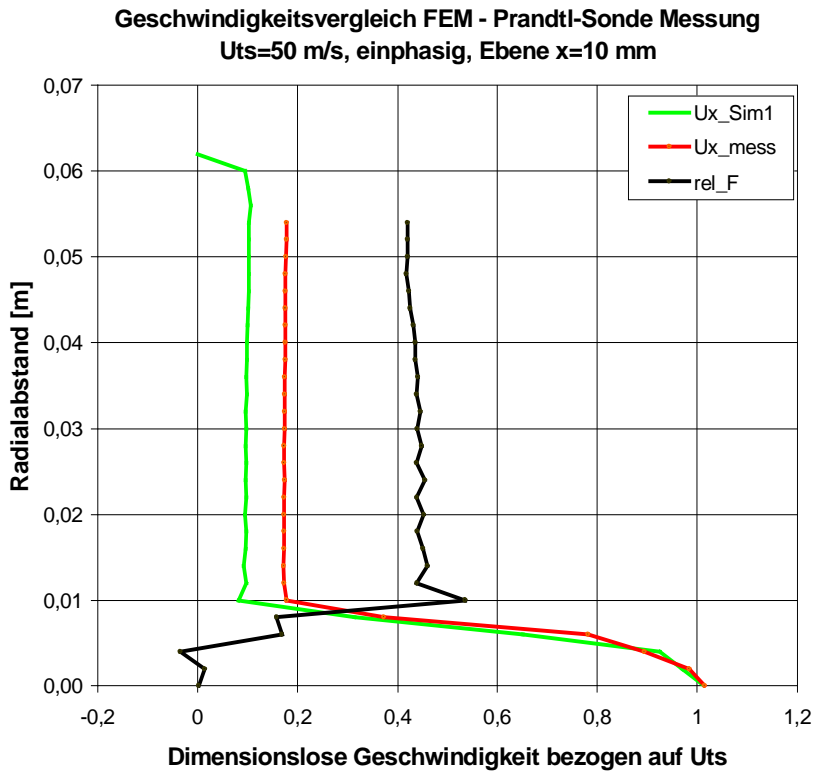


**Bild 7-5 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**

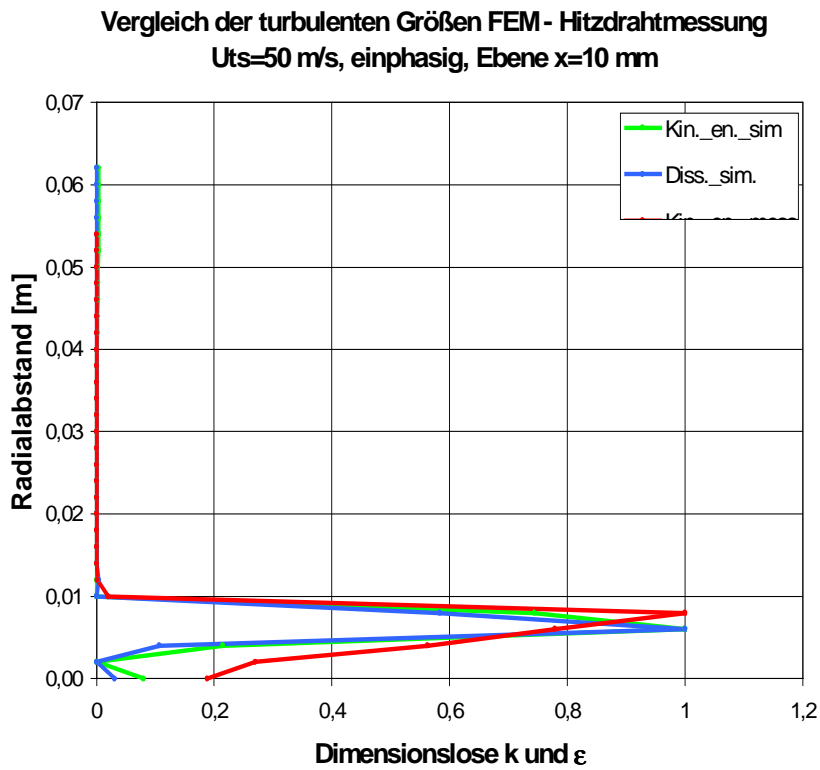
**Vergleich der turbulenten Größen FEM - Hitzdrahtmessung**  
 Uts=40 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm



**Bild 7-6 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

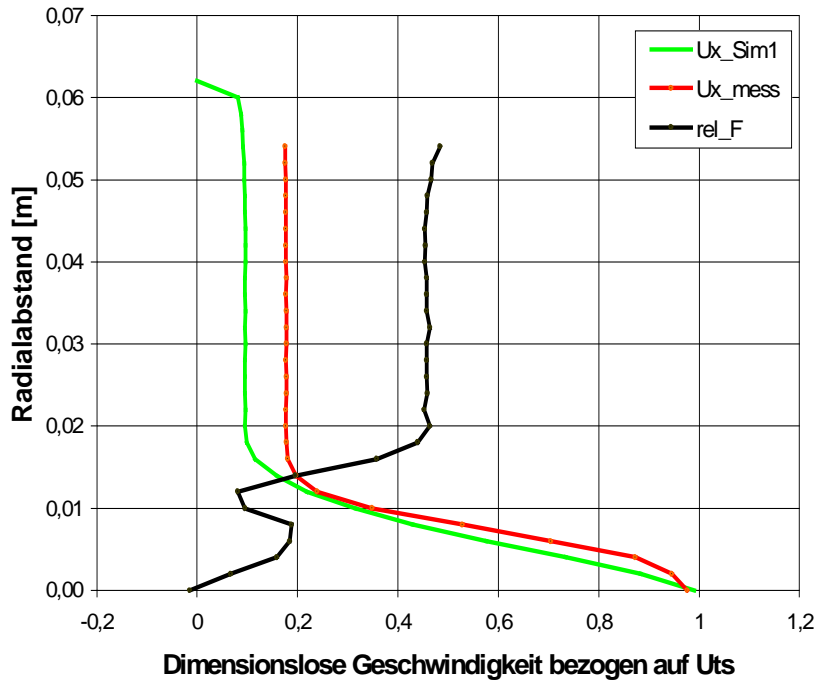


**Bild 7-7 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**



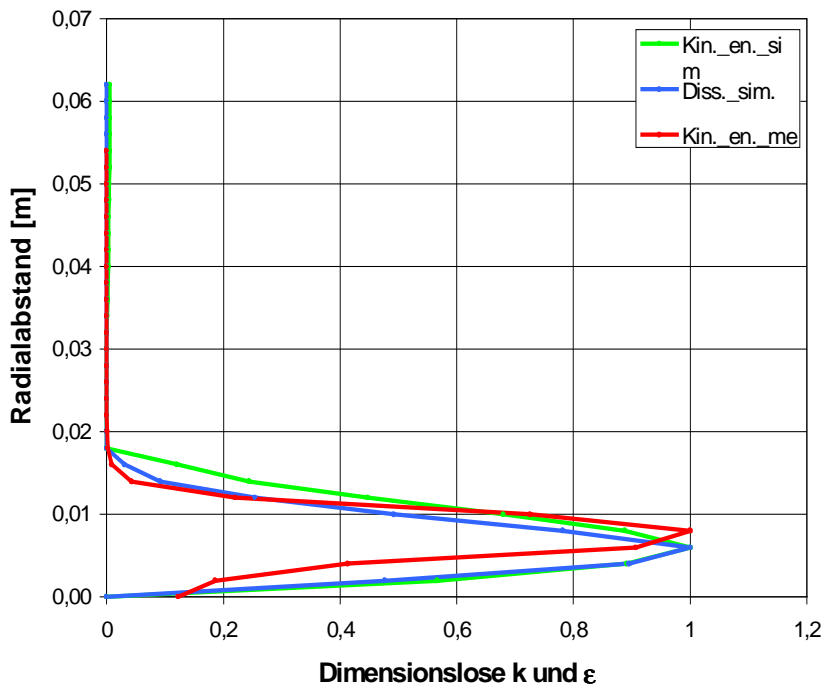
**Bild 7-8 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

**Geschwindigkeitsvergleich FEM - Prandtl-Sonde Messung**  
 Uts=50 m/s, einphasig, Ebene x=60 mm



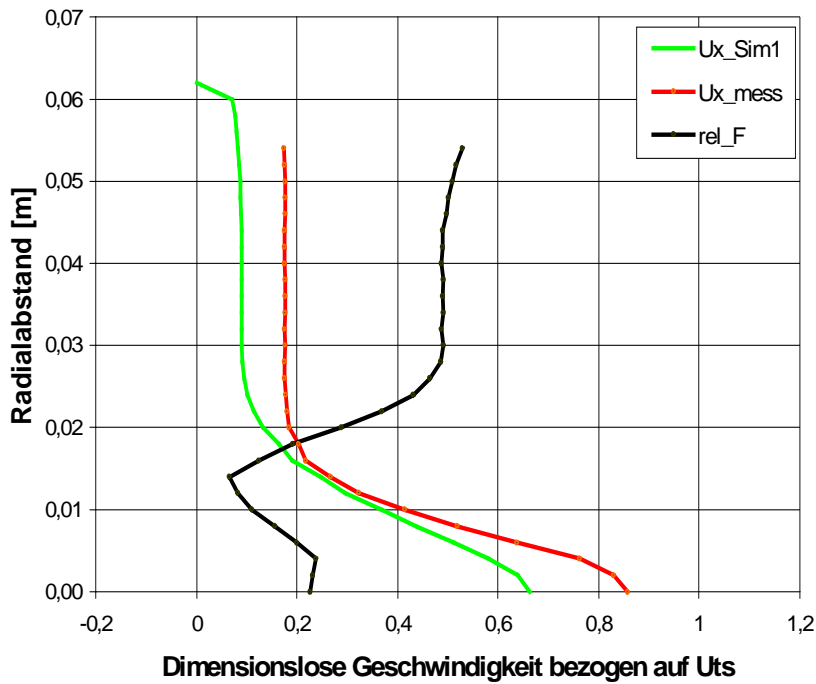
**Bild 7-9 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**

**Vergleich der turbulenten Größen FEM - Hitzdrahtmessung**  
 Uts=50 m/s, einphasig, Ebene x=60 mm



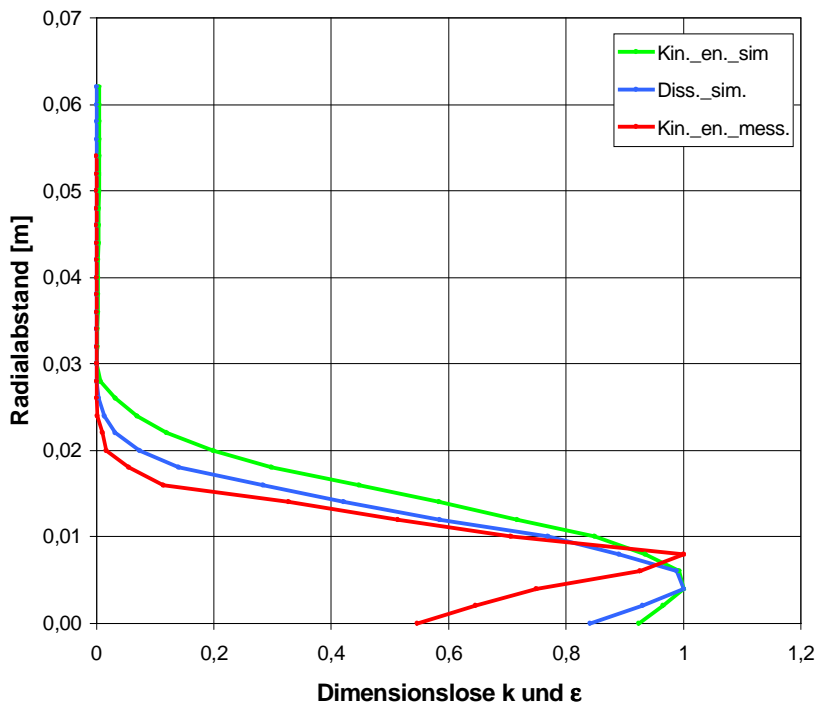
**Bild 7-10 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

**Geschwindigkeitsvergleich FEM - Prandtl-Sonde Messung**  
**Uts=50 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm**

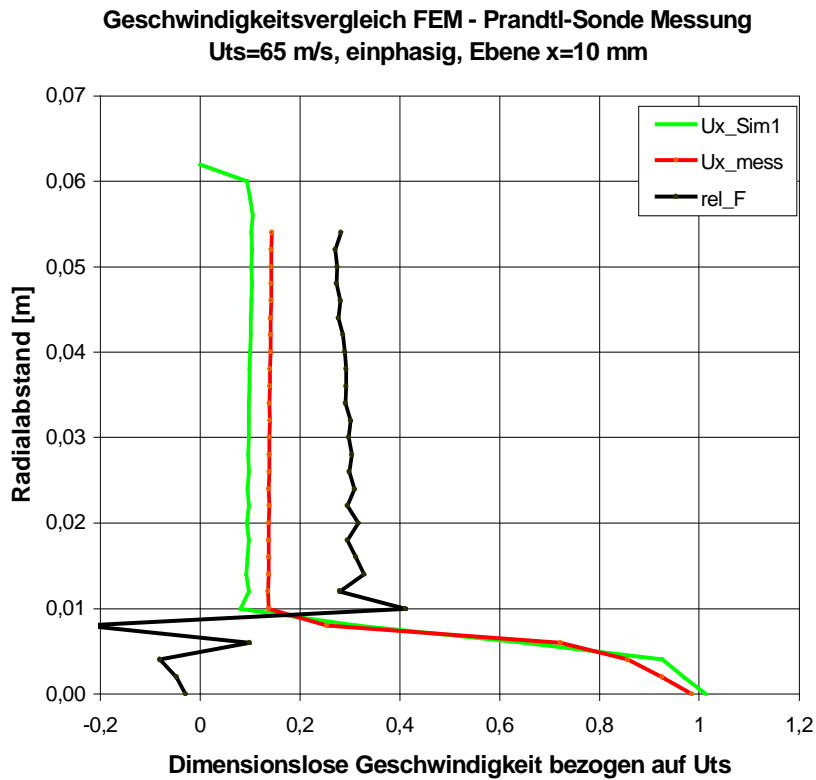


**Bild 7-11 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**

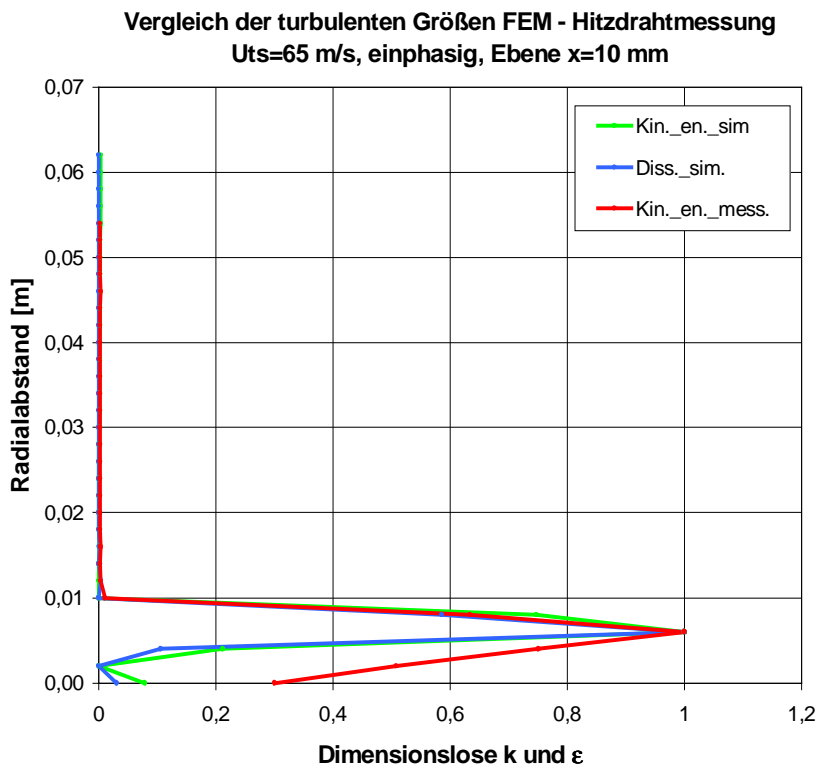
**Vergleich der turbulenten Größen FEM - Hitzdrahtmessung**  
**Uts=50 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm**



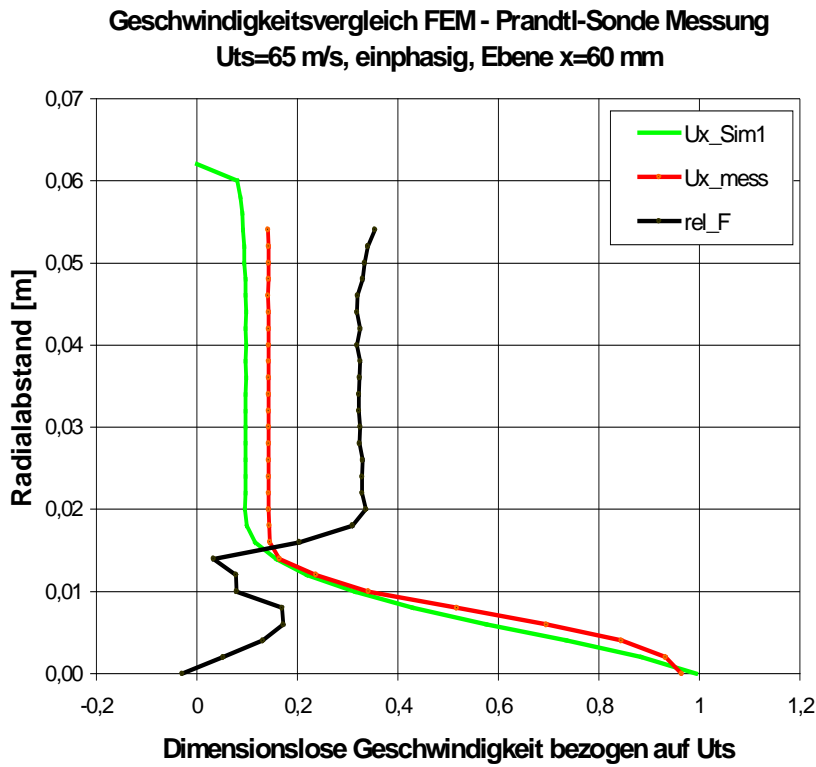
**Bild 7-12 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**



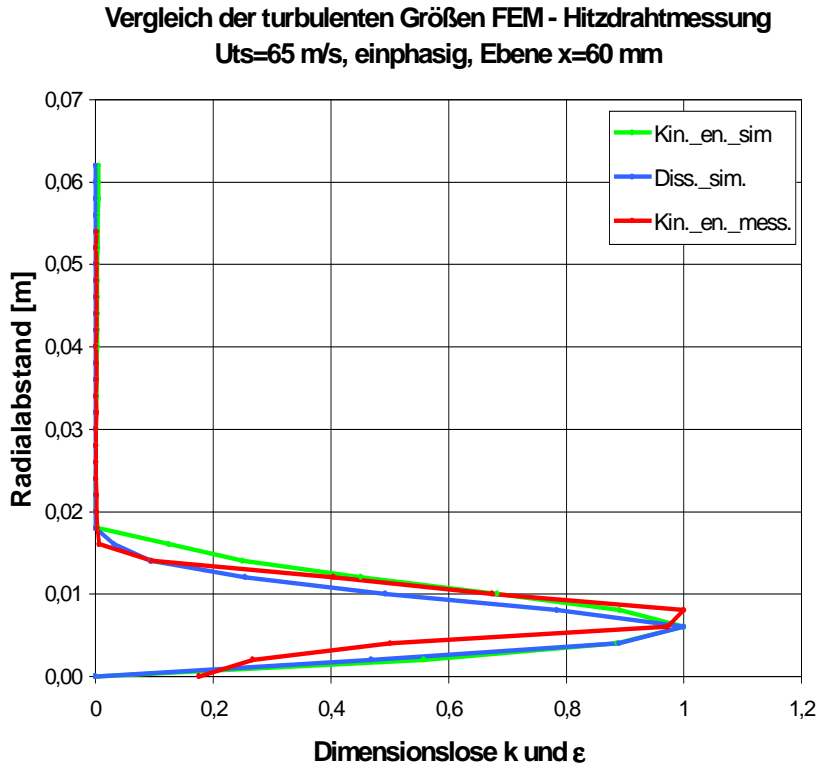
**Bild 7-13 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**



**Bild 7-14 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

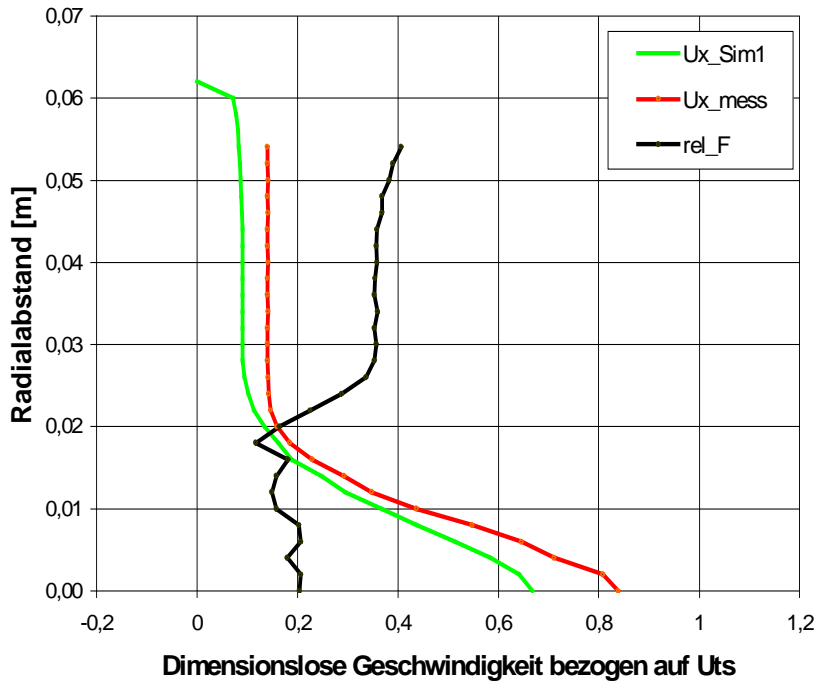


**Bild 7-15 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**



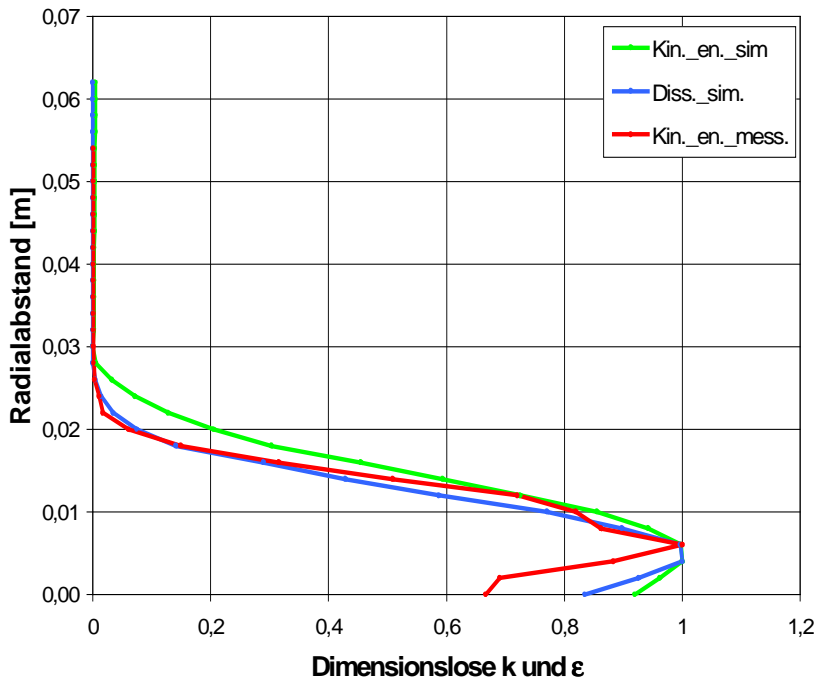
**Bild 7-16 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**

**Geschwindigkeitsvergleich FEM - Prandtl-Sonde Messung**  
 Uts=65 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm



**Bild 7-17 Vergleich FEM-Simulation mit Prandtl-Rohr**

**Vergleich der turbulenten Größen FEM - Hitzdrahtmessung**  
 Uts=65 m/s, einphasig, Ebene x=120 mm



**Bild 7-18 Vergleich FEM-Simulation mit Hitzdrahtmessung**



## 7.2 Vergleich FVM-Simulationen mit Messungen

In Bild 7-19 sind der gemessene und der simulierte Druckverlauf längs der Injektorscheitellinie für die reine Luftströmung (Beladung=0) dargestellt. Beide Verläufe stimmen im Rahmen der Mess- und Simulationsungenauigkeiten gut überein.

Vom Treibstrahl-Eintritt an fällt der Druck in der plötzlichen Erweiterung zunächst ab, durchläuft ein Minimum und steigt im ersten Drittel der Mischstrecke ziemlich steil an. In den zwei folgenden Dritteln der Mischstrecke verweilt er "plateauartig", um nach Eintritt in den Diffusor wieder anzusteigen.

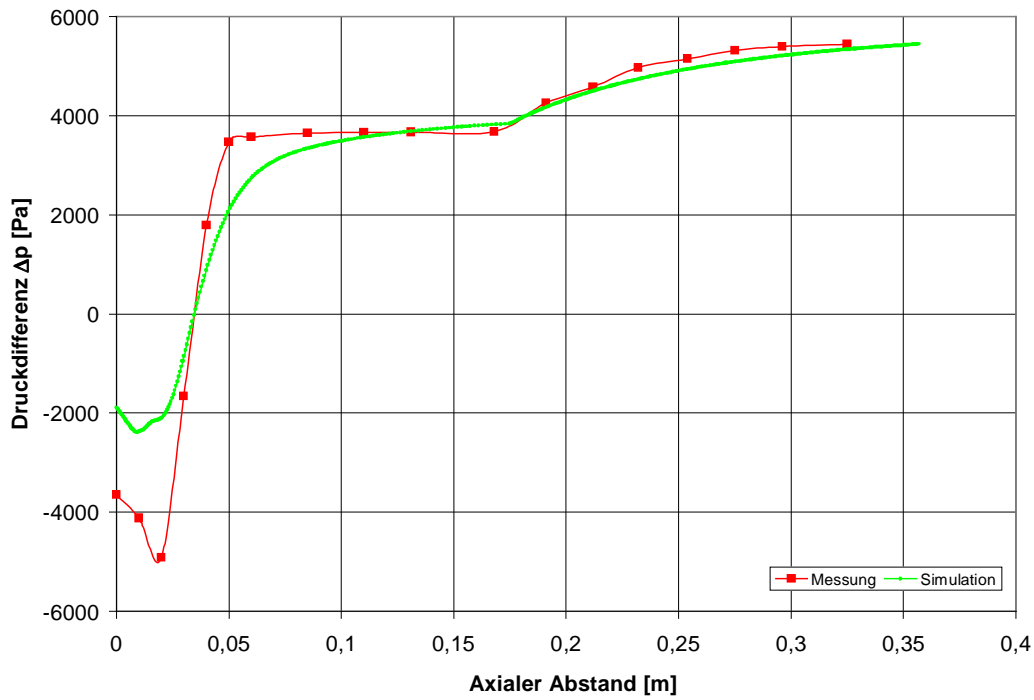
Die größte Abweichung von ca. 30% tritt im Mündungsbereich des Treibstrahls auf. Dies ist durch die anisotrope Turbulenzstruktur des noch relativ unvermischten Treibstrahls mit seiner Strömungsumgebung bedingt. Im übrigen Verlauf beträgt der relative Fehler ca.  $\leq 17,6\%$ .

Für das Luft-Feststoffgemisch im Feststoffinjektor ergeben sich ähnliche Verläufe für die gemessenen und simulierten Drücke (siehe Bild 7-20).

Auffallend ist die größere Abweichung von ca. 40% unmittelbar nach dem Austritt des Treibstrahls sowie auf dem "Druckplateau" der Mischstrecke von ca.  $\leq 29\%$ , während im Diffusor ein sehr kleiner Fehler zu beobachten ist. Dies dürfte auf den Einfluss des Feststoffes im Bereich des noch ungebremsten Treibstrahls zurückzuführen sein, so dass die Turbulenzmodellierung, wie sie für die reine Phase gebräuchlich ist, in Frage gestellt ist.

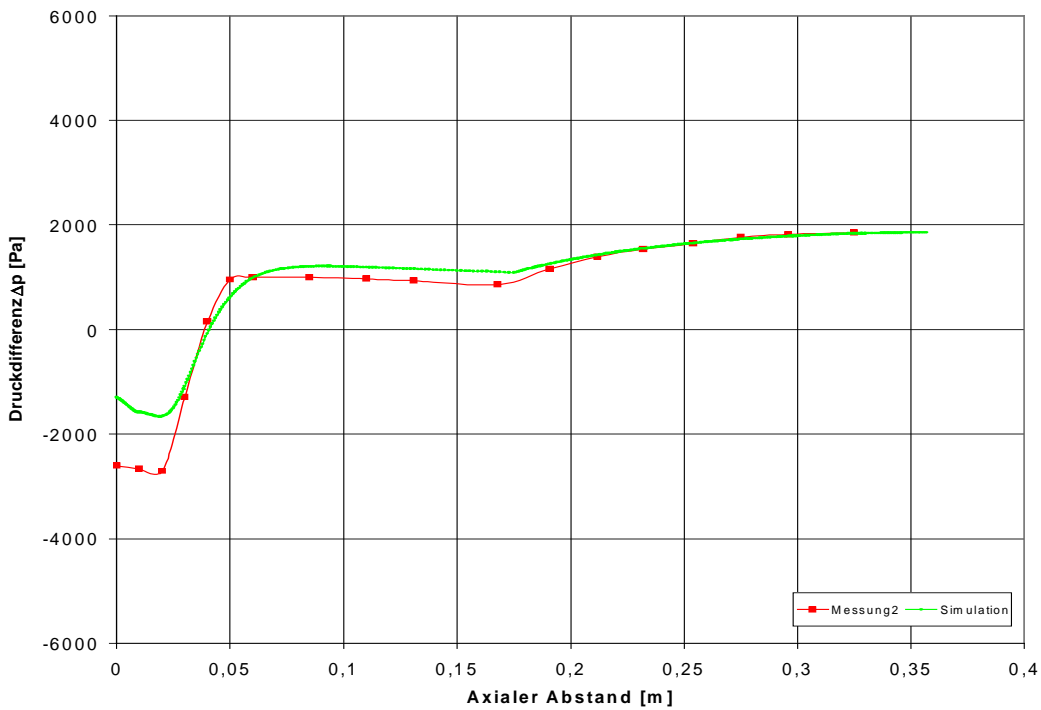
Bild 7-21 zeigt jedoch trotz der größeren Feststoffbeladung von 2,47 im Bereich des Druckminimums einen relativ kleinen Fehler. Dagegen zeigt sich im restlichen Verlauf am Beginn des "Druckplateaus" ein Fehler von ca. 40%, während auf dem restlichen "Druckplateau" und im Diffusor ein relativer Fehler von 17,3% und 10% zu verzeichnen ist.

**Injektor mit Ringtreibstrahl**  
 Treibstrahlgeschw. = 101,6, Beladung = 0,0



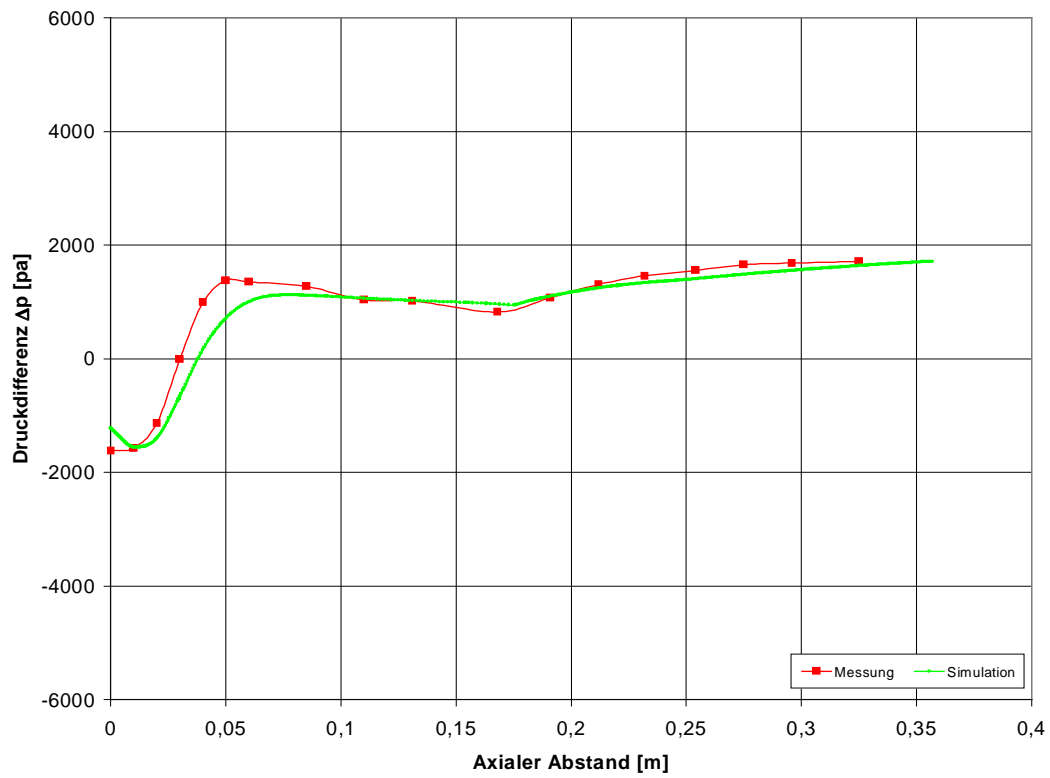
**Bild 7-19 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung**  
 (Druckverlauf entlang der Injektorwand)

**Injektor mit Ringtreibstrahl**  
 Treibstrahlgeschw. = 109,6, Beladung = 0,92



**Bild 7-20 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung**  
 (Druckverlauf entlang der Injektorwand)

**Injektor mit Ringtreibstrahl**  
Treibstrahlgeschw. = 105,8, Beladung = 2,47



**Bild 7-21 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung  
(Druckverlauf entlang der Injektorwand)**

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Strömungs-Simulations-Methoden FIDAP(FEM) und FLUENT (FVM) auf ein- und zweiphasige Injektoren angewandt. Dabei können auch komplizierte Geometrien, ähnlich wie bei realen Experimenten, untersucht werden, nur wirtschaftlicher, detaillierter und schneller.

Zum Nachweis werden eigene Messungen mit Prandtl-Rohr und Hitzdraht-anemometer am einphasigen Injektor durchgeführt und mit den entsprechenden Simulationen verglichen. Für den Feststoffinjektor wird auf eine frühere Arbeit des Instituts zurückgegriffen.

Sowohl die ein- als auch die zweiphasigen Simulationsrechnungen zeigen gute Übereinstimmung mit den Experimenten. Die Simulationen sind vielfältig interpretierbar und liefern dreidimensionale Detail-Ergebnisse innerhalb des Simulationsgebiets für alle Strömungsgrößen.

Hier zeigen sich deutliche Vorteile der Simulation als Werkzeug für Auslegung und Entwicklung von Injektoren, insbesondere Feststoffinjektoren, gegenüber klassischen Auslegungsrechnungen und Experiment.

Die Eingabe realitätsnaher Randbedingungen ist zur Erzielung guter Ergebnisse bei der numerischen Simulation von größter Wichtigkeit, weshalb auf experimentelle Absicherung auch weiterhin nicht gänzlich verzichtet werden kann.

Die Erfahrungen dieser Arbeit zeigen für die Anwendung von FEM- und FVM auf komplexe Systeme wie Gas-Feststoff-Gemische insgesamt gute Ergebnisse auf. Dennoch sollte auch auf gewisse Schwierigkeiten hingewiesen werden.

Für kompliziertere Geometrien wird der Rechenaufwand für Injektoren insbesondere Feststoffinjektoren sehr groß, weil für eine gute Konvergenz sehr feine Netze generiert werden müssen. Dies gilt für die Treibstrahleintrittszone am Beginn der Mischstrecke, wo die angesaugte Sekundärluft den Feststoff zur Vermischung mit dem Treibstrahl heranzuführt. Denn hier ist der zugeführte Feststoff wegen der meist asymmetrischen Zuführung nicht gleichmäßig verteilt.

Während solche Probleme, die letztlich die Rechner-Kapazität betreffen, sich im Laufe der Zeit durch die rasche Entwicklung der Rechner bessern werden, wird man auch in Zukunft nicht gänzlich auf Experimente verzichten können, vor allem, um die zur Simulationsrechnung erforderlichen Turbulenzmodelle möglichst realistisch zu gestalten.

## 9 Literaturverzeichnis

- [1] Barth, W.:  
Vorrichtung zur Aufgabe von Festteilchen in eine pneumatische Förderleitung.  
Auslegeschrift Nr. 1099 453, DBP, 1961.
- [2] Bauer, B.:  
Auslegung von Strahlapparaten für beliebige Medien. Dissertation, TH Stuttgart, 1965.
- [3] Beckmann, H.: Verfahren und Vorrichtung zum Einbringen von Gut in pneumatische Leitungen. Patentschrift Nr. 937 039, DBP, 1955.
- [4] Behrend, Jan :  
Injektoren, Bauformen, Varianten und Anwendungen. Schüttgut 2 1999.
- [5] Blenke, H. et. Al.:  
Untersuchungen zur Berechnung des Betriebsverhaltens von Treibstrahlförderern.  
Chem.-Ing.-Techn., Vol. 35, No. 3, S. 201-208, 1963.
- [6] Bohnet, M. und Teifke, J.:  
New Results on the Efficiency of Energy Transformation in Gas-Solids-Injectors.  
Proceedings of the Symposium "Reliable Flow of Particulate Solides", 20-22 August,  
Bergen, Norway, 1985.
- [7] Bohnet, M. und Wagenknecht:  
Strömungstechnische Untersuchungen an Gas/Feststoff-Injektoren. Chem. Ing. Tech.,  
Band 50, Heft 1, 1978.
- [8] Bohnet, Matthias:  
Design of Gas-Solids Injectors. Handbuch of Fluids in Motion, Cheremisinoff, N. P.,  
Gupta, R., 1983.
- [9] Buhrke, H.:  
Bemessung von Strahlgebläsen. Hebezeuge und Fördermittel, 9, Band 3, 1969.
- [10] Elger, D. F., Taylor S., J., and Liou, Ch. P.:  
Recirculation in an Annular-Type Jet Pump. Journal of Fluids Engineering, Vol.116, Dez.  
1994.
- [11] FIDAP:  
Programm Handbuch. Fluent Inc. International, 1993.
- [12] Fletcher, C. A. J.:  
Computational Galerkin Methods. Springer Verlag, New York Inc., 1984.
- [13] FLUENT:  
Programm Handbuch. Fluent Inc. International, 1999.
- [14] Flügel, G.:  
Berechnung von Strahlapparaten. VDI-Forschungsheft 395, VDI-Verlag, Düsseldorf,  
1939.
- [15] Flügel, G.:  
The Design of Jet Pumps. NACA Technical Memorandums, No. 982, Washington, July,  
1941.

- [16] Flügel, G.:  
Zur Theorie der Strahlapparate. Dechema Monographien, Band 41, S. 642-660,  
Deutsche Gesellschaft für Chemisches Apparatenwesen e. V., 1962.
- [17] Forstall, W. JR. and Shapiro, A. H.:  
Momentum and Mass Transfer in Coaxial Gas Jets. Journal of Applied Mechanics, ASME  
Transaction, pp. 399-408, Dec. 1955.
- [18] Frank, W., Jungbluth, H. und Steurer C.:  
Systematische Untersuchungen der Meßsignale eines Hitzdrahtanemometers in  
turbulenten Strömungen. SFB 210, Universität Karlsruhe, 1992.
- [20] Grabow, G.:  
Theoretische Untersuchungen zu Strahlpumpen für den pneumatischen  
Feststofftransport. Chem. Techn. Band, 38, S. 100-104, 1986.
- [21] Hammer, H., Messing, T. und Schunk, H.:  
Dampfstrahl-Vakuumkühlung für Kristallierapparate. Chem.-Ing.-Tech., Band 21, Nr. 21,  
S. 513-536, 1958.
- [22] Hammer, T.:  
Dampfverdichter als Wärmepumpe. Chem.-Ing. Techn., Band 30, Nr. 9, S. 598-593,  
1985.
- [23] Henschke, R.:  
Untersuchung über verbesserte Strahlgebläse für Tunnellüftung. Diss. TH Berlin, 1934.
- [24] Henzler, H.-J.:  
Zur Auslegung von Strahlsaugern für einphasige Stoffsysteme. Chem.-Ing.-Tech., Band  
54, Nr. 1, S. 8 - 16, 1982.
- [25] Hutt, W.:  
Untersuchung der Strömungsvorgänge und Ermittlung von Kennlinien an  
Gutaufgabeinjektoren zur pneumatischen Förderung. Forschungsbericht Agrartechnik  
des Arbeitskreises Forschung und Lehre der Max-Eyth-Gesellschaft (MEG),  
Dissertation, Universität Stuttgart, 1983.
- [26] Jung, R.:  
Die Berechnung und Anwendung der Strahlgebläse. VDI-Forschungsheft 479, VDI-  
Verlag, Düsseldorf, 1960.
- [27] Jung, R.:  
Der Druckverlauf beim pneumatischen Staubtransport durch ein Kreisrohr  
veränderlichen Querschnitts. Brennstoff-Wärme-Kraft (BWK), Bd. 18, Nr. 8, S. 377, VDI-  
Verlag, August 1966.
- [28] Kmiec, A and Leeschonski, K.:  
Analysis of two-phase flows in gas-solids injectors. The Chemical Engineering Journal,  
Vol. 45, pp. 137-147, 1991.
- [29] Kmiec, A., Lescohonski, K.:  
Numerical calculation methods for solids injectors. Powder Technology, Vol. 95, pp.75-  
78, 1998.

- [30] Kmiec, A.:  
An Analytical Study of Flows in Gas/solids-injectors. Pneumatech 3, Proceedings 3rd International Conference Pneumatic Conveying technology, Saint Helier, Jersey, 1987, Power Advisory Centre, London, 1987.
- [31] Leschonski, K., Roetele S. und Menzel, U.:  
Entwicklung und Einsatz einer trockenen Dosier-Dispergiereinheit zur Messung von Partikelgrößenverteilung in Gas-Feststoff-Freistrahlen aus Laserbeugungsspektren. 3. Fachtagung „Granulometrie 1983, Dresden, 1983.
- [32] Leschonski, K., Roetele S. and Menzel, U.:  
A Special Feeder for Diffraction Pattern Analysis of Dry Powders. J. Particle Characterisation, Vol. 1, pp. 161-166, 1984.
- [33] Leschonski, K. and Kmiec, A.:  
Injectors Principles of Designing and Computational Methods. Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskie, Wrocław, 1997.
- [34] van der Lingen, T. W.:  
A Jet Pump Design Theory. Journal of Basic Engineering, Dec., 1960.
- [35] Mankbadi, R. R.:  
Transition, Turbulence, and Noise: Theory and Applications for Scientists and Engineers. Kluwer Academic Publishers, Boston, 1994.
- [36] Mikhail, S.:  
Mixing of Coaxial Streams Inside a Closed Conduit. Journal Mechanical Engineering Sciences, ASME, Vol. 2, No. 1, 1960.
- [37] Muschnelknautz, E., Nemecek, F. and Reuter, R.:  
Druckverlust bei der Flugförderung. Chem.-Ing.-Tech., Band 58, Nr. 7, S.598-599, 1986.
- [38] Nilavalagan, S., Ravindran, M. and Radhakrishna H. C.:  
Analysis of Mixing Characteristics of Flow in a Jet Pump using a Finite-difference Method. The Chemical Engineering Journal, Vol. 39, S. 97-109, 1988.
- [39] Nitsche, W.:  
Strömungsmeßtechnik. Springer-Verlag, 1994.
- [40] Perry, A. E.:  
Hot-Wire Anemometry. Oxford University Press, New York, 1982.
- [41] Pyret, R. and Taylor, T. D.:  
Computational Methods for Fluid Flow. Springer Verlag, 1990.
- [42] Rajaratan, N.:  
Turbulent Jets. Elsevier, 1976.
- [43] Rao, N. S. and Kremer, H.:  
Universelle Methode zur Berechnung von Injektormischern. Chem.-Ing.-Techn., Band 65, Nr. 4, S. 455-457, 1993.
- [44] Rao, N. S. and Kremer, H.:  
A General Method of Designing Gas and Gas-Liquid Injectors Using Laws of Turbulent Jet Mixing. Chem. Eng. Technol., Vol. 16, pp. 94-101, 1993.

- [45] Rodi, W.:  
Turbulence Models and their Application in Hydraulics - A State of Art Review. 2.nd. Edition, IAHR, 1984.
- [46] Rosenkranz, P. H.:  
Über Injektoren. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, Band 16, S. 109-118, 1872.
- [47] Segler, G.:  
Pneumatic grain conveying. Braunschweig, 1951.
- [48] Rotta, J. C.:  
Turbulente Strömungen. B. G. Teubner Stuttgart, 1972.
- [49] Schlag, H. P.:  
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Berechnung der Kennlinien von gasgetriebenen Einphaseninjektoren und Gutaufgabeneinjektoren. VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 3, Verfahrenstechnik, Nr. 313, VDI-Verlag, 1993.
- [50] Schlichting, H.:  
Boundary Layer Theory. G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1. Ed. 1955.
- [51] Schroeder, T.:  
Berechnung von Strahlapparaten für die Flugstaubrückführung. Energie, Jahrg 6, Nr. 12, 1954.
- [52] Shimizu, Y., Nakamura, Sh., Kuzuhara, S. and Kurata, Sh.:  
Studies of the Configuration and Performance of Annular Type Jet Pumps. Journal of Fluids Engineering, Vol. 109, pp. 205-212, Sept. 1987.
- [53] Siegel, Wolfgang:  
Pneumatische Förderung. Vogel Buchverlag, 1991.
- [54] Smyth, R.:  
Turbulent Flow over a Plane Symmetric Sudden Expansion. Journal of Fluids Engineering, Vol.101, 1979.
- [55] Squire, H. B. and Truncer, J.:  
Round Jet in a General Stream. A. R. C. Technical Report, No. 1974, London, Jan., 1944.
- [56] Townsend, A. A.:  
The Structure of Turbulent Shear Flow. Second Ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1976.
- [57] Tsuji, Y. and Morikawa Y.:  
Flow Pattern and Pressure Fluctuation in Air-Solid Two-Phase Flow in a Pipe at Low Air Velocities. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, No. 4, S. 329-341, 1982.
- [58] Vogel, R.:  
Über die Auslegung von Strahlapparaten. Maschinenbautechnik, Band 4, S. 525-529, 1955.
- [59] Vogel, R.:  
Ein Beitrag zur Berechnung von Strahlapparaten. Wissenschaftliche Zeitschrift, TH Dresden, Heft 6, S. 1171-1177, 1956.

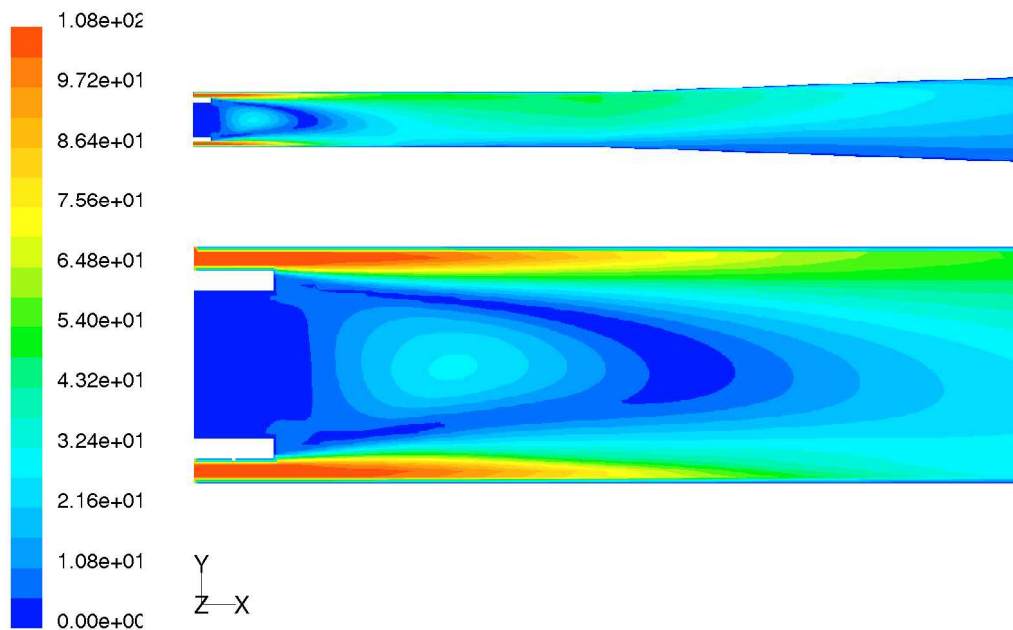


- [60] Vogel, R.:  
Anwendungsmöglichkeiten von Strahlapparaten. Maschinenmarkt, Band 5, Heft 5, S. 247-252, 1956.
- [61] Vogel, R.:  
Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlapparaten. Maschinenbautechnik, Band 5, Heft 12, 1956.
- [62] Vogel, R.:  
Ein Beitrag zur Berechnung von Strahlapparaten. Diss. TH Dresden, 1956/57.
- [63] Wagenknecht, U.:  
Neuere Untersuchungen über die Strömungsverhältnisse in Gas/Feststoff-Injektoren. Chem.-Ing.-Tech., Band 54, Nr. 4, S. 394-395, 1982.
- [64] Wagner, G.:  
Anwendungsmöglichkeiten und Einsatzgebiete von Strahlpumpen. Chem.-Eng.-Techn., Band 51, Nr. 9, 1979.
- [65] Wang, D. and Wypych, P. W.:  
Air-Only Performance of Central Air-Jet Pump for the Pipeline Transport of Bulk Solids. Power Handling Processing, Volume 7, No. 2, April/June, 1995.
- [66] Wang, D. and Wypych, P. W.:  
Theoretical Modeling of Central Air-Jet Pump Performance for Pneumatic Transportation of Bulk Solids. Journal of Fluids Engineering, Vol. 121, 1999.
- [67] Weber, M.:  
Feststoffinjektoren genauer berechnet. MM- Industriejournal, Würzburg, 78, Band 13, 1972.
- [68] Weber, M.:  
Injektor-Schleusen für Feststofftransport. Maschinenmarkt, Band 75, Heft 95, pp. 2075-2077, 1972.
- [69] Weber, M.:  
Strömungsfördertechnik. Krauskopf-Verlag, Mainz, 1974.
- [70] Weiß, W.-R.:  
Experimentelle Untersuchung turbulenter Vorgänge im Mischkanal eines Strahlapparates. Dissertation, RWTH Aachen, 1981.
- [71] White, F. M.:  
Fluid mechanics. New York, McGraw-Hill, 1979.
- [72] Wuest, W.:  
Strömungsmeßtechnik. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1969.
- [73] Zienkiewicz, O. C. and Morgan, K.:  
Finite Elements and Approximation. John Willey & Sons, 1983.
- [74] Zierep, J.:  
Grundzüge der Strömungslehre. G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1979.



# ANHANG

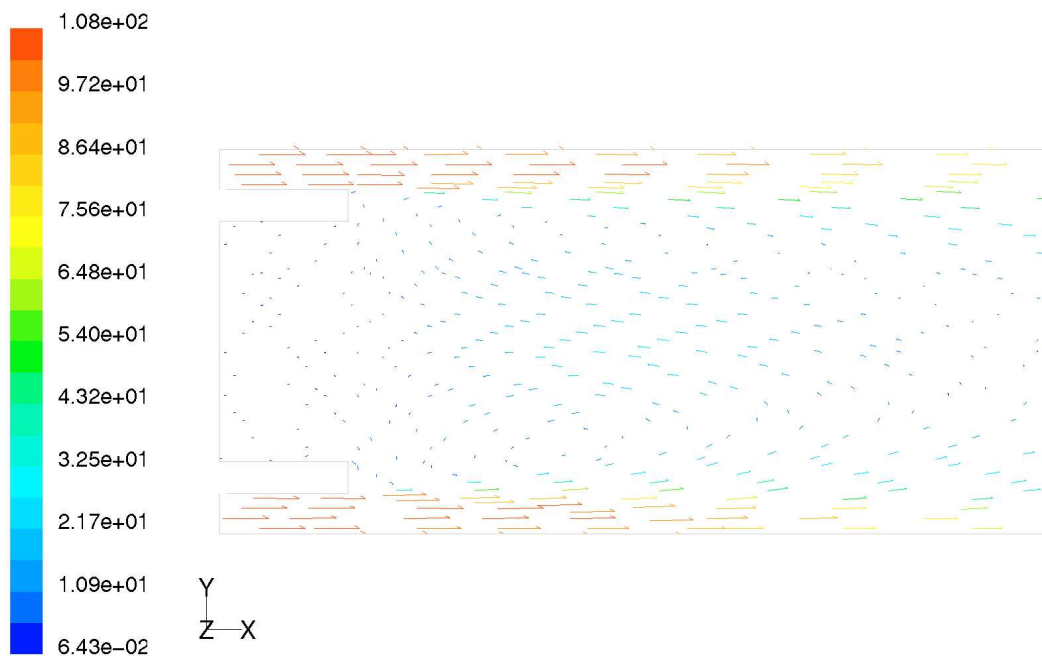
**I - Ergebnisse von FVM-Simulation (FLUENT), Beladung = 2,47**



Contours of Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

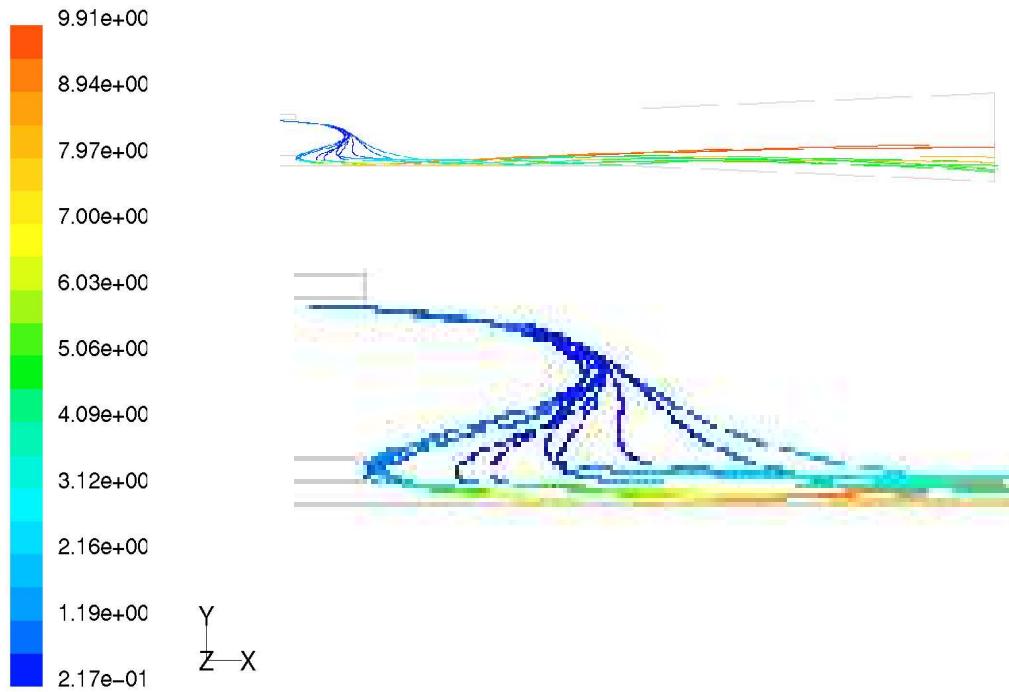
**Bild A-1 Geschwindigkeitsverlauf (SA2,47), Beladung=2,47**



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

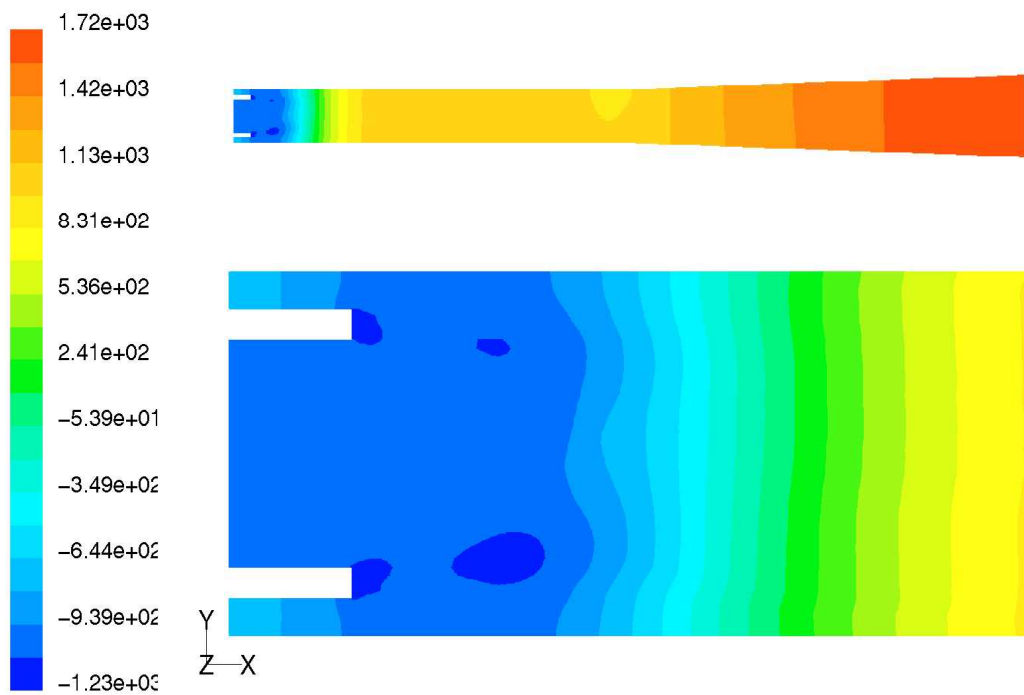
**Bild A-2 Geschwindigkeitsvektoren (SA2,47), Beladung=2,49**



Particle Traces Colored by Particle Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

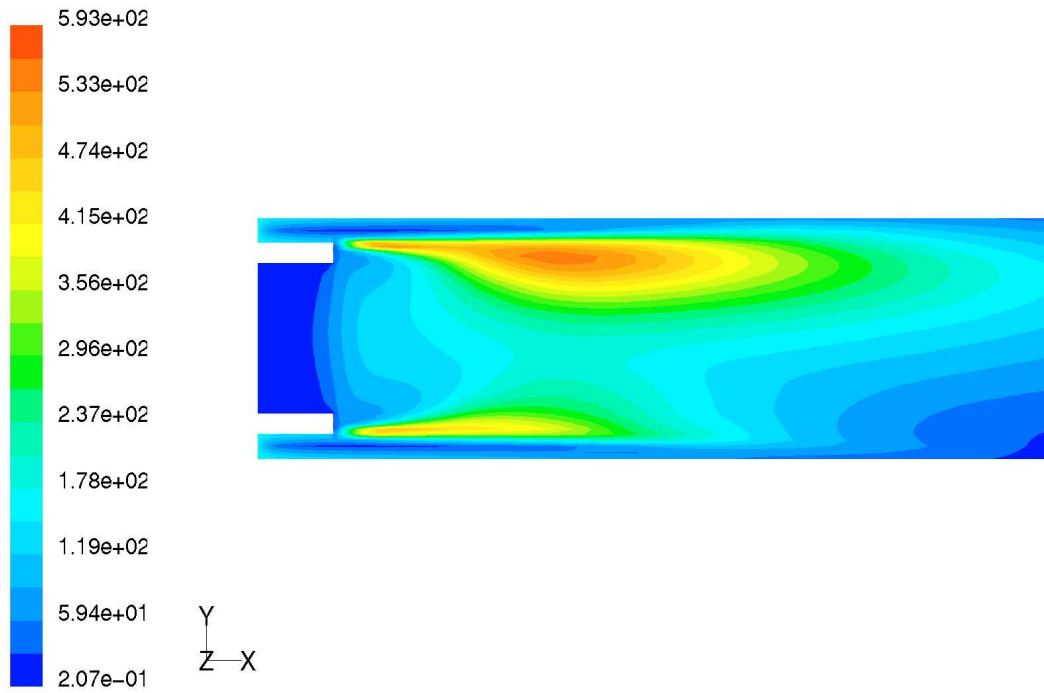
**Bild A-3 Partikelbahn (SA2,47), Beladung=2,49**



Contours of Static Pressure (pascal)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

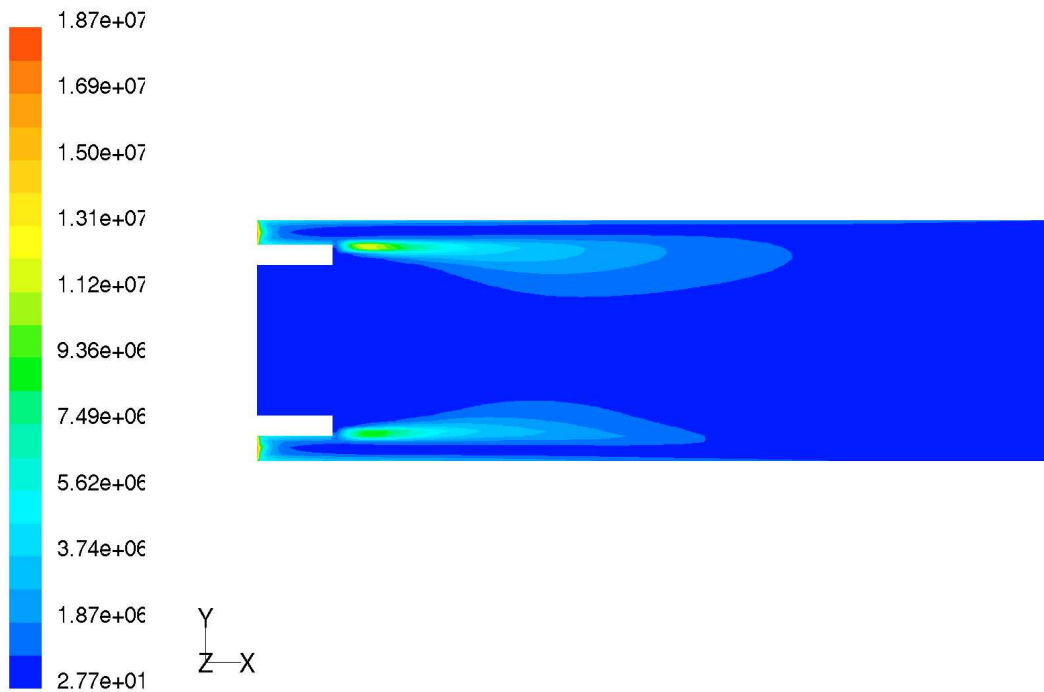
**Bild A-4 Druckverlauf (SA2,47), Beladung=2,47**



Contours of Turbulent Kinetic Energy (k) (m2/s2)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild A-5 Turbulente kinetische Energie (SA2,47), Beladung=2,47**

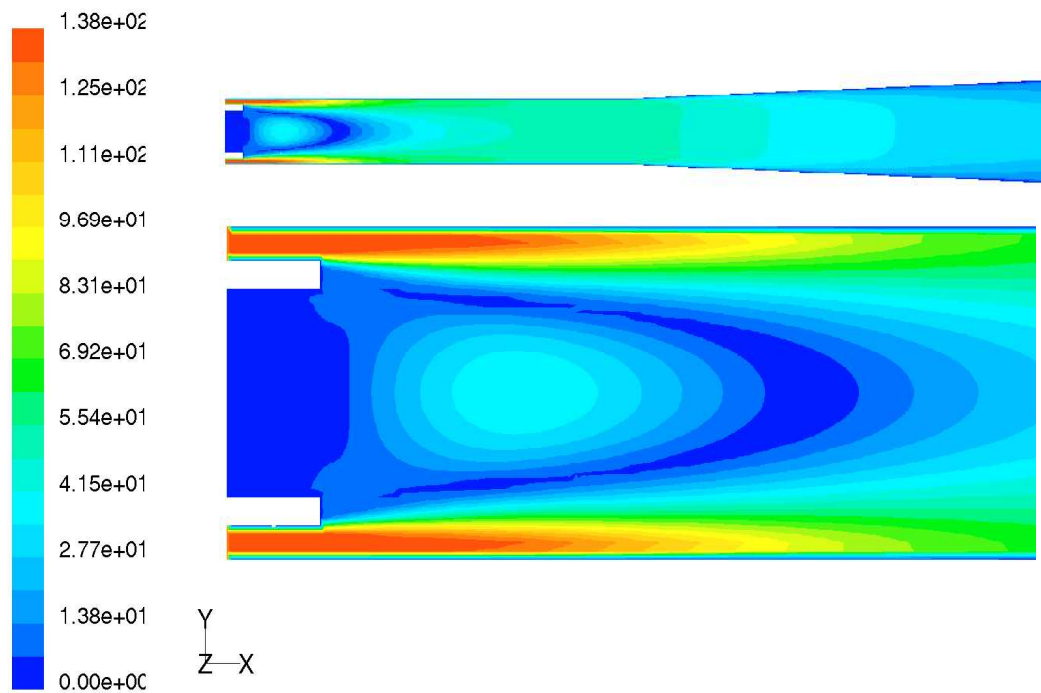


Contours of Turbulent Dissipation Rate (Epsilon) (m2/s3)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, dp, segregated, rke)

**Bild A-6 Turbulente Dissipation (SA2,47), Beladung=2,47**

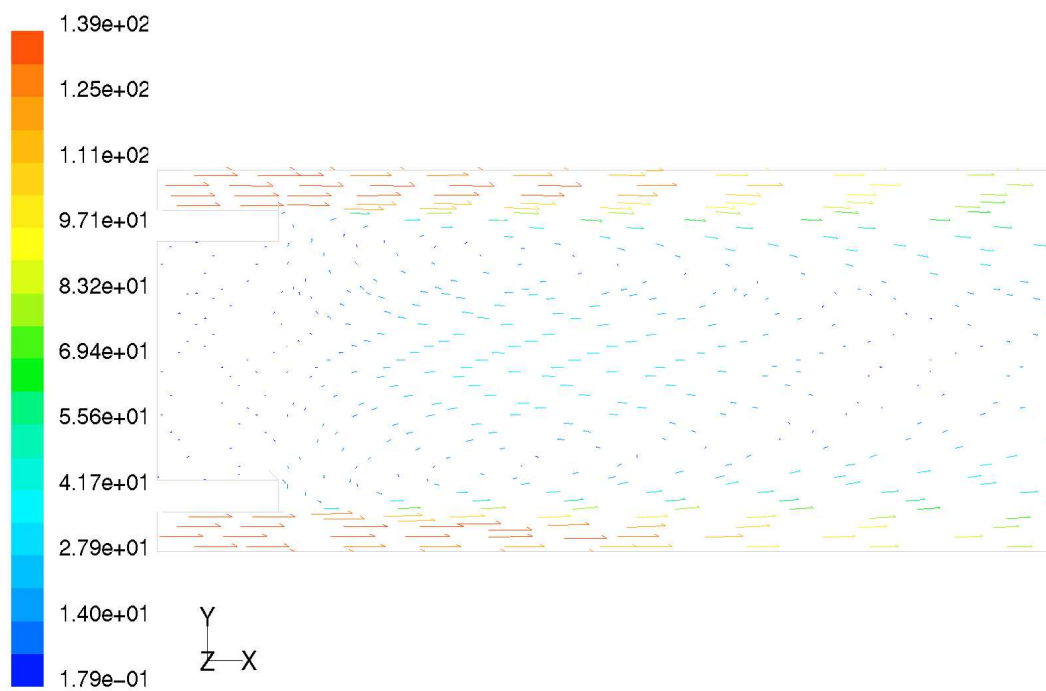
## II - Ergebnisse von Simulation SB00 (ohne Feststoff)



Contours of Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

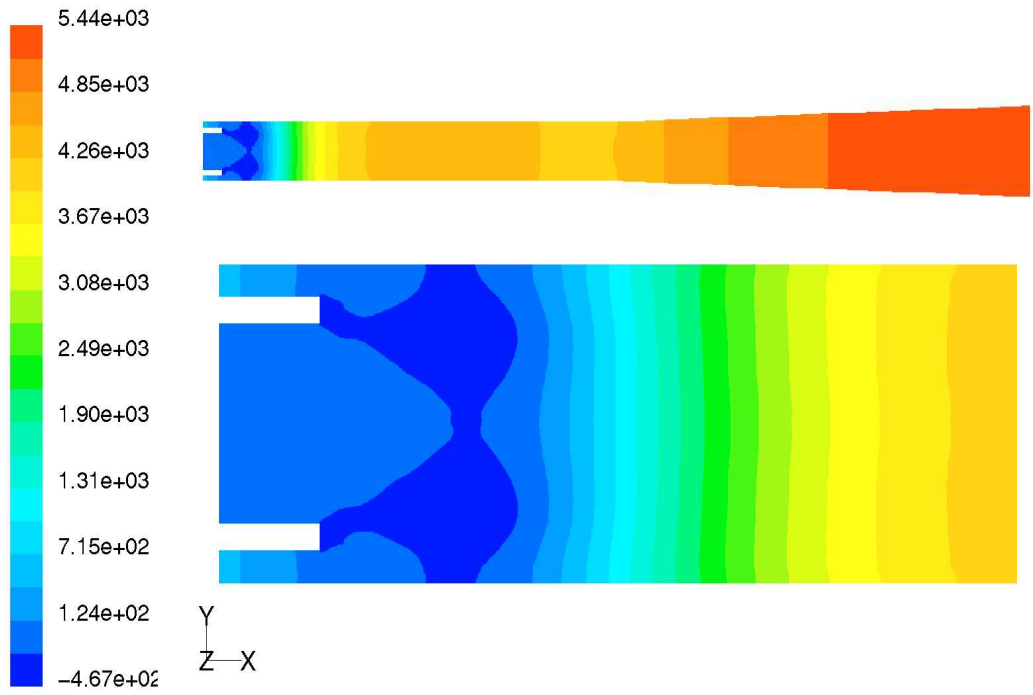
## Bild A-7 Geschwindigkeitsverlauf (SB00), ohne Feststoff



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

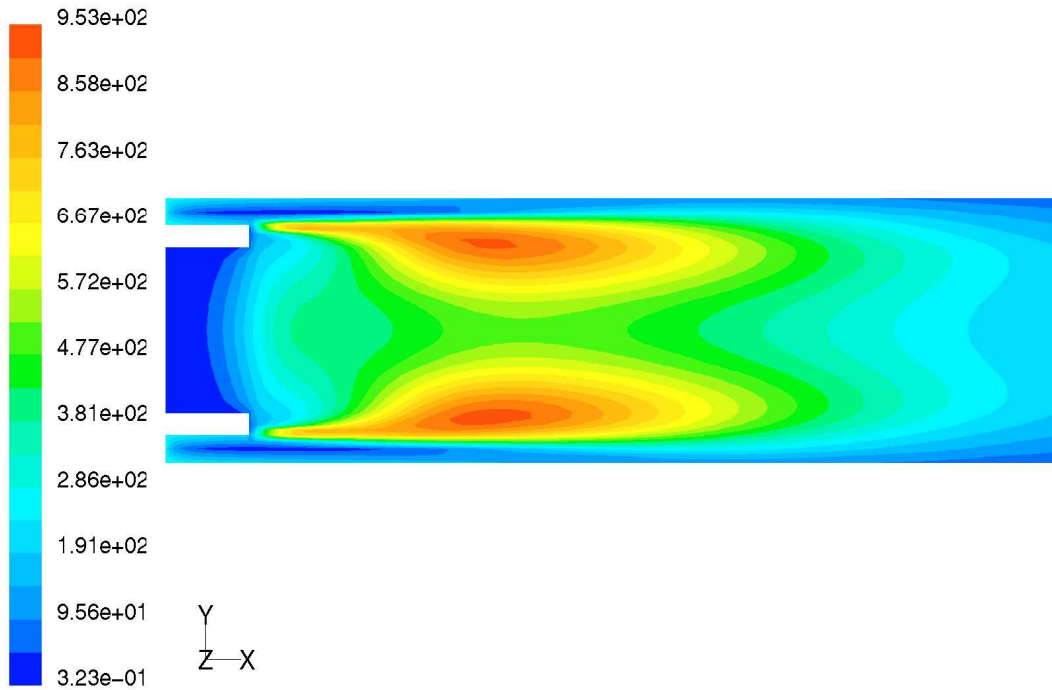
## Bild A-8 Geschwindigkeitsvektoren (SB00), ohne Feststoff



Contours of Static Pressure (pascal)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild A-9 Druckverlauf (SB00), ohne Feststoff**

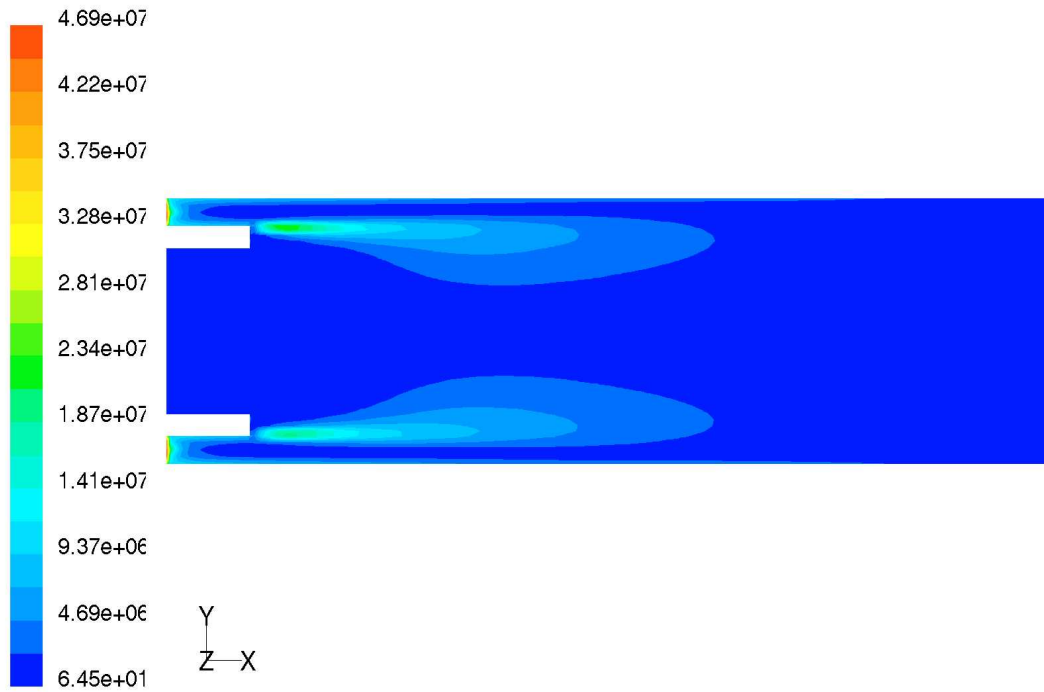


Contours of Turbulent Kinetic Energy (k) (m2/s2)

Jun 19, 2002  
FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild A-10 Turbulente kinetische Energie (SB00), ohne Feststoff**



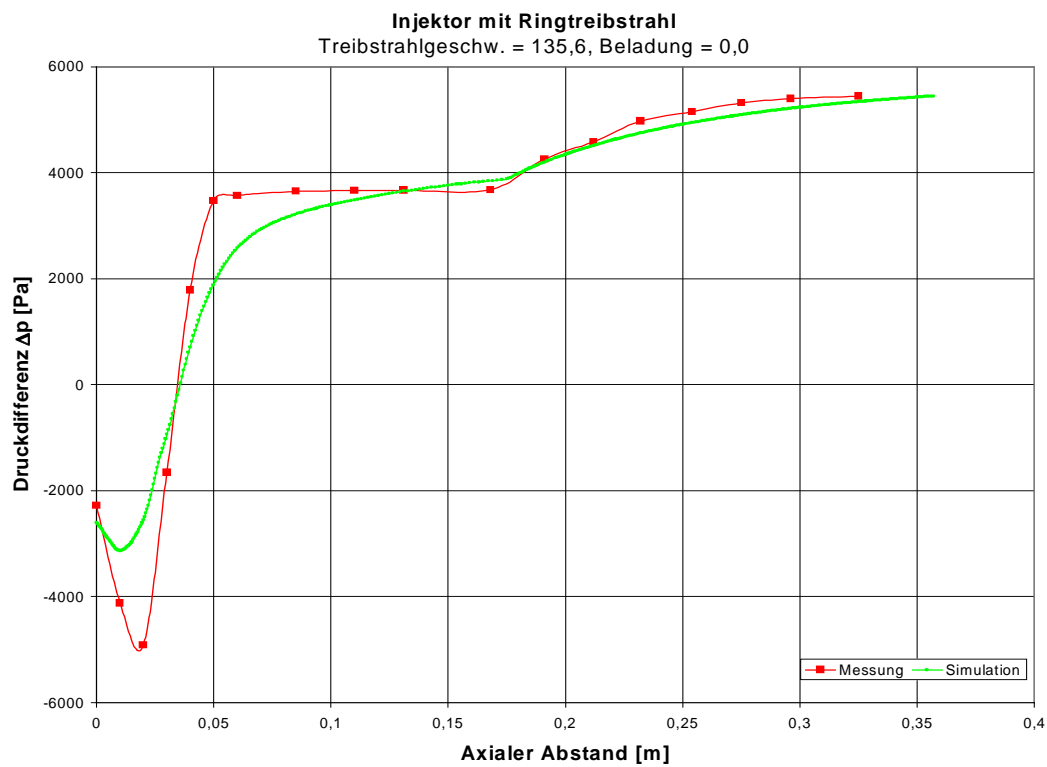


Contours of Turbulent Dissipation Rate (Epsilon) (m2/s3)

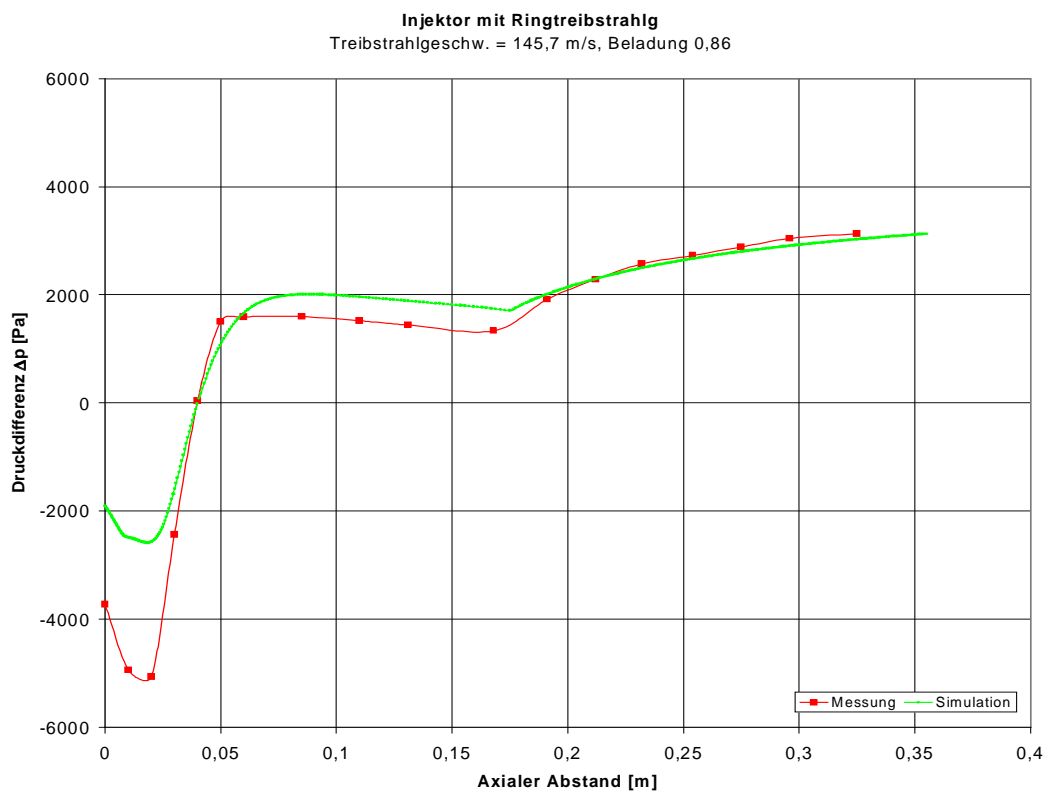
Jun 19, 2002  
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, rke)

**Bild A-11 Turbulente Dissipation (SB00), ohne Feststoff**

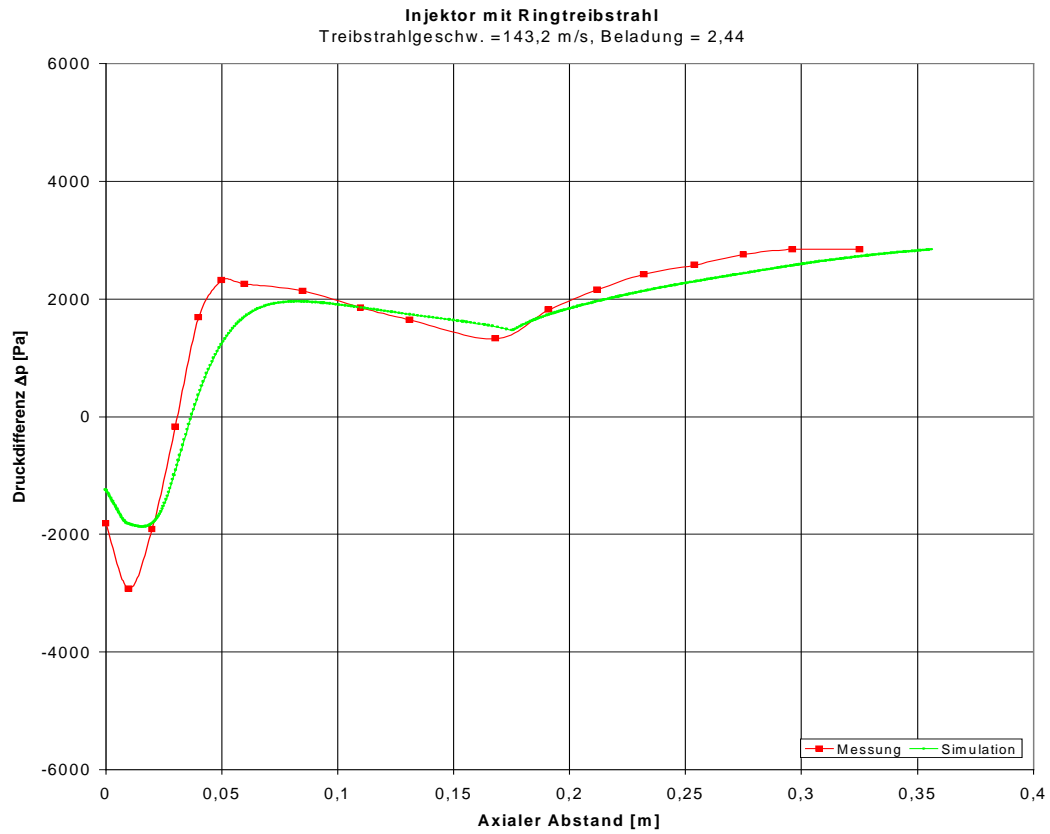
### III - Vergleich des Druckverlaufs FVM-Simulation / Messung



**Bild A-12 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung (Druckverlauf entlang der Injektorwand)**



**Bild A-13 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung (Druckverlauf entlang der Injektorwand)**



**Bild A-14 Vergleich zwischen FVM-Simulation und Messung  
 (Druckverlauf entlang der Injektorwand)**