

# **Untersuchungen zur Abhängigkeit der oberflächennahen Strömungen von den Prozessparametern beim Stranggießen**

Von der Fakultät für Werkstoffwissenschaft und Werkstofftechnologie

der Technischen Universität Bergakademie Freiberg

genehmigte

## **DISSERTATION**

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

Dr.-Ing.

vorgelegt

**von Dipl.-Ing. Bahman Sahebkar Moghaddam**

**geboren am 13.02.1969 in Karlsruhe**

**Gutachter:** Prof. Dr.-Ing. habil. P. Scheller, Freiberg  
Prof. Dr.-Ing. habil. E. Steinmetz, Essen  
Prof. Dr.-Ing. habil. H. Wilhelmi, Aachen  
Prof. Dr.-Ing. R.I.L. Guthrie, Montreal

Tag der Verleihung 10.12.2004

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1998 bis 2004 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungsinstitut des Hauses der Technik und an der Technischen Universität Bergakademie Freiberg in Zusammenarbeit mit ThyssenKrupp Nirosta.

Herrn Prof. Dr.-Ing. P. R. Scheller danke ich herzlich für die Themenstellung sowie für die Betreuung dieser Arbeit, sein stetiges Interesse, die ständige Diskussionsbereitschaft und die wertvollen Anregungen in den zurückliegenden Jahren.

Ganz besonderes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Steinmetz bedanken, der mir die Möglichkeit eröffnet hat, diese Arbeit im Haus der Technik durchzuführen. Die sehr gute Infrastruktur in der Forschungsabteilung des Hauses der Technik und seine Unterstützung in jeder Hinsicht machten diese Arbeit erst möglich.

Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Wilhelmi für seine ständige Bereitschaft zu klärenden Diskussionen, die kritische Durchsicht des Manuskriptes verbunden mit wertvollen Verbesserungsvorschlägen.

Hervorheben möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Fischer und Herrn Böll, deren Interesse an dieser Arbeit stets eine Bereicherung war und wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Weiterhin möchte ich mich bei meinen Kollegen Herrn Dipl.-Ing. Mauro, Herrn Dipl.-Ing. Wilhelmi, aber auch bei den studentischen Hilfskräften, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben, bedanken. Für die fachliche Unterstützung möchte ich mich weiterhin bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Rogg von der Ruhr-Universität Bochum, Institut für Strömungsmechanik, bedanken. Danken möchte ich auch den Mitarbeitern des Hauses der Technik, Herrn Marggraf, Herrn Dr.-Ing. Eckhardt, Herrn Dr.-Ing. Buntenbach, Herrn Pavelka und Herrn Maier für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die organisatorische Unterstützung. Den Mitarbeitern des Institutes für Eisen- und Stahltechnologie, insbesondere Herrn Dipl.-Ing. Lachmann und Frau Dr.-Ing. Volokova, danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit. Meinen Freunden Herrn Dipl.-Ing. Spielberger, Herrn Dr.-Ing. Stoll, Frau Dipl.-Ing. Ebrahimzadeh, Herrn Dipl.-Ing. Fotouhi, Herrn Dipl. Geol. Sadighi und Herrn Dipl.-Ing. Morgenstern, die mich stets unterstützt haben, bin ich ebenfalls zur Dank verpflichtet.

Besonders herzlicher Dank gebührt meiner Familie. Ihr beständiges Wohlwollen und ihre Unterstützung haben diese Arbeit erst ermöglicht.

## Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung und Aufgabenstellung.....	5-7
2.	Stranggießprozeß.....	8-18
2.1	Betriebliche Hintergründe	
2.2	Kenntnisstand über das Strömungsverhalten in der Kokille	
3.	Theoretische Grundlagen der Arbeit.....	19-28
3.1	Physikalische Modellierung	
3.2	Ähnlichkeitsbetrachtung	
3.3	Grundlagen zur turbulenten Strömungen	
3.3.1	Turbulente Strömung	
3.3.2	Numerik	
4.	Physikalische und numerische Modellierung.....	29-45
4.1	Physikalisches Modell	
4.1.1	Wassermodell der Kokille	
4.1.2	Strömungsmessung nach der Methode der Laser-Doppler-Anemometrie	
4.1.2.1	Experimenteller Aufbau der 3D-LDA-Anlage	
4.1.2.2	Signaldetektion (Messwerterfassungssystem)	
4.1.2.3	Seeding	
4.1.3	Untersuchung der Oszillation der Badoberfläche	
4.2	Numerische Modellierung	
4.2.1	Numerische Modellbildung der Strömungen im Bereich der Kokille	
4.2.2	Rechengitter	
4.2.3	Vorgehensweise zur numerischen Berechnung des Strömungsfeldes	
5.	Experimentelle Untersuchungen der Strömungszustände in der Kokille.....	46-87
5.1	Zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder	
5.2	Zweidimensionale Turbulenzfelder	
5.3	Auswirkung der Betriebsparameter auf das Strömungsfeld	
5.3.1	Einfluss der Brammenbreite	
5.3.2	Einfluss der Strangabzugsgeschwindigkeit	
5.3.3	Einfluss der Tauchrohreintauchtiefe	
5.4	Die Ausbreitung des Freistrahls	
5.5	Strömungskomponente in z-Richtung	
6.	Untersuchungen zur Bewegung der Badoberfläche.....	88-100
6.1	Durchführung und Umfang der Versuche	
6.2	Auswirkung der Betriebsparameter auf die Fluktuation der Badoberfläche	
6.3	Frequenzvergleich der Geschwindigkeits- und der Badoberflächen- schwankungen	

---

7.	Numerische Berechnung der Strömungen im Bereich der Kokille.....	101-113
7.1	Randbedingungen zur numerischen Berechnung der Strömung	
7.2	Vergleich der numerischen Lösungen mit experimentellen Ergebnissen	
8.	Zusammenfassung und Ausblick.....	114-119
9.	Literaturverzeichnis.....	120-128
10.	Anhang.....	129-178
Anhang A1-1	Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen, Symbole und Indizes	
Anhang A2-1	schematische Darstellung des Stranggießens	
Anhang A3-1	Berechnungen der erforderlichen Volumenströme der Wassermodelle mit dem Maßstab 1:2 nach Froude-Zahl	
Anhang A3-2	Beschreibung der Navier-Stokes-Gleichungen	
Anhang A3-3	k- $\epsilon$ -Turbulenz-Modell	
Anhang A4-1	Geometrie des eingesetzten Tauchrohrtyps	
Anhang A4-2	Laser-Doppler-Anemometrie	
Anhang A4-3	Optische Gesetze	
Anhang A5-1	Berechnete Volumenströme und Strangabzugsgeschwindigkeiten bei konstanter Fr-Zahl	
Anhang A5-2	Versuchsplan-Übersicht der LDA-Messungen	
Anhang A5-3	Darstellung der gemessenen Strömungszustände mit der LDA-Methode	
Anhang A6-1	Versuchsplan-Übersicht der Badoberflächenuntersuchungen	
Anhang-Lebenslauf		



# 1 Einleitung und Aufgabenstellung

Weltweit werden mehr als 94 % der Stahlproduktion, d.h. über 635 Millionen Tonnen Stahl, nach dem kontinuierlichen Stranggießprozess produziert [1]. Es ist evident, dass auch geringste Optimierungen sich deutlich positiv auf die Gesamtwirtschaftlichkeit (Kosten und Ausschussminimierung, Qualitätserhöhung) dieses etablierten Verfahrens auswirken werden [2].

In der letzten Stufe des Stahlerzeugungsprozesses wird die Stahlschmelze im Tundish über ein Tauchrohr der Kokille zugeführt. In der Stranggießkokille findet ein Kristallisationsvorgang statt, bei dem nach Abfuhr der Überhitzung und der Erstarrungswärme in komplexen Wärmeübertragungsvorgängen das flüssige Metall erstarrt. Die Kokille ist ein metallurgischer Reaktor, in dem viele Einzelvorgänge ablaufen und miteinander wechselwirken. Zum Beispiel laufen Phasenumwandlungen, chemische Reaktionen, Abscheidung nichtmetallischer Phasen, konvektiver Massetransport, großräumige Strömungsvorgänge, Wärmetransport, gekoppelt und in gegenseitiger Beeinflussung ab [3-4]. Die erwähnten Phänomene können durch eine optimale Betriebsführung in dieser letzten verfahrenstechnischen Stufe so beeinflusst werden, dass eine Verbesserung des Produktes erzielt wird. Typische verbesserungsfähige Qualitätsmerkmale sind Oberflächenbeschaffenheit, Reinheitsgrad und Erstarrungsstruktur [5-6]. So bietet sie beispielsweise eine letzte Chance zur Entfernung von Einschlüssen bei der Stahlherstellung: was hier nicht abgeschieden wird, findet sich im Produkt wieder [7]. In der betrieblichen Praxis besteht weitgehende Einigkeit darüber, dass die Qualität des Stranggusses wesentlich von der Geometrie des gesamten Gießsystems, das aus Kokille und Tauchrohr besteht, sowie von den Betriebsparametern abhängt, die den Strömungszustand in der Kokille erheblich beeinflussen [8-13]. Zu den variablen Betriebsparametern zählen die Tauchrohreintauchtiefe, die Strangabzugsgeschwindigkeit und die Brammenbreite sowie die Geometrie des Tauchrohres selbst [14-16]. Unter Variation dieser Einflussgrößen bemüht man sich in betrieblichen Untersuchungen Parameterbereiche festzustellen, die zur Erzielung guter Gussproduktqualitäten einzuhalten sind [5, 12]. Im industriellen Prozess wurde mehrfach nachgewiesen, dass stärkere Wellen im Meniskus-Bereich die Qualität des Gussproduktes beeinträchtigen [12, 16-21]. Qualitätsmindernde Fehler entstehen durch Ungleichmäßigkeiten in der Struktur der ersten Erstarrung sowie auch durch eingezogene Schlackenpartikel oder nicht in

die Gießschlacke abgeschiedene nichtmetallische Ausscheidungen [22-24]. Die Strömungszustände im badoberflächennahen Bereich spielen dabei eine wesentliche Rolle, denn dort laufen die ersten Erstarrungsvorgänge ab [25]. In Höhe der seitlichen Austrittsöffnungen wird durch das Tauchrohr vermehrt Wärme konvektiv durch die sich im flüssigen Metall ausbildenden Freistrahlen an Teilbereiche im flüssigen Sumpf oder an die feste Schale im Bereich der Kokille herantransportiert. Die Wärmestromdichte wird vor allem dort wesentlich vergrößert, wo die Freistrahlen Staupunktströmungen bilden oder durch Umlenkung die Strömungsgeschwindigkeit tangential zur festen Berandung wesentlich vergrößern oder wo Zonen mit großer Turbulenzintensität wandnah vorliegen. Die Oberflächenqualität ist von einem konsistenten Gleichgewicht zwischen der Strömung und dem Wärmetransport an der Badoberfläche abhängig; durch kontrollierte Beeinflussung des Strömungsfeldes in der Kokille kann daher die Oberflächenqualität beeinflusst werden [16, 26]. Deshalb ist eine detaillierte Kenntnis der Strömungsvorgänge in der Schmelze und deren Abhängigkeit von den Prozessparametern notwendig [27-30].

Aufgrund der weitreichenden Bedeutung des Strömungsverhaltens sind bereits zahlreiche Untersuchungen mit physikalischen und numerischen Modellen durchgeführt worden, um die Strömungs- und Erstarrungsvorgänge in der Stranggießkokille zu simulieren [7, 27-31]. Auch ist nicht bekannt, wie der Strömungszustand von den Zuströmbedingungen und Geometrie des gesamten Gießsystems im Detail abhängt und folglich die Erstarrung, Abscheidung nichtmetallischer Phasen beeinflusst. Es ist festzustellen, dass bei den bisherigen Arbeiten nicht versucht worden ist, den Verlauf bzw. die Eigenschaft des Strömungsfeldes in den Freistrahlen aus den Tauchrohrausgüssen stromab zu untersuchen und die Beeinflussung deren Ausbreitung durch benachbarte Teilräume experimentell oder theoretisch aufzuklären. Zur Festlegung objektiver und quantitativ fassbarer Kriterien fehlen gegenwärtig immer noch Grundlagenkenntnisse darüber, welche Eigenschaften insbesondere das Strömungsfeld in der Metallschmelze lokal hat und sich damit gut auf die Gussproduktqualität auswirkt. Bei diesem Kenntnisstand ist es erforderlich, zur Klärung der Vorgänge im Strömungsfeld der Schmelze in der Stranggießkokille eigene Modellversuche vorzunehmen.

Das Ziel des vorliegenden Forschungsvorhabens ist es, Verlauf und Eigenschaften des Strömungsfeldes (Geschwindigkeitsfeld, Turbulenzfeld) in den badoberflächennahen Zonen innerhalb der Kokille theoretisch und experimentell eingehend zu

analysieren. Die Einflüsse der Betriebsgrößen auf den instationären Strömungszustand verbunden mit der Freistrahlausbreitung, die sich stromab hinter den Austrittsöffnungen des Tauchrohres in der Schmelze ausbilden, sollen herausgearbeitet werden. Da die experimentelle Handhabung heißer Schmelzen problematisch ist und keine ausreichenden Messverfahren dafür verfügbar sind, werden zur Untersuchung der grundsätzlichen Vorgänge von Strömung und Vermischung Wassermodelle herangezogen; denn die kinematischen Viskositäten des flüssigen Stahls bei ca. 1600 °C und des Wassers bei 25 °C liegen in der selben Größenordnung [7, 31-32]. Die lokalen, zeitlich abhängigen Strömungsgeschwindigkeiten und deren Zusammenhänge mit den interessierenden Versuchsparametern und Zielgrößen werden experimentell an einem 1:2 Wassermodell einer Betriebskokille untersucht. Diese sollen Informationen über den großräumigen Strömungsverlauf und das Turbulenzverhalten liefern, sowie zur Klärung eventueller instationärer Strömungsgebiete und deren Rückkopplung mit der Oszillation der Gießspiegeloberfläche beitragen. Die relevanten Strömungsgrößen werden experimentell nach der Methode der Laser Doppler Anemometrie (LDA) bestimmt. Die bestehende zweidimensionale LDA-Anlage wird im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung der dritten Geschwindigkeitskomponente erweitert, um die räumliche Ausbreitung turbulenter Strömungen in der Kokille untersuchen zu können. Die zeitliche Änderung der Badoberflächenhöhe wird durch eine im Rahmen der Arbeit aufzubauende Messapparatur nach dem Leitfähigkeitsprinzip gemessen.

Bei numerischen Berechnungen ist die Überprüfung und Optimierung der Ergebnisse notwendig, weil diese von den vorzugebenden Randbedingungen abhängen. Diese Abhängigkeit führt insbesondere für komplexe Geometrien, wie sie für den Fall metallurgischer Mischreaktoren bereits nachgewiesen wurde, zu unterschiedlichen Resultate [33]. Die numerische Untersuchung der Strömungsfelder erfolgt mit dem CFD-Code Fluent und die Ergebnisse werden mit den experimentellen Ergebnissen validiert.

## 2 Stranggießprozess

### 2.1 Betriebliche Hintergründe

Gezielte Steuerung der Strömung im Schmelzenvolumen und die Dämpfung von Fluktuationen in der Schmelzenoberfläche der Kokille ist im Stranggießprozess von großer Wichtigkeit. Versuche zeigen, dass Strangabzugsgeschwindigkeit und Eintauchtiefe des Tauchausgusses aufeinander abgestimmt sein müssen, um eine hinsichtlich der Produktgüte optimierte Strömungsbildung zu erreichen [34]. Die Abzugsgeschwindigkeit des Stranges beeinflusst in Verbindung mit den lichten Querschnitten der Austrittsöffnungen des Tauchrohres Volumenstrom und Strömungszustand des zufließenden Materials, das Strömungsfeld in der Metallschmelze und in Verbindung damit auch den Ablauf der Erstarrung sowie die Abscheidungsvorgänge von nichtmetallischen Partikel [35-37]. Unter Variation dieser Einflussgrößen bemüht man sich in betrieblichen Untersuchungen Parameterbereiche festzustellen, die zur Erzielung guter Gussproduktqualitäten einzuhalten sind [5-6, 12, 17]. So wurde z.B. im industriellen Prozess mehrfach nachgewiesen, dass stärkere Wellen im Meniskus-Bereich Fehler in der Oberfläche der Gussprodukte verursachen [12, 16-21]. Diese Fehler können als Ungleichmäßigkeiten in der Struktur der ersten Erstarrung erscheinen sowie auch als eingezogene Schlackenpartikel oder als nicht in die Gießschlacke abgeschiedene nichtmetallische Ausscheidungen [22-24].

Einen weiteren Untersuchungsgegenstand stellen nichtmetallische Ausscheidungen in der Metallschmelze im Bereich der Kokille dar, die in der turbulenten Metallströmung zu größeren Konglomeraten koagulieren können [23, 38-42]. Solche festen Konglomerate weisen aufgrund eines erhöhten Porenvolumens im Vergleich zu flüssigen Konglomeraten einen erhöhten Auftrieb und damit eine größere Abscheidewahrscheinlichkeit auf, können aber auch an der Erstarrungsfront in der Strangschale oder im Meniskusbereich eingefangen werden. Nach Modellvorstellungen von Ebneth werden solche Konglomerate in beliebigen inkompressiblen Flüssigkeiten gebildet, in denen ausreichende Gradienten in der Geschwindigkeit im Strömungsfeld auftreten [23]. Mit zunehmendem Gradienten  $\Delta W$  nimmt die Wachstumsgeschwindigkeit der Konglomerate  $W(r_1, r_2)$  zu

$$W(r_1, r_2) = -\int \overline{\Delta W} \cdot dS \quad (2-1)$$

wo  $dS$  das gerichtete Flächenelement der Kollisionskugelfläche bedeutet und  $r_1, r_2$  die Radien der zusammenstoßenden Teilchen sind [23, 43].

Auf wahrscheinliche Koagulation von Einschlüssen durch Einwirkung der Strömungen wurde auch in industriellen Untersuchungen von stranggegossenem Material hingewiesen [45-47]. Diese Schlussfolgerung wurde außerdem aus der Analyse der Größenverteilung von Einschlüssen im Tundish und im erstarrten Material des Stranges gezogen.

Dies bedeutet, dass ausgehend vom gegebenen Zustand der Metallschmelze, die Bildung größerer und damit unerwünschter Konglomerate neben ihrer eigenen Stoffeigenschaften auch durch die Eigenschaften der Strömung bestimmt werden.

In der Stranggießkokille findet ein Kristallisationsvorgang statt, in dem nach Abfuhr der Überhitzung und der Erstarrungswärme in komplexen Wärmeübertragungsvorgängen das flüssige Metall erstarrt. Scholz und Mitarbeiter haben seit Anfang der achtziger Jahre den Wärmeübergang im Stranggießprozess in zahlreichen experimentellen und mathematisch-analytischen Arbeiten an der TU Clausthal untersucht [48-54]. Zur Behandlung des Wärmeübergangs an die Umgebung wird der Strang in einen Primärkühlbereich in der Kokille und einen darunter liegenden Sekundärbereich aufgeteilt, in dem die bereits erstarrte Strangschale mit Sprüh- oder Spritzwasser direkt beaufschlagt wird [48]. Wegen der großen transversalen Temperaturgradienten zur Strangschale hin und des vergleichsweise kleinen Temperaturgefälles in Richtung der Stranglängsachse lässt sich das Problem vereinfacht als zweidimensionaler Wärmeübertragungsvorgang in der Kokille bzw. als zweidimensionaler Wärmedurchgangsvorgang im Sekundärbereich der Spritzkühlung behandeln. Den größten Widerstand im Wärmedurchgang von der Schmelze an die Kokillenwand stellt dabei eine dünne Schicht von Gießschlacke dar, was sich aber bei bekannten Stoffwerten als mehrschichtiges Wärmeleitproblem behandeln lässt. Für die äußere Spritzwasserkühlung im Sekundärbereich benötigt man außerdem die äußere Wärmeübergangszahl, die Scholz empirisch in Abhängigkeit von mehreren Einflussgrößen bestimmte [51, 53-54]. Dabei wurde die „Wasserbeaufschlagungsdichte“ als maßgebliche Einflussgröße für den Wert der Wärmeübergangszahl ermittelt. Die Wasserbeaufschlagungsdichte enthält in sinnreicher Kombination alle wesentlichen Parameter, die die äußere Wärmeübergangszahl von der Wasserseite her beeinflussen.

Zur Lösung des gesamten Wärmedurchgangsproblems wäre grundsätzlich auch die Kenntnis der schmelzseitigen inneren Wärmeübergangszahl erforderlich. Der Herantransport der Überhitzungswärme und der Abtransport eines Teils der Erstarrungswärme von der Erstarrungsfront ins Schmelzeninnere einschließlich der mitgerissenen Dendritenfragmente werden durch die Charakteristik der Strömung insbesondere in der Nähe der Erstarrungsfront stark beeinflusst. Es ist beispielsweise gut bekannt, dass die Nusselt-Zahl mit steigender Reynolds-Zahl zunimmt [55-56]. Außerdem muss hier insbesondere zwischen dem laminaren und dem turbulenten Bereich unterschieden werden [56-57]. Da insbesondere über die Strömungsvorgänge in der Metallschmelze wenig gesicherte Kenntnisse und noch keine Messungen des Strömungsfeldes vorliegen, vermieden Scholz und Mitarbeiter die ungesicherte Annahme einer inneren Wärmeübergangszahl. Im vorliegenden Fall lässt sie sich z.B. dadurch umgehen, dass die Überhitzungs- und Erstarrungstemperatur der Schmelze ausreichend bekannt sind und an deren Stelle zur Bestimmung der mittleren Wärmestromdichte herangezogen werden.

Qualitätsmindernde Fehler beim Stranggießen treten insbesondere an der Oberfläche (Risse, Cracks) und im Inneren (Einschlüsse, Hohlräume, Innenrisse) des Gussproduktes in Erscheinung und können Minderung im Ausbringen von gutem Material bedeuten [58]. In schweren Fällen kann es sogar zum Durchbruch und damit zur Produktionsunterbrechung und Beschädigung der Stranggießanlage kommen.

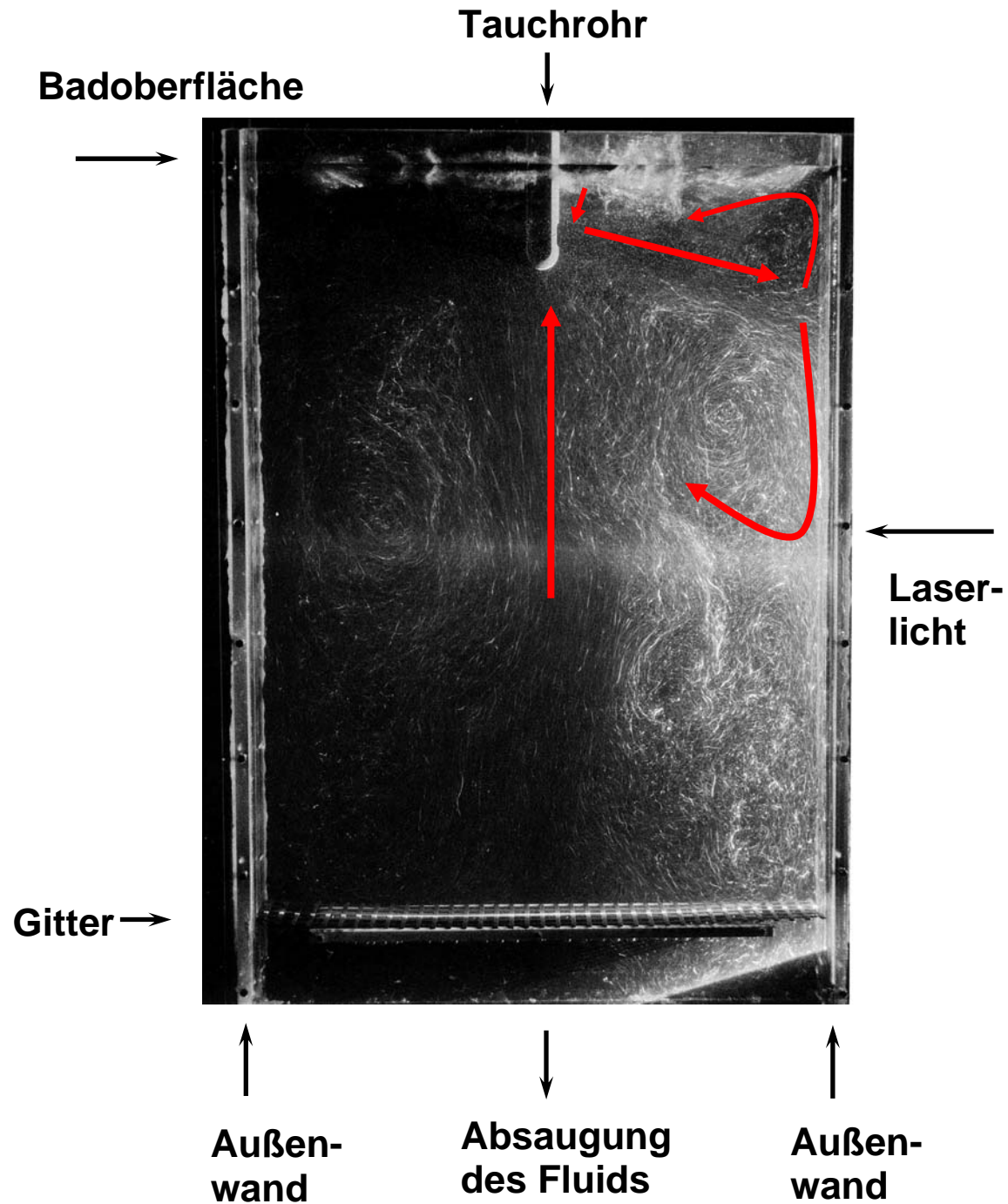
Die Oberflächennahenströmungen beeinflussen diese Phänomene in erheblichem Maß [12, 16, 18-21]. Um diese Interaktionen analysieren zu können, werden der bisherige Kenntnisstand von metallurgischer Verfahrenstechnik und turbulenter Strömungsmechanik nachfolgend zusammengefasst.

## 2.2 Kenntnisstand über das Strömungsverhalten in der Kokille

Die Strömung in der Stranggießkokille wird durch die turbulente Freistrahlen in Gang gesetzt, die aus den Tauchrohröffnungen austreten. Gleichzeitig beginnt in der Kokille die Schalenbildung am Rande des Gießspiegels, und diese schreitet beim Durchlaufen der Kokille fort. Dabei nimmt die Temperatur der Strangschale bis auf etwa 1150°C ab, die eine Schrumpfung der Schale und somit auch das Auftreten von mechanischen Spannungen zur Folge hat. Die Schrumpfung wird durch konisches Anstellen der Kokillenplatten ausgeglichen. Die turbulente Bewegung in der Stahlschmelze bestimmt die Erstarrungsstruktur und somit die Makroseigerung [59]. Der Turbulenz der Strömung wird hinsichtlich der Agglomeration durch turbulente Kollision eine zentrale Rolle zugeordnet [60]. Agglomeration kann einerseits zu einem verbesserten Abscheidegrad führen, andererseits verursacht aber der Verbleib der Agglomerate in dem erstarrten Stahl sowohl Fehler im Inneren als auch im oberflächennahen Bereich. Durch die erzwungene Konvektion des flüssigen Metalls werden außerdem durch die Badbewegung Dendritenteile abgelöst, welche teilweise wieder schmelzen und dabei die Badtemperatur örtlich weiter herabsetzen. Weiterhin wirken die Dendritenteile als Keime für das Wachstum der globulitischen Kristalle.

Das makroskopische Gesamtströmungsgebiet der Schmelze in der Kokille besteht nach früheren Untersuchungen aus miteinander wechselwirkenden, entgegengesetzt drehenden Wirbelgebieten (sogenannte double roll) wechselnder Stabilitäten und antreibenden Freistrahlen, denen charakteristische Aufprallbereiche (impingement point) auf den Breitseiten und an den beiden Schmalseiten der Kokille zugeordnet sind [61]. Die sich nach beiden Seiten ausbreitenden Strahlen erreichen die Staugebiete nahe an den Schmalseiten und teilen sich dort in jeweils zwei Teilbereiche, die die Rezirkulationsgebiete oberhalb und unterhalb der Tauchrohröffnung bilden. Die Rezirkulationsgebiete im Schmelzensumpf haben größere Ausdehnung mit gegenläufiger Drehrichtung im Vergleich zu badoberflächennahen Bereiche [62-64]. Der Schmelzenraum kann, entsprechend der obigen Ausführungen, in vier Teilräume unterteilt werden: In die Bereiche von Freistrahlen, Aufprallzone sowie in eine untere und obere Rezirkulationszone. Der Laserlichtschnitt der Kokille in Abbildung 2-1 visualisiert die genannten Teilräume. Im Anhang A2-1 sind die einzelnen Gießeinheiten des Stranggießprozesses (Tundish, Tauchrohr, Kokille) schematisch dargestellt.

Die Eigenschaften dieser Teilräume sind eng miteinander gekoppelt und von den eingestellten Betriebsparametern sowie der Geometrie des Systems abhängig.



**Abbildung 2-1:** Laserlichtschnitt der Kokille mit der schematischen Darstellung der einzelnen Regionen



Die Einflüsse der Vorgänge in den genannten Bereichen auf das Stranggießverfahren stellen sich für die einzelnen Teilräume wie folgt dar:

### **Freistrah-Region**

Die Instationaritäten im austretenden Freistrah können das Wachstum der Strangschale örtlich beeinflussen und im Extremfall zur Rissbildung führen oder sogar einen Durchbruch verursachen. Die Instationaritäten bedeuten aber auch Druckschwankungen, die sich unmittelbar auf die Oszillation des Gießspiegels auswirken. Der Strahl behindert zudem die Abscheidung der Einschlüsse aus den unteren Rezirkulationsgebieten an der Badoberfläche, da er eine Barriere für das Aufsteigen dieser Einschlüsse aus tieferen Bereichen des Sumpfes darstellt [65].

### **Aufprall-Region**

In dieser Region wirkt sich der Impuls des Strahles auf den Breitseiten und Schmalseiten der Strangschale aus. Ein hoher Impuls kann zur örtlichen Schädigung der Schale führen. Andererseits ist ein Mindestimpuls erforderlich, um die Strömung zur Badoberfläche hin umzulenken und die Wärme an den Meniskus heranzuführen [1].

### **Rezirkulations-Regionen**

Kleine Ausscheidungen im flüssigen Stahl folgen der Wirbelbewegung. Die turbulente Strömung begünstigt den Wärmeübergang an der Erstarrungsfront und baut dadurch schneller die Überhitzung ab. An der Erstarrungsfront abgetragene Dendritenspitzen wirken als Erstarrungskeime. In der rotierenden flüssigen Metallphase sind sie einer zentripetalen Kraft ausgesetzt, die sie von der Erstarrungsfront abdrängt. Auch hierdurch wird ein Einfangen der Einschlüsse an der Erstarrungsfront weitgehend verhindert. Das Einfangen von Oxideinschlüssen an der Erstarrungsfront hängt auch davon ab, wie tief die Strömung in den Schmelzensumpf eindringt [66]. Das Ziel einer optimierenden Ausgestaltung von Tauchausgüssen besteht deshalb auch darin, den eintretenden Gießstrahl in eine flache Strömungsmischzone aufzulösen, die günstige Be-

dingungen für die Abscheidung von Einschlüssen in der Kokillenschlacke bietet [67].

Zusätzlich wird die Dynamik der Badoberflächenwellen durch die Rezirkulationsgebiete beeinflusst [68]. Die Anwesenheit dieser Oberflächenwellen führt örtlich zu einer Verminderung der Dicke der flüssigen Schlackenschicht im Meniskus. Die Folge kann eine ungleichmäßige Infiltration der Gießschlacke an der Grenzfläche Stahl/Kokille sein, was zu einer unebenen Erstarrung der festen Schale in der Kokille führt. Wenn die Wellenamplitude der Stahlschmelze die gleiche Größenordnung wie die Dicke der flüssigen Schlackenschicht aufweist, können Oberflächenfehler auf der gegossenen Bramme auftreten. In diesem Zusammenhang können zwei Situationen beobachtet werden: Die erste besteht in der heterogenen Infiltration der flüssigen Schlacke zwischen Stahl und Kokille, die zu einer unebenen Erstarrung der Stahlschale führt. Die dabei in der Schale entstehenden Spannungen infolge ungleichmäßiger Wärmeabfuhr können zur Bildung von Oberflächenrissen, und zwar hauptsächlich zu Längsrissen, führen [66, 70]. Weiterhin kann örtlich die Zufuhr flüssiger Schlacke im Meniskus gestört werden. In solch einem Fall kann teilweise erstarrte Schlacke zwischen Strangschale und Kokille eindringen, was zu einem Fehler in der Schmierung führt. In Extremfall infiltriert keine Schlacke in den Spalt, so dass ein örtliches Kleben des Stranges an die Kokillenwand auftritt. Exzessive Badoberflächenbewegung verursacht ebenfalls transiente Fluktuationen und Wellen, welche die meisten Oberflächenfehler und Erstarrungsprobleme verursacht [6].

Eine synoptische Darstellung der Arbeiten zum Strömungsfeld bis Ende der achtziger Jahre hat Pluschkell gegeben [8]. Die Abhängigkeit der großräumigen Strömungsbewegung von der Geometrie der Tauchrohraustrittsöffnung wird erörtert. Demnach fördern stark nach unten geneigte Ausgussöffnungen das tiefe Eindringen der Strömung in den Schmelzensumpf, während bei flachen Austrittswinkeln und vergrößerten Austrittsquerschnitten die "vertikalen Eindringtiefen" kleiner sind, was die Bedingungen für die Oxidabscheidung verbessern sollte [11]. Auch Totwassergebiete sollen diese Abscheidung erschweren, weshalb Tauchausgüsse mit mehreren Austrittsöffnungen (multi-port-nozzles) in Erwägung gezogen wurden mit insgesamt bis zu

sechs Öffnungen, von denen vier auf die Kokillenecken und zwei auf die Kokillenbreitseiten gerichtet waren [22].

Die ruhige Gießspiegeloberfläche ist, wie bereits erwähnt, ein wichtiges Kriterium für gute Qualität der Strangoberfläche [20]. Mit diesem Ziel wurden bereits Tauchrohre mit verschiedenen Geometrien erprobt [24]. Wassermodelluntersuchungen und numerischen Modellierungen ergaben eine Beeinflussung der Strömung in Abhängigkeit von der Tauchrohrgeometrie [69].

In den neunziger Jahren haben sowohl Beobachtungen an Wassermodellen als auch die nunmehr möglichen numerischen Modellrechnungen mit handelsüblichen Strömungsrechenprogrammen zum weiteren Verständnis der Vorgänge beim Stranggießen beigetragen [21]. Thomas et al. untersuchten Strömung und Wärmeübertragung in der Kokille mit einem numerischen Modell, das auf der Methode der finiten Elementen basierte [71]. Um den Einfluss der Zuströmbedingungen hinter den Austrittsöffnungen des Tauchrohres besser zu verstehen, benutzten sie für dieses Gebiet ein gesondertes Modell von höherer Auflösung, mit dem sie die Auswirkungen der Änderungen von Austrittswinkel, Gießformgeometrie und Gießgeschwindigkeit auf das Strömungsfeld untersuchten. Najjar et al. klärten Einflüsse der Geometrie der Austrittsöffnungen und der Betriebsparameter auf [72]. Flint benutzte ein numerisches 3D-Modell, um Strömung, Wärmeübertragung und Erstarrung in der Kokille und Sekundärströmungsgebieten zu untersuchen [73]. Um die Bedingungen für eine Optimierung der Strömung in der Schmelze durch die Tauchrohrausgüsse zu finden, führten Harvey et al. physikalische und numerische Modellversuche durch [74]. Wang untersuchte mit Wassermodellen die Wirbel- und Totwasserbildung in der Schmelze, die durch die Scherwirkung von zwei miteinander wechselwirkenden oberflächennahen Teilströmungen entsteht, welche - durch die Kokillenwände umgelenkt - in der Umgebung der Ausgussöffnungen des Tauchrohres aufeinander treffen [75].

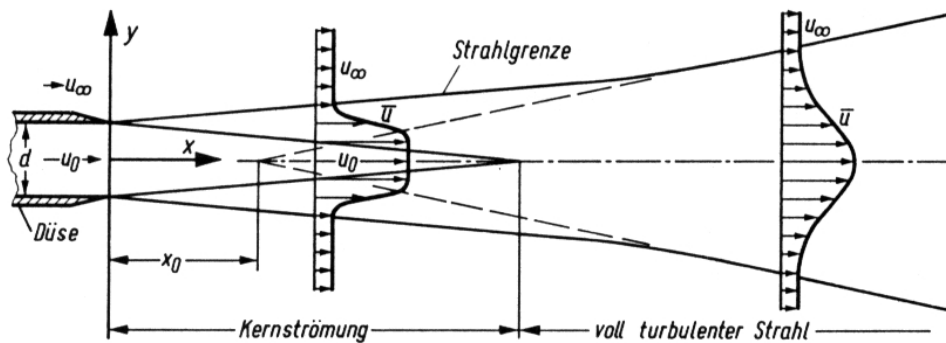
P. Gupta und A. Lahiri beobachteten in einem Wassermodell die Wirbelbildung, die von einem kritischen Ausflussmengenstrom ab auftritt. Dieser kritische Wert hängt ab von der Eintauchtiefe sowie von der Geometrie der Austrittsöffnung und der Kokillenabmessung. Sie arbeiteten außerdem heraus, wie sich die Betriebsparameter auf die Amplitude stehender Oberflächenwellen auswirken [76-78]

A.V.S. Gupta et al. haben sowohl die Ausbildung der Großraumströmungen durch Farbspuren mit einer Videokamera registriert als auch die entsprechenden Felder der

Strömungsgeschwindigkeiten mit dem Rechenprogramm PHOENICS 2.2 numerisch ermittelt. Leider unterbleibt die experimentelle Validierung der Rechnung. Das angegebene Ziel der Untersuchungen war die Optimierung der Ausgussöffnungen im Hinblick auf eine Vergrößerung der Strangabzugsgeschwindigkeit und auf eine Verminderung der Menge von Einschlüssen im Stahl. Als Bewertungskriterium für die Einstellung der Prozessparameter (Abzugsgeschwindigkeit, Tauchtiefe, Schmelzbadtiefe, Austrittsgeometrie, Austrittswinkel) verwenden sie die Mittelwerte der Amplitude der Oberflächenwellen, die sie bei mit  $15^\circ$  nach unten geneigten Rechteckdüsen minimieren konnten [79-81].

Zusammenfassend sei festgestellt, dass bei den bisherigen Arbeiten nicht versucht worden ist, die Veränderung in der Charakteristik des Strömungsfeldes in den Freistrahlen aus den Tauchrohrausgüssen stromab zu untersuchen und die Beeinflussung von deren Ausbreitung durch benachbarte Freistrahlen, Wände, Totwassergebiete etc. experimentell oder theoretisch aufzuklären. Diese Phänomene verdienen auch insofern Beachtung, weil diese Wechselwirkungen zu instationären Vorgängen z.B. bei der Wirbelablösung und in Totwassergebieten führen, was auch die Fluktuationen der Schmelzenoberfläche beeinflussen sollte.

Über die Gesetzmäßigkeiten der Ausbildung von Freistrahlen hinter kreisförmigen und rechteckigen Düsen im halbunendlichen Raum sind seit den grundlegenden Messungen von Reichardt viele Untersuchungen bekannt geworden [82-83, 85]. Turbulente Scherströmungen, deren Felder nicht durch feste Wände begrenzt sind, werden unter dem Begriff „freie Turbulenz“ zusammengefasst. Im wesentlichen werden drei Arten der freien Turbulenz unterschieden, nämlich die Freistrahlen, die Nachlaufströmungen und die freien Strahlgrenzen [84]. Ein turbulenter Freistrahle entsteht beim Ausströmen einer Flüssigkeit aus einer Öffnung oder Düse in einen mit Flüssigkeit gefüllten Raum. Dieser Fall liegt beim Ausströmen des Mediums aus dem Tauchrohr in der Kokille vor. Abbildung 2-2 gibt beispielhaft die Skizze eines Freistrahles in einer parallel gerichteten Grundströmung wieder. Von der Düsenöffnung ausgehend bilden sich als Strahlgrenzen anwachsende turbulente Vermischungsgebiete aus. Die ungestörte Strömung dazwischen wird als Kernströmung bezeichnet. Der turbulente Freistrahle beginnt nach Zusammenwachsen der Strahlgrenzen [84]. Zwischen diesen Bereichen liegt die Übergangszone.



**Abbildung 2-2:** Freistrahlausbreitung in einer Parallelströmung

Reichardt fand, dass sich die seitwärts aufweitenden Geschwindigkeitsprofile und somit auch die Impulsverteilungen in der Vermischungszone der Freistrahlen in recht guter Näherung durch die Fehlerfunktion darstellen lassen [82]. Ausgehend von der Impulsgleichung und einem passenden empirischen Impulsübertragungsgesetz von der Längs- in die Querrichtung gelang es ihm in Analogie zum Grundgesetz der Wärmeleitung (Wärmestrom proportional dem Temperaturgefälle), eine "induktive Turbulenz-Theorie" für die Freistrahlausbreitung herzuleiten. Es wird dadurch die Einführung eines deduktiven Turbulenzmodells vermieden, bei dem ein Zusammenhang zwischen turbulenter Reibung und mittlerer Bewegungsgeschwindigkeit postuliert werden muss, obwohl man nicht weiß, welche Annahme der physikalischen Wirklichkeit am nächsten kommt. Dies trifft grundsätzlich auch auf die Wahl von Turbulenzmodellen bei der numerischen Modellierung zu.

Die Approximation der turbulenten Transportvorgänge durch Fehlerfunktionen und die Normierung dieser Profile auf Maximalwerte und Halbwertsbreiten gestatten es, selbst für komplizierte Anwendungsfälle wie Strömungen mit chemischen Reaktionen [86-87], Umströmung von Hindernissen, Transversalinjektion und sogar im Überschallbereich die entsprechenden turbulenten Austauschkoefizienten des Problems zu ermitteln [88-90]. Von diesen induktiven, phänomenologischen Ansätzen für die Turbulenz, die insbesondere auch zur Ähnlichkeitsdarstellung von Messergebnissen vorteilhaft ist, wird heute in der Grundlagenforschung nur noch wenig Gebrauch gemacht. Stattdessen werden aufgrund verfügbarer großer Rechenkapazität und leichter Handhabung der Rechentechnik für die Berechnung ganzer, komplizierter Strömungssysteme vorzugsweise deduktive Turbulenzmodelle verwendet, wie sie z.B.

bei Hinze und Reynolds zusammenfassend geschildert werden und die ggfs. nur für Teilaspekte eines strömungstechnischen Problems gelten können [91-92].

Eine sorgfältige Zusammenstellung der meisten bisherigen Ergebnisse von grundlegenden experimentellen und theoretischen Untersuchungen am Freistrahlfindet man bei Rajaratnam [93].

## 3 Theoretische Grundlagen der Arbeit

### 3.1 Physikalische Modellierung

Die Bedeutung der physikalischen Modelluntersuchungen besteht darin, dass Industrieanlagen meist für direkte Messungen schwer zugänglich sind. Insbesondere erschweren die hohen Temperaturen in der Stranggießkokille die Ermittlung von Messgrößen der Betriebsparameter, die für eine Optimierung der Gussqualität benötigt werden. Deshalb wurden bereits 1959 die ersten Kokillen-Modellversuche von Afaneseva durchgeführt [32]. Modelle, die auf der Ähnlichkeitstheorie basieren, lassen Folgerungen über die Vorgänge in der Originalausführung zu.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der flüssige Stahl durch Wasser ersetzt, da die kinematische Viskosität von Wasser bei Raumtemperatur mit der des Stahls bei ca. 1600 °C vergleichbar ist und eine derartige, auf Ähnlichkeitsbedingungen basierende Modellierung erlaubt.

### 3.2 Ähnlichkeitsbetrachtung

Die Herleitung von charakteristischen Kennzahlen geht auf Arbeiten von Buckingham zurück, deren Ergebnisse in der Literatur als Pi-Theorem Eingang gefunden haben. Dabei wird ein physikalischer Vorgang, der eine funktionale Abhängigkeit von vielen physikalischen dimensionsbehafteten Einflussfaktoren hat, auf die Beziehung zwischen wenigen dimensionslosen Kennzahlen reduziert [94]. Die Kennzahlen eines Systems ergeben sich nach dem Pi-Theorem durch eine Dimensionsanalyse der Prozessgrößen. Sind die Kennzahlen des zu untersuchenden Phänomens zweier geometrisch ähnlicher Vorgänge gleich, so sind sie physikalisch ähnlich. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte turbulente Strömung in der Kokille kann grundsätzlich durch vier von einander unabhängigen Kennzahlen, Reynoldszahl ( $Re$ ), Strouhal-Zahl ( $St$ ), Weber-Zahl ( $We$ ) und Froude-Zahl ( $Fr$ ) charakterisiert werden [95].

Die Reynoldszahl beschreibt das Verhältnis der Trägheitskraft zur Zähigkeitskraft bzw. das dynamische Verhältnis zwischen den Strömungs- und Reibungswerten

$$\text{Re} = \frac{u \cdot l}{\nu} \quad (3-1)$$

Die Strouhal-Zahl kennzeichnet die Zeitabhängigkeit des Strömungsvorganges und spielt insbesondere bei Füllvorgängen eine Rolle

$$\text{St} = \frac{f \cdot l}{u} \quad (3-2)$$

Die Weberzahl gibt das Verhältnis der kinetischen Energie zur Oberflächenenergie wieder. Sie wird insbesondere zur Untersuchung von Wechselwirkungen zweier Phasen eingesetzt, bei denen die Grenzflächenkräfte einen wesentlichen Einfluss ausüben

$$\text{We} = \frac{l \cdot \rho \cdot u^2}{\sigma} \quad (3-3)$$

Die Froude-Zahl charakterisiert das Verhältnis der Momente in der Strömungsgeschwindigkeit zur Gravitationskraft. Sie dient als Ähnlichkeitskriterium bei Strömungen mit freier Oberfläche und beim Transport von Schwebeteilchen, wenn die Gravitationskräfte eine wesentliche Rolle spielen.

$$\text{Fr} = \frac{u^2}{l \cdot g} \quad (3-4)$$

Da es in der Regel nicht möglich ist, alle dimensionslosen Kenngrößen im Modell und in der Originalausführung bei verschiedenen Betriebszuständen beim gleichen Zahlenwert zu halten, ist man gezwungen, sich auf partielle Ähnlichkeiten zu beschränken, bei denen nur ein Teil der Pi-Größen unverändert bleiben. Dazu muss der prozessbestimmende Schritt bekannt sein [96]. Das Gesamtströmungsfeld in einem 1:2 Kokillenmodell wurde bereits in früheren Arbeiten, in der die Re-Zahl als charakteristische Kennzahl gewählt wurde, untersucht [64]. Die Strömung ausgehend von der Tauchrohraustrittsöffnung ist turbulent; somit hat die molekulare Viskosität einen geringen Einfluss auf das Strömungsverhalten [16]. Die Weberzahl spielt im vorliegenden Fall eine untergeordnete Rolle, da die Grenzflächenphänomene an der



Badoberfläche nicht Gegenstand der Untersuchungen sind. Außerdem spielen die Oberflächenspannungskräfte an der Badoberfläche des Wassermodells erst bei Wellendurchmessern unterhalb von 11 mm bzw. im Original (flüssiger Stahl) unterhalb von 18 mm eine Rolle [97, 99]. Strömungen mit freier Badoberfläche, wie z.B. offene Kanalströmungen oder Strömungen um ein Schiff, werden durch die Froude-Zahl charakterisiert [98]. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Abhängigkeit der Oberflächenfluktuation vom Strömungsfeld unterhalb der Badoberfläche von Interesse, deshalb wird die Froude-Zahl zur Erfüllung des Ähnlichkeitskriteriums konstant gehalten. Entsprechend ergibt sich nach Gleichung 3-5, deren Herleitung im Anhang A3-1 erläutert ist, der einzustellende Volumenstrom im Kaltmodell in Abhängigkeit vom Volumenstrom in der Betriebskokille und vom Verkleinerungsmaßstab.

$$\dot{V}_M = \dot{V}_O \cdot x_v^2 \cdot \sqrt{x_v} = \dot{V}_O \cdot x_v^{\frac{5}{2}} \quad (3-5)$$

Der Volumenstrom in der Kokille ergibt sich aus den bekannten Größen der Querschnittsfläche und der Strangabzugsgeschwindigkeit.

### 3.3 Grundlagen zur turbulenten Strömung

Die kontinuumsmechanischen Erhaltungssätze für Masse und Impuls in einem Strömungsfeld bilden das Fundament zur theoretischen Beschreibung strömungsmechanischer Vorgänge [100]. Sie werden in ihrer Gesamtheit als Navier-Stokes-Gleichungen (NSG) bezeichnet und sind im Anhang A3-2 näher beschrieben. Wie bereits oben erwähnt, ist die Strömung der Stahlschmelze in der Kokille turbulent, deshalb wird nachfolgend das Verhalten der turbulenten Strömung näher beschrieben. Insbesondere sollen die Grundlagen bereitgestellt werden, die den Zusammenhang zwischen den experimentell messbaren Strömungsgrößen und den Kenngrößen der NSG erläutert.

### 3.3.1 Turbulente Strömungen

Die Fluktuationen der Geschwindigkeiten sind für die Energiedissipation, Impulsaustausch und den Massen- und Wärmetransport in der Strömung verantwortlich. Demzufolge sind genaue Kenntnisse über das Turbulenzverhalten von wesentlicher Bedeutung.

Charakteristisches Merkmal einer turbulenten Strömung ist eine starke, unregelmäßige, d.h. weitgehend zufallsbedingte Schwankungsbewegung, die von einer geordneten Grundströmung überlagert ist. Turbulente Strömungen sind stets instationär, dreidimensional und drehungsbehaftet (Wirbelströmungen) [101]. Betrachtet man jedoch turbulente Strömungen über einen längeren Zeitraum, so sind viele Zustände im zeitlichen Mittel stationär. Stimmen die zeitlich gemittelten Schwankungsgeschwindigkeiten der drei Komponenten überein, so spricht man nach Taylor von isotroper Turbulenz [101]. Die isotrope Turbulenz stellt einen Sonderfall dar und kommt in der Praxis selten vor, sie kann vielmehr zur Untersuchungszwecken durch Anbringen von Gitterstrukturen annähernd erzeugt werden. In der Kokille ist die turbulente Strömung entsprechend nicht isotrop. Bis auf Wandzonen, badoberflächen-nahe Bereiche und das Freistrahlgelände kann die Strömung in der Kokille vergleichbar mit den Freistrahluersuchungen von Rotta in guter Näherung als quasiisotrop behandelt werden [84].

Bei der Behandlung turbulenter Strömungen ist es seit den Untersuchungen von O. Reynolds gebräuchlich, eine reguläre Grundströmung, die dem Mittelwert entspricht, eine ungeordnete Schwankungsbewegung mit den Geschwindigkeitskomponenten  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  zu überlagern. Dementsprechend ergeben sich die turbulenten Strömungsgrößen durch Aufspaltung in einen Mittelwert und eine instationäre Schwankungsgröße [102]:

$$u = u_m(x,y,z) + u'(x,y,z,t) \quad (3-6)$$

$$v = v_m(x,y,z) + v'(x,y,z,t) \quad (3-7)$$

$$w = w_m(x,y,z) + w'(x,y,z,t) \quad (3-8)$$

Die Mittelung der Geschwindigkeitsdaten kann nach drei Methoden erfolgen. Die Auswahl der geeigneten Methode hängt vom Untersuchungsfall ab [91]:

Fall 1) Stationäre Turbulenz → zeitliche Mittelung

$$\bar{V} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} v(t) dt \quad (3-9)$$

Fall 2) Homogene Turbulenz → räumliche Mittelung

$$\bar{V} = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} v(x) dx \quad (3-10)$$

Fall 3) Instationäre und inhomogene Turbulenz → Anzahlmittelung

$$\bar{V}(X_0, t_0) = \frac{\sum_{n=1}^N V_n}{N} \quad (3-11)$$

Bei der Durchführung von Experimenten unter Anwendung eines LDA als Meßsystem ist es nicht möglich, den Mittelwert durch zeitliche Integration zu bestimmen, da die Messwerte nicht zu diskreten Zeitpunkten vorliegen. Die Mittelwertbildung der in dieser Arbeit aufgenommenen Messwerte erfolgt gemäß Gleichung 3-11, die im Sinne der mathematischen Statistik als arithmetische Mittelwerte von Stichproben aufzufassen sind [103].

Die Navier-Stokes-Gleichungssätze werden gemäß den obigen Ausführungen für den turbulenten Fall in Mittelwerte und Schwankungsgrößen zerlegt. Die daraus resultierenden Reynoldsgleichungen, liegen dieser Mittelung zugrunde. Die Reynoldsgleichung 3-12 ergibt sich für eine Achsenrichtung wie folgt:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g_x + \left[ -\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (3-12)$$

Es entstehen bei der Unterteilung der Geschwindigkeiten im konstanten und fluktuierenden Anteil zusätzliche Terme, die als turbulente Spannungen bezeichnet werden; denn die physikalischen Effekte, die diese Zusatzterme hervorrufen, können als das Einwirken zusätzlicher Spannungen interpretiert werden [104].

Aus mathematischer Sicht stellen die turbulenten Schubspannungen Korrelationsfunktionen dar, die Turbulenz stellt demnach die Bewegung eines Kontinuums dar, und die Bewegungen an benachbarten Punkten des Strömungsfeldes sind statistisch voneinander abhängig.

Aus den obigen Ausführungen geht hervor, dass bei der experimentellen Untersuchung des turbulenten Strömungsverhaltens die mittleren Geschwindigkeiten, die Schwankungswerte und die Korrelationsterme der Geschwindigkeitsfluktuationen zu messen sind. Die Bestimmung der räumlichen Ableitung der Geschwindigkeitsfluktuation, wie sie in Gleichung 3-12 vorkommt, ist jedoch sehr aufwendig und verlangt nach mehr als einem einzigen Meßsystem, um Zweipunktmessungen durchführen zu können [105]. Ergänzend sei erwähnt, dass eine Alternative hierzu die Überführung der räumlichen Ableitung in eine zeitliche ist, die mit der Einführung der sogenannten turbulenten Konvektionsgeschwindigkeit  $u_k$  (in x-Richtung) erfolgt. Hier sei nur die Formulierung für eine Achsenrichtung beispielhaft angegeben:

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} = u_k^2 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} \quad (3-13)$$

Heskestad und Van Doorn zeigen, dass die obige Beziehung in guter Näherung auch für dreidimensionale turbulente Scherströmungen angewendet werden kann [107-108]. Sie definieren die konvektive Geschwindigkeit  $u_k$  als eine Funktion der mittleren Geschwindigkeitswerte und der Fluktuationsanteile in alle drei Raumrichtungen.

Die obigen Ausführungen sollen insbesondere verdeutlichen, dass im allgemeinen Messungen der Turbulenz in alle drei Achsenrichtungen notwendig sind, um das turbulente Strömungsverhalten wirklichkeitstreu beschreiben zu können.

Die Dynamik turbulenter Strömungen kann zusammenfassend durch die mittlere kinetische Energie (MKE) der Strömung  $k$ , durch die turbulente kinetische Energie (TKE) der Schwankungsgrößen  $k_T$  und durch die turbulenten Schubspannungen  $\tau_{ij}$  beschrieben werden. Die MKE-Werte ergeben sich aus den lokalen mittleren Geschwindigkeiten. Die TKE-Werte und die turbulenten Schubspannungen ergeben sich aus den lokalen Normal- bzw. Schubspannungen. Nachfolgend sind die mathematischen Definitionen dieser Größen angegeben.

$$\tau_{ij} = \overline{u'_{ij} u'_j} \quad (3-14)$$

$$MKE = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (3-15)$$

$$TKE = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3-16)$$

Es ist anzumerken, dass in der strikten physikalischen Formulierung die rechte Seite der obigen Gleichungen mit der Dichte des Mediums zu multiplizieren ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Größen jedoch, wie in der Literatur auch üblich, auf die Dichte bezogen [109].

Der Einfluss der turbulenten Schwankungsanteile auf die Verteilung der Einschlüsse in der Schmelze bzw. auf das Mitreißen dieser Partikel in der Nähe der Badoberfläche kann, vergleichbar mit der Verteilung von sedimentierten Teilchen in einem Rührbehälter, durch nachfolgende Überlegung veranschaulicht werden [105].

Ein Partikel wird mitgerissen, wenn die durch die Geschwindigkeitsfluktuationen erzeugte Druckkraft unterhalb der Partikel größer wird als die einwirkende Gravitationskraft:

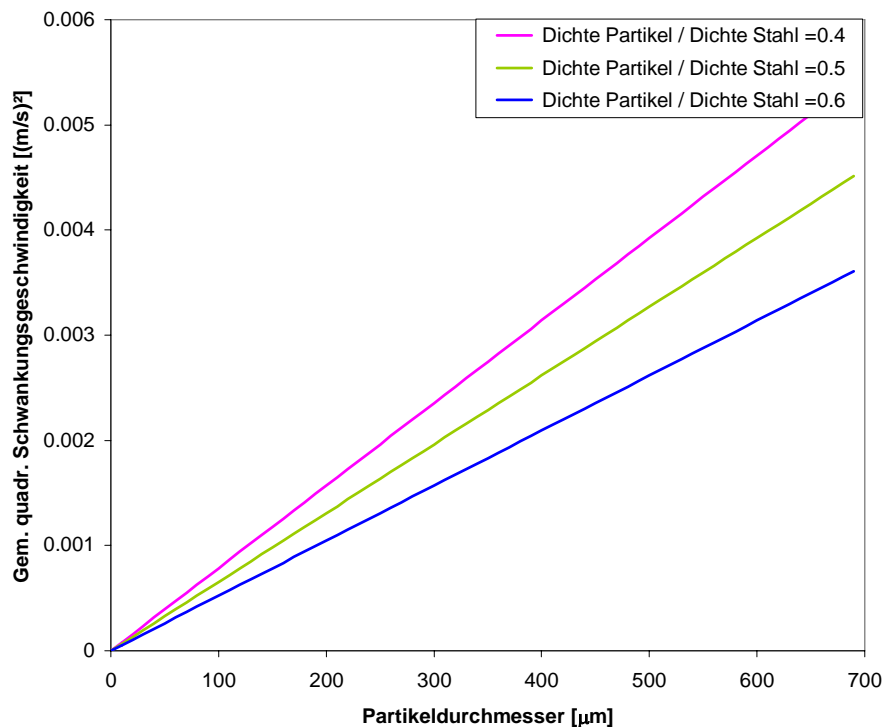
$$\frac{\rho_{St}}{2} \cdot \overline{u_i'^2} \cdot \frac{d_p^2 \cdot \pi}{4} = (\rho_{St} - \rho_p) \cdot g \cdot \frac{d_p^3 \cdot \pi}{6} \quad (3-17)$$

Löst man diese Gleichung nach dem Fluktuationsanteil auf, so erhält man:

$$\overline{u_i'^2} = \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{\rho_p}{\rho_{St}} \right) \cdot g \cdot d_p \quad (3-18)$$

Mit dieser Gleichung gelingt es, das Diagramm in Abbildung 3-1 für verschiedene Dichteverhältnisse (Einschlüsse / Stahl) zu erstellen, aus dem die mittlere quadratische Schwankungsgeschwindigkeit hervorgeht, die im badoberflächennahen Bereich ein Mitreißen verschiedener Partikeldurchmesser verursachen kann. Diese Partikel können im erstarrten Zustand zu Einschlüssen führen und die Qualität des Endproduktes beeinträchtigen.

In dem dargestellten Diagramm sind typische Durchmesser der Agglomerate im Stahl auf der Abszisse und auf der Ordinate der zum Aufwirbeln dieser Partikel notwendige Schwankungswert aufgetragen.



**Abbildung 3-1:** Zum Aufwirbeln notwendige gemittelte quadratische Schwankungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers der Einschlüsse und des Dichteverhältnisses.

In ähnlicher Weise kann man den Emulgierungsvorgang von aufliegender Schlacke im Modell betrachten. Das Prinzip der Emulgierung von Schlacke in einer Stahlschmelze kann nach Oeters durch eine Gleichgewichtsbetrachtung der Trägheits-, Auftriebs- und Grenzflächenkräfte vereinfachend dargestellt werden. Hieraus lässt sich eine kritische Mindestgeschwindigkeit von ca. 0,63 m/s (unter der Annahme von  $T_{\text{Schmelze}} = 1550 \text{ °C}$ ,  $\rho_{\text{Stahl}} = 7020 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{\text{Schlacke}} = 3500 \text{ kg/m}^3$ , Abreißwinkel  $\beta = 30^\circ$ ) errechnen, die zur Emulsion von Partikeln mit Durchmessern der Größenordnung von 1,7 cm führt [106]. Bei höheren Geschwindigkeiten verringert sich die angegebene Partikelgröße.

### 3.3.2 Numerik

Das mathematische Fundament zur theoretischen Beschreibung von Strömungen basiert auf den bekannten Navier-Stokes-Gleichungen. Diese Gleichungen beinhalten dabei die Kontinuitätsgleichung, sowie drei Gleichungen, die die Impulsbilanzen in den drei Raumrichtungen darstellen. Diese Grundgleichungen der Strömungsmechanik sind partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, sie enthalten also Differentialoperatoren, die die Änderungen der Zustandsgrößen in den räumlichen Richtungen und in der Zeit ausdrücken. Die numerische Lösung eines solchen Systems von Differentialgleichungen beruht darauf, die Zustandsgrößen nur an einigen diskreten Punkten im Raum in Zeitintervallen näherungsweise zu bestimmen. Diese Diskretisierung ergibt sich durch das Programmieren eines Rechengitters.

Für die Berechnung turbulenter Strömungen gelten die Reynoldsgleichungen. Wie bereits oben dargestellt, gehen Reynoldsgleichungen durch zeitliche Mittelung über die instationären turbulenten Schwankungsbewegungen aus den Navier-Stokes-Gleichungen hervor. Die gemittelten Gleichungen beinhalten insgesamt 10 Unbekannte, und zwar 3 für die mittleren Geschwindigkeitskomponenten, eine für den mittleren Druck und insgesamt 6 für unabhängige Reynoldssche Spannungen. Es liegt somit kein geschlossenes Gleichungssystem zur Bestimmung der Unbekannten vor, da das Gleichungssystem unterdeterminiert ist.

Dieses „Schließungsproblem der Turbulenz“ kann durch die Annahme eines geeigneten empirischen Turbulenzmodells gelöst werden, das durch funktionale Zusammenhänge die unbekanntes Reynolds-Spannungen auf die mittleren Strömungsgrößen zurückführt [91]. In der Praxis hat sich insbesondere das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell bewährt [111]. Es stellt ein Zweigleichungsmodell dar, das zwei zusätzliche Differentialgleichungen beinhaltet, die erste für die turbulente kinetische Energie  $k_T$  und die zweite für die Dissipationsrate  $\varepsilon$ . Unter der Annahme von isotropen Strömungszuständen können nach diesem Zweigleichungsmodell die NSG-Gleichungen gelöst werden. Diese Transportgleichungen und deren Verknüpfung miteinander sind im Anhang 3-3 angegeben.

### Volume Of Fluid (VOF)

Die VOF-Methode ist für numerische Untersuchungen, wie sie auch hier vorliegen, geeignet, in denen die Position der Phasengrenzfläche zwischen zwei nicht mischbaren Medien zu berechnen ist [98, 112]. Nach dieser Methode ergeben sich zusätzliche Gleichungen, die nachfolgend zusammengefasst werden [113]. Der Volumenanteil der Phase  $q$  ergibt sich aus der Gleichung 3-19, die nicht für die kontinuierliche Phase gelöst wird.

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha_q}{\partial x_i} = 0 \quad (3-19)$$

Mit  $q = 2$  für die Gasphase

Der Volumenanteil der kontinuierlichen Phase (Wasser,  $q = 1$ ) ergibt sich aus der Beziehung:

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (3-20)$$

Die Kontrollvolumina zwischen den beiden Medien können die drei Zustände leer ( $q = 0$ ), befüllt ( $q = 1$ ) oder die Grenzfläche zwischen den Phasen ( $0 < q < 1$ ) annehmen. Die Dichte in jeder Zelle setzt sich entsprechend aus den Anteilen der beiden Phasen nach Gleichung 3-21 zusammen. Die weiteren Stoffdaten wie z.B. die Viskosität ergeben sich nach der gleichen Regel.

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (3-21)$$

In der Rechen-Domäne wird die Impulsgleichung 3-22 in Abhängigkeit von den zusammengesetzten Stoffdaten gelöst.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i u_j = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho g_j + F_j \quad (3-22)$$

Detaillierte Angaben zu diesem Verfahren finden sich in der weiter führenden Literatur [98, 112-113].



## 4 Physikalische und numerische Modellierung

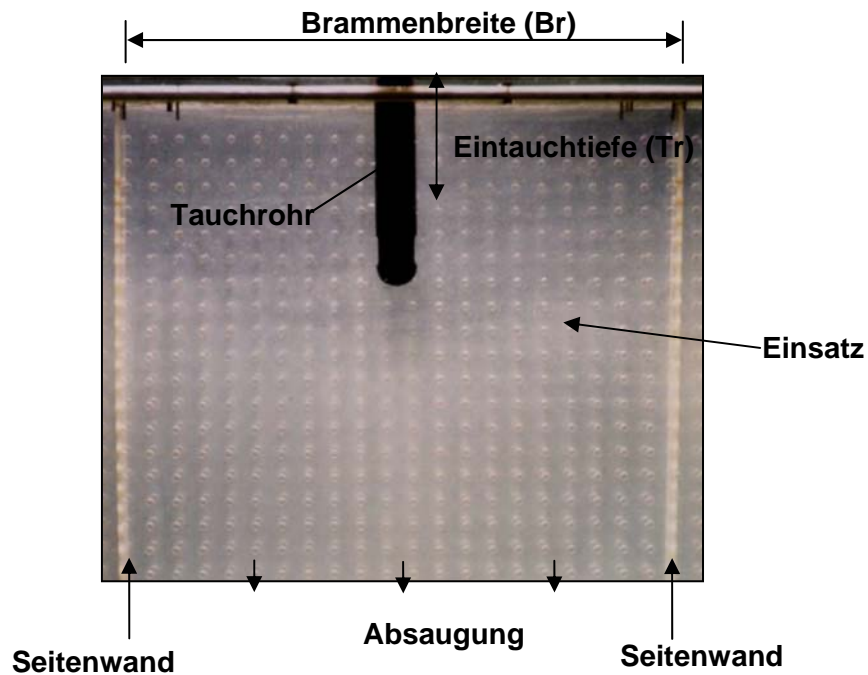
### 4.1 Physikalisches Modell

#### 4.1.1 Wassermodell der Kokille

Das Original der modellierten Kokille ist 240 mm dick und hat eine variable Breite von 800 bis 1600 mm. Die Untersuchungen der Einflüsse der Prozessparameter auf das zeitabhängige Strömungsverhalten erfolgen an einem physikalischen Wassermodell mit dem Maßstab 1:2, wie es in Abbildung 4-1 dargestellt ist. Das Modell ist aus Plexiglas-Elementen aufgebaut, damit Lichtsignale ungehindert das Modell passieren können. Die kontinuierlich wachsende Strangschale im Originalstrang wird durch konisch zulaufende, wasserdurchlässige Einsätze im Modell simuliert. Diese Einsätze haben Bohrungen mit einem Durchmesser von jeweils 1 cm. Dadurch verengt sich einerseits der für die Strömung zur Verfügung stehende Querschnitt, andererseits wird durch die porösen Wände eine der Masse des erstarrten Stahls entsprechende Menge des Fluids seitlich abgezogen [95].

In der Bodenplatte des Modells wurden im Bereich des Schmelzsumpfes drei gleichmäßig verteilte Absaugöffnungen, die anschließend zusammengeführt werden, mit einem Durchmesser von jeweils einem Zoll installiert. Durch Anbringen eines horizontalen Vergleichmäßigungsgitters ca. 5 cm oberhalb der Absaugöffnung wurde eine konstante Absaugung über die gesamte Querschnittsbreite erzielt. Die Volumenströme, die den Schmelzsumpf bzw. die Masse des erstarrten Stahls in der Originalkokille darstellen, werden über drei Rotameter reguliert. Nach der Einstellung der Durchflussverhältnisse werden alle Ströme zusammengeführt und über eine Kreiselpumpe dem Tauchrohr zugeführt. Das Tauchrohr ist in der Mitte des Kokillenmodells eingebracht und deren Eintauchtiefe kann variiert werden. Bei allen Versuchen wurde der Tauchrohrtyp des Herstellers Staverma verwendet. Die geometrischen Daten des Tauchrohres sind in Abbildung A4-1 im Anhang angegeben.

Entsprechend der betrieblichen Bedingungen können die Prozessgrößen Strangabzugsgeschwindigkeit, Tauchrohreintauchtiefe und Brammenbreite variabel eingestellt werden.



**Abb. 4-1** Aufbau des physikalischen Wassermodells

#### 4.1.2 Strömungsmessung mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist heute eine weitverbreitete Methode zur berührungslosen Erfassung von zeitabhängigen Strömungsgeschwindigkeiten. Sie wird zur Vermessung der unterschiedlichsten Strömungszustände, z.B. in Freistrahlen und in Innenströmungen, mit Gas oder Flüssigkeit als Strömungsmedium eingesetzt.

Ein Laser-Doppler-Anemometer besteht im einfachsten Fall aus einer Laserlichtquelle, der Sende- und der Empfangsoptik und der entsprechenden Auswerteeinheit. Als Lichtquelle eignen sich alle Lasertypen, die über die Länge eines vorgegebenen Messzeitraumes monochromatisch und kohärent sind [115]. Das Prinzip der LDA beruht auf der physikalischen Gegebenheit, dass kohärente Lichtwellen, die von bewegten Teilchen reflektiert werden, eine Doppler-Frequenzverschiebung aufweisen [116]. Das zurückgestreute Licht enthält somit die Geschwindigkeitsinformationen des Teilchens. Da die direkte Auswertung dieser Information in der Praxis nicht realisierbar ist, denn die Signalfrequenz liegt im Bereich von  $10^{14}$ - $10^{15}$  Hz, wird der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten [117-118]. Diese Partialstrahlen werden mit einer Konvexlinse fokussiert und im Brennpunkt der Linse, der den Messpunkt bzw. das Messvolumen abbildet, zum Schnitt gebracht. Der Detektor bzw. die Emp-

fangseinheit nimmt eine Schwebungsfrequenz, nämlich die Überlagerung von zwei Dopplerfrequenzen, die wegen der unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen der Teilstrahlen nicht die gleichen Frequenzen sind, auf.

Um die Strömungsprofile dreidimensional untersuchen zu können, wurde in dieser Arbeit die bereits vorhandene zweidimensionale LDA-Apparatur erweitert. Die in früheren Forschungsprojekten entwickelte 2D-Anlage misst, abweichend von üblichen Verfahren, beide Geschwindigkeitskomponenten nach dem von Bahnen und Köller vorgeschlagenen Prinzip mit nur einer Laserlinie [119]. Nachfolgend werden die vorgenommenen Erweiterungen der bestehenden 2D-LDA-Anlage detailliert beschrieben. Die schon in früheren Arbeiten realisierte Messanordnung nach Bahnen und Köller wird hier anhand der Originalarbeiten kurz zusammengefasst, da deren Funktionsprinzip in der nunmehr erweiterten 3D-Anlage verwendet wird [120-122].

#### **4.1.2.1 Experimenteller Aufbau der 3D-LDA-Anlage**

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ermittlung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren durch die Kombination eines Zweikomponenten-Einfarbsystems nach Bahnen und Köller mit einem weiteren Zweistrahlverfahren realisiert. Hierfür werden entsprechend die zwei intensivsten Linien eines Argon-Ionen-Laser mit den Wellenlängen 488 nm (Zweistrahlverfahren) und 514,5 nm (Anordnung nach Bahnen und Köller) durch ein Filtersystem getrennt.

#### **Zweistrahlrückstreuverfahren**

Im LDA-Zweistrahlrückstreuverfahren werden die beiden das Messvolumen bildenden Laserstrahlen durch einen Strahlenteiler mit annähernd gleicher Lichtleistung erzeugt und durch die Frontlinse ( $f = 510$  mm) in das Messvolumen fokussiert. Darin entsteht das bekannte Interferenzmuster (Fringesystem), von dem bewegte Teilchen (z.B. Al-Flitter) beim Durchgang Streulichtimpulse reflektieren, deren Frequenz  $f_p$  entsprechend der Teilchengeschwindigkeit  $v_p$  zur Frequenz  $f_{\text{Laser}}$  des einfallenden Laserlichts verschoben und messbar ist (Doppler-Effekt). Die durch die Frontlinse zurückgestreuten Signale werden in einer Empfangsoptik aufgenommen, mit einem Photomul-

tiplier in elektrische Impulse umgewandelt, verstärkt und nachfolgend elektronisch verarbeitet.

In beide Strahlengänge sind hinter den Strahlteilern Braggzellen eingebaut, mit denen die aus der Dopplerverschiebung nicht entnehmbare Orientierung der Strömungsgeschwindigkeiten festgestellt wird. In diesen wird den einzelnen Teilstrahlen eine weitere Frequenz aufmoduliert, so dass zwischen ihnen eine Frequenzdifferenz entsteht. Diese richtet sich nach den zu erwartenden Strömungsgegebenheiten bzw. Größenordnungen der Richtungsumkehrungen und wurde aufgrund der Strömungsbedingungen im Kokillenmodell zu  $\Delta f_{\text{Bragg}} = 500 \text{ kHz}$  gewählt. Von ruhenden Partikeln wird also Licht mit der Frequenz  $f_p = \Delta f_{\text{Bragg}}$  ausgesandt, bei Bewegung der Partikel gegen die Laufrichtung des Fringesystems ist  $f_p > \Delta f_{\text{Bragg}}$ , bei umgekehrter Orientierung  $f_p < \Delta f_{\text{Bragg}}$ .

### **Zwei-Komponenten-Verfahren nach Bahnen und Köller**

Diese Messanordnung wurde dadurch realisiert, dass vor dem Strahlenteiler eine Pockels-Zelle eingebaut wurde. Sie dreht nach Anlegen einer elektrischen Spannung die Polarisationssebene des Laserlichts um  $90^\circ$ . Der dahinter liegende polarisierende Strahlteiler lässt somit den Laserstrahl je nach Polarisationszustand axial durch oder lenkt ihn seitlich zu einem weiteren Strahlenteiler ab. Anschließend passieren diese zwei Strahlenpaare die schon für das Zweistrahlverfahren beschriebenen optischen Systeme zur Erzeugung der Messvolumina. Mit diesem Versuchsaufbau werden also kurzzeitig hintereinander an einem Messpunkt zwei senkrecht aufeinander stehende Messvolumina erzeugt, die eine „quasisimultane“ Vermessung der zwei Geschwindigkeitsvektoren ermöglichen. Die Empfangseinheit und Signaldetektion werden in einem gesonderten Kapitel beschrieben.

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4-2 schematisch mit seinen Strahlengängen dargestellt und durch eine ausführlich beschriebene Legende der Anlagenkomponenten ergänzt. Abbildung A4-2 im Anhang stellt die LDA-Anlage im Betrieb dar. Demnach werden diese beiden Laserlinien zunächst durch ein Filtersystem getrennt. Der grüne Strahl (514 nm) wird in das bereits vorhandene Zweikomponentensystem

eingespeist, indem er den Farbfilter und die Pockelszelleneinheit entlang der optischen Achse Nr. 1 passiert. Diese optische Achse steht senkrecht auf der Breitseite des Modells. Der kurzwelligere Anteil des Laserlichts (488 nm) wird vom Farbfilter reflektiert und als blauer Strahl durch ein Spiegelsystem so umgelenkt, dass er die optische Achse 2, parallel zur optischen Achse des grünen Strahls, läuft. Die Laserlinien werden nun ebenso aufbereitet, wie oben bereits für das Zweistrahlverfahren beschrieben: In einem Strahlteiler werden sie jeweils in zwei parallele Strahlen (Abstand 50 mm) zerlegt, die beide zur späteren Erkennung der Orientierung der Geschwindigkeiten Braggzellen durchlaufen, die mit Frequenzen von 70 MHz bzw. 70,5 MHz betrieben werden. Durch einen weiteren Spiegel wird das blaue Strahlenpaar so umgelenkt, dass es senkrecht durch die Schmalseite des Modells tritt und sich am gleichen Messort kreuzt wie die beiden grünen Parallelstrahlenpaare. Entsprechend dem Rechteckquerschnitt des Brammenmodells werden die grünen und die blauen Strahlenpaare unterschiedliche Lauflängen zum Messort haben. Deshalb sind zwei Frontlinsen mit unterschiedlichen Brennweiten erforderlich ( $f_{\text{grün}} = 310$  mm;  $f_{\text{blau}} = 510$  mm), um die Strahlenpaare am selben Messort zu fokussieren.

Die Spezifikationen der optischen Einheiten sind des verwendeten LDA-Systems sind in Tabelle 4-1 zusammengefasst.

**Tabelle 4-1:** Optische Daten des LDA-Systems

D: Strahlenabstand	50 [mm]
f1: Brennweite 2D-Optik	310 [mm]
f2: Brennweite 1D-Optik	510 [mm]
dI: Strahlendurchmesser	1,5 [mm]
E: Strahlaufweitung	1
Braggfrequenzen	70-70,5 [MHz]

Die optischen Gesetze, die zur Bestimmung der Geschwindigkeiten benötigt werden, sind im Anhang A4-3 zusammengefasst. Die hieraus berechneten Spezifikationen des Messvolumens bzw. des darin vorzufindenden „Fringesystems“ sind für den blauen sowie den grünen Strahlengang in Tabelle 4-2 zusammengestellt.

**Tabelle 4-2:** Parameter des Messvolumens

	Messvolumen 1 und 2 F=310 [mm]	Messvolumen 3 F=510 [mm]
Farbe	grün	blau
$\lambda$ : Wellenlänge [nm]	514,5	488
$\phi$ : Schnittwinkel [°]	4,61	2,81
$\Delta x$ : Streifenabstand [mm]	0,0032	0,005
$N_f$ : Streifenanzahl [-]	42	42
$d_F$ : Durchmesser [mm]	0,1	0,2
$l_M$ : Länge [mm]	1,68	4,3

Für den blauen Strahlengang ergibt sich demnach ein Messvolumen von 0,211 mm Durchmesser und 4,3 mm Länge, das 42 Streifen mit einem Abstand von jeweils 4,98  $\mu\text{m}$  enthält. Durch sorgfältiges Justieren muss eine Überlagerung mit dem Messvolumen der grünen Strahlengänge hergestellt werden (Durchmesser 0,135 mm; Länge 1,68 mm; 42 Streifen mit je 3,2  $\mu\text{m}$  Abstand). Da die Messvolumina sich überkreuzen, ist eine Übereinstimmung der Längen nicht erforderlich und ein annähernd gleicher Durchmesser ausreichend.

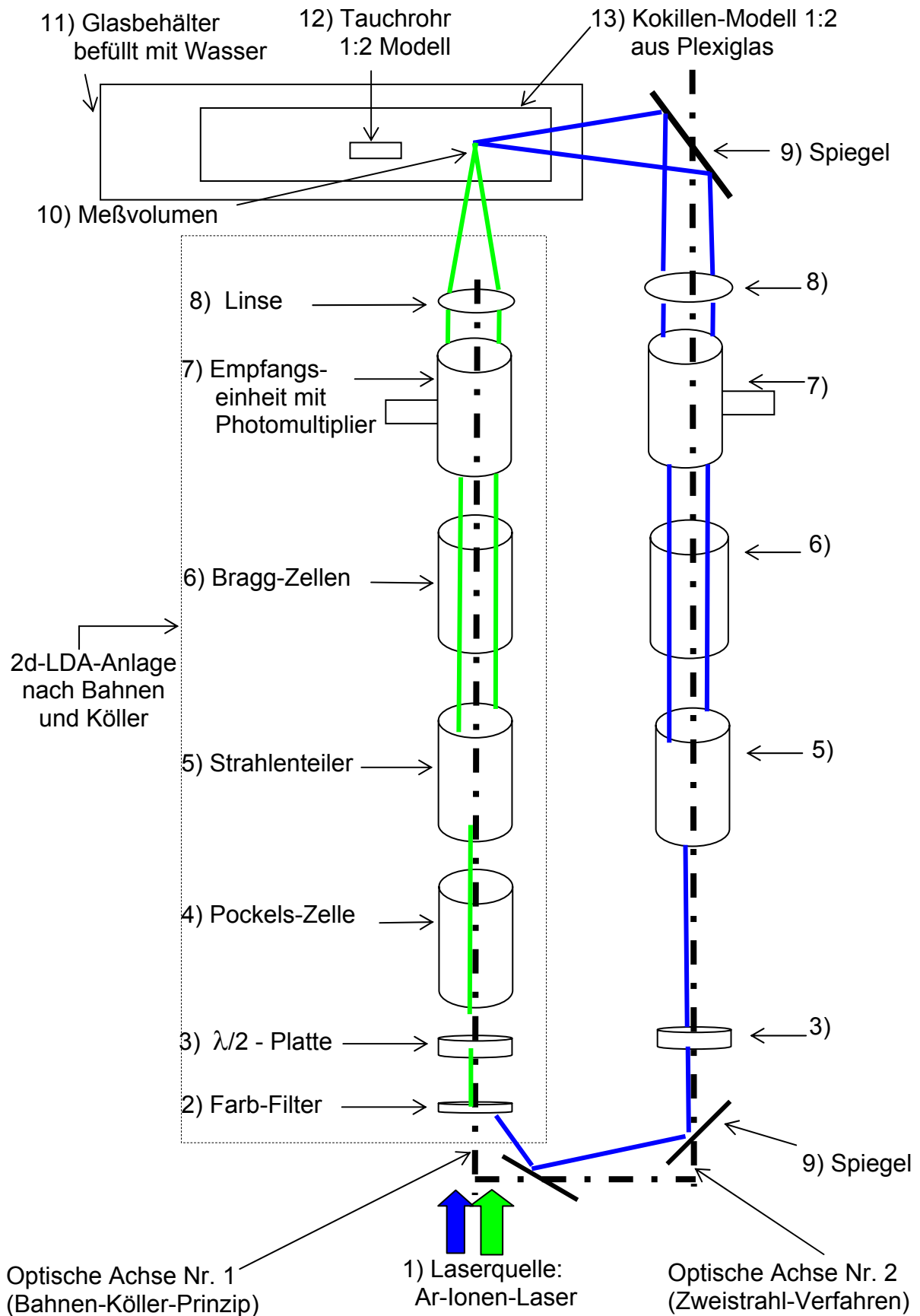


Abb. 4-2: Aufbau der 3D-LDA-Anlage

## Beschreibung zur Abbildung 4.2

- 1) Als Lichtquelle wird ein Argon-Ionen-Laser eingesetzt, der auf der 514,5 nm-Linie (grün) und 488 nm-Linie (blau) mit einer maximalen Austrittsleistung von 2,5 Watt betrieben werden kann.
- 2) Der Farbfilter dient zur Reflexion des Laserlichts mit der Wellenlänge 488 nm (blaue Laserlinie).
- 3)  $\lambda/2$ -Platte ist ein Filter, der lediglich für bestimmte Polarisationsrichtung durchlässig ist.
- 4) Die Pockels-Zelle ist eine elektro-optische Einheit. Es handelt sich hierbei um einen Kristall, der bei Anlegen einer elektrischen Spannung die Polarisationsrichtung des Laserlichtes um 90 Grad dreht. Die Ansteuerung der Pockelszelle übernimmt der Counter, der nach Auswertung eines Bursts im Messvolumen mit einem "Measurement End" -Signal das Umschalten auf die andere Komponente bewirkt (siehe Signalfussplan).
- 5) Der Strahlenteiler besteht aus einer Prismen-Anordnung, die je nach Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls, den Laserstrahl durchlässt oder seitlich ablenkt und anschließend ein Strahlenpaar erzeugt.
- 6) Die Bragg-Zelle ist ein akusto-optisches Modul. Der einfallende Lichtstrahl durchdringt ein Medium, welches von akustischen Wellen angeregt wird. Die zur Erregung dieses Kristalls benötigte elektrische Leistung wird durch den Braggzellen-Treiber gesteuert (siehe Signalfussplan). Durch die Anordnung von zwei Braggzellen, die jeweils mit der Frequenz von 70 MHz und 70,5 MHz angeregt werden, wird einem Strahlenpaar eine Frequenzdifferenz von 500 kHz zugeordnet. Diese Shiftfrequenz ermöglicht die Erkennung der Geschwindigkeitsrichtung.
- 7) Die Empfangseinheit fokussiert das Messvolumen und erzeugt dessen Abbildung. Diese Abbildung wird von einem Photodetektor, hier Photomultiplier genannt, detektiert und verstärkt. Die Signale werden an das Messverarbeitungssystem weitergeleitet (siehe Signalfussplan). Der Photomultiplier benötigt eine Betriebsspannung von ca. 500-1500 Volt.
- 8) Die eingesetzten Sammellinsen haben jeweils eine Brennweite von 310 mm (grüne Laserlinie) und 500 mm (blaue Laserlinie).
- 9) Spiegel.
- 10) Messvolumen.
- 11) Das Modell der Kokille ist im Maßstab von 1:2 angefertigt. Die Variation von dessen Seitenwänden ermöglicht die Einstellung von drei verschiedenen Brammenbreiten. Die Originalkokille hat eine Breite von 1550 mm sowie eine Tiefe von 180 mm Dicke.
- 12) Glasbehälter.
- 13) Tauchrohr.



#### 4.1.2.2 Signaldetektion

Die gesamte Laser-Doppler-Anemometer-Anlage verfährt beim Messbetrieb mit einem CNC-Tisch in einem Messpunkttraster; deshalb ist es aus justagetechnischen Gründen notwendig, die Empfangsoptik für die Lichtreflexion der angestrahlten Partikel in die Sendeoptik zu integrieren. In diesem Rückstreumodus werden somit die Streulichtmesssignale durch die gleiche Frontlinse, die zur Erzeugung des Messvolumens dient, aufgenommen, rückwärts fokussiert und über ein Spiegelsystem zum Photomultiplier geleitet. Dieser Lichtsignaldetektor verstärkt die Signale  $10^5$ - bis  $10^8$ -fach. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren wurden zusätzliche Verstärkermodule an diesen Sekundär-Elektronen-Vervielfachern angeschlossen. Die als „Bursts“ bezeichneten Frequenzsignale des Photomultipliers werden nach der Verstärkerstufe einer Verarbeitungselektronik ("Counter" vom Typ 55 L 30a der Firma DISA) zugeführt und aufbereitet (zusätzliche Verstärkung, Tief- bzw. Hochpass-Filterung), so dass sie von einem Komparator weiterverarbeitet werden können. Dieser misst bei den gefilterten und verstärkten Burst-Signalen die Zeit für fünf und für acht Nulldurchgänge und prüft, ob das Verhältnis der beiden Zeiten innerhalb der einstellbaren Fehlertoleranz liegt. Nach diesem 5/8-Abgleich erfolgt dann die Berechnung der Burstfrequenz  $f_p$  aus acht Nulldurchgängen. Die vom Counter ausgewerteten Daten werden über eine Transientenrecorderkarte an einem Rechner geleitet und weiterverarbeitet. Für die Detektion und Aufarbeitung der Signale werden entsprechend zwei Counter und zwei Rechner, in denen jeweils eine Transienten-Recorder-Karte für die Zwischenspeicherung der Daten, die vom Counter übergeben werden, eingesetzt. Ein Counter wird für den Empfang der Signale aus dem blauen Laserstrahl eingesetzt, entsprechend wird der zweite Counter für die Verarbeitung der Signale der zwei Geschwindigkeitskomponenten verwendet. Letzterer ist auch für die Steuerung der Pockelszelle zuständig.

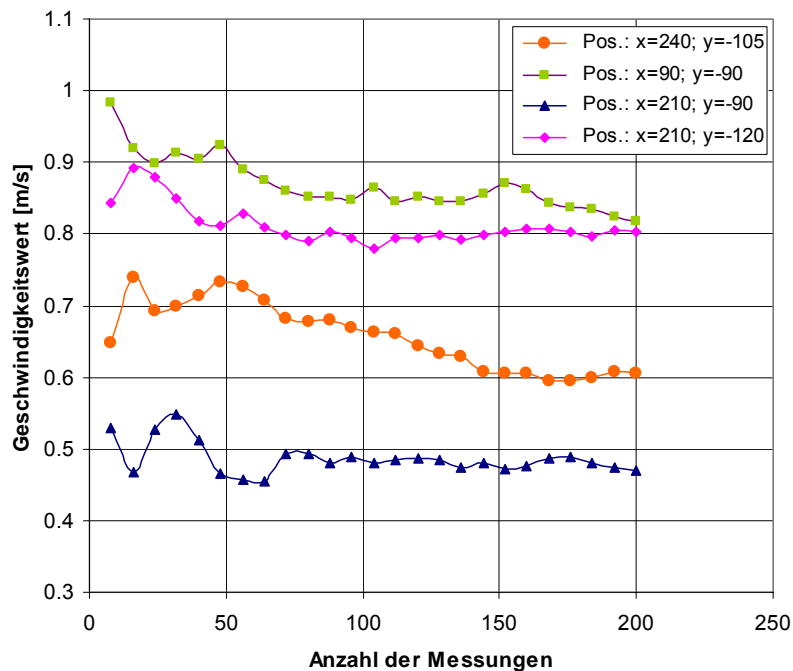
Bei dem Aufbau der 3D-Empfangseinheit lag die Aufgabe vor, die 3D-Signale quasi-simultan zu verarbeiten und insbesondere die Messsignale der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente zuordnen zu können. Hierfür wird eine Besonderheit der Signaldetektion nach dem Prinzip von Bahnen und Köller, das im Rahmen der früheren Projekte bereits realisiert wurde, ausgenutzt. Die einwandfreie Zuordnung der Signale zum gleichen Teilchen bei diesem Verfahren erfolgt durch die im Folgenden beschriebene Triggerlogik:

Ein Partikel löst den ersten Burst aus und wird vom Counter registriert. Wenn der Burst die Bedingungen einer gültigen Messung nicht erfüllt, wird er verworfen und der Zyklus beginnt erneut. Werden die Bedingungen erfüllt, gibt der Counter ein Measurement-End-Signal (Umschaltsignal) aus. Dieses logische Signal wird zur Steuerung der Pockelszellentreiber eingesetzt, die Pockelszelle schaltet in den Zustand zwei um, d.h. die Polarisationsrichtung der Laserlinie wird geändert und somit kann die Messung der zweiten Geschwindigkeitskomponente erfolgen. Die Geschwindigkeit des Partikels wird im Rechner ermittelt. Hierbei werden die vom Counter ausgewerteten Burstsignale durch eine zusätzliche Markierung des Pockelszellenstatus der jeweilig gemessenen Komponente zugeordnet und in einem Computer gespeichert.

Zur Erweiterung der 3D-Signaldetektion wird dieses Umschaltsignal über eine Transientenrecorderkarte einem weiteren Rechner zugeleitet, der ebenfalls über diese Messwerterfassungskarte mit einem Counter verbunden ist und zur Auswertung der Messsignale der dritten Komponente eingesetzt wird. Die Software ist so konzipiert, dass bei Vorlage eines positiven logischen Signals die Geschwindigkeitsdaten der dritten Komponente an den Rechner weitergeleitet und verarbeitet werden. Die Synchronisation der gewonnenen 3D-Geschwindigkeitsinformationen wird durch die Verbindung der beiden Rechner ermöglicht. Zugleich wird über diese Verbindung überprüft, ob innerhalb des eingestellten Zeitfensters Signale der dritten Komponente vorliegen. Dadurch wird ein Übersprechen der Kanäle verhindert. Deshalb wurde für dieses Verfahren die Bezeichnung einer quasi-3-dimensionalen Messung gewählt. Die Zeiten für die Verarbeitung der Burstserien und für die Umschaltung der Optik sind sehr kurz im Vergleich zu den Aufenthaltszeiten des Teilchens im Streifenmuster (typische Partikelgeschwindigkeit im vorliegenden Fall  $\leq 2$  m/s), so dass keine Bedenken gegen diese quasisimultane Messung der Geschwindigkeitskomponenten bestehen. Die einwandfreie Zuordnung der Signale zum gleichen Teilchen wird durch Vorgabe eines kurzen Zeitfensters für die Messungen sichergestellt. Die elektronischen Anlagenkomponenten und der Signalfluss sind in Abbildung 4-4 schematisch dargestellt.

Vorversuche ergaben, dass für die Bestimmung der lokalen Geschwindigkeitswerte etwa 200 Einzelmessungen ausgeführt werden müssen, die im Rechner mit einem Auswertungsprogramm zu Mittelwerten, Schwankungsgrößen, Angaben der Turbulenzintensität etc. weiterverarbeitet werden. In der Abbildung 4-3 sind die gemittelten Geschwindigkeitswerte in Abhängigkeit der Anzahlmessungen beispielhaft für ver-

schiedene Messpunkte aus den Versuchsreihen LDA18 und LDA19 im Kokillenmodell dargestellt.



**Abb. 4-3:** Gemittelter Geschwindigkeitswert in Abhängigkeit von der Anzahl der Messungen.

Betriebsparameter der dargestellten Versuchsreihe (LDA19):  
 $B_r = 1550$  mm;  $T_r = 140$  mm;  $v_{str} = 1.4$  m/min;  $z = 0$  mm

Das Diagramm in Abbildung 4-3 soll zeigen, dass eine hohe Anzahl von Einzelmessungen benötigt wird, um trotz der Instationarität der Strömungszustände in den einzelnen Regionen der Kokille das Strömungsfeld in einen gemittelten Geschwindigkeitswert und einen Schwankungsanteil aufzuteilen. Für die vorliegenden Messungen wurde diese Anzahl auf 200 festgelegt.

#### 4.1.2.3 Seeding

Mit der LDA wird nicht die Strömungsgeschwindigkeit sondern die Geschwindigkeit der dem Strömungsmedium beigegebenen Streuteilchen („Tracer“ oder „Seeding“) gemessen. Dementsprechend sind zwei Hauptanforderungen an diese Partikel zu stellen:

- Gutes Folgevermögen
- Gute Streueigenschaft

Die Intensität der Streulichtsignale hängt außerdem in komplexer Weise von den Partikeleigenschaften, deren Kornverteilung und deren Konzentration im Fluid ab.

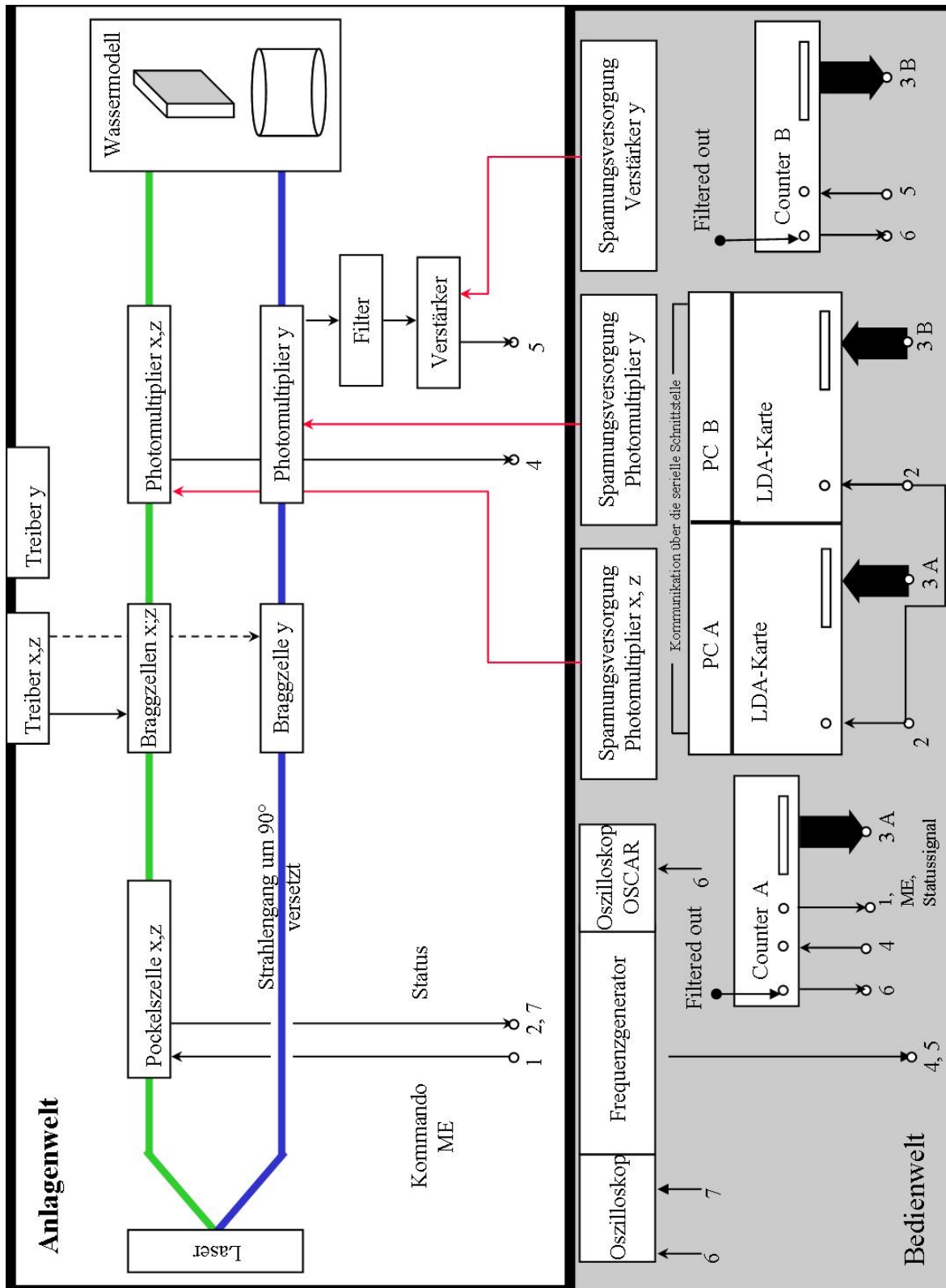


Abbildung 4-4 Elektronischer Schaltplan und Signalfüsse für dreidimensionale Laser-Doppler-Anlage

Kleine Partikeldurchmesser wurden angestrebt, damit sie der Fluidbewegung möglichst verzögerungsfrei folgten, andererseits waren größere Abmessungen als Kompromiss erforderlich, um verwertbare Signalintensitäten zu erhalten.

Es ist evident, dass eine größere Intensität des einfallenden Lichts bzw. der Laserleistung unter sonst gleichen Bedingungen auch eine größere Intensität des von den Partikeln reflektierten Lichts erwarten lässt, was die Signalauswertung erleichterte.

Trotz bekannter physikalischer und optischer Eigenschaften der Partikel sowie der Kenntnis der Gesetze der Optik für die Streuung von Licht bleibt die Wahl eines geeigneten Tracers und die Abstimmung der erforderlichen Beleuchtungsintensität auch heute noch ein empirisches Problem. Für die Datenrate und die Qualität der Signale waren außerdem maßgeblich, dass geeignete Tracer-Substanzen fast nie monodispers vorlagen, und dass sie von deren Konzentration im Fluid abhingen. Eigene Voruntersuchungen an einer Vielzahl von unterschiedlichen Schwebeteilchen (Partikel aus Kunststoffen wie PVC und Nylon, Glas, Titan- sowie Magnesiumoxid mit diversen physikalischen und optischen Eigenschaften sowie Durchmesser-Verteilungen) führten schließlich zur Auswahl von Aluminium-Partikeln im Durchmesserbereich zwischen 1 und 50  $\mu\text{m}$ . Auf dieses Tracermaterial wurde die Laserleistung abgestimmt.

In der Tabelle 4-3 sind die Anforderungen auf die Streupartikeleigenschaften und deren Einflüsse auf das Strömungsverhalten oder Signalverhalten zusammengefasst:

**Tabelle 4-3:** Streupartikel-Anforderung

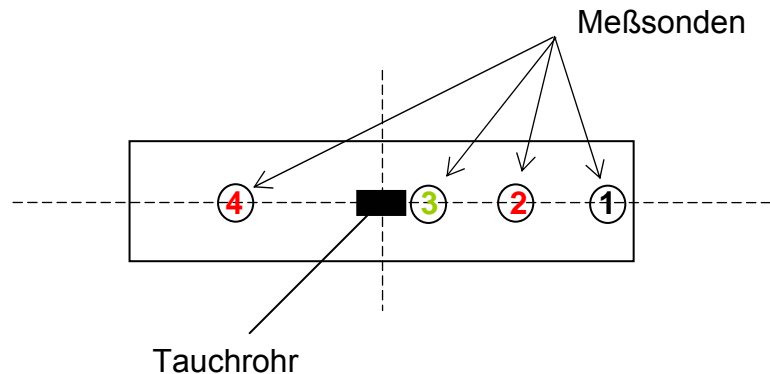
Anforderung	Wirkung
Gute Suspension im Fluid	Aufmischung im Fluid
Keine Agglomeration der Partikel	Beibehaltung der Partikeleigenschaften
Kugelförmiges Seeding	Keine Orientierung, in Strömung, besseres Folgevermögen
Geringer Dichteunterschied im Vergleich zum eingesetzten Fluid	Verminderung der Partikeleigendynamik, besseres Folgevermögen
Geeignete Teilchengröße (abhängig vom Interferenzstreifenabstand und somit von den optischen Parametern)	Gute Dopplersignale
Schmales Größenspektrum des Seeding-Materials	Besseres Signal/Rausch-Verhältnis

### 4.1.3 Untersuchung der Oszillation der Badoberfläche

Die Bewegungen der Badoberfläche in Abhängigkeit der Betriebsparameter wurden mit Hilfe des **Oberflächen-Analyse-Systems (OAS)** untersucht. Dabei wurden speziell entwickelte Meßsonden an der Oberfläche des Wassermodells positioniert. Ein Sensor besteht aus 9 Stiften eines leitenden Materials, die in einer 3x3-Sensoren-Anordnung auf einer quadratischen Grundfläche von ca.  $1\text{cm}^2$  angebracht sind. Die einzelnen Stifte der Sonde sind in der Höhe mit einem Abstand von 2 mm abgestuft. Der maximale Messbereich beträgt entsprechend 16 mm, mit einer örtlichen Auflösung von 2 mm. Der längste Stift des Sensors hat die Funktion eines Referenzleiters, zwischen dem Referenzleiter und den restlichen Stiften ist ein angepasster alternierender Gleichstrom angelegt. Während des simulierten Gießprozesses schwankt die Badoberfläche des Modells und das Fluid benetzt daher jeweils eine unterschiedliche Anzahl von Stiften. Die zeitliche Änderung in der Anzahl der eingetauchten Stifte wird durch die Messung der Stromkreisläufe der einzelnen Stifte erfasst. Mit dieser Methode wird die momentane Höhe des Wasserspiegels als Funktion der Zeit aufgenommen. Die Messwerterfassung erfolgt mit einer Frequenz von 182 Hz, somit kann die Wasserstandshöhe zu jeder Zeit sicher bestimmt werden. Die Dauer einer Messung beträgt 3 min, so dass für die Auswertung jeder Parametervariation über 32760 diskrete Messwerte zur Verfügung stehen, die die momentane Höhe der Badoberfläche in äquidistanten Zeitabständen angeben.

Da die Stifte der Sensoren lediglich einen Durchmesser von weniger als 1mm besitzen und sie jeweils nur wenige mm tief in die Oberfläche eintauchen, ist anzunehmen, dass keine nennenswerte Beeinflussung der Badoberflächenbewegungen und der Strömungen im Wassermodell durch die Sonden erfolgt. Die örtliche Fluktuation der Badoberfläche an charakteristischen Positionen wird durch den Einsatz von vier Messaufnehmern untersucht. Um den Einfluss der aufwärts gerichteten Strömung auf die Höhenänderung der Badoberfläche und deren Fluktuation an der Kokillenschmalseite zu untersuchen, wurde dort eine Messsonde mit 50 mm Abstand zu der Kokillenschmalseite angebracht (Sensor 1). Eine der Messsonden wurde mittig zwischen Tauchrohr und Kokillenbreite positioniert (Sensor 2). Der Einfluss des Tauchrohrs auf die Badoberflächenbewegung wird durch den Sensor 3 nahe am Tauchrohr (50 mm Abstand) untersucht. Der Vergleich der Badoberflächenschwankung in beiden Kokillenhälften erfolgt über eine zum Sensor 2 und Tauchrohr spiegelsymmet-

risch angebrachte Sonde (Sensor 4). Die Lagen der Messsonden sind in der Abbildung 4-5 schematisch dargestellt.



**Abbildung 4-5:** Aufsicht auf die Kokillenoberfläche, Position der Messsonden

## 4.2 Numerische Modellierung

### 4.2.1 Numerische Modellbildung der Strömungen im Bereich der Kokille

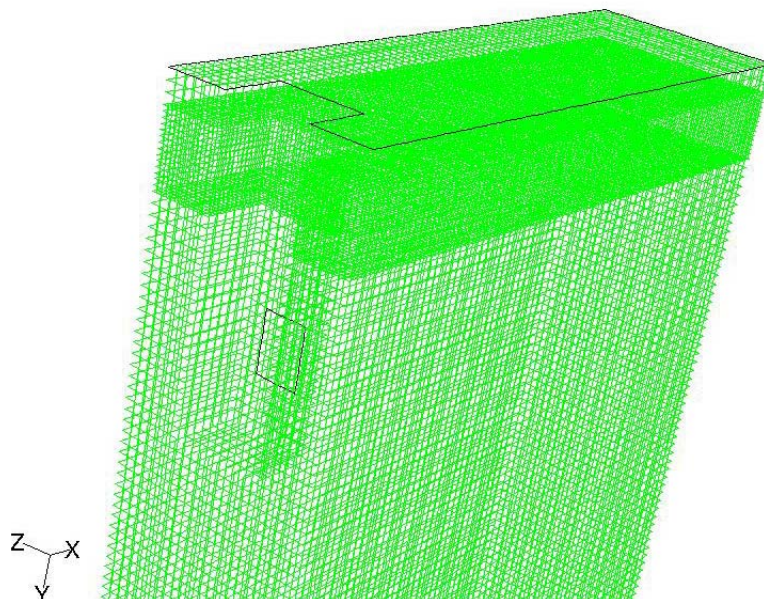
Die numerische Berechnung (CFD) bietet die Möglichkeit, effizient weitgehende Aussagen über das Betriebsverhalten der Kokille zu gewinnen. Zur numerischen Berechnung der Strömung in der simulierten Kokille wird der kommerzielle CFD-Code FLUENT eingesetzt. Die Strömungszustände auf Basis der im Kapitel Grundlagen beschriebenen Erhaltungsgleichungen werden mit Hilfe der Finiten-Volumen-Methode für diskrete Kontrollvolumina berechnet und über das gesamte Strömungsgebiet integriert. Um die Strömungszustände in der Kokille numerisch zu untersuchen, bestehen die zwei wesentlichen Arbeitsschritte darin, zum einen den physikalischen Raum zu diskretisieren und zum anderen die Randbedingungen dieses Raumes zu definieren sowie anschließend eine iterative Berechnung der Strömungsgleichungen durchzuführen. Diese Arbeitsschritte werden nachfolgend näher erläutert.

### 4.2.2 Rechengitter

Die Gesamtheit der Diskretisierungsstellen eines numerischen Verfahrens bezeichnet man als numerisches Netz oder Gitter. Um den physikalischen Raum der Modell-Kokille in finite Volumina oder Zellen zu unterteilen, wird die Geometrie und die Anzahl der Gitterpunkte, die die Kontrollvolumina festlegen, mit dem kommerziellen Code Gambit programmiert.

Die Grenzen des Gittermodells sind durch die Abmessungen des zu simulierenden Modells vorgegeben. Aus Symmetriegründen wird nur die Hälfte der Kokille abgebildet. In Abbildung 4-6 ist das generierte Gitternetz dargestellt.

Da außer den numerischen Berechnungen der Strömungszustände in der Fluidphase die Badoberflächenfluktuationen im Kokillen-Modell berechnet werden sollen, wird die Höhe der numerischen Modell-Kokille um 43 mm länger gewählt. In diesem zusätzlich programmierten Raum wird die zweite Phase (Luft) zur Berechnung der Phasengrenzlage definiert.



**Abbildung 4-6:** Isometrischer Ansicht des numerischen Gitters im oberen Bereich

Das Gitter besteht aus 274248 Hexaeder-Elementen in x-y-z-Richtung. Beidseitig der Phasengrenzfläche wurden die Kontrollvolumina so verfeinert, dass die Höhe der Hexaeder-Elemente (y-Koordinate) auf 2mm verringert wurde.



### 4.2.3 Vorgehensweise zur numerischen Berechnung des Strömungsfeldes

Die Strömungsgleichungen im Kokillenmodell werden zunächst stationär unter Vorgabe der Stoffdaten der kontinuierlichen Phase (Wasser) numerisch gelöst. In der zu untersuchenden Modellkokille ist die Strömung turbulent, deshalb wird zur Schließung der Differentialgleichungen und deren iterative Lösung das Standard  $k$ - $\epsilon$ -Modell im numerischen Code eingebettet. Anschließend wird der obere Kokillenbereich bis zu einer Höhe von 43 mm als zweite Phase (Luft) definiert. Basierend auf der vorangegangenen stationären Berechnung erfolgt die instationäre Lösung der Strömungszustände an der Phasengrenze zwischen der Fluid- und Gasphase nach dem Volume-Of-Fluid-Modell (VOF). Diese Methode ist insbesondere für solche numerische Untersuchungen geeignet, in denen die Position der Phasengrenzfläche zwischen zwei nicht mischbaren Medien zu berechnen ist [113-114].

## 5 Experimentelle Untersuchungen der Strömungszustände in der Kokille

Die wesentliche Zielgröße aus betrieblicher Sicht ist die Bewegung des Metallspiegels in der Kokille, die das Resultat der Strömungen im Inneren der Metallschmelze und ihrer Auswirkung auf die oberflächennahe Strömung ist [64]. Starke Turbulenzen an der Badoberfläche werden u. a. für die Bildung von oberflächennahen Querrissen und einen schlechten Reinheitsgrad verantwortlich gemacht [125-127]. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit die Froude-Zahl zur Einhaltung des Ähnlichkeitskriteriums zwischen dem Kaltmodell und der Stranggießkokille, wie bereits in Kapitel 3 dargelegt, gewählt. Dabei ist festzuhalten, dass die Strömungsfelder von turbulenten Freistrahlen in dem zu untersuchenden Parameterfeld ( $Re > 1000$ ) für das Original und das Modell ähnlich sind [122]. Aus diesem Grund ist die Wahl der Fr-Zahl als Ähnlichkeitskriterium für die vorliegenden Untersuchungen der badoberflächennahe Strömungszustände zweckmäßig, obwohl die korrespondierenden Fr-Zahlen keine gleichzeitige Ähnlichkeit der Strömungen im gesamten Badvolumen erlauben. Aufgrund physikalischer Unterschiede zwischen der Betriebsausführung und dem Wassermodell können die im Modell gewonnenen Ergebnisse nicht direkt auf das Original übertragen werden. Dies betrifft vor allem die im Wassermodell schwierig zu simulierende Schlackeschicht auf der Oberfläche des flüssigen Metalls. Das Ziel der hier durchgeführten Untersuchungen ist es vielmehr, tendenziell die Einflüsse der Betriebsparameter auf die oberflächennahen Strömungen zu bestimmen.

Um die Ergebnisse aus dem Wassermodell auf die Originalkokille nach diesem Kriterium übertragen zu können, wurden die einzustellenden Volumenströme nach Gleichung 3-5 bestimmt. Aus der betrieblichen Praxis ist bekannt, dass die Strangabzugsgeschwindigkeiten in der Regel zwischen 0.8 m/min und 1.4 m/min variieren [64, 123]. Im Anhang A5-1 sind die einzustellenden Volumenströme im Kaltmodell, die sich für Strangabzugsgeschwindigkeiten von 0.8 bis 2.5 m/min bei unterschiedlichen Brammenbreiten in der Originalkokille unter Konstanthaltung von Froude-Zahlen ergeben, tabellarisch zusammengestellt. Die angegebenen Daten der Betriebsparameter beziehen sich stets auf die Originalkokille. Nachfolgend wird ein Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vermittelt.

Die Strömungen in der Kokille sind entsprechend den vorliegenden Tauchrohraustrittsgeschwindigkeiten (Reynoldszahl am Tauchrohraustritt für  $v_{str} = 1,4$  m/min und Br

= 1550 mm:  $Re > 50000$ ) voll turbulent. Deshalb liegt an den Messpositionen keine zeitlich konstante Geschwindigkeit des Fluids vor. Die Zerlegung der turbulenten Geschwindigkeiten in eine mittlere Geschwindigkeit und einen Schwankungsanteil wurde bereits in Kapitel 3 erläutert. Mit der LDA-Apparatur wurden die Strömungsdaten für die x-, die y- und die z-Komponente gemessen. Der Durchschnittswert der Geschwindigkeitskomponenten wird durch Mittelung der Einzelmessungen bestimmt und daraus der resultierende Vektor für die jeweilige Position errechnet. Wie bereits in Abschnitt 4.1.2.2 dargelegt ergaben die Vorversuche, dass etwa 200 Einzelmessungen ausgeführt werden müssen, um einen quasistationären Strömungszustand zu erreichen.

Um das Turbulenzverhalten der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten detaillierter zu studieren, werden deren Schwankungen um den rechnerischen Mittelwert einzeln dargestellt. Die kinetische Turbulenzenergie wird für den zwei-dimensionalen Strömungszustand in x- und y-Richtung betrachtet, um eine Aussage über die gesamte bekannte Schwankungsgröße  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  zu treffen.

Der äquidistante Abstand der Messpunkte wird im besonders interessierenden, oberflächennahen Bereich in der y-Richtung zu 15 mm und in der x-Richtung zu 30 mm gewählt. Die oberste, messtechnisch realisierbare Messreihe liegt auf einer Modellhöhe von  $y = -15$  mm. Es wird maximal bis zu einer Modellhöhe von  $y = -180$  mm gemessen, da unterhalb dieser Höhe die durchgeführten Parametervariationen keinen für die vorgenommenen Untersuchungen relevanten Einfluss auf die Kokillenströmung im badoberflächennahen Bereich zeigten [64]. Die badoberflächennahen Strömungszustände werden in den Ebenen  $z = -30$  mm und  $z = 0$  mm vermessen. Die Ebene  $z = 0$  mm wird als Standardebene gewählt, um die hier dominierende Freistrahlsströmung zu beschreiben.

Zur Untersuchung des räumlichen Strömungsfeldes in der Kokille werden die Strömungsgeschwindigkeiten in der Ebene  $z = -30$  mm gemessen. Diese Ebene wird deshalb ausgewählt, weil sie nicht vom Tauchrohr unterbrochen wird. Infolgedessen kann dort auch die Strömung zwischen Tauchrohr und Kokillenbreitseite untersucht werden. Außerdem wird die Strömung in dieser Ebene weniger durch den Tauchrohraustrittsstrahl beeinflusst als in der Mittelebene der Kokille ( $z = 0$  mm).

Weitere Messpunkte werden in der Nähe der Schmalseite und der Tauchrohraustrittsöffnung ergänzend untersucht, um für zukünftige Arbeiten, die sich mit dem

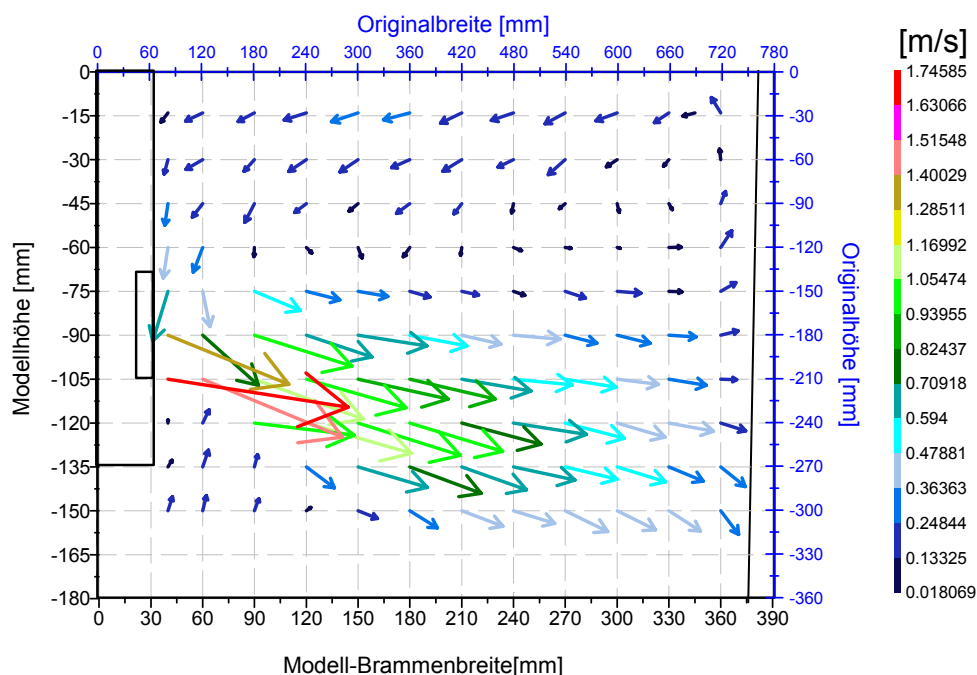
Wärmeübergang in der Kokille befassen, die hierzu notwendigen Messdaten der Geschwindigkeits- und Turbulenzwerte bereitzustellen. Die Strömungsdaten in x-Richtung können bis zu einem Abstand von ca. 18 mm von der Schmalseite entfernt gemessen werden, da durch die LDA-Strahlenführung keine weitere Messung möglich ist. Aufgrund der Spiegelsymmetrie der Kokille wird nur die rechte Hälfte des Kokillenmodells vermessen. Die Untersuchungen erfolgen unter Variation der Betriebsparameter Tauchrohreintauchtiefe, Brammenbreite und Strangabzugsgeschwindigkeit. Bei der Vermessung der Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung werden folgende Parametervariationen, die für die betriebliche Praxis relevant sind, berücksichtigt:

- Strangabzugsgeschwindigkeit: 0,8 m/min bis 1,4 m/min
- Tauchrohreintauchtiefe: 100 mm bis 140 mm
- Brammenbreite: 1050 mm bis 1550 mm

Die Geschwindigkeitskomponente in der z-Richtung wird für ausgewählte Betriebsparameter, die in Kapitel 5.5 beschrieben werden, vermessen. Eine Variation der Brammenbreite kann für diese Geschwindigkeitskomponente nicht durchgeführt werden, da die eingebrachten Seitenwände die Signalraten des LDA-Meßsystems erheblich verschlechtern. Das wesentliche Ziel der Untersuchungen dieser Geschwindigkeitskomponente besteht darin, die dreidimensionale Ausbreitung des turbulenten Strahls in der Kokille quantitativ darzustellen. Nachfolgend werden zunächst die zweidimensionalen Strömungsfelder in der x- und y-Ebene gemeinsam behandelt. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitskomponente in der z-Richtung werden gesondert dargestellt und erörtert. Eine tabellarische Darstellung der untersuchten Strömungszustände in Abhängigkeit von den eingestellten Betriebsparametern ist im Anhang A5-2 beigefügt. Im nächsten Kapitel werden die Verteilungen der mittleren Geschwindigkeiten und darauf folgend die Schwankungsfelder für den zweidimensionalen Fall in den beiden Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm dargestellt. Basierend auf diesen Ergebnissen wird die Veränderung des aus dem Tauchrohr austretenden und sich ausbreitenden Freistrahls erörtert.

## 5.1 Zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder

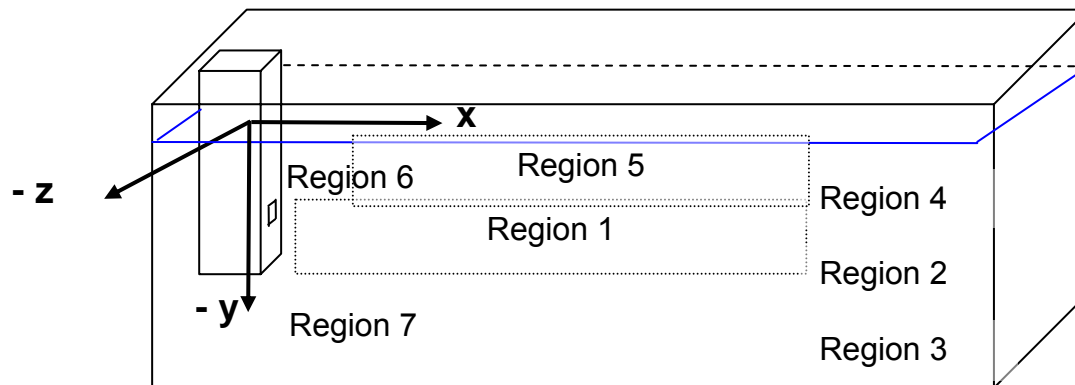
Um die Eigenschaften der Strömungsfelder in den Ebenen  $z = 0$  (Mitte des Tauchrohres) und  $z = -30$  zu beschreiben, werden die Ergebnisse anhand der Versuchsreihen LDA18 und LDA34 für die Betriebsparameter  $Br = 1550\text{ mm}$ ,  $T = 140\text{ mm}$  und  $v_{\text{str}} = 1,4\text{ m/min}$  beispielhaft graphisch dargestellt. Die nachfolgend angegebenen oberen und unteren Grenzwerte der Strömungszustände, die von den Prozessparametern abhängen, sind den entsprechenden Versuchsreihen zugeordnet. Die detaillierte Darstellung der Einflüsse der einzelnen Prozessgrößen erfolgt in Kapitel 5.3. Abbildung 5-1 zeigt das Ergebnis der LDA-Messungen in der Ebene  $z = 0\text{ mm}$  für die oben erwähnten Betriebsparameter. Dargestellt ist die rechte Hälfte der Kokillenbreite. Am linken Bildrand ist das Tauchrohr mit der Austrittsöffnung und auf der rechten Seite die Strangschale eingezeichnet. Auf der Abszisse ist die Modellbreite in mm, auf der Ordinate die Modellhöhe in mm aufgetragen. An der Wasseroberfläche wurde der Ordinatenwert  $y = 0\text{ mm}$  angenommen. An den jeweiligen Messpositionen des Messgitters ist der Vektor der Strömungsgeschwindigkeit eingetragen. Die Länge der eingezeichneten Vektoren verhält sich zu dem Geschwindigkeitswert direkt proportional. Ebenso richtet sich die Farbkodierung rechts in der Abbildung 5-1 nach dem Betrag der Vektoren. In ihrer Gesamtheit ergibt sich ein vollständiges Strömungsprofil der vermessenen Ebene.



**Abbildung 5-1: Geschwindigkeitsfeld der Versuchsreihe LDA 18** (Betriebsparameter:  $Br = 1550\text{ mm}$ ,  $Tr = 140\text{ mm}$ ,  $v_{\text{str}} = 1,4\text{ m/min}$ )

Vergleichbar mit früheren Arbeiten wird das gesamte Strömungsfeld in verschiedene Zonen unterteilt [128-129]. In der Ebene  $z = 0$  ist die Aufteilung des Strahlströmungsfeldes ausgehend von der Tauchrohraustrittsöffnung festzustellen. Das großräumige Strömungsfeld in dieser Ebene lässt sich wie in Abbildung 5.2 dargestellt, in einzelne Regionen unterteilen.

#### a) Ebene $z = 0$ mm



**Abbildung 5-2 : Unterteilung der Kokille in einzelnen Regionen für die Ebene  $z=0$  mm**

x-Richtung: Brammenbreite (positiv in Richtung Schmalseite)  
 y-Richtung: Brammenhöhe (negativ in Richtung des Strangabzuges)  
 z-Richtung: Brammentiefe (positiv in Richtung der hinteren Kokillenwand)

Der Strahl verlässt die Tauchrohraustrittsöffnung mit einem gegen die Horizontale nach unten geneigten Winkel von etwa  $-15^\circ$  bis  $-20^\circ$ . Das ausströmende Medium strömt nicht aus der gesamten Höhe der Tauchrohröffnung mit gleichmäßigem Volumenstrom sondern vorwiegend aus deren unterer Hälfte. In dieser Region 1 werden die höchsten Werte der Strömungsgeschwindigkeit gemessen, die abhängig von den eingestellten Betriebsparametern zwischen 0,8 (LDA1) und 1,75 m/s (LDA18) variieren. Die formal zu erwartenden Grenzen der Geschwindigkeitswerte liegen zwischen 0,5 und 1 m/s. Die höheren Geschwindigkeitswerte, die am Tauchrohr gemessen wurden, kommen, wie aus dem obigen Bild ersichtlich, dadurch zustande, dass die Strahlströmung sich nicht auf die gesamte Tauchrohraustrittsfläche, gleichmäßig verteilt. Vorab ist auf eine weitere mögliche Erklärung dieser Diskrepanz hinzuweisen, die mit der Instationarität des Austrittsstrahls, der sich zwischen den beiden Austrittsflächen und somit zwischen den beiden Kokillenhälften verteilt, zusammenhängt. Über dieses oszillierende Ausströmverhalten, das das Turbulenzverhalten des austretenden Mediums beeinflusst, berichten auch Rödl und Pütz [124].

Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit bei der Darstellung der Turbulenzfelder das oszillierende Ausströmverhalten näher erläutert.

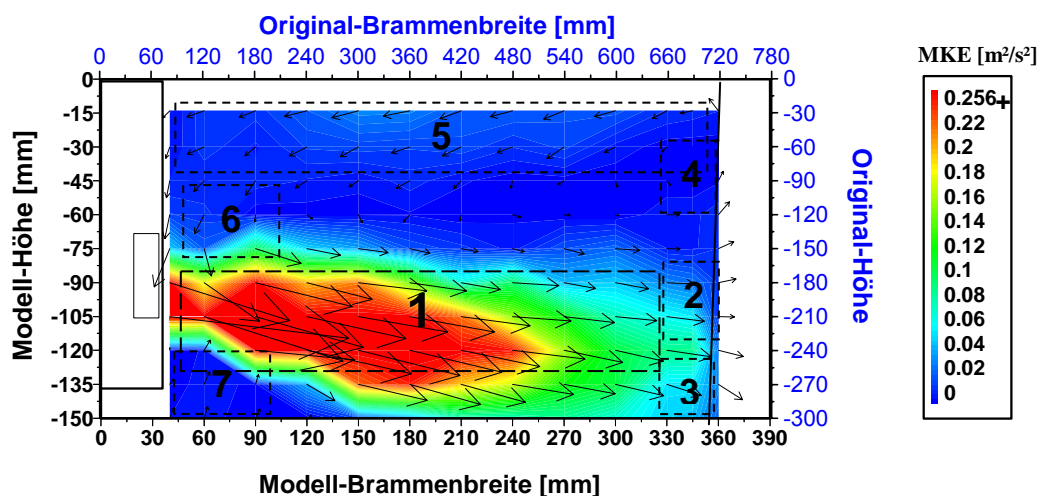
Beim Auftreffen auf die Kokillenschmalseite in einer Modellhöhe von ca.  $y = -70$  mm bis  $y = -120$  mm (Region 2) teilt sich der Strahl in einen kleineren, aufwärts gerichteten, und einen größeren, abwärts gerichteten Anteil auf. In dieser Aufprall-Region wurde eine Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit bis auf 0,08 m/s (LDA3) gemessen. Der größere Volumenstrom ist in Richtung des Strangabzuges gerichtet. Aufgrund des dreidimensionalen Strömungsverhaltens und der Strömungsablenkung in der Aufprallzone (Region 2) nehmen die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten in der abwärts bzw. aufwärts gerichteten Region (Region 3, Region 4) zu. Fischer zeigte, dass die Strömung in der Region 3 sich von der Seitenwand teilweise ablöst und anschließend das untere Rezirkulationsgebiet und die mittig zum Tauchrohr aufsteigende Strömung bildet [64]. Der Rest strömt weiter abwärts, bildet aufgrund einer weiteren Ablösung noch ein Rezirkulationsgebiet und wird dann im Bodenbereich umgelenkt; der unten nicht abgesaugte Anteil steigt mittig wieder zum Tauchrohr empor. In der Region 7 trifft dieser Teilstrom zwischen  $y = -90$  mm und  $y = -130$  mm unterhalb der Badoberfläche auf den aus der Tauchrohraustrittsöffnung austretenden Strahl.

Die vom Aufprallbereich aufwärts gerichtete Teilströmung erreicht in Abhängigkeit von den eingestellten Betriebsparametern maximale Geschwindigkeitswerte in vertikaler Richtung, die zwischen 0,08 m/s (LDA17) und 0,52 m/s (LDA5) unterhalb der Badoberfläche variieren. Diese Zone wird als Region 4 gekennzeichnet. Nahe der Badoberfläche strömt das Medium zum Tauchrohr zurück. In dieser Region 5 werden abhängig von den Betriebsparametern Geschwindigkeitswerte bis ca. 0,45 m/s (LDA2) gemessen. Entlang des Tauchrohres, in der Region 6, erhöht sich zunächst die Geschwindigkeit des zurückströmenden Strömungsanteils in Abwärtsrichtung und wird dann durch das ausströmende Medium aus der Tauchrohraustrittsöffnung abgebremst. In diesem Gebiet werden Maximalgeschwindigkeitswerte bis ca. 0,76 m/s (LDA16) gemessen, die in einer Höhe zwischen 45 mm und 90 mm unterhalb der Badoberfläche erreicht werden. Diese sind abhängig von den eingestellten Betriebsparametern, deren Einflüsse in den nachfolgenden Kapiteln gesondert beschrieben sind. Die in dieser Region gemessenen Geschwindigkeitsvektoren sind zur Tauchrohraustrittsöffnung hin gerichtet. Dieses Zwischenergebnis könnte eine mögliche Erklärung für die Entstehung der in der betrieblichen Praxis im Tauchrohr beobachte-

ten Ablagerungen liefern. Durch ihren  $\text{Na}_2\text{O}$ -Gehalt sind sie eindeutig dem Gießpulver an der Badoberfläche zu zuordnen [58, 130].

Die oben dargelegten Unterteilungen in die Einzelregionen 1 bis 7 sind auch in den Geschwindigkeitsfeldern der weiteren im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchsreihen, die im Anhang A5-3 dargestellt sind, wieder zu finden. Der Vergleich der verschiedenen Versuchsreihen untereinander bestätigt, dass in dieser Ebene das großräumige Strömungsfeld unabhängig von den eingestellten Betriebsparametern ist. Diese Reproduzierbarkeit ist dadurch begründet, dass für Reynoldszahlen größer 1000 die Strömungsfelder von Freistrahlen einander ähnlich sind [122]. Das gilt somit auch für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchsreihen mit  $\text{Re}_{\min} = 23200$ .

Die Darstellung der Verteilung der mittleren kinetischen Energie (MKE) nach Gleichung 3-10 in der Kokille erfolgt als Flächendiagramm in Abbildung 5-3. Darin sind sowohl die skalaren Größen der MKE-Werte, die farblich kodiert sind, als auch die Geschwindigkeitsvektoren für die Versuchsreihe LDA18 beispielhaft aufgetragen.



**Abbildung 5-3:** Auftragung des vektoriellen Geschwindigkeitsfeldes und des farblich kodierten mittleren kinetischen Energiefeldes für die Versuchsreihe LDA18 (Betriebsparameter:  $\text{Br} = 1550 \text{ mm}$ ,  $\text{Tr} = 140 \text{ mm}$ ,  $v_{\text{str}} = 1,4 \text{ m/min}$ )

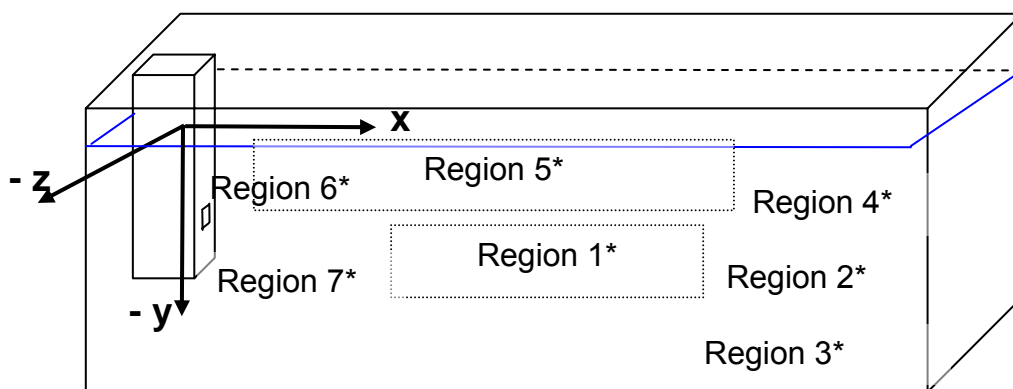
Die unterteilten Regionen sind in der Abbildung 5-3 nummeriert und aufgrund des Farbverlaufs in diesem Diagramm zu unterscheiden. Die Region 1, in der sich der Freistrah ausbreitet, weist für diese Versuchsreihe die höchsten MKE-Werte über  $1,75 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf. Entsprechend den eingestellten Betriebsparametern ergeben sich in



dieser Region MKE-Werte, die in einem Bereich zwischen ca.  $0,3$  und  $1,8 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (LDA18) variieren. In der Region 2 ist eine starke Abnahme der MKE-Werte im Vergleich zu umgebenden Regionen erkennbar. Die Regionen 4, 6 und 7 weisen ebenfalls niedrige MKE-Werte auf. In der Region 5 ist etwa in der Mitte der Brammenbreite eine Zunahme der MKE-Werte zu erkennen. Aufgrund der starken Gradienten zwischen den MKE-Werten in der Region 1 und in den Regionen 2 bis 7 wurde in der Abbildung 5-3 der dargestellte obere Grenzwert auf  $0,256 \text{ m}^2/\text{s}^2$  beschränkt, um die Strahlausbreitung detaillierter darzustellen. Im Anhang A5-3 sind die Diagramme jedoch über den gesamten Bereich der MKE-Werte aufgetragen.

**In der Ebene  $z = -30$**  erfolgt eine Aufteilung der Strömungsfeder in einzelnen Regionen, wie sie in der Abbildung 5-4 dargestellt sind.

#### Ebene $z = -30 \text{ mm}$

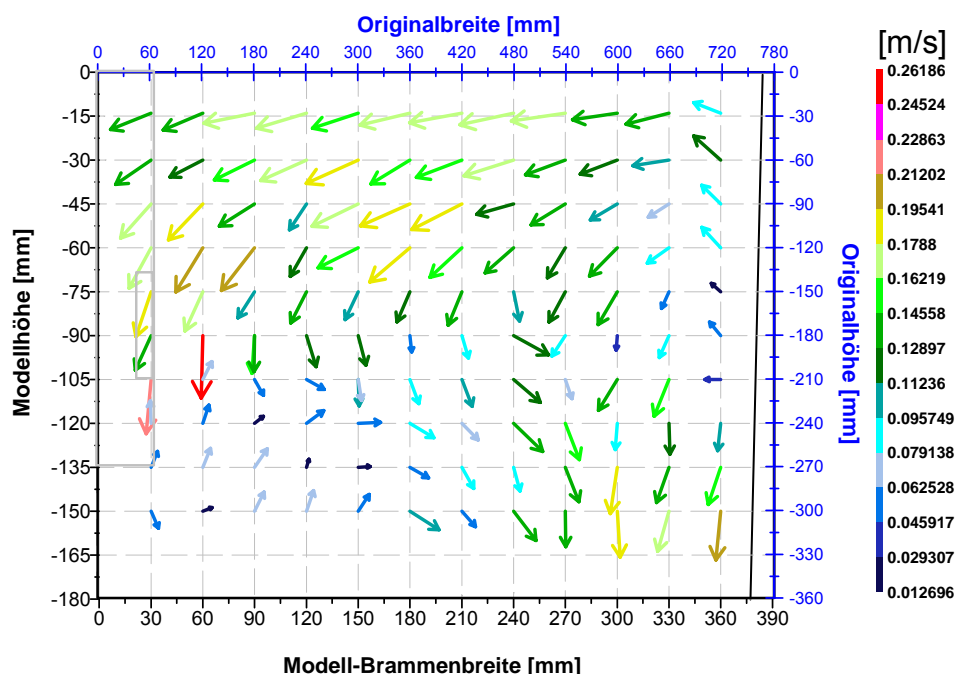


**Abbildung 5-4 : Unterteilung der Kokille in einzelnen Regionen für die Ebene  $z = -30 \text{ mm}$**

x-Richtung: Brammenbreite (positiv in Richtung der Schmalseite)  
 y-Richtung: Brammenhöhe (negativ in Richtung des Strangabzuges)  
 z-Richtung: Brammentiefe (positiv in Richtung der hinteren Kokillenwand)

Am Tauchrohr ist der Einfluss des austretenden Strahles im zweidimensionalen Strömungsbild, wie sie in Abbildung 5-5 dargestellt ist, nicht festzustellen. In dieser Region trifft das von der Badoberfläche zurückströmende Medium mit einer aus dem unteren Rezirkulationsgebiet abzweigenden Strömung zusammen. Der Einfluss des Eintrittsstrahls ist in der hier vermessenen Ebene erst in der rechten Hälfte der Region 1 zu erkennen. Der Aufprallbereich an der Schmalseite der Kokille (Region 2) liegt zwischen einer Modellhöhe  $y = -70 \text{ mm}$  und  $y = -120 \text{ mm}$  und entspricht den bereits

in der Ebene  $z=0$  mm festgestellten Koordinaten für diese Region. In diesem Bereich sind die abwärts und aufwärts gerichteten Teilströmungen wie in der Ebene  $z = 0$  mm zu erkennen. Aufgrund der dreidimensionalen Strömungsablenkung ist die vertikale Strömungsgeschwindigkeit in den Regionen 3 und 4 höher als in der Aufprallzone. Der vertikale Geschwindigkeitsanteil im wandnahen Bereich des aufwärts gerichteten Teilstrahls (Region 4) erreicht abhängig von den eingestellten Betriebsparametern (Tauchrohreintauchtiefe, Volumenstrom, Brammenbreite) Geschwindigkeitswerte zwischen 0,07 m/s (LDA24) und 0,18 m/s (LDA35). Eine detaillierte Diskussion über den Einfluss der einzelnen Betriebsparameter auf den Strömungszustand erfolgt im Kapitel 5.3. An der Badoberfläche wird das Medium zur Kokillenmitte zurückgeführt (Region 5). In dieser Zone werden Strömungsgeschwindigkeiten in der x-Richtung zwischen 0,05 m/s (LDA24) und 0,4 m/s (LDA20) gemessen. Die Geschwindigkeit des zuvor an der Badoberfläche fließenden Mediums erhöht sich entlang des Tauchrohres (Region 6) in Abwärtsrichtung. Diese Erhöhung hängt möglicherweise mit der Einsaugung in der Nähe des Tauchrohres bzw. Freistrahles zusammen. Die maximale Geschwindigkeit in diesem Bereich (Region 6) kann Werte bis ca. 0,26 m/s (LDA34) erreichen und wird abhängig von der eingestellten Tauchrohreintauchtiefe in einer Höhe zwischen 60 und 105 mm unterhalb der Badoberfläche gemessen.

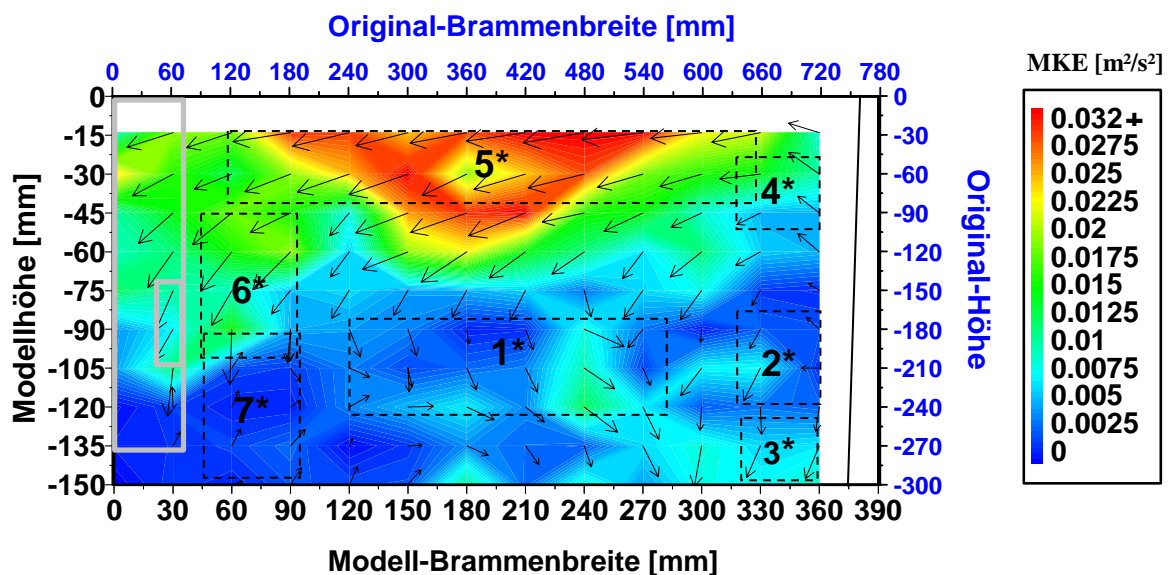


**Abbildung 5-5: Geschwindigkeitsfeld der Versuchsreihe LDA 35;** (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm, vstr = 1,4 m/min)

Die Geschwindigkeitsvektoren in dieser Region 6 zeigen in Richtung des Tauchrohres. Bei einer Höhe zwischen  $y = -90$  mm und  $y = -135$  mm unterhalb der Badoberfläche trifft diese Teilströmung auf die in der Kokillenmitte von unten emporstiegende Rückströmung (Region 7).

Die mittlere kinetische Energie (MKE) in der Ebene  $z = -30$  ist in Abbildung 5-6 beispielhaft für die Versuchsreihe LDA34 aufgetragen.

In dieser Ebene liegen die höchsten MKE-Werte an der Badoberfläche vor, die abhängig von den Prozessparametern in einem Bereich von  $0,007 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (LDA 24) bis  $0,035 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (LDA34) liegen. Gemäß den obigen Ausführungen kann die Schmelze in der Kokille in einzelne Teilgebiete unterteilt werden. Der Vergleich der verschiedenen Versuchsreihen, die im Anhang A5-3 dargestellt sind, bestätigt, dass in den jeweiligen Ebenen das großräumige Strömungsfeld in die oben aufgeführten Teilräume gegliedert werden kann.



**Abbildung 5-6: Auftragung des vektoriellen Geschwindigkeitsfeldes und des farblich kodierten mittleren kinetischen Energiefeldes für die Versuchsreihe LDA34**  
(Betriebsparameter:  $Br = 1550$  mm,  $Tr = 140$  mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min)

Die Messergebnisse zeigen weiterhin, dass abhängig von den eingestellten Betriebsparametern die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten in den oberflächennahen Regionen sowohl über  $0,4$  m/s als auch unter  $0,2$  m/s liegen können. Diese Ge-

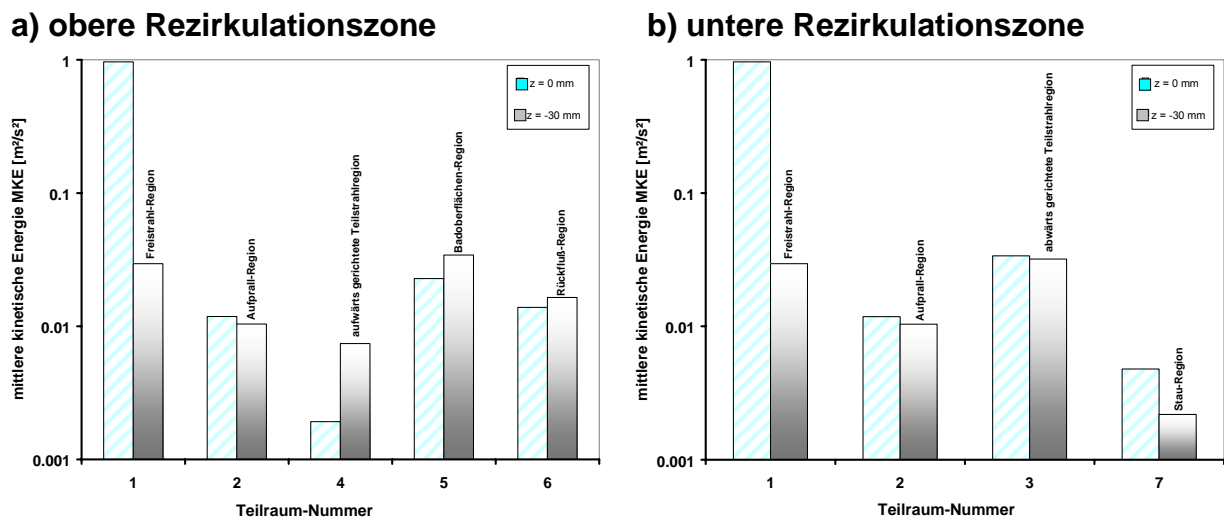
schwindigkeitswerte stellen aus Sicht der betrieblichen Praxis Grenzwerte dar: Starke Strömungsgeschwindigkeiten größer 0,4 m/s führen zu einer Verschlechterung des Reinheitsgrades durch Gießpulvereintrag. Niedrige Strömungsgeschwindigkeiten, die kleiner als 0,2 m/s sind, führen zu Oberflächenfehlern, was auf eine Verschlechterung der Aufschmelzbedingungen Gießpulvers (Reduzierung der Wärmeabfuhr im Meniskusbereich) zurückzuführen ist [125-127].

Die bereits oben dargestellten Aufteilungen in einzelnen Regionen sowie deren Merkmale sind in der Tabelle 5-1 zusammengefasst.

**Tabelle 5-1** Zusammenfassung der Eigenschaften der einzelnen Regionen in der Kokille in den gemessenen Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm (Regionsnummer mit \* versehen)

Nummer der Region	Bezeichnung	Beschreibung
1, 1*	Freistrah-Region	Ausbreitung des Freistrahls entlang der Brammenbreite
2, 2*	Aufprall-Region	Teilung des Freistrahls in abwärts und aufwärts gerichteten Teilstrahlen
3, 3*	abwärts gerichtete Teilstrahl-Region	Teilströmung in Richtung des Strangabzuges; Aufbau der unteren Vermischungszone
4, 4*	aufwärts gerichtete Teilstrahl-Region	Teilströmung zur Badoberfläche hin; Aufbau der oberen Vermischungszone
5, 5*	Badoberflächen-Region	Rückströmung des aufwärts gerichteten Teilstrahls entlang der Badoberfläche zum Tauchrohr hin
6, 6*	Rückfluss-Region	Rückfluss der Badoberflächenströmung entlang des Tauchrohres
7, 7*	Stau-Region	Auftreffen der mittig zum Tauchrohr aufgestiegenen Teilströmung aus der unteren Rezirkulationszone mit dem Freistrahls oder mit der Rückfluss-Teilströmung

Für die beiden untersuchten Messebenen ( $z=0$ ,  $z=-30$ ) sind die MKE-Werte der jeweiligen Region als charakteristische Mittelwerte in Form von Balkendiagrammen über den einzelnen Regionen jeweils für die obere und untere Rezirkulationszone in Abbildung 5-7 a) und b) aufgetragen. Die MKE-Werte sind logarithmisch aufgetragen, um den gesamten Wertebereich darzustellen.



**Abbildung 5-7: Verteilung der MKE-Werte in den einzelnen Regionen für die Ebenen  $z = 0$  (LDA18) und  $z = -30$  (LDA34)**  
(Betriebsparameter:  $Br = 1550 \text{ mm}$ ,  $Tr = 140 \text{ mm}$ ,  $v_{\text{str}} = 1,4 \text{ m/min}$ )

Erwartungsgemäß nehmen die MKE-Werte tendenziell stromabwärts ab. Bei der Betrachtung der oberen Rezirkulationszone nehmen die MKE-Werte in der aufwärtsgerichteten Teilstrahlregion (Region 4) für die untersuchten Messebenen am stärksten ab. Diese Abnahme ist unter anderem aufgrund der Umwandlung der kinetischen in die potentielle Energie aber auch durch die möglichen Verwirbelungen im badoberflächennahen Bereich zu erklären. In der unteren Rezirkulationszone wurden die niedrigsten MKE-Werte in der Stauregion (Region 7) für beide Messebenen gemessen. In dieser Zone ist eine Erhöhung der mittleren kinetischen Energie in dem abwärts gerichteten Teilstrahl (Region 3) im Vergleich zur Aufprallregion (Region 2) festzustellen. Diese Erhöhung wird hauptsächlich durch die Zunahme der vertikalen Geschwindigkeitskomponente verursacht; einerseits minimiert sich in der Region 3 bzw. in der Region 3\* der Geschwindigkeitswert in z-Richtung, andererseits ist der Freistrahl in dieser Region deutlich nach unten gerichtet, so dass durch die Impulsübertragung die Geschwindigkeitswerte in y-Richtung zunehmen.

## 5.2 Zweidimensionale Turbulenzfelder

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Ergebnisse der Messungen im Hinblick auf die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten dargestellt. Die gemittelten Geschwindigkeiten und die durch sie dargestellten Strömungsprofile ergeben erst mit den Infor-

mationen über Schwankungsgrößen ein umfassendes Bild der Strömungssituation in der Kokille. Darüber hinaus ermöglicht die Kenntnis der turbulenten Größen, die Einsatzfähigkeit von Turbulenzmodellen zur Berechnung der Strömungszustände in der Kokille zu beurteilen.

Die Schwankungsgrößen wurden, wie bereits erwähnt, aus den aufgenommenen Signalen von 200 Einzelmessungen ermittelt. Nachfolgend werden sämtliche Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors ( $\overline{u'}$ ,  $\overline{v'}$ ,  $\overline{u'v'}$ ) für den Fall der zweidimensionalen Strömung als Diagrammreihen dargestellt. Die Darstellung der Schwankungsgröße  $w'$  der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung wird in Kapitel 5-5 behandelt.

In den Abbildungen 5-8 und 5-9 sind die zweidimensionalen Reynolds'schen Spannungen in den Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm beispielhaft für die Messreihen LDA18 und LDA34 dargestellt. In diesen Darstellungen sind sowohl die skalaren Größen der turbulenten Spannungen, deren Werte farblich kodiert sind, als auch die Geschwindigkeitsvektoren für die oben genannten Versuchsreihen mit den Prozessparametern  $Br = 1550$  mm,  $Tr = 140$  mm und  $v_{str} = 1,4$  m/min aufgetragen. Um trotz der starken Gradienten der Normalspannungswerte in den einzelnen Regionen das Strahlausbreitungsverhalten in weiten Bereichen der Kokille vergleichbar darzustellen, wurden für die Darstellungen in den Abbildungen 5-8 und 5-9 die oberen Grenzwerte kleiner als die Maximalwerte gewählt.

**In der Ebene  $z = 0$  mm** liegt der Bereich maximaler Normalspannung in x- und y-Richtung stets am Tauchrohr in der Region 1. Darin wurden aufgrund der Betriebsparametervariationen (Brammenbreite, Tauchrohreintauchtiefe, Strangabzugsgeschwindigkeit) folgende Wertebereiche für die Normalspannungen gemessen:

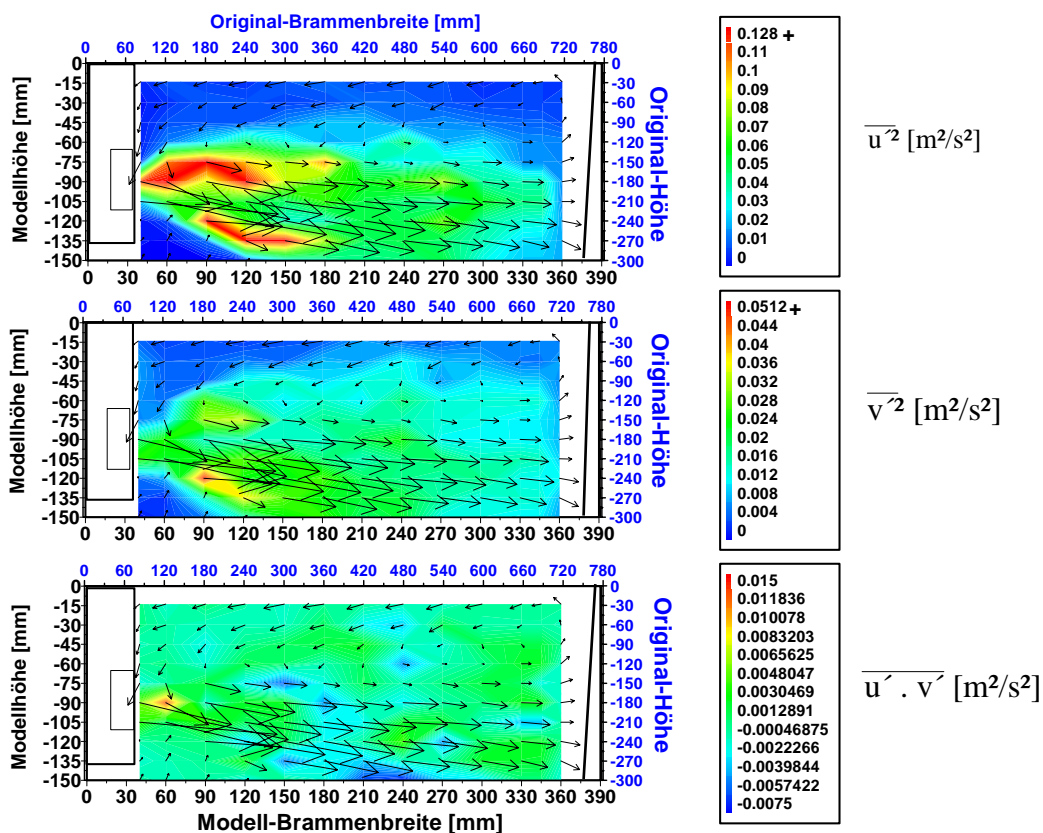
Normalspannung in x-Richtung:  $0,06 \text{ [m}^2/\text{s}^2] \leq \overline{u'^2} \leq 0,35 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$

Normalspannung in y-Richtung:  $0,035 \text{ [m}^2/\text{s}^2] \leq \overline{v'^2} \leq 0,15 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$

Die maximalen Normalspannungen wurden, wie in Abbildung 5-8 für die Versuchsreihe LDA18 dargestellt, sowohl in der Region 1 vor dem Tauchrohr am Freistrahlaustritt als auch an dessen oberen und unteren Grenzbereich gemessen. Der Freistrahle ist bereits beim Austreten aus der Tauchrohr Austrittsöffnung turbulent und instationär. Die Normalspannungswerte beschreiben somit das oszillatorische Verhalten des Austrittsstrahles. In der Region 5 verläuft die axiale Strömungsrichtung in

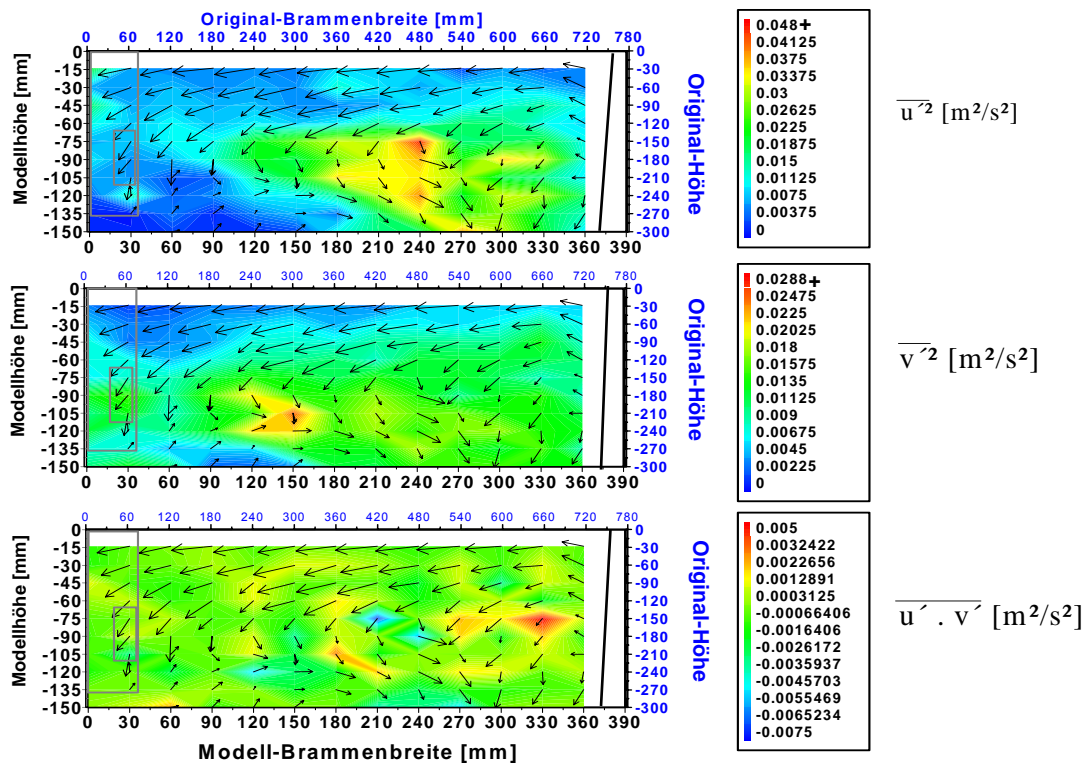
Gegenstrom zu der axialen Strömungsrichtung in der Region 1. In der Region 7 ist die vertikale Strömungsrichtung der in der Region 6 entgegengesetzt. Der obere und untere Grenzbereich der Region 1 wird durch diese Strömungszustände in den benachbarten Regionen gestört, die zu höheren turbulenten Normalspannungswerten am Rande der Region 1 beitragen.

Die Extremwerte der mittleren turbulenten Schubspannungen sind ca. um den Faktor 10 kleiner als die Normalspannungen in y-Richtung und können sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Sie kommen in der gesamten Kokille vor und können nicht einer bestimmten Region zugeordnet werden. Zusammenfassend ist festzustellen, dass die einzelnen Schwankungskomponenten von Null verschieden sind und bis zu einer Größenordnung voneinander abweichen. Die Voraussetzungen für einen isotropen Strömungszustand sind demzufolge nicht erfüllt, die das  $k-\varepsilon$  Turbulenzmodell, wie bereits in Kapitel 3 erläutert, zur numerischen Berechnung der Strömung voraussetzt. Der isotrope Strömungszustand ist annähernd in den Rezirkulationsregionen gegeben.



**Abbildung 5-8:** Darstellung der turbulenten Spannungskomponenten für die Messreihe LDA 18 (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min Ebene  $z = 0$  mm)





**Abbildung 5-9: Darstellung der turbulenten Spannungskomponenten für die Messreihe LDA 35 (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min, Ebene z= -30 mm)**

In der Ebene z = - 30 mm ist an der Badoberfläche (Region 5\*) die mittlere kinetische Energie wie bereits in Abbildung 5-6 dargestellt relativ zu den anderen Regionen größer. Die höchsten Beträge der turbulenten Spannungen wurden jedoch nicht wie in der Ebene z = 0 mm in Bereichen mit hohen MKE-Werten gemessen. Die Maximalwerte des Reynolds'schen Spannungstensors sind auf der rechten Hälfte der Region 1\*, wo die mittlere kinetische Energie am geringsten ist, verteilt. Demzufolge ist die Turbulenzintensität in dieser Region und an der Badoberfläche am größten, da die mittleren Geschwindigkeiten in diesen Zonen gering sind. Abhängig von den eingestellten Betriebsparametern wurden dort die untenstehenden Extremwerte für die turbulenten Spannungen gemessen.

Normalspannung in x-Richtung:  $0,015 \text{ [m}^2\text{/s}^2] \leq \overline{u'^2} \leq 0,06 \text{ [m}^2\text{/s}^2]$   
 Normalspannung in y-Richtung:  $0,008 \text{ [m}^2\text{/s}^2] \leq \overline{v'^2} \leq 0,08 \text{ [m}^2\text{/s}^2]$   
 Schubspannung in der xy-Ebene:  $-0,008 \text{ [m}^2\text{/s}^2] \leq \overline{u'v'} \leq 0,008 \text{ [m}^2\text{/s}^2]$

Die Resultate weisen darauf hin, dass größenordnungsmäßig die beiden Normalspannungskomponenten in der Ebene z = - 30 mm vergleichbar sind und - wie die Farbkodierung in der Abbildung 5-9 zeigt - in weiten Bereichen der Kokille sehr



geringe Schubspannungen vorliegen. Die oben angegebenen maximalen Schubspannungen wurden entweder in der Nähe des Tauchrohres oder im Aufprallbereich gemessen.

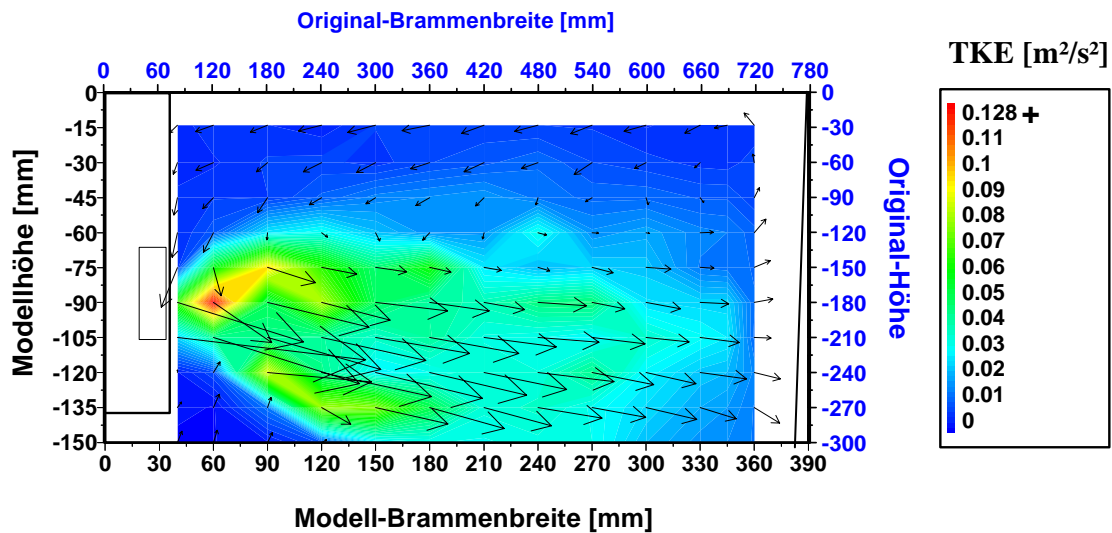
Die in den Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm gemessenen turbulenten Normalspannungen können als zweidimensionale turbulente kinetische Energie, wie in Kapitel 3 erläutert, zusammengefasst werden. Deren Verteilungen in den beiden gemessenen Kokillenebenen für die Versuchsreihen LDA-18 und -35 sind in den Abbildungen 5-10 und 5-11 farbkodiert als Flächendiagramme zusammen mit den Geschwindigkeitsvektoren dargestellt. Die Auswertung der Versuchsreihen ergibt folgende Verteilung für die Höchstwerte der turbulenten kinetischen Energie, die in zwei Ebenen abhängig von den eingestellten Betriebsparametern gemessen wurden:

Ebene  $z = 0$  mm             $0,04 \text{ [m}^2/\text{s}^2] \leq \text{TKE} \leq 0,175 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$

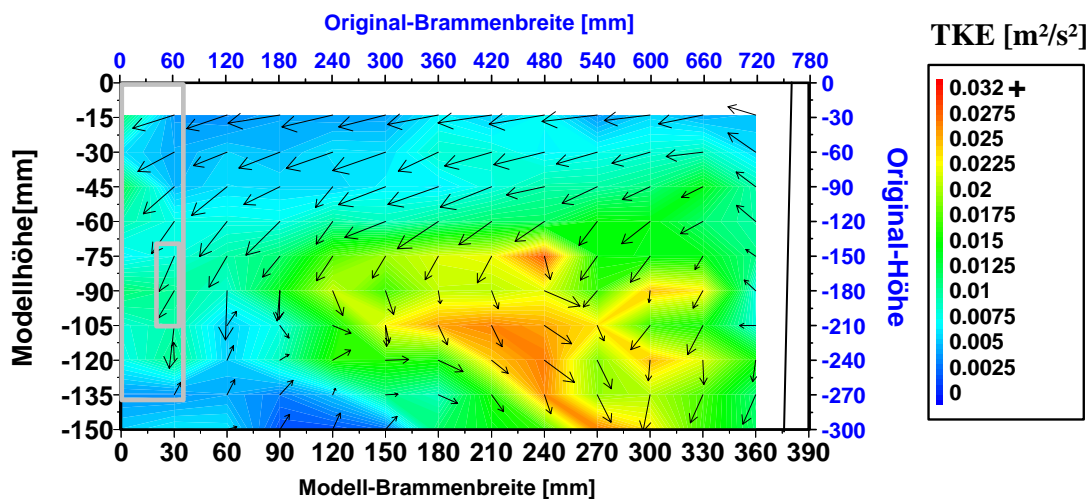
Ebene  $z = -30$  mm         $0,009 \text{ [m}^2/\text{s}^2] \leq \text{TKE} \leq 0,064 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$

Diese unterschiedliche Verteilung der turbulenten kinetischen Energiefelder in den beiden Ebenen bestätigt das anisotrope Verhalten der dreidimensionalen Strömung in der Kokille. Die Messungen in der Ebene  $z = 0$  ergeben, dass die maximalen TKE-Werte in der Region 1 am Tauchrohr vorliegen. Der oszillierende Freistrahlaustritt aus dem Tauchrohr bedingt die gemessenen maximalen TKE-Werte. Der Bereich maximaler turbulenter kinetischer Energie in der Ebene  $z = -30$  liegt mit seinem Zentrum ungefähr auf der Höhe der Tauchrohraustrittsöffnung und erstreckt sich horizontal von einer Modellbreite  $x \approx 100$  mm bis kurz vor die Schmalseite der Kokille. Der Einfluss der in der Ebene  $z = 0$  mm eintretenden, schräg nach unten gerichteten Eintrittsströmung ist in der rechten Hälfte der Region 1\* zu erkennen. Ein weiterer Bereich mit relativ hoher kinetischer Energie der  $y$ -Komponente der Geschwindigkeit stellt die an der Kokillenschmalseite abwärts gerichtete Strömung in der Region 3 dar. In beiden vermessenen Ebenen wurden an der Badoberfläche (Region 5) mittig zur Brammenbreite die maximalen TKE-Werte, die unter  $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$  liegen, gemessen.

Die Aufsummierung der maximal auftretenden mittleren Geschwindigkeiten und der turbulenten Geschwindigkeitsanteile in den badoberflächennahen Regionen (4 bis 6) ergeben Gesamtgeschwindigkeitswerte, die dem nach Oeters berechneten kritischen Geschwindigkeitswert von ca.  $0,63 \text{ m/s}$  ( s. Kapitel 3.2.1) zur Emulgierung von Schlackenpartikeln mit einem Durchmesser von ca.  $1,7 \text{ cm}$  entspricht [106].

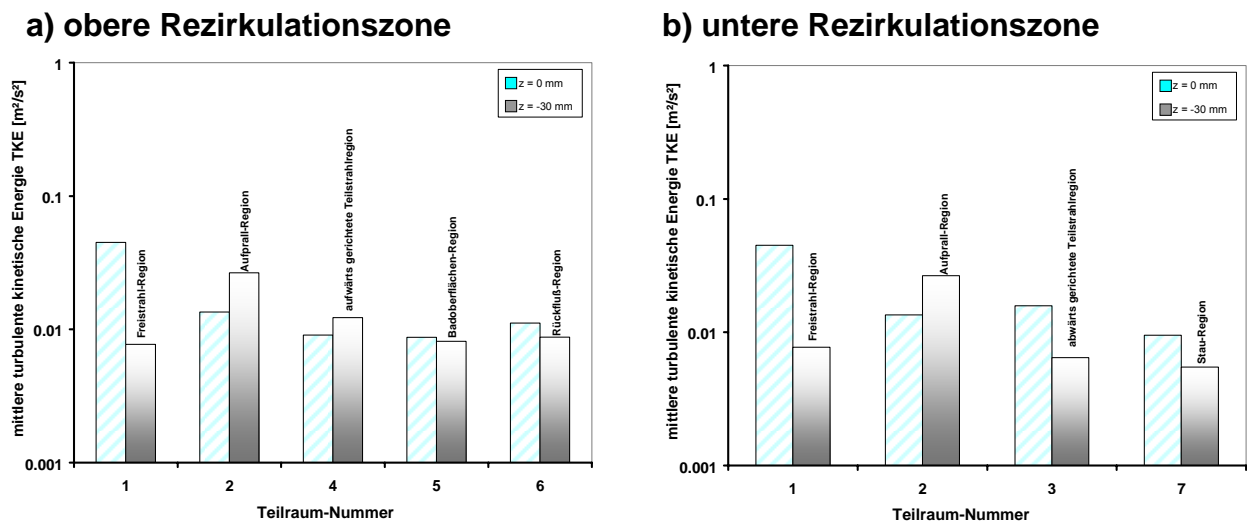


**Abbildung 5-10:** Darstellung der turbulenten kinetischen Energie (TKE) für die Messreihe LDA 18 (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min Ebene z= 0 mm)



**Abbildung 5-11:** Darstellung der turbulenten kinetischen Energie (TKE) für die Messreihe LDA 35 (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min Ebene z= -30 mm)

Für die beiden untersuchten Messebenen (z=0, z=-30) sind die TKE-Werte in Form von Balkendiagrammen über den unterteilten Teilräumen jeweils für die obere und untere Rezirkulationszone in Abbildung 5-12 a) und b) aufgetragen.



**Abbildung 5-12: Verteilung der TKE-Werte in den einzelnen Regionen für die Ebenen z=0 (LDA18) und z=-30 (LDA34) (Betriebsparameter: Br= 1550 mm, Tr = 140 mm, v<sub>str</sub> = 1,4 m/min)**

Die TKE-Werte sind in den oben dargestellten Diagrammen logarithmisch aufgetragen, um den gesamten Wertebereich darzustellen. Es gilt für beide Rezirkulationszonen, dass die maximalen TKE-Werte in der Freistrahregion (Region 1) für die Ebene z= 0 bzw. in der Aufprallregion (Region 2) für die Ebene z= -30 gemessen wurden. In den weiteren Teilräumen unterscheiden sich die TKE-Werte nicht wesentlich.

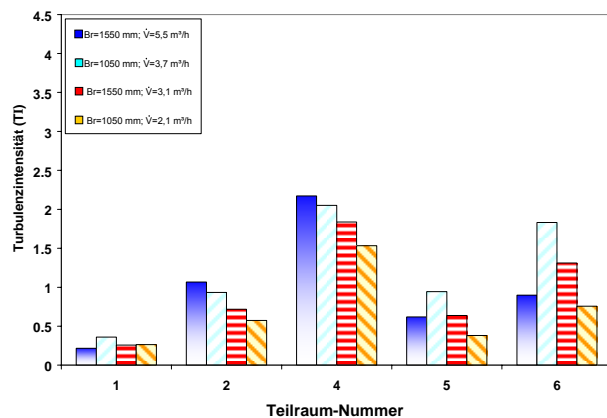
Zur Beschreibung der eingeteilten Teilräume ist die modifizierte Turbulenzintensität als charakteristische Kennzahl besser geeignet. Sie ist in der Literatur allgemein definiert als das Verhältnis des Schwankungsanteils  $u'$  zu einer charakteristischen mittleren Geschwindigkeit  $\bar{U}$  [113]. Im Rahmen dieser Arbeit ist die modifizierte Turbulenzintensität definiert als die Wurzel des Quotienten aus dem TKE- und MKE-Wert, wie in Gleichung 5-1 dargestellt.

$$TI = \sqrt{\left(\frac{TKE}{MKE}\right)_k} \tag{5-1}$$

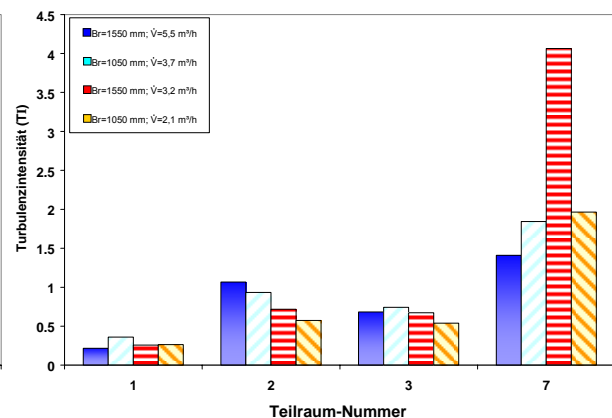
Mit TI = modifizierte Turbulenzintensität  
 k: Regionsnummer

In Abbildung 5-13 ist die nach Gleichung 5-13 definierte Turbulenzintensität über die aufgeteilten Teilräume in der Kokille als Balkendiagramme für die obere und untere Rezirkulationszone aufgetragen.

## a) obere Rezirkulationszone



## b) untere Rezirkulationszone



**Abbildung 5-13: Darstellung der Verteilung der Turbulenzintensität in den Teilräumen**

Betriebsparameter:  $Tr_{const.} = 140$ ;

- LDA18:  $Br=1550$ ;  $\dot{V} = 5,5$ ;  $v_{str} = 1,4$ ; LDA17:  $Br=1550$ ;  $\dot{V} = 3,1$ ;  $v_{str} = 0,8$
- LDA 4:  $Br=1050$ ;  $\dot{V} = 3,7$ ;  $v_{str} = 1,4$ ; LDA 3:  $Br=1050$ ;  $\dot{V} = 2,1$ ;  $v_{str} = 0,8$

In den oben dargestellten Diagrammen sind die Verläufe der Turbulenzintensität bei Konstanthaltung der Tauchrohreintauchtiefe für zwei unterschiedliche Brammenbreiten und Strangabzugsgeschwindigkeiten dargestellt. In der Region 1 sind die Turbulenzintensitäten am geringsten, weil dort die maximale kinetische Energie vorliegt. Aus dem Diagramm für die obere Rezirkulationszone ist erkennbar, dass die maximalen Turbulenzintensitäten in der aufwärts gerichteten Teilstrahlregion (Region 4) vorliegen. Dies liegt darin begründet, dass dort die mittlere kinetische Energie ein Minimum aufweist. Die Turbulenzintensität nimmt dort mit steigendem Volumenstrom zu, weil dadurch bei einem minimalen Anstieg der MKE-Werte die TKE-Werte stärker zunehmen. In der Region 6 hingegen ist die Abnahme der mittleren kinetischen Energie wesentlich stärker als der Anstieg der turbulenten kinetischen Energie bei einer Erhöhung des Volumenstromes von  $3,7$  m³/h auf  $5,5$  m³/h. Deshalb nimmt dort die Turbulenzintensität zu.

In der unteren Rezirkulationszone liegen die maximalen Turbulenzintensitäten in der Stauregion vor. Die maximale Turbulenzintensität ergibt sich dort bei niedrigstem Volumenstrom und maximaler Brammenbreite. Die Begründung hierfür ist, dass bei dieser Einstellung der Prozessparameter der MKE-Wert in der genannten Region stark abnimmt.

### 5.3 Auswirkung der Betriebsparameter auf das Strömungsfeld

Die zweidimensionalen Untersuchungen erfolgten unter Variation der Tauchrohreintauchtiefe, der Brammenbreite und der Strangabzugsgeschwindigkeit. Nachfolgend werden die Einflüsse der genannten Betriebsparameter einzeln erläutert, indem die beiden anderen konstant gehalten werden.

#### 5.3.1 Einfluss der Brammenbreite

Der Einfluss der Brammenbreite auf das Strömungsprofil in den beiden vermessenen Ebenen wurde bei konstanter Tauchrohreintauchtiefe von 140 mm und bei konstanter Strangabzugsgeschwindigkeit von 0,8 m/min untersucht. In der Ebene  $z = 0$  mm wird der Einfluss der Brammenbreite, die von 1550 mm über 1300 mm auf 1050 mm abnimmt, auf die Strömungszustände entsprechend der Versuchsreihen LDA-3, -9 und -17 erläutert. In der Ebene  $z = -30$  mm werden die Ergebnisse der Messreihen LDA-24, -29, -34 zu diesem Zweck untereinander verglichen.

In den Abbildungen 5-14 und 5-15 sind zum Vergleich die Geschwindigkeitsfelder und Schwankungsfelder für die Brammenbreite 1550 mm, 1300 und 1050 mm in der Ebene  $z = 0$  mm untereinander aufgetragen.

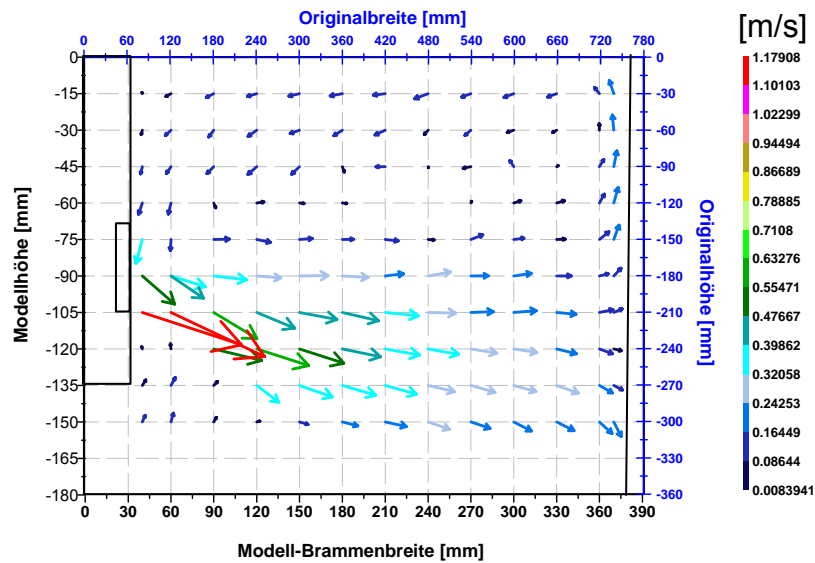
**In der Ebene  $z = 0$**  ist der Neigungswinkel des Eintrittsstrahles bei allen drei Messreihen konstant und beträgt zwischen  $-15^\circ$  und  $-20^\circ$ . Aufgrund des höheren Volumensstroms mit zunehmender Brammenbreite steigen die Austrittsgeschwindigkeiten aus dem Tauchrohr von 0,9 m/s über 0,97 m/s auf 1,2 m/s. Am Tauchrohr ist die Entfernung des Eintrittsstrahls von der Badoberfläche (Region1) in dieser Versuchsgruppe bei ca.  $y = -105$  konstant. Der Aufprallbereich liegt bei allen drei Parametervariationen in einer Modellhöhe von  $y = -105$  mm bis  $y = -120$  mm, so dass bei den hier durchgeführten Versuchen die Änderung der Brammenbreite keinen nachweisbaren Einfluss auf die Lage dieses Bereiches hat. Demzufolge wird der Freistrahls mit zunehmender Brammenbreite durch das untere Rezirkulationsgebiet nach oben abgelenkt.

Nahe an der Badoberfläche in der Region 4 wurde die maximale Strömungsgeschwindigkeit von ca. 0,2 m/s bei der kleinsten Brammenbreite gemessen. Die maximale Geschwindigkeit in horizontaler Richtung beträgt ca. 0,2 m/s in der Region

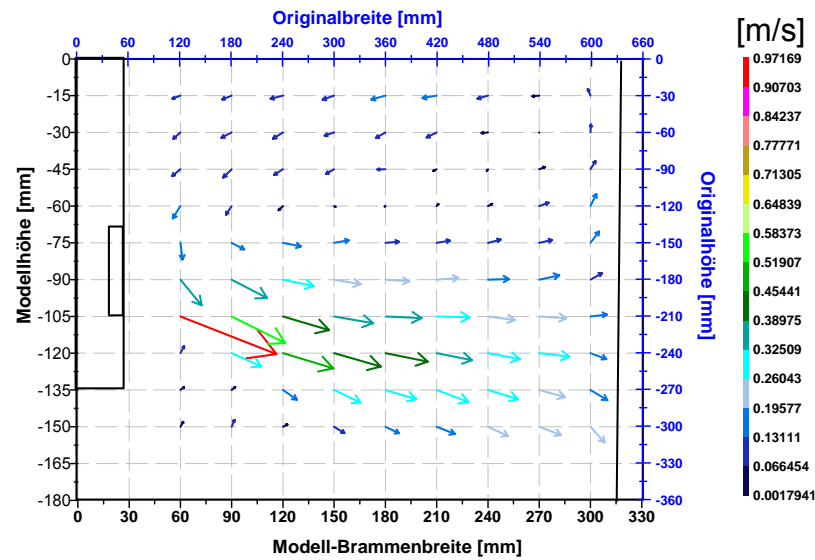
5 und ist unabhängig von der eingestellten Brammenbreite. In der Region 6 wurde die maximale Strömungsgeschwindigkeit von ca. 0,4 m/s bei dem größten Kokillenmodell mit 1550 mm gemessen. Der vertikale Abstand der maximal auftretenden Geschwindigkeiten in der Region 6 von der Badoberfläche liegt in dieser Versuchsgruppe bei ca.  $y = -75$  mm und ist von der eingestellten Brammenbreite unabhängig. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit beträgt ca. 0,26 m/s und wurde für die kleinste Brammenbreite (1050 mm) gemessen. Die Geschwindigkeitsvektoren zeigen dort stets zur Tauchrohraustrittsöffnung. Bei der Betrachtung der turbulenten kinetischen Energie der horizontalen und der vertikalen Geschwindigkeitskomponente fallen die nachfolgend dargestellten Unterschiede und Gemeinsamkeiten auf. Mit abnehmender Brammenbreite verringert sich der maximale Schwankungsanteil  $\overline{u'^2}$  in der x-Richtung, der in der Eintrittsregion 1 vor dem Tauchrohraustritt gemessen wurde, von ca.  $0,13 \text{ m}^2/\text{s}^2$  bis auf  $0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Der Neigungswinkel der Normalspannungsanteile entspricht in allen drei Fällen dem der Geschwindigkeitsvektoren. Der maximale Schwankungsanteil  $\overline{v'^2}$  in der y-Richtung wurde dort unabhängig von der eingestellten Brammenbreite in der Eintrittsregion mit ca.  $0,04 \text{ m}^2/\text{s}^2$  gemessen.

Der Reynolds'sche Spannungsanteil  $\overline{u'v'}$  variiert in dieser Versuchsgruppe zwischen  $0,0075 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und  $-0,0075 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Der Betrag dieses Schwankungsanteils ist im Vergleich zu den Normalspannungen ( $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  gemittelt) sehr gering. Es zeigt sich weiterhin, dass in der Region 1 stets eine Schubspannung vorliegt, die sowohl positiv als auch negativ sein kann. Das deutet auf eine Störung des turbulenten Eintrittsstrahls durch die Strömungszustände in den umliegenden Regionen hin.

a) LDA 17



b) LDA 9



c) LDA 3

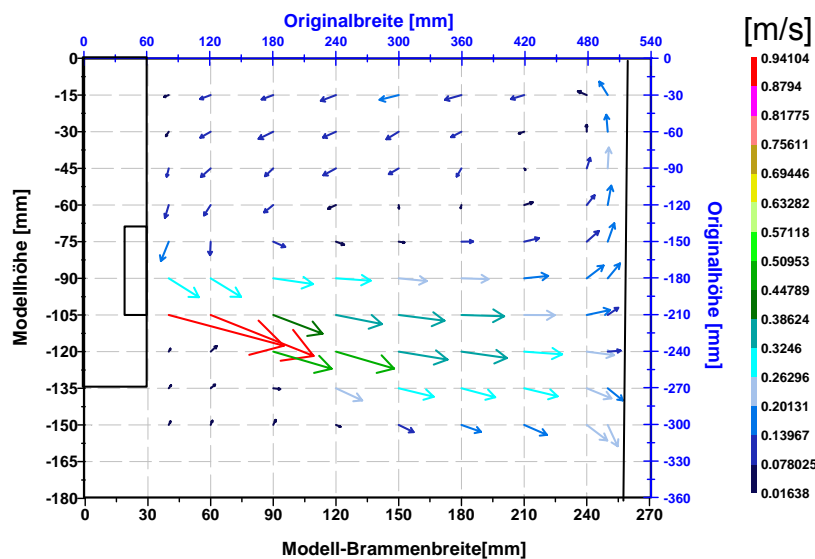
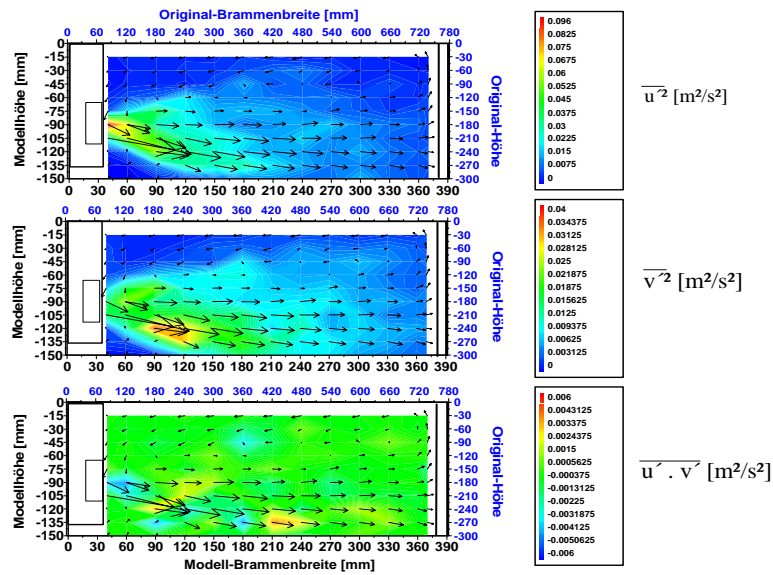
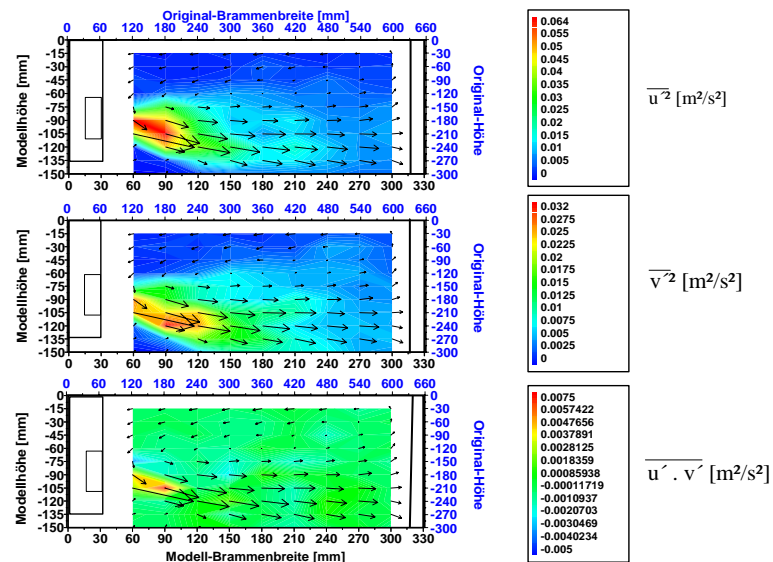


Abbildung 5-14: Darstellung der Geschwindigkeitsfelder für die Brammenbreiten a) 1550 mm b) 1300 c) 1050 mm; Konstante Betriebsparameter:  $Tr(konst.) = 140$  mm und  $v_{str}(konst.) = 0,8$  m/min

a) LDA 17



b) LDA 9



c) LDA 3

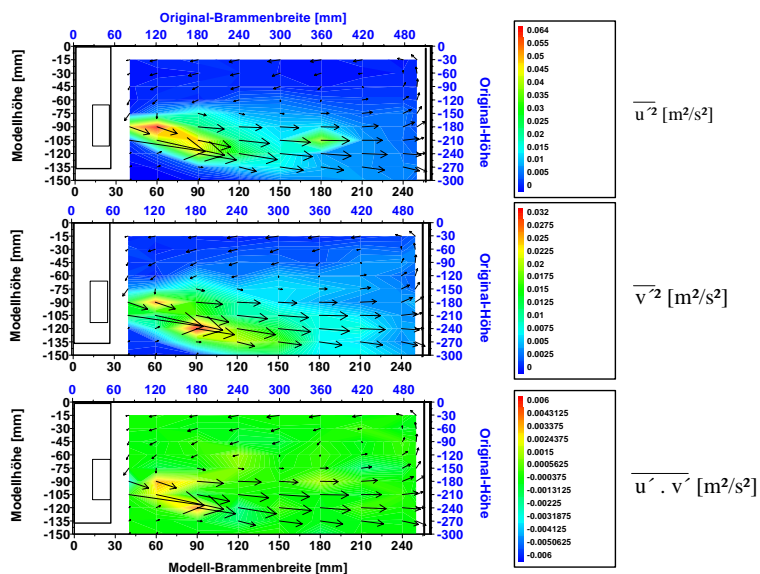


Abbildung 5-15: Darstellung der turbulenten Spannungskomponenten für die Brammenbreiten a) 1550 mm, b) 1300 mm c) 1050 mm; konstanter Betriebsparameter:  $Tr(konst.) = 140$  mm,  $v_{str}(konst.) = 0,8$  m/min



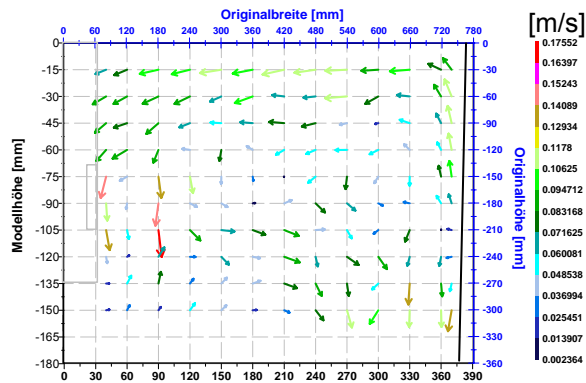
Vergleichbare Tendenzen resultieren aus den Messreihen LDA18 (Br = 1550 mm) und LDA4 (Br = 1050 mm), deren Strömungsfelder im Anhang A5-3 dargestellt sind. In dieser Versuchsgruppe wurden die Betriebsparameter Tauchrohreintauchtiefe mit 140 mm und die Strangabzugsgeschwindigkeit mit 1,4 m/min konstant gehalten.

**In der Ebene  $z = -30$**  wurden die Strömungszustände für die konstanten Betriebsparameter ( $Tr = 140$  mm,  $v_{str} = 0,8$  m/min) mit zunehmender Brammenbreite von 1050 mm (LDA24) über 1300 mm (LDA 29) auf 1550 mm (LDA33) untersucht. In den Abbildungen 5-16 -a) bis -c) sind die Geschwindigkeitsfelder untereinander mit abnehmender Brammenbreite dargestellt. Die Maximalgeschwindigkeiten, deren Beträge mit zunehmender Brammenbreite von ca. 0,13 bis 0,2 m/s ansteigen, treten in den drei Regionen, Badoberfläche (Region 5\*), Rückflusszone (Region 6\*) und in dem abwärts gerichteten Anteil der Strömung (Region 3\*) auf.

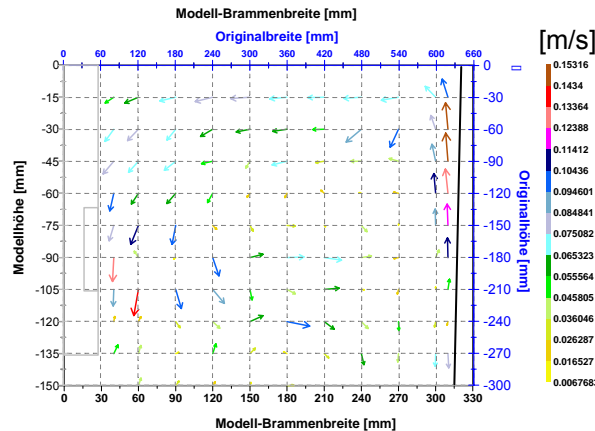
Wie die Diagramme im Anhang A5-3 für die einzelnen Versuchsreihen verdeutlichen, wurden in den badoberflächennahen Teilräumen (Region 5\*, Region 6\*) die höchsten MKE-Werte gemessen. Bei Erhöhung der Brammenbreite nimmt der maximale MKE-Wert in der Region 5\* von  $v \approx 0,007$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> bei der kleinsten Brammenbreite über  $v \approx 0,015$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> bis hin zu über  $v = 0,017$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> bei einer simulierten Brammenbreite von Br = 1550 mm zu. Durch die Verbreiterung der Kokille bei gleichzeitig konstant gehaltener Strangabzugsgeschwindigkeit erfolgt zwangsläufig eine Erhöhung des Gesamtvolumenstroms. Dies bedeutet, dass die Eintrittsgeschwindigkeit des Fluids durch die Tauchrohr Austrittsöffnung zunimmt. Die horizontale Ausbreitung des Bereichs mit relativ hohen MKE-Werte in der Region 5\* vergrößert sich von  $\Delta x \approx 90$  mm bis hin zu über  $\Delta x \approx 250$  mm mit steigender Brammenbreite. Die Geschwindigkeitsvektoren sind in dieser Zone mit einem relativ geringen Neigungswinkel von ca. 2° nach unten gerichtet. Der Aufprallbereich liegt bei allen drei Parametervariationen zwischen einer Modellhöhe von  $y = -105$  mm bis  $y = -120$  mm, so dass bei den hier durchgeführten Versuchen die Änderung der Brammenbreite keinen nachweisbaren Einfluss auf die Lage dieser Region hat. Die mittlere Geschwindigkeit der mittig zum Tauchrohr zurückfließenden Strömung in der Region 6 nimmt mit steigender Brammenbreite von  $v \approx 0,1$  m/s bei der kleinsten Brammenbreite über  $v \approx 0,13$  m/s bis hin zu über  $v = 0,15$  m/s zu. Die maximale Geschwindigkeiten in dieser Region wurden bei einem Abstand  $x = 40$  mm vom Tauchrohrmittelpunkt entfernt und einem Abstand von ca. 90 bis 105 mm unterhalb der ruhenden Badoberfläche gemessen. Ab dieser Modellhöhe nimmt die Strömungsgeschwindigkeit kontinuierlich ab, bis sie auf die von unten auf-

steigende breit aufgefächerte Rückströmung bei einer Modellhöhe von ca. 120 bis 135 mm in der Region 7 trifft.

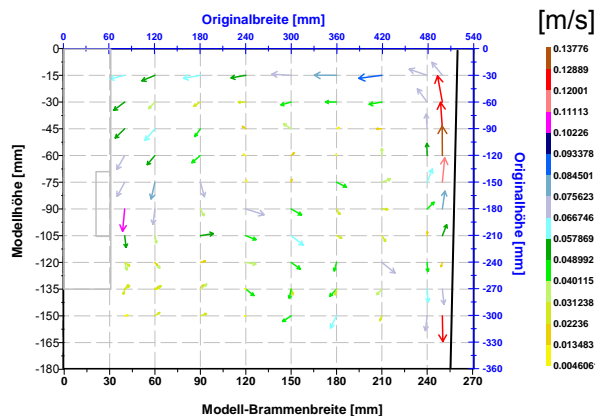
a) LDA33



b) LDA 29



c) LDA 24



**Abbildung 5-16: Darstellung der Geschwindigkeitsfelder in der Ebene  $z = -30$  mm für die Brammenbreiten a) 1550 mm, b) 1300 mm c) 1050 mm; konstanter Betriebsparameter  $Tr_{(konst.)}=140$  mm,  $V_{str(konst.)}=1,4$  m/min**

Abweichend zum Turbulenzverhalten in der Standardebene ( $z = 0$  mm) dominiert die turbulente kinetische Energie in den Regionen 1\* und 2\*, wo die Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zu denen im badoberflächennahen Bereich (Region 5\*) am geringsten sind (vgl. Abb. 5-5 und Abb. 5-10). Der Einfluss des austretenden turbulenten Strahls in der Ebene  $z = -30$  führt beispielsweise dazu, dass in der Region

1\* die höchsten Turbulenzwerte bei relativ geringen mittleren Geschwindigkeiten gemessen wurden. Die Turbulenzenergie stellt eine zusätzliche Information über die Strömung innerhalb des Modells dar und ist nicht redundant. Ein merklicher Einfluss der Brammenbreite auf die relative räumliche Ausdehnung der Geschwindigkeitsfluktuation in x- und y-Richtung konnte nicht festgestellt werden. Die maximale horizontale Normalspannung nimmt von ca.  $0,025 \text{ m}^2/\text{s}^2$  bei der Brammenbreite von 1550 mm auf ca.  $0,0175 \text{ m}^2/\text{s}^2$  bei einer Brammenbreite von 1050 mm ab. Analog hierzu nehmen die maximalen vertikalen Spannungskomponenten von  $0,0125 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf ca.  $0,008 \text{ m}^2/\text{s}^2$  mit der Verkleinerung der Brammenbreite ab. Die turbulenten Schubspannungen liegen zwischen  $0,003 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und  $-0,004 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und ändern sich unwesentlich in Abhängigkeit der Brammenbreitenvariation. Allgemein trifft die Aussage zu, dass mit steigender Brammenbreite die Extremwerte der Geschwindigkeiten und deren Schwankungen zunehmen. Die bisherige Betrachtung zeigt, dass die typischen Hauptmerkmale des Strömungsprofils erhalten bleiben, jedoch verändern sich die Verhältnisse in einzelnen Strömungsgebieten innerhalb der Kokille.

### 5.3.2 Einfluss der Strangabzugsgeschwindigkeit

Simuliert wurden Originalabzugsgeschwindigkeiten von  $v_{\text{str}} = 0,8 \text{ m/min}$ ,  $1,1 \text{ m/min}$  und  $1,4 \text{ m/min}$ . Die Messreihen LDA-17 und -18 in der Ebene  $z = 0 \text{ mm}$  bzw. LDA-34 und -35 in der Ebene  $z = -30 \text{ mm}$  beschreiben den Einfluss einer steigenden Strangabzugsgeschwindigkeit von  $0,8 \text{ m/min}$  auf  $1,4 \text{ m/min}$  auf die Strömung innerhalb der Modellkokille. Die Betriebsparameter Tauchrohreintauchtiefe ( $Tr = 140 \text{ mm}$ ) und Brammenbreite ( $Br = 1550 \text{ mm}$ ) wurden konstant gehalten.

**In der Ebene  $z = 0$**  sind die Geschwindigkeitsprofile dieser Versuchsreihen bereits in den Abbildungen 5-1 und 5-14a dargestellt. Der Hauptunterschied zwischen den einzelnen Einstellungen liegt in der erwarteten Zunahme der Strömungsgeschwindigkeiten in der gesamten Kokille. Eine höhere Strangabzugsgeschwindigkeit bedeutet einen höheren Gesamtvolumenstrom und damit eine höhere Eintrittsgeschwindigkeit des Fluids in die Kokille. Bei der oben dargestellten konstanten Brammenbreite von 1550 mm nehmen die Strömungsgeschwindigkeiten mit dem Anstieg der Strangabzugsgeschwindigkeit von  $0,8 \text{ m/min}$  auf  $1,4 \text{ m/min}$  zu. Diese Zunahme beträgt über 48%-Punkte. Bei einer konstanten Brammenbreite von 1050 mm hingegen nehmen die Strömungsgeschwindigkeiten (LDA3, -4) um über 33%-Punkte zu der niedrigsten

zu. Das Strömungsprofil und die Lage der Hauptmerkmale ändern sich hingegen nur unwesentlich. Die Lage des Aufprallbereichs liegt bei allen Einstellungen unverändert bei einer Modellhöhe von  $y = -105$  mm. Auch die Höhe des Zusammentreffpunktes (Region 7) ist mit  $y \approx -120$  mm bei allen Versuchen nahezu identisch. In der Gesamtheit des Strömungsprofils lässt sich allerdings keine Tendenz einer Veränderung in Abhängigkeit von der Strangabzugsgeschwindigkeit feststellen. Mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit nehmen die Schwankungsanteile zu. Die einzelnen Schwankungsanteile sind im Anhang A5-3 beigefügt. Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeiten steigt auch die Reynoldszahl der Strömung an, so dass eine Zunahme des Turbulenzgrades und der kinetischen Turbulenzenergie erfolgt. Das großräumige Profil der kinetischen Turbulenzenergie ändert sich jedoch, abgesehen von der allgemeinen Erhöhung der Energiewerte, nicht. Das ist übereinstimmend mit den zuvor erläuterten Aussagen, dass die Strömungsfelder der Freistrahlen einander ähnlich sind.

Sowohl bei der horizontalen als auch bei der vertikalen Komponente lässt sich ein deutlicher Anstieg des Schwankungsanteils bei ansteigender Strangabzugsgeschwindigkeit beobachten. Die Normalspannung in der x-Richtung nimmt jedoch sowohl betragsmäßig als auch in ihrer Ausdehnung stärker zu als die Normalspannung in der y-Richtung. Zusammenfassend nimmt die maximale turbulente kinetische Energie von ca.  $0,07$  auf ca.  $0,14 \text{ m}^2/\text{s}^2$  zu. An der Badoberfläche, in der die horizontale Geschwindigkeitskomponente überwiegt, sind auch die kinetischen Turbulenzenergien der horizontalen Komponente stärker ausgeprägt als diejenigen der vertikalen. Dort nimmt die turbulente kinetische Energie von  $0,001 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf  $0,01 \text{ m}^2/\text{s}^2$  zu. Die turbulente Schubspannung nimmt ebenfalls mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit zu und verdoppelt sich fast.

**In der Ebene  $z = -30$**  nehmen sowohl die Beträge der Geschwindigkeitskomponenten als auch deren Fluktuationsanteile mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit zu. In der Messreihe LDA33 und-35 (Abb. 5-5 bzw. 5-13a) erhöhen sich die Maximalwerte von  $0,18 \text{ m/s}$  auf  $0,26 \text{ m/s}$  bei einem Anstieg der Strangabzugsgeschwindigkeit von  $0,8 \text{ m/min}$  auf  $1,4 \text{ m/min}$ . An der Badoberfläche (Region 5\*) nimmt die horizontale Geschwindigkeitskomponente von ca.  $0,1 \text{ m/s}$  auf ca.  $0,2 \text{ m/s}$  mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit wie in der Ebene  $z = 0$  zu. Es zeigt sich, dass sich die räumliche Verteilung der höchsten MKE-Werte in der Region 5\* mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit sowohl in horizontale als auch in vertikaler

Richtung ausdehnt. Die maximale turbulente kinetische Energie verdoppelt sich fast von  $0,015 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf  $0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und liegt in den Regionen 1\* und 2\* vor.

### 5.3.3 Einfluss der Tauchrohreintauchtiefe

Der Einfluss der Tauchrohreintauchtiefe auf die Strömungsverhältnisse innerhalb der Modellkokille wird durch die Versuchsreihe LDA 01, 02, 04 in der Ebene  $z = 0 \text{ mm}$  bzw. LDA 20, 22, 25 in der Ebene  $z = -30 \text{ mm}$  verdeutlicht, jeweils geordnet nach steigender Eintauchtiefe. Untersucht wurden die simulierten Originaleintauchtiefen  $Tr = 100 \text{ mm}$ ,  $120 \text{ mm}$  und  $140 \text{ mm}$ . Die Prozessparameter  $Br = 1050 \text{ mm}$  und  $v_{\text{str}} = 1,4 \text{ m/min}$  wurde bei der Kombination dieser Versuchsreihen konstant gehalten. Die zugehörigen Strömungsprofile sind dem Anhang A5-3 zu entnehmen.

Mit zunehmender Eintauchtiefe des Tauchrohres ist der Einfluss des Eintrittsstrahles in der Kokille deutlich nach unten verlagert. Die maximale gemessene Eintrittsgeschwindigkeit, die in dieser Versuchsreihe ca.  $1,2 \text{ m/s}$  beträgt, verlagert sich mit zunehmender Tauchrohreintauchtiefe von einer Modellhöhe  $y \approx -75 \text{ mm}$  über  $y \approx -105 \text{ mm}$  nach  $-120 \text{ mm}$  unterhalb der Badoberfläche. Der Aufprallbereich wandert daher an der rechten Kokillenschmalseite mit steigender Tauchrohreintauchtiefe von einer Modellhöhe  $y \approx -90 \text{ mm}$  über  $y \approx -105 \text{ mm}$  nach  $-120 \text{ mm}$  abwärts. Die abwärts gerichtete wandnahe Strömung (Bereich 3 und 4) etwas unterhalb dieser Region ist bei allen drei Einstellungen mit ca.  $0,4 \text{ m/s}$  Strömungsgeschwindigkeit ungefähr gleich schnell. Im oberflächennahen Bereich (Region 5) ist zwischen den eingestellten Eintauchtiefen kein wesentlicher Unterschied im Strömungsprofil zu erkennen. Die Strömung fließt bei beiden Einstellungen relativ gleichmäßig mit einem leicht nach unten gerichteten Winkel von ca.  $2^\circ$  unterhalb der Oberfläche zum Tauchrohr zurück. Die neben dem Tauchrohr abwärts fließende Strömung (Region 6) ist bei der Eintauchtiefe  $Tr = 140 \text{ mm}$  mit  $0,5 \text{ m/s}$  deutlich schneller. Die Lage der gemessenen maximalen Geschwindigkeit in dieser Region verlagert sich mit steigender Eintauchtiefe von  $y \approx -45 \text{ mm}$  über  $y \approx -60 \text{ mm}$  nach  $-70 \text{ mm}$  unterhalb der Badoberfläche. Eine geringere Tauchrohreintauchtiefe verursacht insbesondere eine kleinere Ausdehnung des oberen Rezirkulationsgebietes in den beiden Messebenen.

Der maximale gemessene Wert horizontaler Schwankungskomponente ist unabhängig von der eingestellten Tauchrohreintauchtiefe und beträgt zwischen  $0,2$

$\text{m}^2/\text{s}^2$  und  $0,25 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Der gemessene maximale Wert der Normalspannung in  $y$ -Richtung nimmt mit abnehmender Tauchrohreintauchtiefe von  $0,04 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf ca.  $0,065 \text{ m}^2/\text{s}^2$  zu. Diese Tendenz wurde auch bei den maximalen turbulenten Schubspannungen festgestellt, die von  $0,004 \text{ m}^2/\text{s}^2$  auf  $0,0075 \text{ m}^2/\text{s}^2$  zunehmen.

**In der Ebene  $z = -30$**  nimmt die maximal gemessene Geschwindigkeit an der Schmalseite mit abnehmender Tauchrohreintauchtiefe von ca.  $0,2 \text{ m/s}$  auf  $0,1 \text{ m/s}$  ab. Die Geschwindigkeitswerte ändern sich in den restlichen Regionen nicht wesentlich. Die Lage der gemessenen maximalen Geschwindigkeit in der Rückströmregion verlagert sich mit steigender Eintauchtiefe von  $y \approx -60 \text{ mm}$  nach  $-75 \text{ mm}$  unterhalb der Badoberfläche. Die maximalen turbulenten Spannungen wurden für die horizontale Geschwindigkeitskomponente gemessen und liegen in einem Bereich zwischen  $0,012 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und  $0,035 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Deren Lage verschiebt sich mit abnehmender Tauchrohreintauchtiefe ebenfalls nach oben. Beim Vergleich der jeweiligen Geschwindigkeitsprofile mit den entsprechenden Profilen der kinetischen Turbulenzenergien fällt auf, dass auch hier nicht von einer Tendenz in der Änderung des Geschwindigkeitsprofils auf eine Tendenz im Turbulenzprofil geschlossen werden kann. Die turbulente kinetische Energie stellt eine zusätzliche Information über die Strömung innerhalb des Modells dar und ist nicht redundant.

## 5.4 Die Ausbreitung des Freistrahles

Die Vermischung des Freistrahles mit der Umgebung ist aus praktischen und theoretischen Gründen von großer Bedeutung. Um die Phänomenologie des Freistrahles in der Kokille zu beschreiben, werden die Messungen in der Ebene  $z = 0$  zugrunde gelegt.

Charakteristische Größen des Freistrahles sind die Austrittsgeschwindigkeit des Strahls aus der Öffnung und die Größe der Öffnung, da diese den Gesamtimpuls des austretenden Freistrahles bestimmen. Beim Austritt aus der Düse löst sich die Strömung am Düsenrand ab und es bildet sich aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten zum umgebenden Fluid eine freie turbulente Scherschicht zum umgebenden Fluid aus [122]. Die Ausbreitung des Freistrahles hängt vom Umgebungsmedium und von der Geometrie der Austrittsöffnung ab. Die Grenzwerte der Austrittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von den eingestellten Betriebsparametern wurden im vorange-

gangenen Kapitel angegeben und diskutiert. Mit vorgegebenem Öffnungswinkel der Austrittsöffnungen im Tauchrohr von  $+25^\circ$  (positive y-Richtung) und der Strömungsverhältnisse ergibt sich ein tatsächlicher Austrittswinkel des Freistrahls zwischen  $-15^\circ$  und  $-20^\circ$  nach unten.

**Tabelle 5-2** Abhängigkeit des Strahlaustrittswinkels von der Tauchrohrgeometrie

Winkel der Tauchrohr- austrittsöffnung	Strahlaustrittswinkel	
	Gupta et al. [80]	Thomas et al. [71]
+30 (nach oben gerichtet)	-10,01	-10,5
+15	-16,99	-15,4
0	-22,67	-21,5
-15 (nach unten gerichtet)	-29,11	-28,3
-30	-34,34	-34

In der Tabelle 5-2 sind zum Vergleich die in der Literatur ermittelten Austrittswinkels des Strahls und der Winkel der Tauchrohraustrittsöffnung zusammengestellt.

Die meisten Daten, die in der Literatur hinsichtlich des Freistrahles vorliegen, beruhen auf idealisierten Modellen, die eine rotationssymmetrische Düse und insbesondere eine Ausströmung in ein ruhendes oder gleichförmig und stationär durchströmtes Medium voraussetzen. Diese Zustände liegen beim Austritt des Medium aus der Tauchrohraustrittsöffnung in die Kokille nicht vor. Im Rahmen dieser Arbeit ist der hydraulische Durchmesser  $D_h = 29$  mm der Tauchrohraustrittsöffnung, die sich nach Gleichung 5-2 errechnet, als Kenngröße der Austrittsfläche gewählt [131].

$$D_h = \frac{4 \cdot A}{U} \quad (5-2)$$

Mit A: Fläche der Austrittsöffnung

U: Umfang der Austrittsöffnung

Daraus ergeben sich beim Strahlaustritt Reynoldszahlen, die abhängig von den gemessenen Austrittsgeschwindigkeiten von 0,4 m/s bis 1,7 m/s zwischen 11600 und 49300 liegen.

Das grundsätzliche Ausbreitungsverhalten des turbulenten Freistrahles in der Kokille wird anhand des radialen Profils der normierten mittleren horizontalen Geschwindigkeitskomponenten mit zunehmendem axialen Längenverhältnis ( $x / D_h$ ) beschrieben

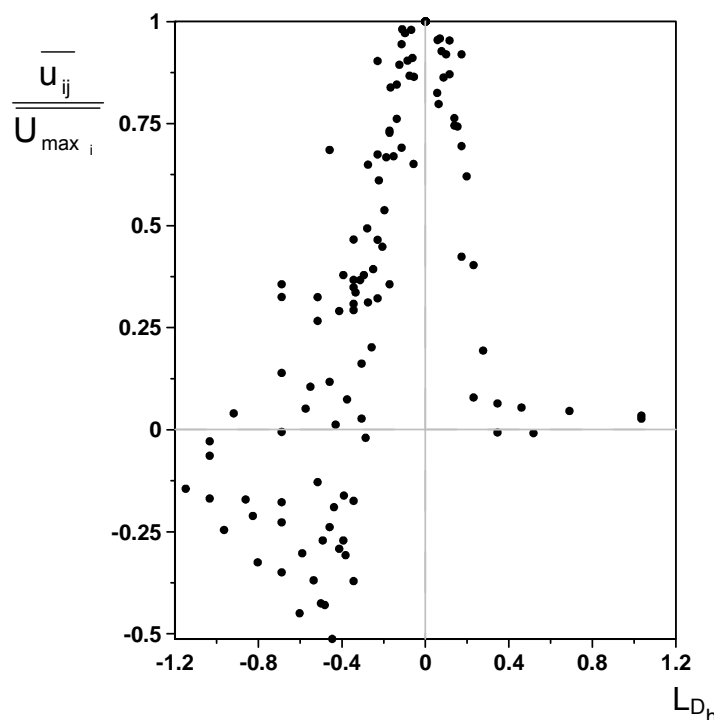
[60, 93, 132-134]. In Abbildung 5-17 ist das Verhältnis der örtlichen horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $u_{ij}$  zu der maximalen Axialgeschwindigkeit auf der Strahlenachse  $U_{\max_i}$  über der nach Gleichung 5-3 dimensionslosen Länge  $L_{D_h}$  für die axialen Längenverhältnisse von 0,69 bis 6,5 aufgetragen, wobei

$$L_{D_h} = \frac{y_{u_{\max,i}} - y_i}{D_h} \quad (5-3)$$

Mit  $i$ : Laufindex in Richtung der x-Achse

Gemäß der obigen Längendefinition beschreibt die negative Abszisse den Bereich oberhalb der Strahlenachse und die positive Abszisse den Bereich unterhalb der Strahlenachse.

Die in Abbildung 5-17 dargestellten Zusammenhänge können in zwei Teilgebiete unterteilt werden. Der Bereich mit dem negativen Vorzeichen der Geschwindigkeitsverhältnisse beschreibt das Strömungsverhalten im oberen Rezirkulationsgebiet.



**Abbildung 5-17: Verteilung der mittleren Horizontalgeschwindigkeiten im Kokillen-Modell für die Versuchsreihe LDA 17 (Br=1550 mm, Tr= 140 mm,  $v_{\text{str}}=0,8$  m/min)**

Der asymmetrische glockenförmige Verlauf der Messwerte im Diagramm charakterisiert das Ausbreitungsverhalten des Freistrahles in der Region 1. Dieser Verlauf



weist Abweichungen von den in der Literatur angegebenen Gaußkurven für Freistrahlen auf. Die Ursachen liegen u. a. darin begründet, dass in dem vorliegenden Untersuchungsbereich ( $0,7 < x / D_h < 6,5$ ) der Potentialkern und das Übergangsgebiet des Freistrahles eine dominierende Rolle spielen. Außerdem wird der Strahl durch die Strömungszustände im Umgebungsmedium, insbesondere im oberen und unteren Rezirkulationsgebiet, deutlich beeinflusst.

Das nach Gleichung 5-3 definierte Längenverhältnis eignet sich jedoch nicht, den Verlauf der Strahlausbreitung mit zunehmender Laufweite des Freistrahles darzustellen. Deshalb bezog Zijnen den vertikalen Abstand von der Strahlenachse  $y_{ij}$  auf die Laufweite des Freistrahles  $x_i$ . Die experimentellen Untersuchungen der planaren turbulenten Strahlen von Zijnen ergaben folgende Gleichung für die Geschwindigkeitsverteilung, in der die axiale Lauflänge zusätzlich berücksichtigt wurde [135]:

$$\frac{\overline{u_{ij}}}{\overline{U_{\max,i}}} = \exp[-a \cdot L_L] \quad (5-4)$$

Mit  $L_L = y_{ij}/x_i$

a: 70 – 75

j: Laufindex in Richtung der y-Achse

Um im Rahmen dieser Arbeit das Ausbreitungsverhalten des turbulenten Strahles an verschiedenen axialen Positionen (horizontalen Abständen zum Tauchrohr) untereinander zu vergleichen, wird folgende Definition der dimensionslosen Länge  $L_{x_{ij}}$  gewählt:

$$L_{x_{ij}} = \frac{y_{u_{\max,i}} - y_{ij}}{x_i} \quad (5-5)$$

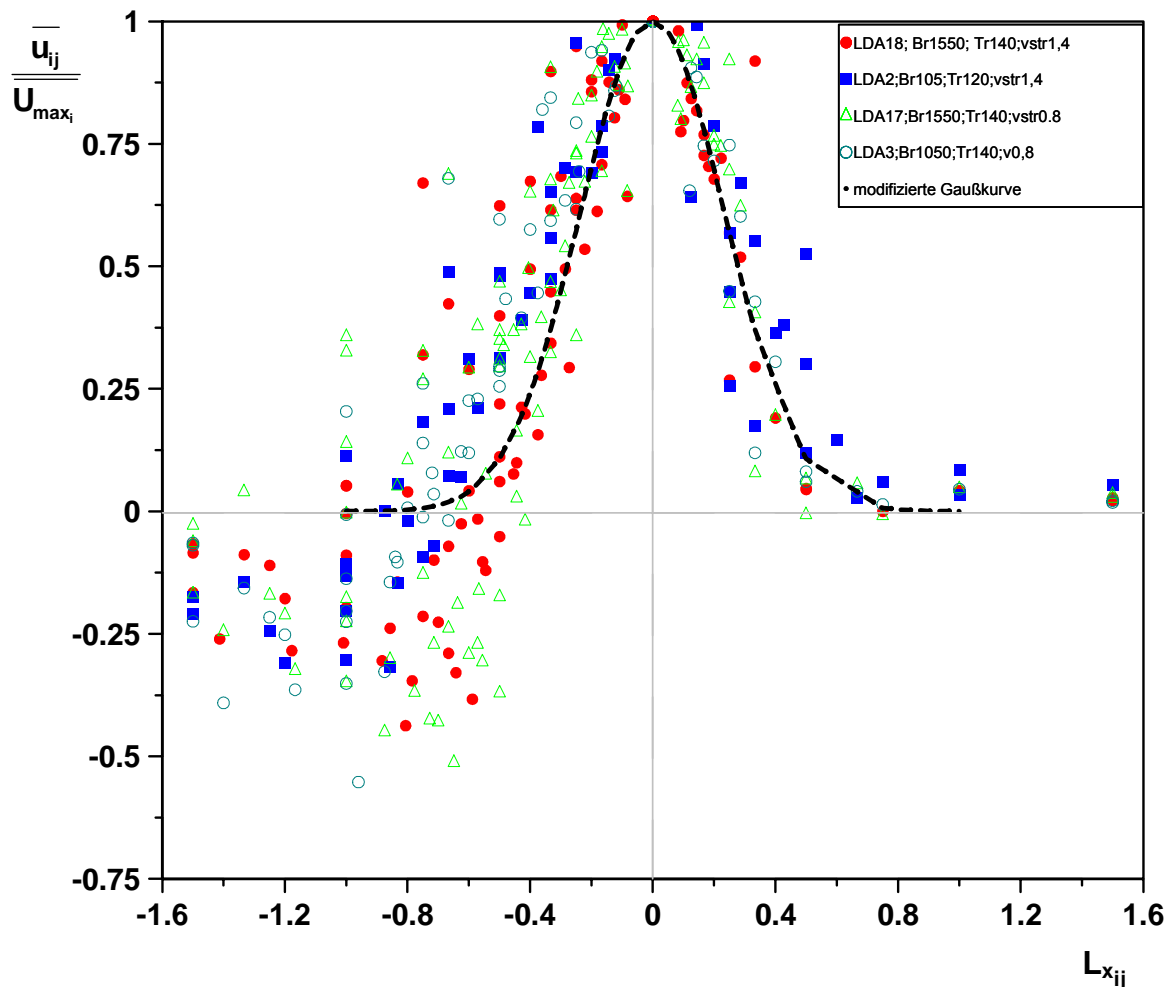
Mit  $y_{u_{\max,i}}$ : Abstand der Strahlenachse von der Badoberfläche

$y_{ij}$ : Abstand der Messposition von der Badoberfläche

$x_i$ : Abstand der Messposition vom Tauchrohr

Die Unterschiede zwischen dieser Längendefinition und den Literaturangaben erklären sich durch unterschiedlich gewählte Koordinatensysteme [93].

In Abbildung 5-18 sind die normierten Geschwindigkeiten über der nach Gleichung 5-5 definierten Länge aufgetragen.



**Abbildung 5-18: Verteilung der mittleren Horizontalgeschwindigkeiten in der Kokille ausgehend von der Tauchrohraustrittsöffnung bis zur Badoberfläche**

In dem oben dargestellten Diagramm sind die Daten aus mehreren Versuchsreihen mit unterschiedlichen Betriebsparametern aufgetragen. Wie bereits erwähnt, können die Bereiche der Strahlausbreitung und des oberen Rezirkulationsgebietes unterschieden werden. Wie in Abbildung 5-18 dargestellt, kann die Ausbreitung des Freistrahles in der Region 1, unabhängig von den eingestellten Betriebsparametern, durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Daraus geht die Selbstähnlichkeit der Strömungsprofile in dieser Zone hervor. Selbstähnlichkeit bedeutet in diesem Kontext, dass dimensionslos aufgetragene Geschwindigkeitsprofile für alle Punkte

des Strömungsfeldes auf einer Kurve vorliegen. Diese kann hier durch folgende modifizierte Gleichung, die den Messwerten angepasst wurde, dargestellt werden.

$$\frac{u}{U_m} = \exp \left[ -a \cdot \left( L_{x_{ij}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{Br_E}{H_E} \right)^2 \right] \quad (5-6)$$

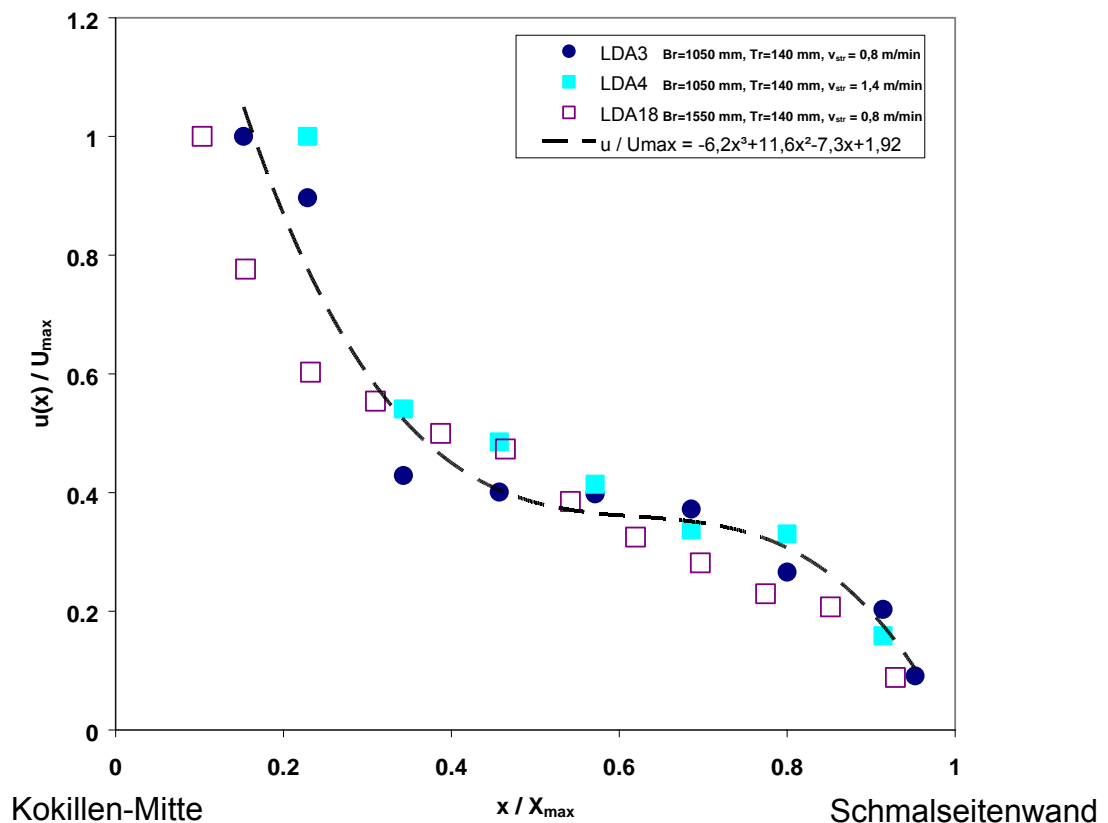
Mit  $Br_E$ : Breite der Eintrittsöffnung  
 $H_E$ : Höhe der Eintrittsöffnung  
 $a$ : 70  
 $L_{x_{ij}}$ : dimensionslose Länge nach Gl. 5-5

Eine Skalierung der Turbulenzprofile, wie es oben für die Geschwindigkeitsprofile des Freistrahles (Gl. 5-6) erörtert wurde, ist in der Kokille nicht möglich. Die Turbulenzprofile werden wesentlich von den Strömungsbedingungen in umgebenden Regionen beeinflusst. Das heißt z.B., dass der instationäre Austritt des Freistrahles aus der Tauchrohraustrittsöffnung sowie die Strömungszustände in den Regionen 6 und 7 das Turbulenzprofil des Freistrahles stören. Aus diesem Grund kann die Intensitätsverteilung der Horizontal- bzw. Vertikalkomponenten der Schwankungsgeschwindigkeit keiner erkennbaren Gesetzmäßigkeit folgen, wie es aus der Literatur bekannt ist [138].

### Strömungsverlauf entlang der Strahlachse

Um den Verlauf der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten entlang der Strahlachse für Messreihen mit unterschiedlich eingestellten Volumenströmen miteinander zu vergleichen, wurden diese mit den jeweiligen maximalen Ausströmgeschwindigkeiten  $U_{max}$  normiert. Diese sind in Abbildung 5-19 über dem Lauflängenverhältnis der Strahlachse zur eingestellten Brammenbreite ( $x_i / Br$ ) aufgetragen. In diesem Diagramm sind die Ergebnisse für zwei verschiedene Strangabzugsgeschwindigkeiten (0,8 und 1,4 m/min) und zwei verschiedene Brammenbreiten (1550 mm und 1050 mm) dargestellt. Mit zunehmendem Abstand vom Tauchrohr ( $x_i / X_{max} \rightarrow 1$ , mit  $X_{max}$  = Brammenhälfte) fällt die Horizontalgeschwindigkeit ab. Der steilste Abfall der normierten Geschwindigkeiten ist ab einem Längenverhältnis von ca. 0,85 festzustellen. In diesem Bereich wird der Freistrahle von der Schmalseite der Kokille beeinflusst. Ein

ähnliches Verhalten ergaben Untersuchungen von Rajartanam, der den Einfluss der Wand auf einen Freistrah ab einem Längenverhältnis größer als 0,86 feststellte [93]. In der Nähe des Tauchrohres, bei  $x / X_{\max}$  – Verhältnissen unterhalb von 0,3, differieren die axialen Strömungsprofile in der Ausströmregion. Diese Diskrepanz in der tauchrohrnahen Zone hängt mit dem eingestellten Volumenstrom sowie der Einfluss der umgebenden Regionen 6 und 7 zusammen.

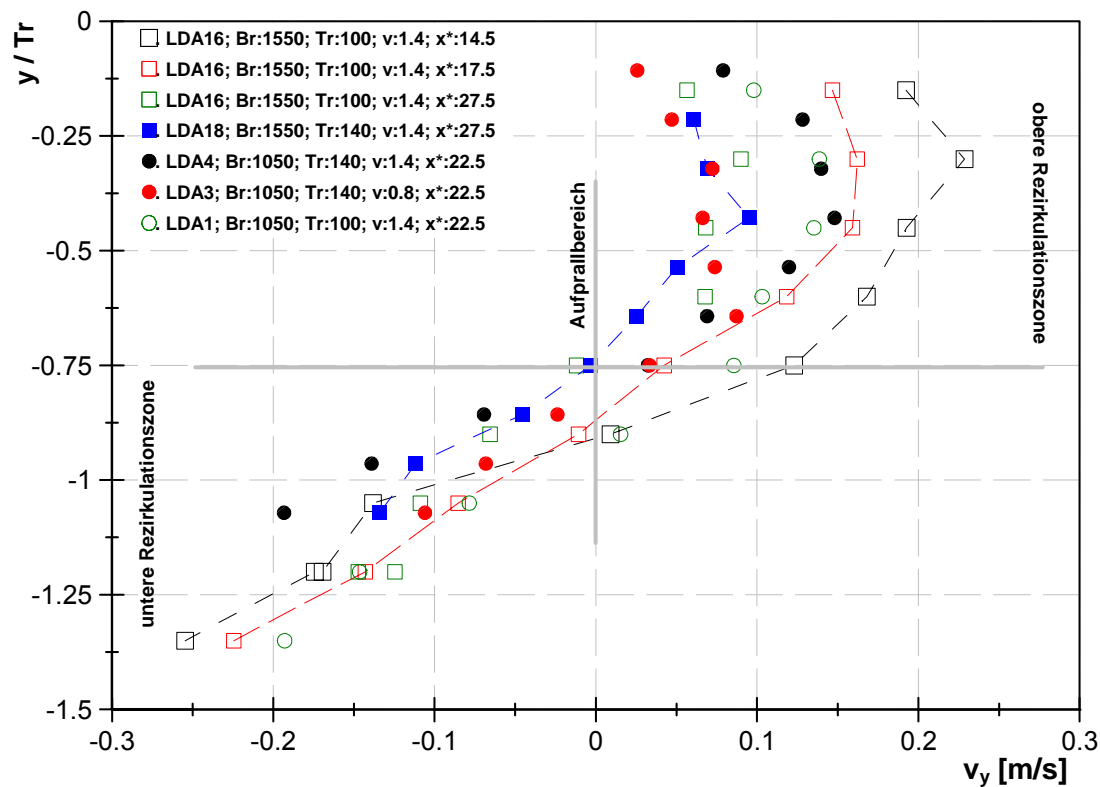


**Abbildung 5-19: Verlauf der Horizontalgeschwindigkeiten entlang der Freistrahachse in der Kokille für die Versuchsreihe LDA3 (Br = 1050 mm, Tr = 140 mm,  $v_{\text{str}} = 0,8$  m/min); LDA4 (Br = 1050 mm, Tr = 140 mm,  $v_{\text{str}} = 1,4$  m/min); LDA18 (Br = 1550 mm, Tr = 140 mm,  $v_{\text{str}} = 1,4$  m/min);**

### Strömungsverhalten an der Schmalseite

Um das Strömungsverhalten entlang der Schmalseite näher zu beschreiben, ist in Abbildung 5-20 die mit der Tauchrohreintauchtiefe normierte Entfernung von der Badoberfläche  $y / Tr$  über der gemessenen vertikalen Geschwindigkeitskomponente  $v$  für mehrere Versuchsreihen aufgetragen.

Der Aufprallbereich (Region 2) ist dadurch gekennzeichnet, dass dort auch die vertikalen Geschwindigkeiten gegen Null streben. Die vertikalen Geschwindigkeitswerte an der Schmalseite haben in der oberen Rezirkulationszone (Region 4) positives bzw. negatives Vorzeichen in der unteren Rezirkulationszone (Region 3).



**Abbildung 5-20: Verlauf der vertikalen Geschwindigkeitskomponente entlang der Schmalseite bei unterschiedlich eingestellten Betriebsparameter;  $x^*$ : Abstand von der Schmalseite in mm**

Mit zunehmendem Abstand von der Badoberfläche erhöht sich der Betrag der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im unteren Rezirkulationsgebiet (Region 3). Die nach oben gerichtete Strömungsgeschwindigkeit steigt zunächst in der oberen Rezirkulationszone an der Schmalseite an. Mit abnehmender Entfernung zur Schmalseite von 27,5 mm bis 14,5 mm nimmt die Vertikalgeschwindigkeit  $v_y$  im oberen Rezirkulationsgebiet zu (offene quadratische Punkte). Abhängig von den eingestellten Betriebsparametern verringert sich die Geschwindigkeit in Richtung der Badoberfläche ab einem  $y / Tr$  –Verhältnis größer als -0,25. Bei sonst konstanten Betriebsparametern steigen die Geschwindigkeitswerte  $v_y$  in der Region 4 mit abnehmender Brammenbreite bzw. zunehmender Strangabzugsgeschwindigkeit. Die Verstellung der Tauchrohreintauchtiefe beeinflusst zwar die Lage des Aufprallbereiches, sie hat jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die vertikalen Geschwindigkeitswerte  $v_y$ .

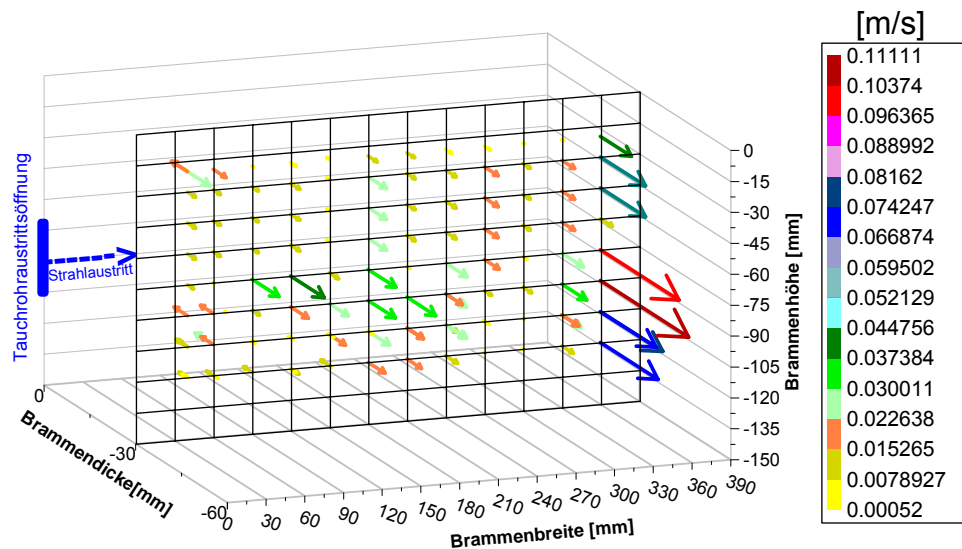
## 5.5 Strömungskomponente in z-Richtung

Durch die im Medium befindlichen Tracer-Partikel werden die Laserlichtsignale mit zunehmender Lauflänge stärker gestreut bzw. abgeschwächt. Aufgrund dieser abnehmenden Signalqualität der Messanordnung sind die Zeitintervalle zur Erfassung der 200 Geschwindigkeitsdaten an verschiedenen Messpositionen nicht konstant. Sie erhöhen sich von ca. 2 Minuten unmittelbar an der Schmalseite bis auf 10 Minuten am Tauchrohr. Die unterschiedlichen Messzeiten führen zu unterschiedlichen Bias-Fehlern, die im Rahmen dieser Arbeit jedoch vernachlässigt werden. Durch die einseitig gewichteten Geschwindigkeitsinformationen (biasing) können sich durch die Anzahlmittelung Geschwindigkeitswerte ergeben, die über den wirklichen, zeitgemittelten Werten liegen [139]. In der experimentellen Arbeit von Adams et al. wird jedoch nachgewiesen, dass die „biasing“-Effekte vernachlässigbar sind [148]. Auch die eingebrachten Seitenwände zur Verkleinerung der Brammenbreite verschlechterten die Signalraten erheblich, deshalb wurde die Brammenbreite als Betriebsparameter bei 1550 mm bei diesen Messungen konstant gehalten und nicht verkleinert. Die Betriebsparameter Tauchrohreintauchtiefe und Strangabzugsgeschwindigkeit wurden wie folgt variiert:

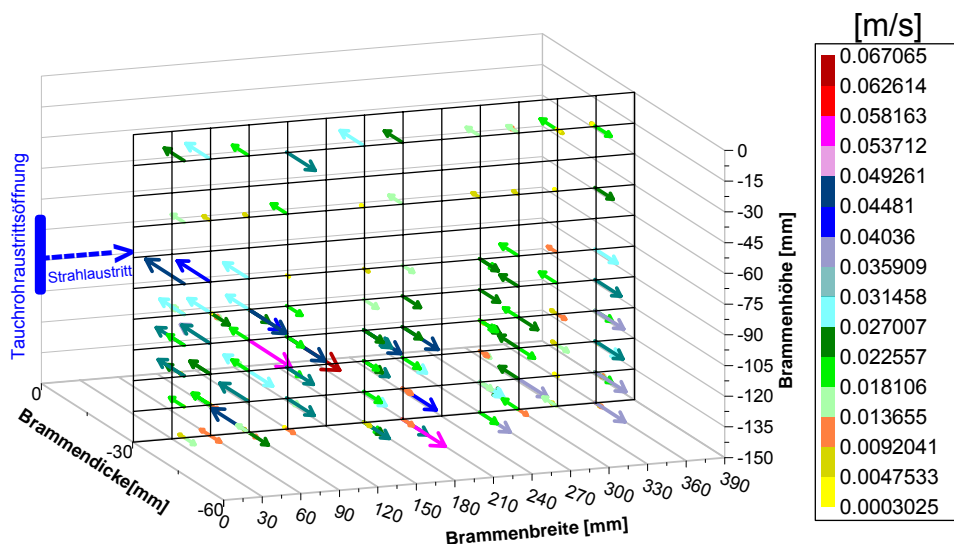
- Strangabzugsgeschwindigkeit: 1,1 m/min und 1,4 m/min
- Tauchrohreintauchtiefe: 120 mm und 140 mm

Zur näheren Untersuchung des räumlichen Strömungsverhaltens erfolgen die Messungen in der Ebene  $z = -30$  mm. In der Versuchsreihe LDA-z4 werden zusätzlich die spiegelsymmetrischen Geschwindigkeitsfelder, d.h. in der Ebene  $z = +30$  mm, gemessen. Im Anhang 5-4 sind die Messreihen mit den entsprechenden Betriebsparametern tabellarisch zusammengefasst. Die Ergebnisse werden getrennt von den beiden anderen Geschwindigkeitskomponenten behandelt, um den Einfluss der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung auf das dreidimensionale Strömungsfeld detaillierter darzustellen. Die Geschwindigkeitsfelder der Messreihen LDA-z1 und LDA-z3 mit den beiden differierenden Strangabzugsgeschwindigkeiten bei konstanter Tauchrohreintauchtiefe von  $T_r = 140$  mm sind in den Abbildungen 5-21 und -22 dargestellt. Auf der Abszisse ist die Entfernung von der Tauchrohrmitte bis zur Schmalseite (x-Achse) bzw. die Brammendicke ausgehend von der Tauchrohrmitte bis zur Breitseite (z-Achse) für ein Viertel der Kokille aufgetragen. Auf der Ordinate ist die Entfernung von der Badoberfläche (y-Achse) abzulesen. Die Tauchrohraustrittsöff-

nung bzw. Strahlaustrittsrichtung sind schematisch auf der linken Seite der Abbildungen gekennzeichnet. Die Geschwindigkeitswerte in der Region 7\* um das Tauchrohr, die bis ca. 60 mm axial von der Tauchrohröffnung entfernt sind, liegen zwischen 0,02 m/s und 0,05 m/s. Die Geschwindigkeitsvektoren in dieser Zone zeigen in Richtung der Strahlaustrittsebene.



**Abbildung 5-21: Darstellung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Schmalseite für die Versuchsreihe LDA-z1 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 140 mm;  $v_{str} = 1,4$  m/min)**

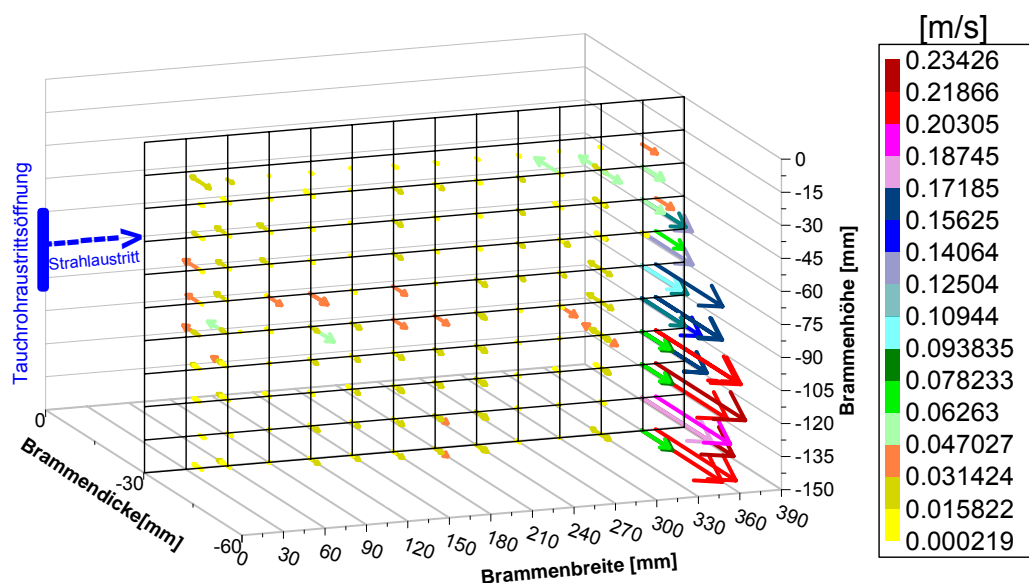


**Abbildung 5-22: Darstellung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Schmalseite für die Versuchsreihe LDA-z3 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 140 mm;  $v_{str} = 1,1$  m/min)**

Im Aufprallbereich (Region 2\*) werden maximale Geschwindigkeitswerte bis ca. 0,12 m/s gemessen; deren Richtungsvektoren zeigen zur Brammenbreite hin. Mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit von 1,1 m/min auf 1,4 m/min nehmen die Tangentialgeschwindigkeiten (Geschwindigkeiten in Richtung der z-Achse) um den Faktor 2 im Aufprallbereich zu. Die Ausbreitung des Freistrahles, ausgehend von der Tauchrohraustrittsebene, lässt sich tendenziell aufgrund der Geschwindigkeitsvektoren, die aus dieser Ebene heraus zur Brammenbreite zeigen, feststellen. Tendenziell ist in der Region 1\* die Ausbreitung des Freistrahles, aufgrund der zur Modellbreite gerichteten Geschwindigkeitsvektoren, zu erkennen. In den weiteren Teilräumen ist das Strömungsfeld instationär.

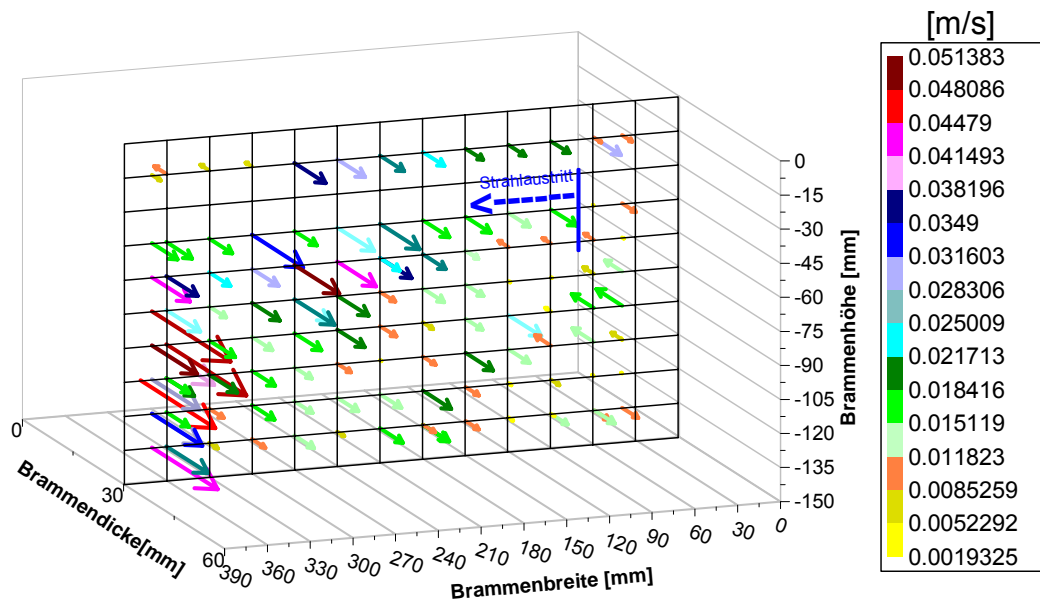
Abbildung 5-23 stellt die Strömungsfelder für die Messreihe LDA-z2 mit weiteren Messpositionen, die näher zur Schmalseite (Abstand von der Schmalseite ca.  $\Delta x=10$  mm) sind, dar. Das dargestellte Geschwindigkeitsfeld verdeutlicht, dass die Geschwindigkeitswerte sich bis auf das Zweifache mit steigender Annäherung an die Schmalseite von 360 mm auf 378 mm, d.h. direkt vor dem Aufprall, erhöhen.

In Abbildung 5-24 sind die Geschwindigkeitsfelder in der Ebene  $z = +30$  mm dargestellt. Abweichend ist die Tauchrohraustrittsöffnung bzw. die Strahlaustrittsrichtung für diese Versuchsreihe (LDA-z4) auf der rechten Bildseite erkennbar. Diese liefern vergleichbare Tendenzen der Strömungsprofile.



**Abbildung 5-23: Darstellung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Schmalseite für die Versuchsreihe LDA-z2 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 120 mm;  $v_{str} = 1,1$  m/min)**



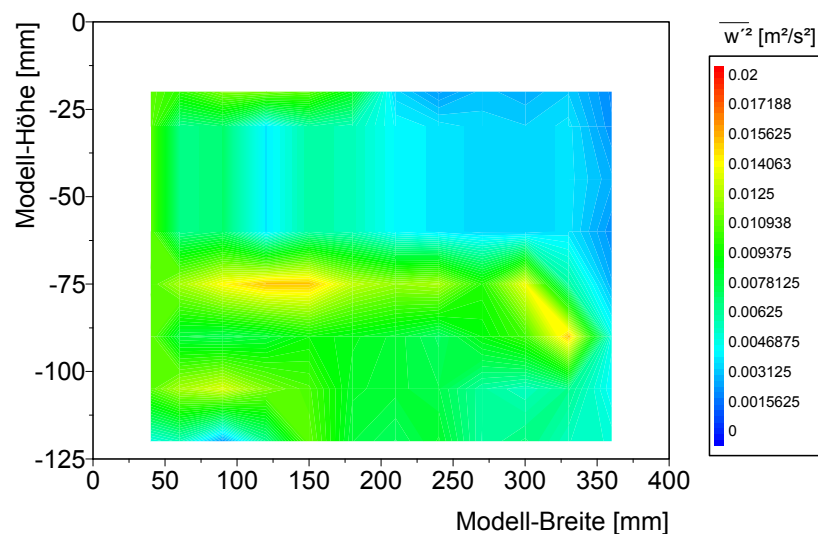


**Abbildung 5-24: Darstellung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Schmalseite für die Versuchsreihe LDA-z4 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 120 mm;  $v_{\text{str}} = 1,1$  m/min)**

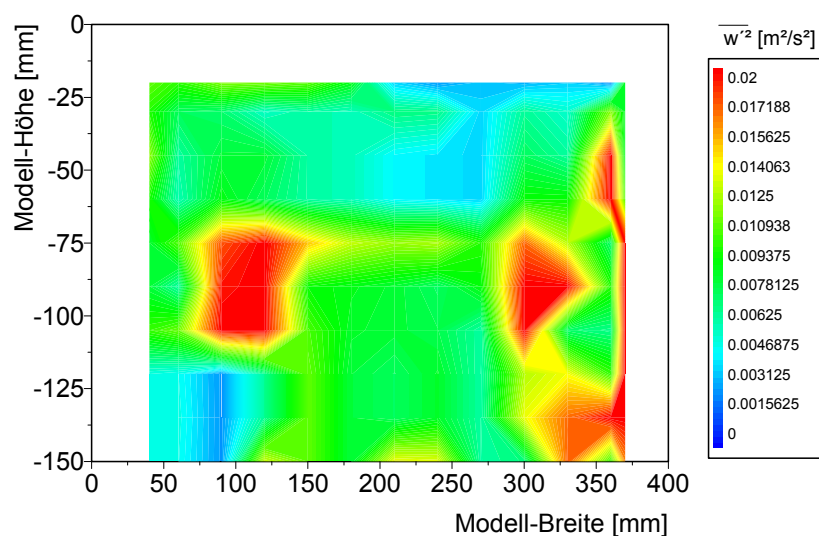
Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass hinsichtlich ihres Geschwindigkeitsverhaltens die Regionen 7\* und 2\* im Rahmen der durchgeführten Messungen konsistent sind. In der Region 7\* sind die Geschwindigkeitsvektoren zum Tauchrohr hin und in der Aufprallregion (Region 2\*) entgegengesetzt dazu gerichtet.

Die Verteilung der mittleren quadratischen Schwankungen der tangentialen Geschwindigkeiten ( $w'^2$ ) sind als Flächendiagramme in den Abbildungen 5-25 bis 5-28 dargestellt. Darin sind die skalaren Größen der gemittelten Schwankungen farblich kodiert in den gemessenen Ebenen aufgetragen. Wie die Ergebnisse der Versuchsreihe LDA-z2 mit zusätzlichen Messpunkten nahe an der Schmalseite zeigen, wurden dort die höchsten Schwankungswerte in der z-Komponente gemessen. Aus den dargestellten Turbulenzfeldern unter verschiedenen Strangabzugsgeschwindigkeiten ist zu erkennen, dass die Maximalwerte (über  $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) der gemittelten quadratischen Schwankungen nicht in bestimmten Region auftreten, sie treten in der Aufprallregion und deren unmittelbarer Umgebung (s. Abb. 5-26), vor dem Tauchrohr an der Badoberfläche (s. Abb. 5-27) und in der Höhe der Tauchrohraustrittsöffnung (s. Abb. 5-28) auf. Im Vergleich zu den maximalen Normalspannungskomponenten in x- bzw. y-Richtung für beiden gemessenen Ebenen  $z = 0 \text{ mm}$  und  $z = -30 \text{ mm}$  (s. Abb. 5-8 und Abb. 5-9) sind die turbulenten Spannungskomponenten in z-Richtung geringer. Die lokalen Beträge der Normalspannungskomponente in z-Richtung liegen vor

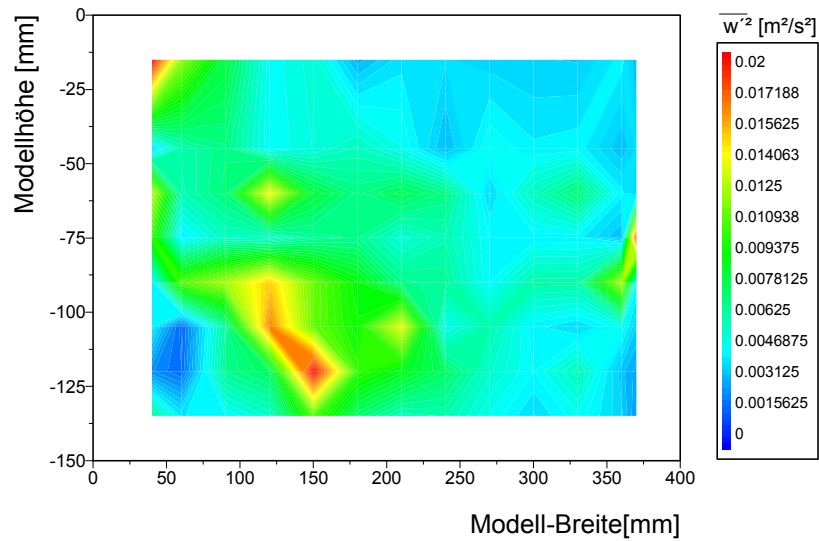
dem Tauchrohr an der Badoberfläche zwischen  $0,01 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und  $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Sie sind deutlich höher als die Beträge der Normalspannungskomponenten in x- bzw. y-Richtung in dieser Region (vgl. Abbildungen 5-25 bis 5-28 mit Abb. 5-8 und Abb. 5-9). Aus den Abbildungen 5-25 und 5-26 ist weiterhin zu erkennen, dass in einem Abstand zwischen 60 mm und 90 mm von der Aufprallzone ein Anstieg der turbulenten Spannungskomponente in der z-Richtung gemessen wurde. Dies deutet darauf hin, dass die Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung zwischen der Aufprall- (Region 2\*) und Freistrahlnzone (Region 1\*) drallbehaftet ist.



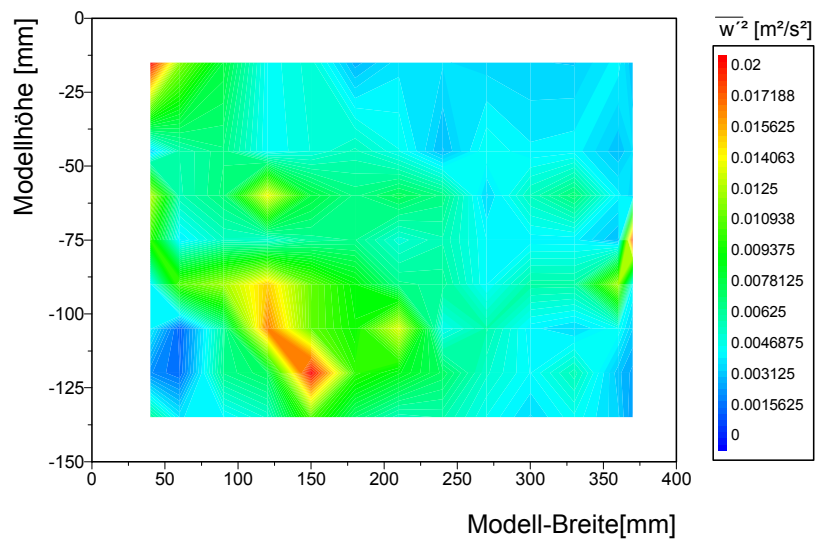
**Abbildung 5-25:** Darstellung der Normalspannungskomponente in z-Richtung für die Messreihe LDA-z1 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 140 mm;  $v_{\text{str}} = 1,4 \text{ m/min}$ )



**Abbildung 5-26:** Darstellung der Normalspannungskomponente in z-Richtung für die Messreihe LDA-z2 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 120 mm;  $v_{\text{str}} = 1,1 \text{ m/min}$ )



**Abbildung 5-27:** Darstellung der Normalspannungskomponente in z-Richtung für die Messreihe LDA-z3 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 140 mm;  $v_{\text{str}} = 1,1$  m/min)

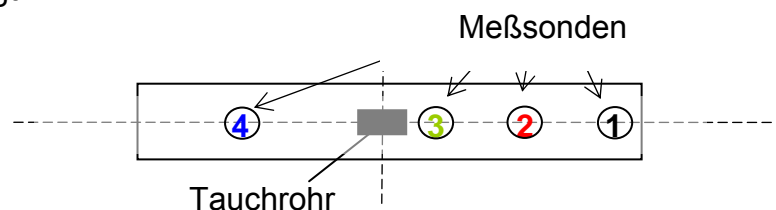


**Abbildung 5-28:** Darstellung der Normalspannungskomponente in z-Richtung für die Messreihe LDA-z4 (Betriebsparameter: Br = 1550 mm, Tr = 120 mm;  $v_{\text{str}} = 1,1$  m/min)

## 6 Untersuchungen zur Bewegung der Badoberfläche

### 6.1 Durchführung und Umfang der Versuche

Die Fluktuation an der Badoberfläche ist mit den Einstellgrößen der drei Betriebsparameter Brammenbreite, Tauchrohreintauchtiefe und Strangabzugsgeschwindigkeit gekoppelt. Um das Verhalten der Badoberflächebewegung in Abhängigkeit von diesen Einflussgrößen zu ermitteln, werden alle Parameter, bis auf einen, konstant gehalten und dieser eine, wie bei den LDA-Untersuchungen, variiert. Dabei wurden die in der Praxis üblichen Grenzen der Strangabzugsgeschwindigkeit überschritten, um deren Einfluss deutlicher zu zeigen. Es wurden Strangabzugsgeschwindigkeit von  $v_{\text{str}} = 0,8 \text{ m/min}$  bis zu  $v_{\text{str}} = 2,3 \text{ m/min}$  untersucht. Tabelle A5-3 im Anhang zeigt einen Überblick über die durchgeführten Untersuchungen mit den entsprechenden Parametervariationen. Entsprechend der Erläuterungen in Kapitel 3 wurden die Messsonden an vier Stellen positioniert, wie in Abbildung 6-1 dargestellt. Das Nullniveau des Badspiegels bei unbewegter Oberfläche wird bei bewegter Oberfläche sowohl über- als auch unterschritten. Daher wurden die Messsonden, die einen Messbereich von 16 mm haben, entsprechend deren Positionierung zunächst teilweise in das Medium eingetaucht, um die Amplitudenhöhe der Badoberfläche in diesem Messintervall zu erfassen. Diese vertikale Positionierung wurde bei den Auswertungen berücksichtigt.



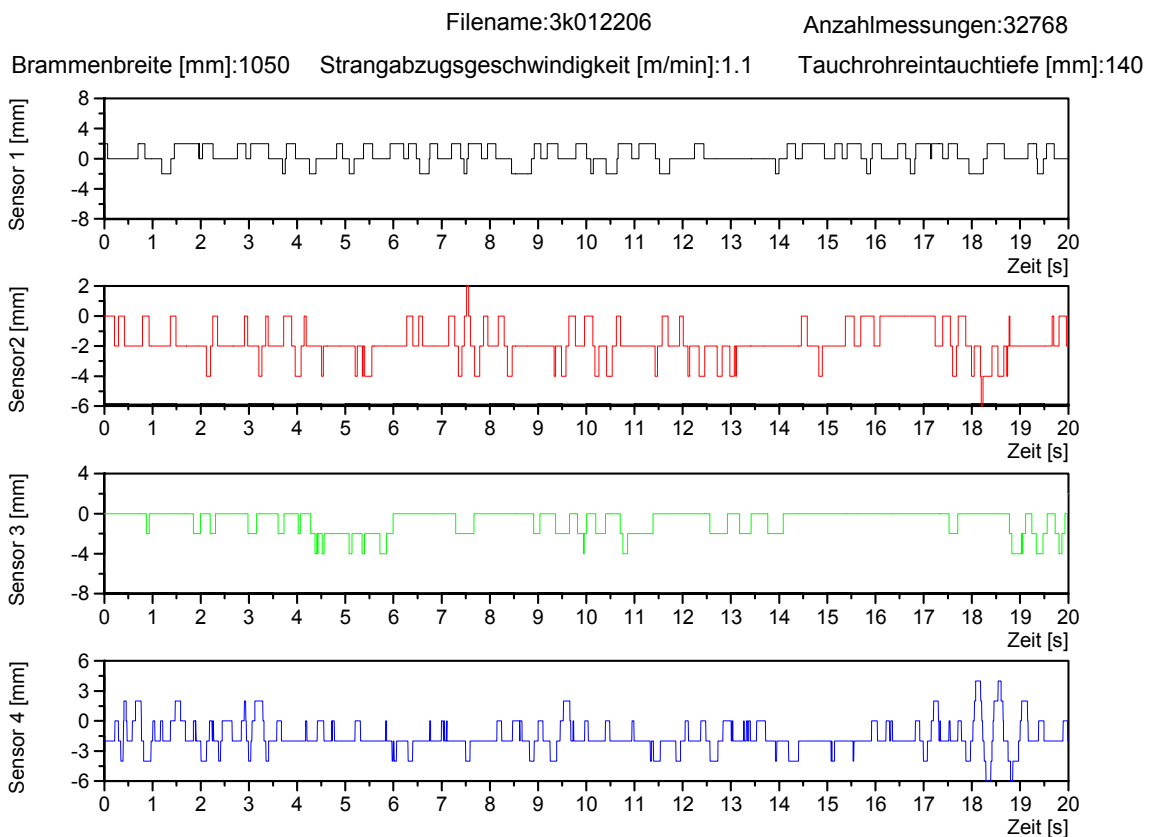
**Abbildung 6-1: Aufsicht auf die Kokillenoberfläche mit den Positionen der Messsonden**

Als Ähnlichkeitskriterium zwischen dem Kaltmodell und der Stranggießkokille wurde im Rahmen dieser Arbeit, wie bereits in Kapitel 2 dargelegt, die konstante Fr-Zahl gewählt. Der Einfluss der Oberflächenspannung auf die Wellenbildung, die gemäß einer Kräftebilanzierung erst ab einer Wirbelgröße kleiner als 11 mm (bzw. 18 mm für flüssigen Stahl) die der hydrostatischen Kraft überwiegt, wird vernachlässigt [97]. Es bleibt zu beachten, dass aufgrund sehr großer physikalischer Unterschiede zwischen

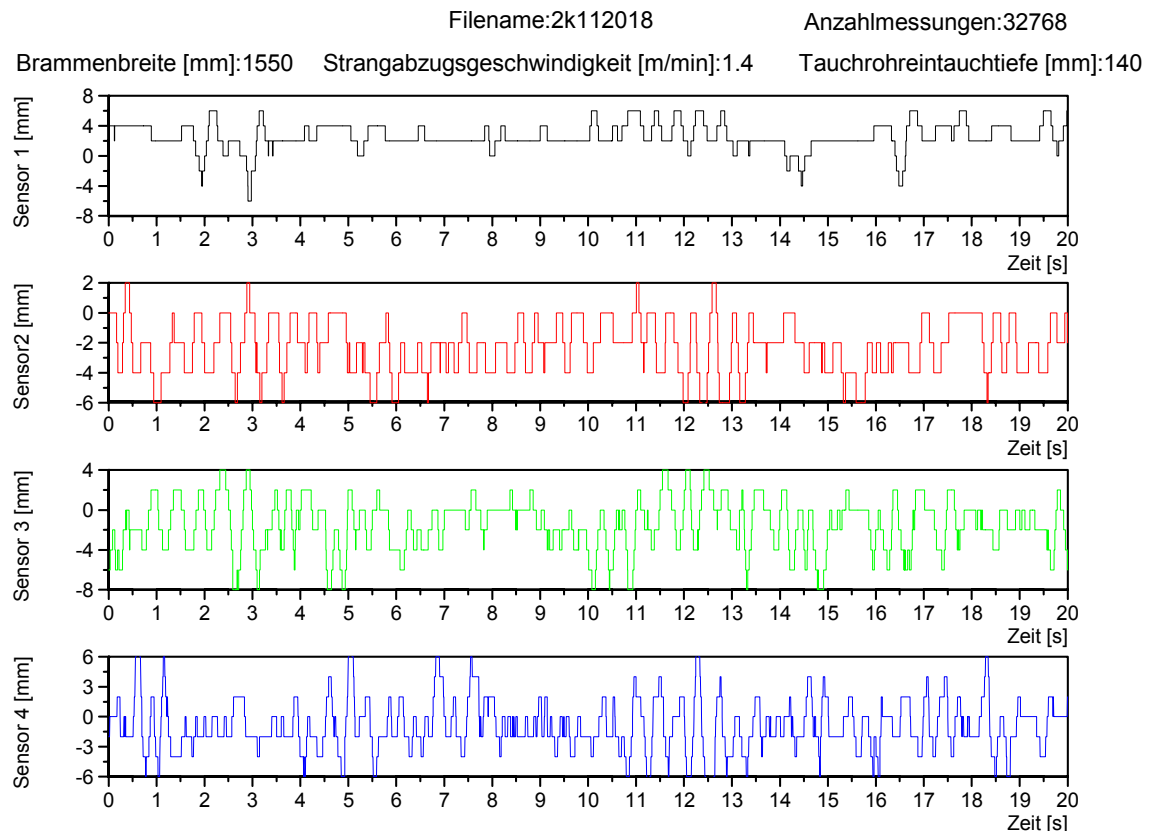
der Originalkokille und dem Wassermodell die im Modell gewonnenen Ergebnisse nicht direkt auf das Original übertragen werden können. Dies betrifft vor allem die im Wassermodell nicht zu simulierende Schlackeschicht auf der Oberfläche der Originalkokille. Das Ziel der hier durchgeführten Untersuchungen ist es daher, die Tendenzen der Veränderung der Badoberflächenbewegung in Abhängigkeit von den Parametervariationen zu ermitteln.

## 6.2 Auswirkung der Betriebsparameter auf die Fluktuation der Badoberfläche

Die vertikalen Badoberflächenbewegungen wurden an den oben beschriebenen Messpositionen in Abhängigkeit der Zeit aufgezeichnet. In den Abbildungen 6-2 a) und b) sind die zeitlichen Signalverläufe der Sensoren innerhalb von 20 Sekunden beispielhaft für zwei Versuchsreihen dargestellt.



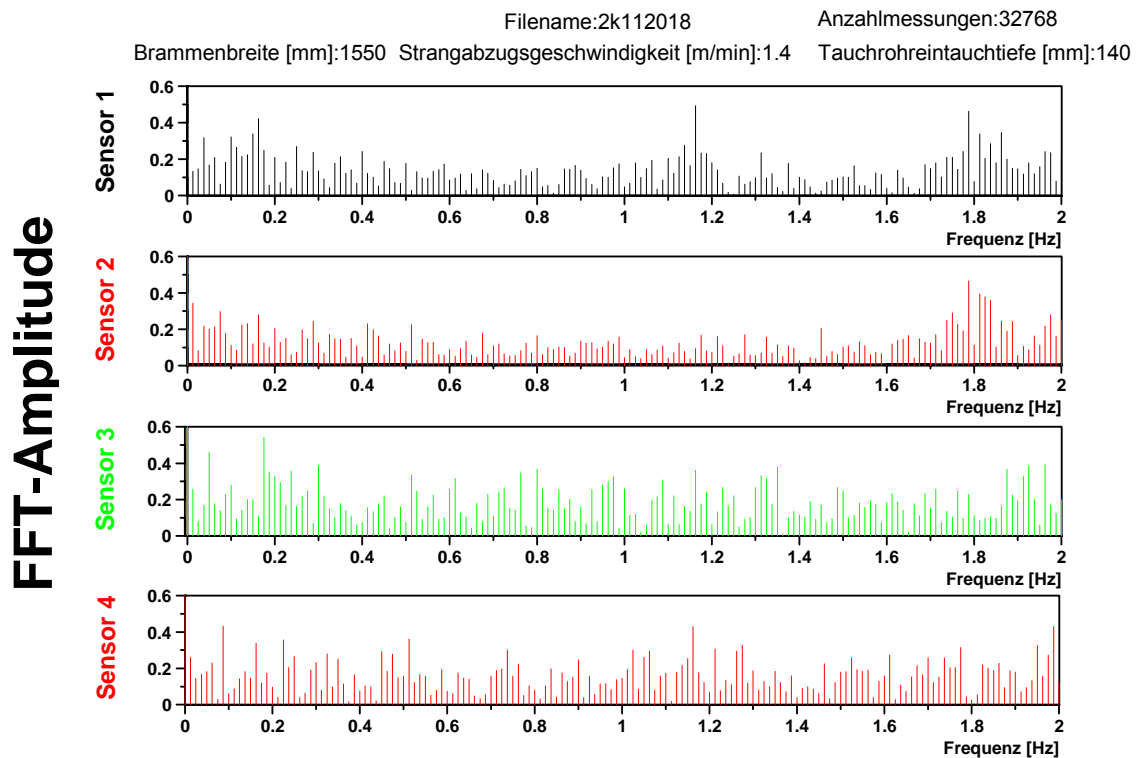
**Abbildung 6-2a: Zeitlicher Signalverlauf der Badoberflächenbewegung für die Versuchsreihe OAS 127; Betriebsparameter: Br = 1050 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,1$  m/min**



**Abbildung 6-2b: Zeitlicher Signalverlauf der Badoberflächenbewegung für die Versuchsreihe OAS 65; (Betriebsparameter: Br = 1050 mm, Tr = 140 mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min)**

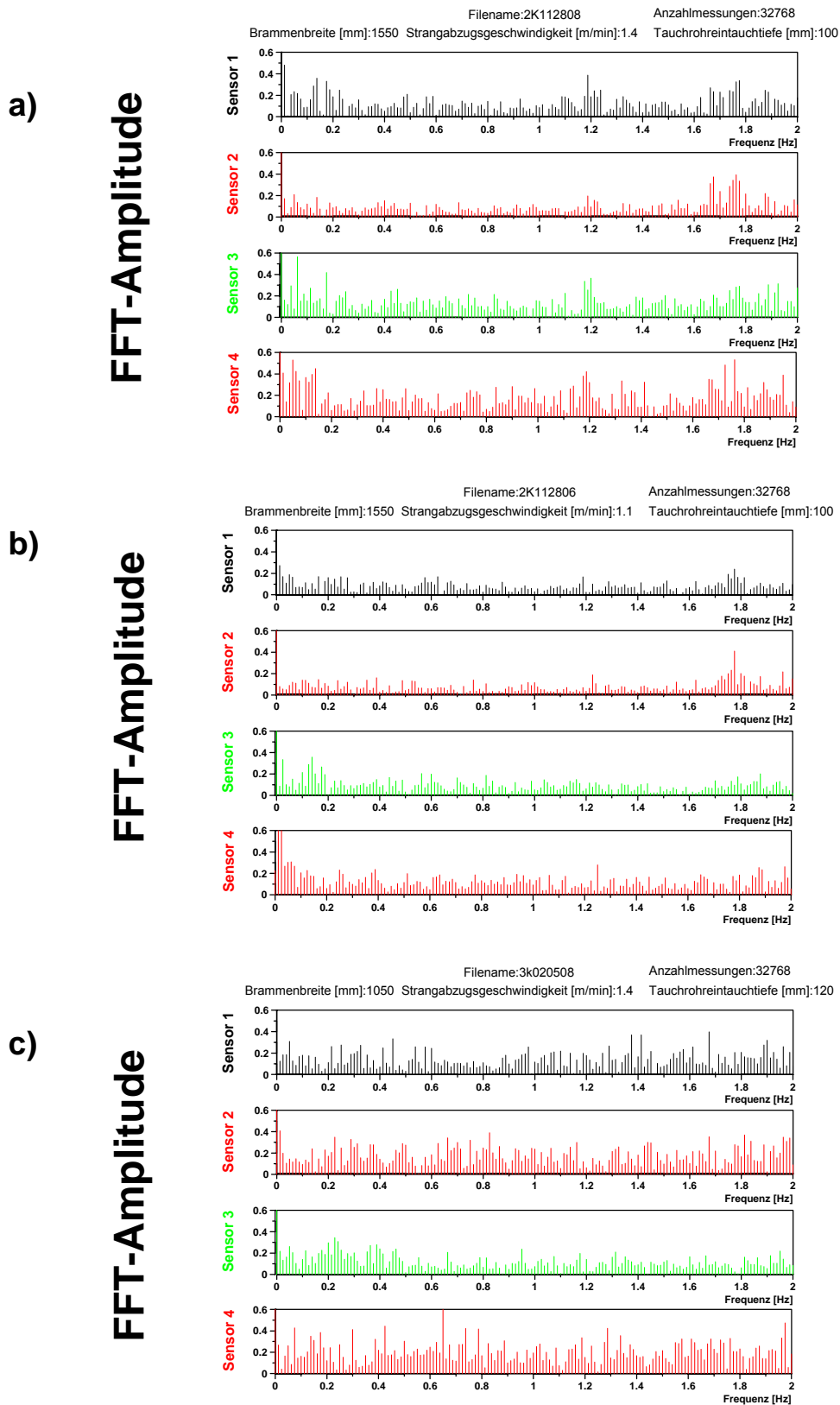
Auf der Ordinate ist jeweils die Amplitude der Oberflächenschwankung in mm und auf der Abszisse die Messzeit in s aufgetragen. Aus den Abbildungen 6-2 a) und b) geht das unterschiedliche Schwankungsverhalten an den vier Positionen auf der Badoberfläche hervor. Vergleicht man die zwei unterschiedlichen Versuchsreihen miteinander, so ist es zunächst erkennbar, dass die Änderung der Betriebsparameter sich deutlich auf die Höhe und auf die Frequenz der Oberflächenbewegung auswirkt. Die Badoberflächenbewegung kann somit zum einen durch die Amplituden der Wellenbewegung, zum anderen durch die in ihnen enthaltenen Frequenzen charakterisiert werden. Zur Frequenzanalyse der Badoberflächenfluktuation wird die Fast-Fourier-Transformation (FFT) angewendet. Hierbei wird die Amplituden-Zeit-Ebene der Signale in ein Intensitäts-Frequenz-Spektrum transformiert. Die ermittelten FFT-Amplituden liefern mit ihrer Höhe eine Aussage darüber, wie stark die jeweilige Frequenz in der überlagerten Schwingung der Badoberfläche enthalten war. Sie geben jedoch keinen direkten Hinweis auf die Höhe der Originalamplituden. Durch die Auf-

tragung der FFT-Amplituden über der Frequenz ergeben sich die FFT-Spektren, die für die oben bereits zeitlich dargestellte Versuchsreihe OAS65 beispielhaft in Abbildung 6-3 dargestellt sind.



**Abbildung 6-3: FFT-Transformation des zeitlichen Verlaufs der Badoberflächenschwankungen an den vier Messpositionen für die Versuchsreihe OAS 65; (Betriebsparameter:  $Br = 1050$  mm,  $Tr = 140$  mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min)**

Im Frequenzspektrum des ersten Sensors in Abbildung 6-3 sind deutlich drei maximale Frequenzen mit 0,18 Hz, 1,18 Hz und 1,78 Hz zu differenzieren. Die spiegelsymmetrisch zum Tauchrohr eingesetzten Sensoren (S2, S4) weisen sowohl unterschiedliche Zeit- als auch Frequenzverhalten auf, was auf ein asymmetrisches Strömungsverhalten in den Kokillehälften hin deutet. Aus den Untersuchungen unter Variation der Betriebsparameter heben sich drei Frequenzbereiche hervor, in denen sich die Maxima der FFT-Amplituden bei allen Versuchen abzeichnen. In den Abbildungen 6-4 a) bis -c) sind zum Vergleich die FFT-Spektren für unterschiedliche Brammenbreiten, Tauchrohreintauchtiefen und Strangabzugsgeschwindigkeiten dargestellt. Der niedrigste Frequenzbereich liegt unter 0,5 Hz, der mittlere liegt zwischen 0,7 und 1,4 Hz und der höchste Frequenzbereich über 1,6 Hz.



**Abbildung 6-4: FFT-Transformation des zeitlichen Verlaufs der Badoberflächenschwankungen an den vier Messpositionen für verschiedene Betriebsparameter:**

- a) OAS 8:       $Br = 1550$  mm,  $Tr = 100$  mm,  $v_{str} = 1,4$  m/min
- b) OAS 6:       $Br = 1550$  mm,  $Tr = 100$  mm,  $v_{str} = 1,1$  m/min
- c) OAS 150:     $Br = 1050$  mm,  $Tr = 100$  mm,  $v_{str} = 1,1$  m/min



Grundsätzlich weist die Form der am Wassermmodell gewonnenen FFT-Spektren weist große Ähnlichkeiten mit den Ergebnissen auf, die aus Untersuchungen an der Originalkokille im Betrieb bzw. aus den Modelluntersuchungen resultieren [64, 39, 144-146]. Auch hier heben sich drei Frequenzbereiche heraus, in denen die FFT-Amplituden stark anwachsen.

Wie die Ergebnisse zeigen, besteht die Badoberflächebewegung nicht nur aus einer Schwingung mit einer definierten Frequenz, sondern aus einer Vielzahl überlagerter Einzelschwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen und Amplituden. Diese beiden gekoppelten Phänomene besitzen entgegengesetzte Auswirkungen auf das Oszillationsverhalten der Badoberfläche. Bedingt durch die Trägheit der Fluidmasse ist eine Vergrößerung der Schwingungsamplitude mit einer Verringerung der Frequenz verbunden. Der niederfrequente Anteil beschreibt demnach die Fluktuation der maximalen Höhenamplituden und wird wahrscheinlich durch die Turbulenz an der Tauchrohraustrittsöffnung beeinflusst. Die Lösung der Bewegungsgleichung der Phasengrenze Stahlschmelze/Schlacke ergibt unter der Voraussetzung, dass beide Phasen als eine Schicht betrachtet werden und deren Bewegungsrichtung somit gleichgerichtet ist, folgende Frequenzmode [147]:

$$f_{m,n} = \frac{1}{2\pi} [gk_w]^{\frac{1}{2}} \quad (6-1)$$

mit  $f_{m,n}$ : barotropische Frequenz der Mode (m,n)  
m, n: natürliche Zahlen  
g: Gravitationskraft  
 $k_w$ : Wellenzahl

Dabei ist die Wellenzahl  $k_w$  wie folgt definiert:

$$k_w^2 = \left(\frac{m \cdot \pi}{Br}\right)^2 + \left(\frac{n \cdot \pi}{Tr}\right)^2 \quad (6-2)$$

mit  $k_w$ : Wellenzahl  
Br: Brammenbreite  
Tr: Tauchrohreintauchtiefe

Aus den oben dargestellten Abbildungen geht hervor, dass der Frequenzgang der Badoberflächenschwankung von der Tauchrohreintauchtiefe und der Strömungsgeschwindigkeit nicht signifikant beeinflusst wird. Dieses Ergebnis wurde auch in einer früheren Arbeit festgestellt [64]. Die mittleren Frequenzen können als die Frequenz der „barotropischen“ Wellen (Oberflächenwellen) mit der Mode ( $m=1$ ,  $n=0$ ) interpretiert werden, die sich rechnerisch aus den Gleichungen 6-1 und 6-2 ergeben. Mit abnehmender Brammenbreite nimmt nach Gleichung 6-1 die Resonanzfrequenz  $f_{1,0}$  zu. Diese Zunahme wurde auch von Ritter et al. in Modelluntersuchungen festgestellt [144]. In Tabelle 6-1 sind die sich daraus ergebenden Frequenzen für die drei Brammenbreiten angegeben.

**Tabelle 6-1** Abhängigkeit der barotropischen Frequenz  $f_{1,0}$  von der Brammenbreite

Brammenbreite [mm]	Frequenz $f_{1,0}$ [Hz]
1550	1,004
1300	1,095
1050	1,219

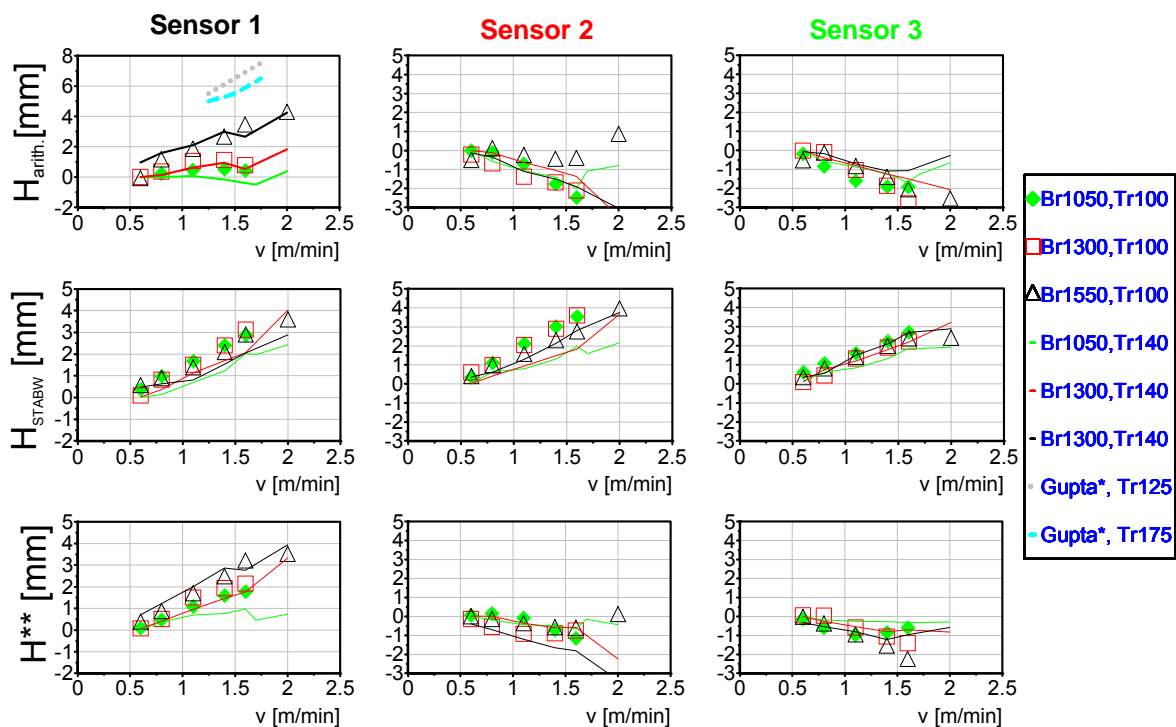
Die im Rahmen dieser Arbeit festgestellten höchsten Werte der mittleren Frequenzen liegen zwischen 1,2 Hz und 1,4 Hz bei einer Brammenbreite von 1550 mm bzw. 1050 mm und sind um ca. 0,2 Hz höher als die berechneten Frequenzen. Diese Diskrepanz kann u.a. durch den Aufbau der Messsonde erklärt werden: Wie bereits in Kapitel 4.1.3 erläutert, bestehen die Sensoren aus 9 Messköpfen, zwischen denen einzelne Flüssigkeitstropfen haften bleiben und über eine längere Periode ein falsches Signal liefern bzw. das Messsignal überlagern.

Die Auswirkungen der Parametervariationen auf die Amplituden der Schwingung werden zusätzlich mit statistischen Methoden untersucht. Dazu wurden aus den aufgenommenen 32768 Messwerten für jede Parametervariation der arithmetische Mittelwert ( $H_{arith.}$ ), die Standardabweichung ( $H_{STABW}$ ) und der nach Gleichung 6-3 standardisierte Mittelwert ( $H^{**}$ ) ermittelt. Der standardisierte Mittelwert beschreibt die relative

Höhe an einer Messposition zu der mittleren „Scheinhöhe“ der Badoberfläche, die aus der Mittelung der Höhenwerte an den drei Messpositionen resultiert.

$$H_i^{**} = H_i - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 H_i \quad (6-3)$$

In Abbildung 6-5 sind die Abhängigkeiten dieser Kenngrößen von den durchgeführten Parametervariationen als Diagrammfelder zusammengefasst.



**Abbildung 6-5: Kennfelder zur Beschreibung der Abhängigkeit der Prozessparametervariation auf die Badoberflächenschwankung im Wassermodell; sowie Daten von Gupta [80]: Untersuchungen in einem 1:3 Wassermodell**

Auf der Abszisse ist die Strangabzugsgeschwindigkeit und auf der Ordinate sind jeweils von oben nach unten der arithmetische Mittelwert, die Standardabweichung und der standardisierte Mittelwert der Badoberflächenbewegung an drei Messpositionen (S1 bis S3) aufgetragen. Die unterschiedlichen Farben kennzeichnen die Variation der Brammenbreite. Der Einfluss der Tauchroheintauchtiefe ist für die Grenzfälle 100 mm (Markierung) und 140 mm (Linien) dargestellt. Unabhängig von der Messposition steigt mit zunehmender Strangabzugsgeschwindigkeit die aus den Messdaten

ermittelte Standardabweichung. In dem untersuchten Bereich der Parameter haben die Betriebsparameter Tauchrohreintauchtiefe und Brammenbreite keinen signifikanten Einfluss auf die Standardabweichung, die ein Maß für die Stärke der Badoberflächenfluktuation ist. Abhängig von der Messposition unterscheiden sich die Einflüsse der Betriebsparameter in Bezug auf die Mittelwerte. Während an der Schmalseite, wo der Sensor 1 positioniert ist (erste Zeile im Diagrammfeld), mit zunehmender Strangabzugsgeschwindigkeit die Badoberfläche im Durchschnitt steigt, fallen die Mittelwerte an der Messposition 2 und 3 (zweite und dritte Reihe im Diagrammfeld).

Der Einfluss der Betriebsparameter Brammenbreite und Tauchrohreintauchtiefe hängt sowohl von der Messposition ab als auch von den eingestellten Betriebsparametern. So zeigen die Messergebnisse des Sensors 1, dass mit zunehmender Brammenbreite die mittlere Badoberflächenhöhe an diese Stelle steigt, während die Eintauchtiefe keinen eindeutigen Einfluss hat. Vergleichbare Tendenzen ergaben sowohl die früheren Untersuchungen mit der Re-Zahl als Ähnlichkeitskriterium als auch die Untersuchungen bei Sollac [39, 64]. Der Einfluss der Tauchrohreintauchtiefe wird an den Messstellen 2 und 3 erst bei einer Strangabzugsgeschwindigkeit ab 1,5 m/min deutlich.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Strangabzugsgeschwindigkeit einen starken Einfluss auf die Oberflächenbewegung in der Kokille hat [64, 136].

Wie in Gleichung 6-4 angegeben, errechnet sich die Maximalhöhe  $H^*$  aus der Summation des arithmetischen Mittelwertes und der Standardabweichung der Messwerte.

$$H^* = \left( \bar{H} + 2 \cdot H_{\text{STABW}} \right) \quad (6-4)$$

mit  $H^*$ : Maximalhöhe  
 $\bar{H}$ : arithmetischer Mittelwert der Badoberflächenhöhe  
 $H_{\text{STABW}}$ : Standardabweichung der Badoberflächenfluktuation

Der lineare Zusammenhang zwischen den gemessenen Badoberflächenhöhen und den eingestellten Froude-Zahlen ist durch die Auftragung der mit dem hydraulischen Durchmesser (gemäß Gleichung 5-2) zu normierenden Höhe  $H^*$  über der Froude-Zahlen in Abbildung 6-7 gezeigt. Die in der Fr-Zahl anzugebende Geschwindigkeit ergibt sich aus der eingestellten Strangabzugsgeschwindigkeit. Die einzusetzende

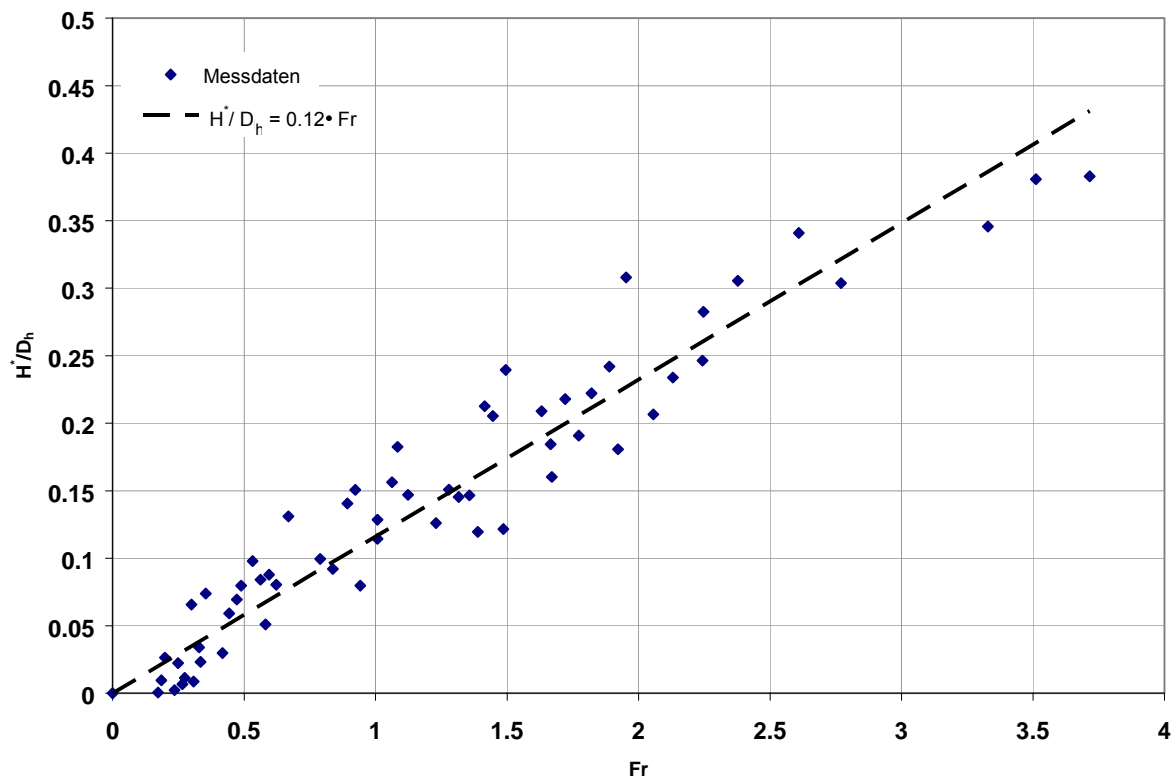
Länge ( $L_{Fr}$ ) zur Berechnung der Fr-Zahl wird nach Gleichung 6-5 in Abhängigkeit von der Tauchrohreintauchtiefe, der Brammenbreite und dem Austrittswinkel ermittelt.

$$L_{Fr} = Br \cdot \tan(\alpha) + Tr \quad (6-5)$$

Mit Br: eingestellte Brammenbreite  
 $\alpha$ : Austrittswinkel  
Tr: Tauchrohreintauchtiefe

Wie bereits in Kapitel 5 erwähnt, ergaben die LDA-Messungen einen Austrittswinkel zwischen  $-15^\circ$  und  $-20^\circ$ . In der Gleichung 6-5 wird ein mittlerer Austrittswinkel von  $-17,5^\circ$  eingesetzt.

Die Länge  $L_{Fr}$  entspricht dem theoretischen Abstand des Freistrahls-Aufprallbereiches auf der Schmalseite von der ruhenden Badoberfläche.



**Abbildung 6-6: Abhängigkeit der auf den hydraulischen Durchmesser  $D_h$  normierten Höhe von der eingestellten Froude-Zahl**

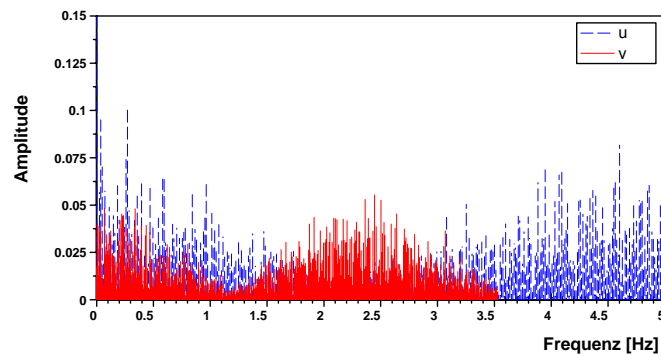
Die Steigung der Regressionsgeraden, die die Relation zwischen Froude-Zahl und der entdimensionierten Länge  $H^*/D_h$  wiedergibt, wurde mit 0,12 ermittelt. Vergleichbar hierzu haben Teshima et al. ebenfalls eine lineare Abhängigkeit der Badoberflächenhöhe und der Strangabzugsgeschwindigkeit festgestellt [137]. Die von Gupta und Lahiri durchgeführten Untersuchungen der Badoberflächenbewegung an der Schmalseite in kleineren Kokillenmodellen mit Maßstäben zwischen 1:4 und 1:10 ergaben ebenfalls eine lineare Abhängigkeit der dimensionslosen Höhenamplitude von der Froude-Zahl jedoch mit dem Faktor 0,577 [16]. Dieser Faktor ist um ca. das Fünffache höher als der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert. Unter der Annahme, dass der von Gupta et al. angegebene Steigungsfaktor auf das 1:10 Modell angepasst ist, kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass dieser Steigungskoeffizient bei einer Maßstabsverkleinerung, um den Scale-down-Faktor steigt. Demnach sollte die Steigung der Geradenfunktion, die die Relation zwischen Froude-Zahl und der dimensionslosen Länge  $H^*/D_h$  wiedergibt, etwa 0,05 in einem 1:1-Modell betragen. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass mit der Froude-Zahl als Ähnlichkeitskriterium das Prozessverhalten an der Badoberfläche beschreiben werden kann.

### 6.3 Frequenzvergleich der Geschwindigkeitsfluktuationen und der Badoberflächenschwankungen

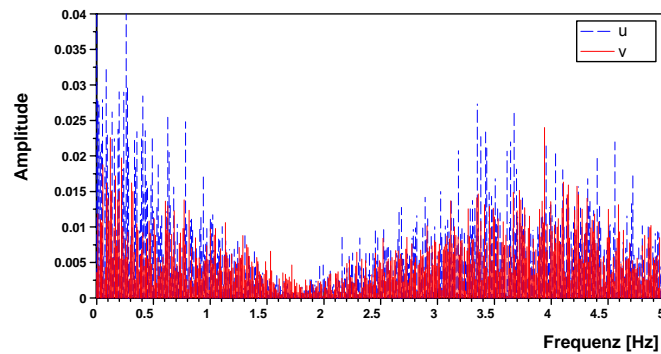
Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Badoberflächenfluktuation von dem herrschenden Strömungszustand in der Kokille wurden Frequenzanalysen der Geschwindigkeitsschwankungen in den Regionen 1, 2, 4, 5 durchgeführt. Hierfür wurden auf Basis von 1024 Geschwindigkeitsmessungen in den jeweiligen Regionen die FFT-Spektren ermittelt. In den Abbildungen 6-5 a) bis d) sind die FFT-Spektren der horizontalen und der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten aufgetragen. Diese FFT-Spektren verdeutlichen das unterschiedliche Frequenzverhalten der beiden dargestellten Geschwindigkeitsanteile. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente weist in den Regionen 1, 4 und 5 niedrigere Werte der Frequenz (zwischen 1,8 und 2 Hz) als die in der horizontalen Geschwindigkeitskomponente auf. In der Aufprallregion (Region 2) ist deren Frequenz mit 4 Hz jedoch deutlich höher. Diese schnellen Geschwindigkeitsfluktuationen haben eine Frequenz deutlich über 2 Hz und sind somit höher als die ermittelten Frequenzen der Badoberflächenfluktuationen.

on. Weitergehende Untersuchungen zeigten keinen Einfluss der Betriebsparameter auf diesen Frequenzbereich. Weiterhin geht aus den unten dargestellten Abbildungen hervor, dass in den gesamten badoberflächennahen Regionen die Frequenz der langsamsten Geschwindigkeitsfluktuationen zwischen 0,02 Hz und 0,7 Hz beträgt. Dieses Ergebnis stimmt mit den OAS-Untersuchungen (Oszillation der Badoberfläche) überein. Hieraus kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Badoberflächenschwankung mit längerer Periodizität durch das ausströmende Medium aus dem Tauchrohr beeinflusst wird. Wie die neueren mitgeteilten Ergebnisse vom Betriebsforschungsinstitut (BFI, Düsseldorf) zeigen, kann durch die Änderung der Tauchrohrgeometrie dieser niederfrequente Anteil der Badoberfläche fluktuation beeinflusst werden [146]. Abweichend von diesen mitgeteilten Untersuchungsergebnissen (bei BFI) konnte jedoch keine Abhängigkeit dieses Frequenzbereiches von der eingestellten Strömungsgeschwindigkeit festgestellt werden. Dort wurde eine Zunahme der Frequenz mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit beobachtet. Allerdings wurde diese Zunahme von ca. 0,02 Hz bei einer Erhöhung der Strangabzugsgeschwindigkeit von 4 m/min auf 8 m/min festgestellt.

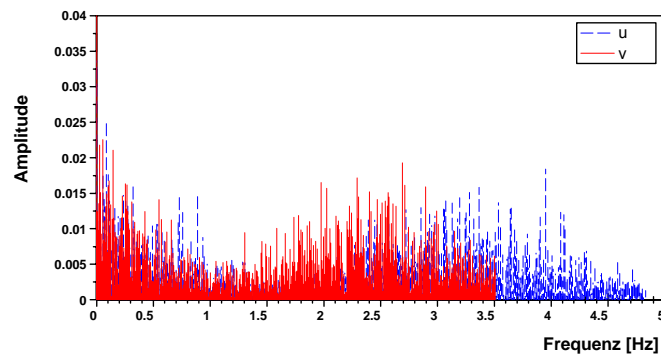
## a) Region 1



## b) Region 2



## c) Region 4



## d) Region 5

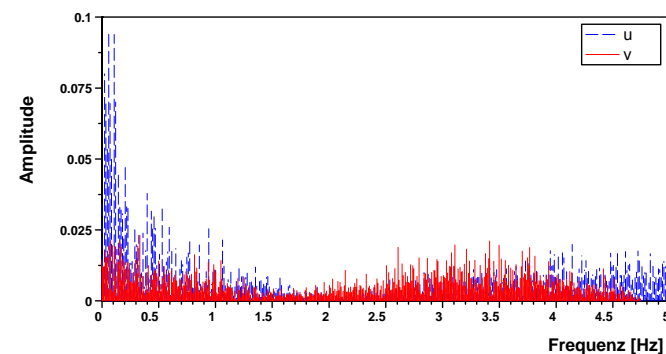


Abbildung 6-7a-d): Darstellung der Frequenzspektren der horizontalen und vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten in den Regionen a) Region 1, b) Region 2, c) Region 4, d) Region 5; (Betriebsparameter:  $Br = 1550$  mm;  $Tr = 140$  mm;  $v_{str} = 1,4$  m/min)



## 7 Numerische Berechnung der Strömungen im Bereich der Kokille

### 7.1 Randbedingungen zur numerischen Berechnung der Strömung

Nachdem das Strömungsfeld detailliert vermessen ist, liegt ein Bezugssystem für die Überprüfung von numerischen Simulationsrechnungen und für deren Validierung vor. Deshalb wurde die Strömung in der Kokille mit dem numerischen Code FLUENT simuliert. Dabei soll versucht werden, mit möglichst geringem Rechenaufwand in drei Fällen mit unterschiedlichen Randbedingungen die bestmögliche Anpassung der numerischen Lösung an die experimentelle zu erzielen.

Die Berechnungen für die rechte Kokillenhälfte erfolgen für die Betriebsparameter  $Br = 1550$  mm,  $Tr = 140$  mm und  $v_{str} = 1,4$  m/min. Die Rechen-Domäne an der Badoberfläche des Kokillenmodells wurde um 40 mm erhöht und als Luftphase definiert, um die Interaktion mit der Fluidphase, d.h. die Bewegung der Badoberfläche, nach VOF-Methode zu modellieren. Ausgehend von einer stationären Lösung der Strömungszustände in der Modell-Kokille wurde die instationäre Fluktuation an der Badoberfläche gerechnet.

Das Standard  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell wurde zur Schließung der NSG-Gleichung eingesetzt. Die Modellkonstanten sind in der Tabelle 7-1 angegeben.

**Tabelle 7-1** Standardkonstanten für das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell

<b>Modell-Konstante</b>	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{\mu}$	$\sigma_k$	$\sigma_{\varepsilon}$
<b>Wert</b>	1.44	4.92	0.09	1	1.3

Die an der Tauchrohr Austrittsfläche zu definierenden Randbedingungen beeinflussen die numerische Lösung des Strömungszustandes in der Modell-Kokille. Diese Abhängigkeit der numerischen Ergebnisse wurde im Rahmen dieser Arbeit unter drei unterschiedlichen Strahlaustrittsbedingungen untersucht. Diese drei Fallstudien sind in der Tabelle 7-2 zusammengefasst. Die Ergebnisse dieser Falluntersuchung werden im Kapitel 7.2 ausführlich dargestellt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

**Tabelle 7-2** Randbedingungen des Strahleintrittes in der Kokille

Fall-Nr.	Freistrahldefinitionsort	Neigungswinkel	Geschwindigkeitsprofil		
			$u_x$ [m/s]	$u_y$ [m/s]	Turbulenzintensität %
1	Tauchrohraustrittsöffnung	-15°	Profil: siehe Abb. 7-1a)	Profil: siehe Abb. 7-1b)	10
2	Tauchrohraustrittsöffnung	-15°	0,85	0,23	4
3	Tauchrohreintrittsöffnung	----	0	0,62	4

In der ersten Fallstudie wurden das Geschwindigkeitsprofil und die Turbulenzintensität an der Tauchrohraustrittsöffnung auf Basis der experimentellen Ergebnisse definiert. Danach wurde an der Tauchrohraustrittsöffnung ein an die experimentellen Ergebnisse angepasstes Geschwindigkeits- und Turbulenzintensitätsprofil definiert.

In den „Grenzfällen“ 2 und 3 wurden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen nur teilweise bei der Definition der Eintrittsrandbedingungen berücksichtigt. Im Fall 2 mit „ungünstigen“ Randbedingungen wurde eine konstante Geschwindigkeit auf der gesamten Tauchrohraustrittsfläche festgelegt. Die Neigung des Austrittsstrahles wird mit einem Winkel von -15°, der aus den experimentellen Daten ermittelt wurde, berücksichtigt. Die Turbulenzintensität  $I$  an der Austrittsfläche des Tauchrohres wurde nach Gleichung 7-1 zu 4% rechnerisch ermittelt und für die Rechnung an der Tauchrohraustrittsöffnung definiert. In dieser Gleichung wurde der Geschwindigkeitswert aufgrund der experimentellen Daten (vgl. Abb. 5.1) mit 1,7 m/s eingesetzt.

$$I = 0,16 \left( \frac{u \cdot D_h}{\nu} \right)^{-\frac{1}{8}} \quad (7-1)$$

mit  $I$ : Turbulenzintensität  
 $D_h$ : Hydraulischer Durchmesser (hier 0,029 m)  
 $\nu$ : kinematische Viskosität  
 $u$ : Geschwindigkeit in x-Richtung

Der hydraulische Durchmesser ergibt sich aus den geometrischen Daten der Tauchrohraustrittsöffnung (s. Gl. 5-1).

Der Fall 3 der numerischen Untersuchung stellt insofern einen Sonderfall dar, weil in diesem Fall die Rechen-Domäne sowohl das Kokillen-Modell als auch das Tauchrohr beinhaltet. Die Eintrittsrandbedingungen wurden an der Tauchrohreintrittsöffnung mit einer konstanten Geschwindigkeit von 0,62 m/s und konstanter Turbulenzintensität von 4 % definiert. Der eingesetzte Geschwindigkeitswert errechnet sich aus der Massenbilanz, da der eingestellte Volumenstrom und die Tauchrohraustrittsfläche bekannt sind.

## 7.2 Vergleich der numerischen Ergebnisse mit experimentellen Resultaten

Nachfolgend werden die Ergebnisse der Fallstudie 1 ausführlich dargestellt und mit den experimentellen Daten verglichen. Der Einfluss der Eintrittsrandbedingungen auf die numerisch berechneten Strömungszustände wird anhand der Ergebnisse dieser „Grenzfälle“ diskutiert.

### Fall 1

Das Geschwindigkeitsprofil an der Tauchrohraustrittsöffnung wird auf Basis der experimentellen Daten definiert. In Abbildung 7-1 ist dieses Profil an der Tauchrohraustrittsöffnung als farbkodiertes Feld dargestellt.



**Abbildung 7-1: Das Profil der Austrittsgeschwindigkeit an der Tauchrohraustrittsöffnung**

- a) Austrittsgeschwindigkeit  $u_x$   
b) Austrittsgeschwindigkeit  $u_y$

Entsprechend den experimentellen Ergebnissen sind die höchsten Geschwindigkeitswerte im unteren Bereich der Austrittsöffnung definiert. Das ausströmende Medium fließt nicht aus der gesamten Tauchrohraustrittsöffnung mit gleichmäßigem Massenstrom heraus sondern vorwiegend aus der unteren Hälfte der Austrittsfläche.

Die maximale Turbulenzintensität wird zu 10 % an der Austrittsöffnung festgelegt. Dieser Wert wurde aus den experimentellen Ergebnissen nach Gleichung 7-2 ermittelt.

$$I = \frac{\overline{u'^2}}{\overline{U}^2} \quad (7-2)$$

mit  $\overline{u'^2}$ : mittlere turbulente Normalspannung  
 $\overline{U}$ : mittlere Austrittsgeschwindigkeit

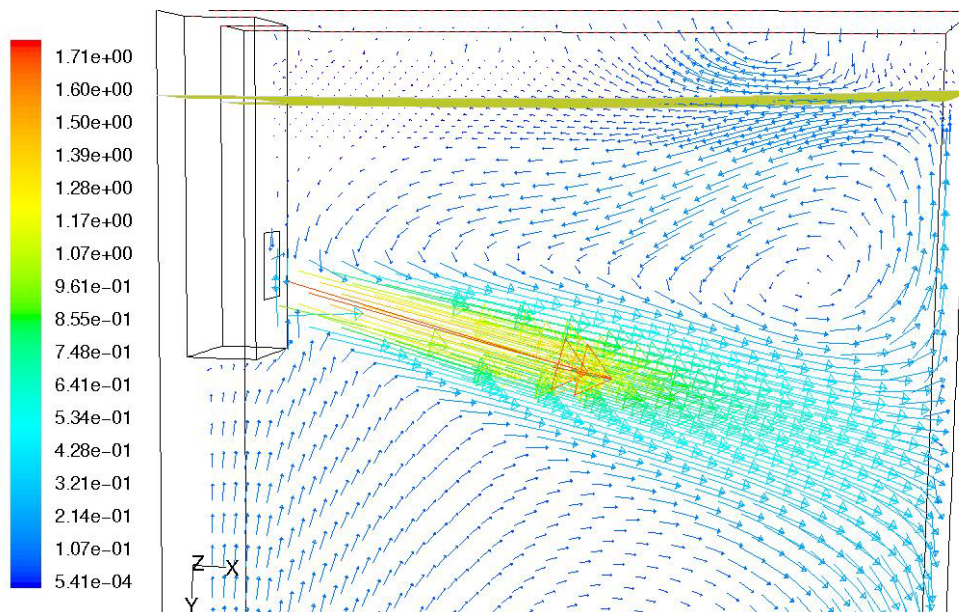
Die zweidimensionalen numerischen Geschwindigkeitsfelder in den Ebenen  $z = 0$  bzw.  $z = -30$  mm sind in den Abbildungen 7-2 und 7-3 bis zu einem Abstand von ca. 180 mm unterhalb der Badoberfläche dargestellt. Links oben befindet sich das Tauchrohr mit der Tauchrohraustrittsöffnung. Die Farbskalierung richtet sich nach den berechneten absoluten Geschwindigkeiten. Die Länge der Vektorpfeile ist proportional zum Betrag der Geschwindigkeiten und wird jeweils auf den maximalen errechneten Geschwindigkeitsvektor normiert.

Es gelten die gleichen Zoneneinteilungen der Kokille wie bei den experimentellen Untersuchungen. In der Ebene  $z = 0$  mm verlässt der Strahl die Tauchrohraustrittsöffnung (Region 1) mit einem gegen die Horizontale nach unten geneigten Winkel von etwa  $15^\circ$  und einer Austrittsgeschwindigkeit von ca. 1,7 m/s. Der abwärts gerichtete Strahl (Region 1) spaltet sich am Aufprallbereich (Region 2) in einen größeren, nach unten abfließenden Anteil (Region 3) und einen kleineren, nach oben strömenden Anteil (Region 4) auf. Die aufwärts gerichtete Teilströmung erreicht in Abhängigkeit von den Betriebsparametern maximale Geschwindigkeitswerte von ca. 0,4 m/s. Nahe der Badoberfläche strömt das Medium zum Tauchrohr zurück. In dieser Region 5 ergeben sich maximale Geschwindigkeitswerte von ca. 0,2 m/s. Entlang des Tauchrohres, in der Region 6, zeigen die Geschwindigkeitsvektoren des zurückströmenden Strömungsanteils in Richtung des Tauchrohres und erreichen Maximalwerte von ca. 0,3 m/s. Das ausströmende Medium aus der Tauchrohraustrittsöffnung bremst diesen abwärts strömenden Anteil ab. Die berechneten großräumigen

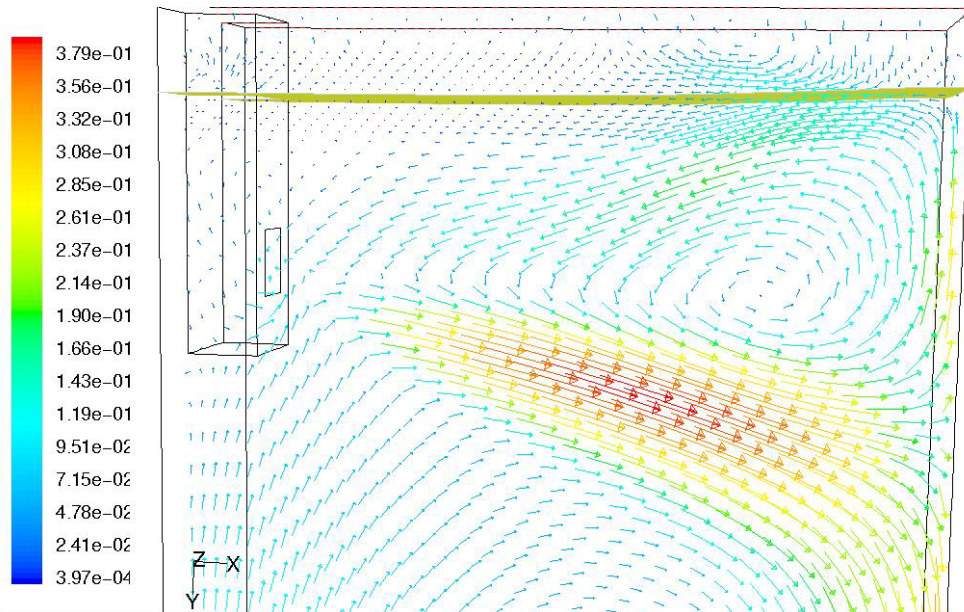
Geschwindigkeitsfelder in der Modell-Kokille für die Ebene  $z = 0$  mm stimmen mit denen aus den LDA-Messungen (vgl. Abb. 5-1 und Abb. 7-2) gut überein.

Das numerische Strömungsfeld in der Ebene  $z = -30$  mm kann ebenfalls in einzelne Regionen, wie bereits für das experimentelle Strömungsfeld in dieser Ebene erfolgt, unterteilt werden. Es ist jedoch festzustellen, dass in der Region 1\* das Ausbreitungsverhalten sowie die Geschwindigkeitswerte mit den experimentellen Untersuchungen (vgl. Abb. 5-5 und Abb. 7-3) nicht übereinstimmen.

Die dreidimensionale Ausbreitung des Freistrahles in der Region 1\*, ausgehend vom Tauchrohr bis kurz vor der Schmalseite, ähnelt einem kegelförmigen Profil (vgl. Abb. 7-3). Die berechneten Geschwindigkeitsfelder sind symmetrischer und weisen ein gleichmäßigeres Strömungsprofil in Richtung der Schmalseite als die gemessenen Geschwindigkeitsfelder in dieser Ebene auf. Eine mögliche Erklärung besteht darin, dass der Einfluss des oszillierenden Eintrittsstrahls im Rahmen der numerischen Untersuchungen nicht berücksichtigt wurde.

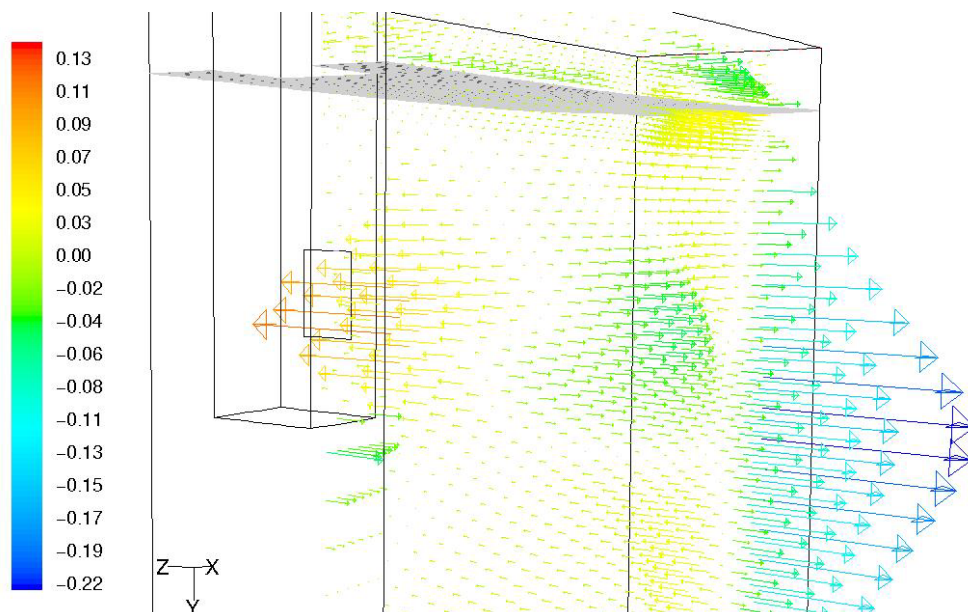


**Abbildung 7-2: Das berechnete Geschwindigkeitsfeld in der Ebene  $z = 0$  mm**



**Abbildung 7-3:** Das berechnete Geschwindigkeitsfeld in der Ebene  $z = -30$  mm

Abbildung 7-4 stellt die  $z$ -Geschwindigkeitskomponente in der Kokille für die Ebene  $z = -30$  mm isometrisch dar. Die Geschwindigkeitswerte in den Regionen um das Tauchrohr mit dem Maximalwert von etwa  $0,15$  m/s zeigen in Richtung der Strahlaustrittsebene  $z = 0$  mm. Im Aufprallbereich (Region 2\*) liegen die maximalen Geschwindigkeitswerte bei ca.  $-0,25$  m/s; deren Richtungsvektoren zeigen entsprechend des negativen Geschwindigkeitsvorzeichens zur Brammenbreitseite hin.



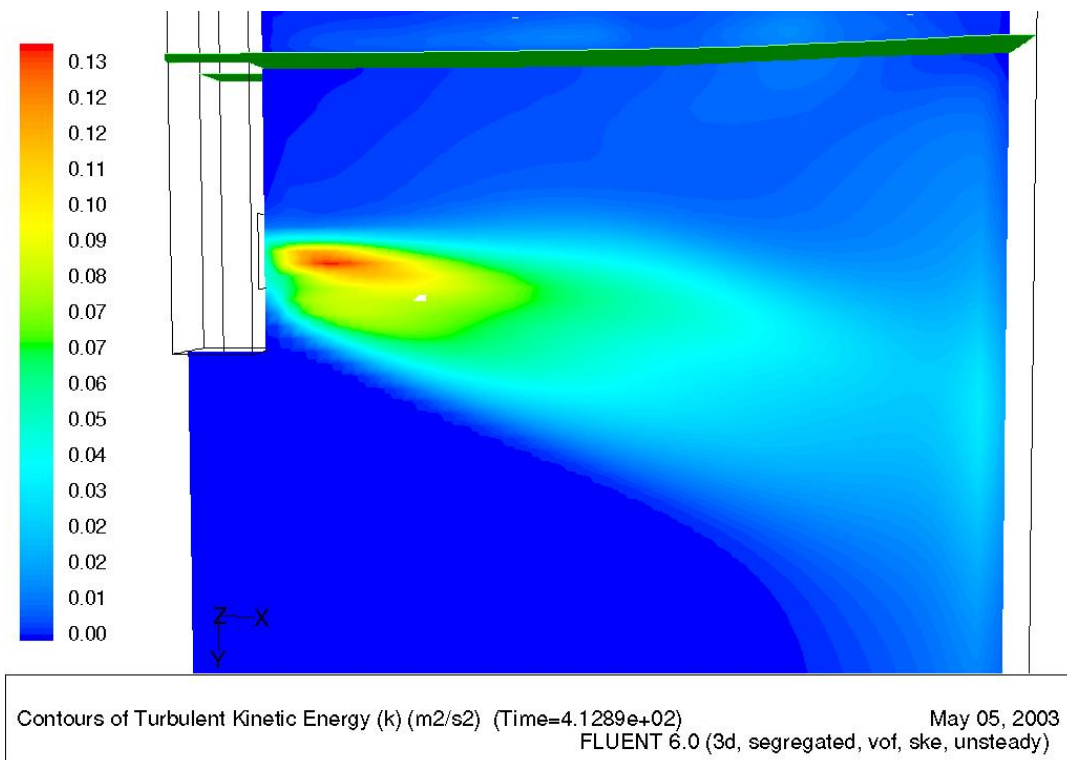
**Abbildung 7-4:** Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren in der  $z$ -Richtung in dem numerischen Kokillen-Modell für die Ebene  $z = -30$  mm



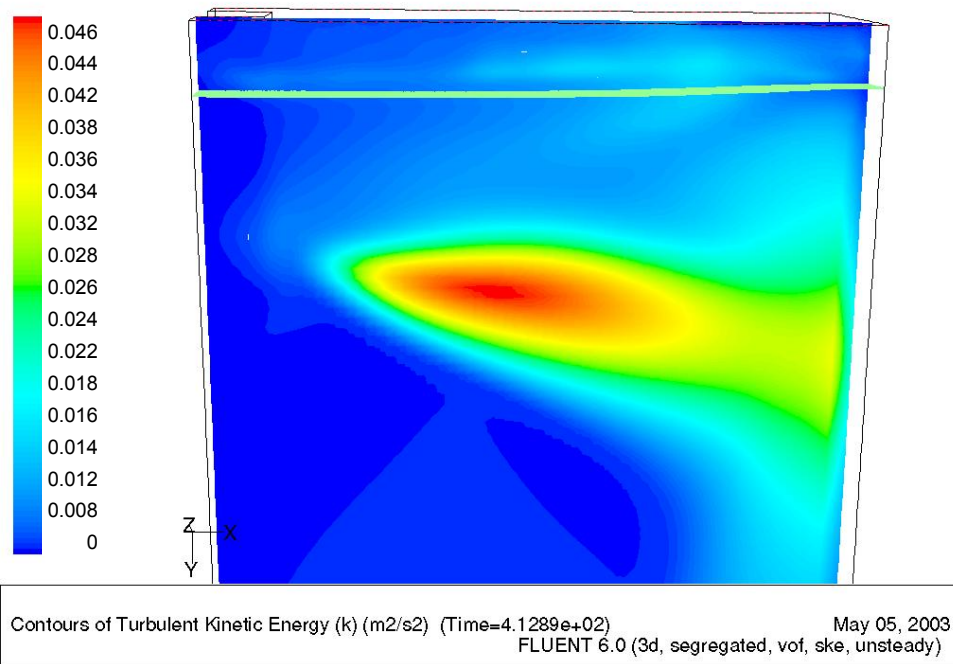
Die numerischen Ergebnisse stimmen sowohl hinsichtlich der Geschwindigkeitsrichtung als auch des Geschwindigkeitsbetrages mit denen aus den experimentellen Untersuchungen gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen überein.

In der Region 1\* ist die Ausbreitung des Freistrahles anhand der zur Modellbreite gerichteten Geschwindigkeitsvektoren zu erkennen. Abweichend zu den experimentellen Ergebnissen sind die Strömungszustände in dieser Zone homogener ausgeprägt. Übereinstimmend mit den experimentellen Untersuchungen sind an der Badoberfläche die Geschwindigkeitswerte niedrig, und die Geschwindigkeitsvektoren besitzen keine bevorzugte Richtung.

Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in den Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm sind als Flächendiagramme in den Abbildungen 7-5 und 7-6 dargestellt. Darin sind die skalaren Größen der gemittelten Schwankungen farblich kodiert in den gemessenen Ebenen aufgetragen.



**Abbildung 7-5: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) in der Ebene  $z = 0$  der Modell-Kokille**



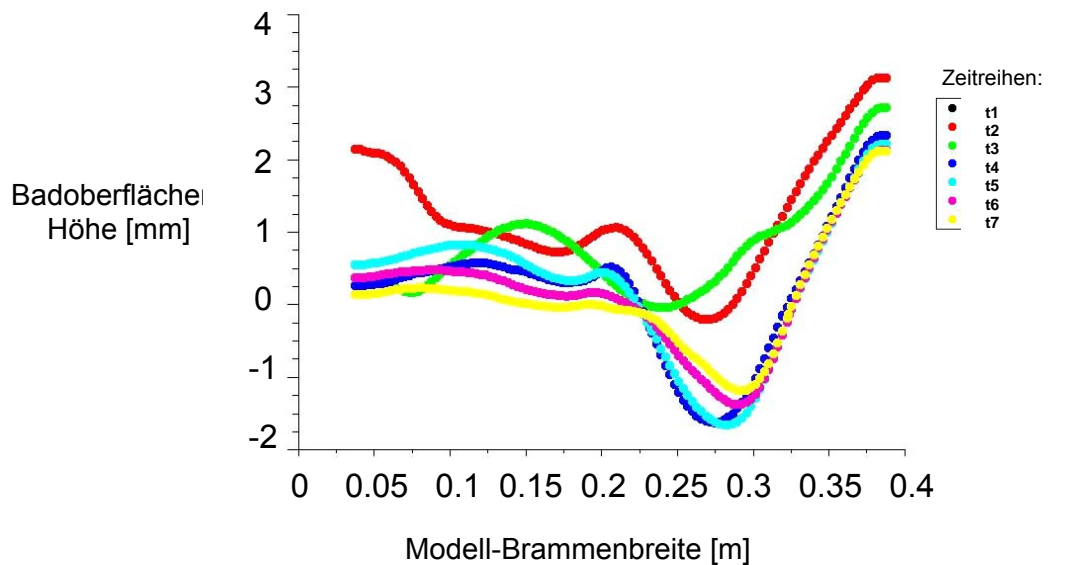
**Abbildung 7-6: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) in der Ebene z = -30 der Modell-Kokille**

Die berechneten Felder der turbulenten kinetischen Energie entsprechen in ihrem Verlauf dem der gemessenen Felder der Schwankung in beiden Ebenen (vgl. Abbildungen 5-9 und 5-10). Wie aus diesen Abbildungen zu erkennen ist, treten die Maximalwerte der gemittelten quadratischen Schwankungen über 0,132 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> für die Ebene z = 0 mm bzw. 0,04 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> für die Ebene z = -30 mm in den Regionen 1 bzw. 1\* auf. Diese Grenzwerte stimmen mit den experimentellen Ergebnissen des Turbulenzanteils der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  gut überein. Ebenfalls sind die Positionen der maximal auftretenden Turbulenzanteile vergleichbar, obwohl die berechneten turbulenten kinetischen Energiefelder sich aus der Summation der drei gleichgesetzten Geschwindigkeitskomponenten zusammensetzen. In Kapitel 3 wurde erläutert, dass das zur numerischen Lösung eingesetzte  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell auf der Annahme eines isotropen Strömungszustandes basiert. Demzufolge werden die gemittelten quadratischen Schwankungsanteile der drei Geschwindigkeitskomponenten als identisch vorausgesetzt. Diese Vereinfachung führt u.a. dazu, dass die berechneten Turbulenzfelder grundsätzlich gleichmäßiger als die Ergebnisse der LDA-Messungen sind.

Die Bewegung des Mediums an der Badoberfläche wurde nach der VOF-Methode, wie in Kapitel 3 dargelegt, numerisch gelöst. Der Verlauf der Badoberflächenbewe-



gung ist in der Abbildung 7-7 über der Modell-Breite zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgetragen.



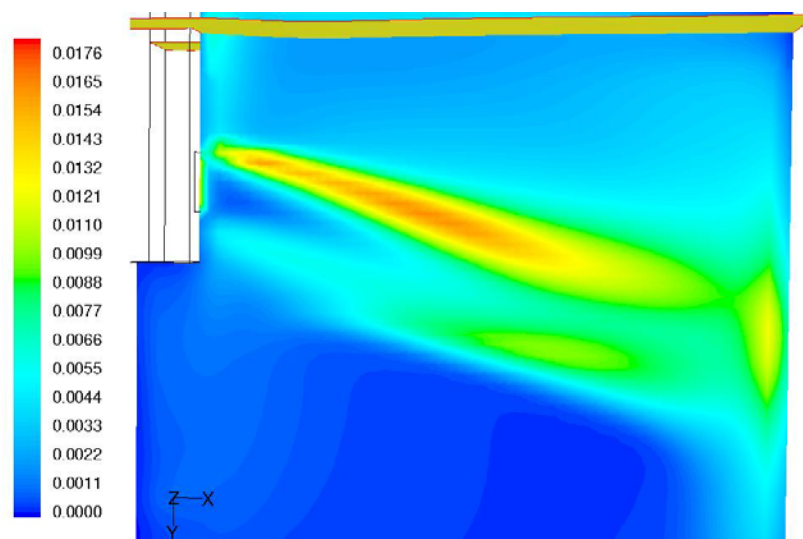
**Abbildung 7-7: Fluktuation der Badoberfläche entlang der Modellbrammenbreite zu verschiedenen Zeitpunkten ( $t_i$ ) in Abstand von 20 Sekunden**

Die maximale Badoberflächenhöhe tritt analog zu den experimentellen Ergebnissen an der Schmalseite der Modell-Kokille auf. Deren Betrag liegt mit ca. 4 mm im Bereich der experimentell gemessenen Badoberflächenhöhe.

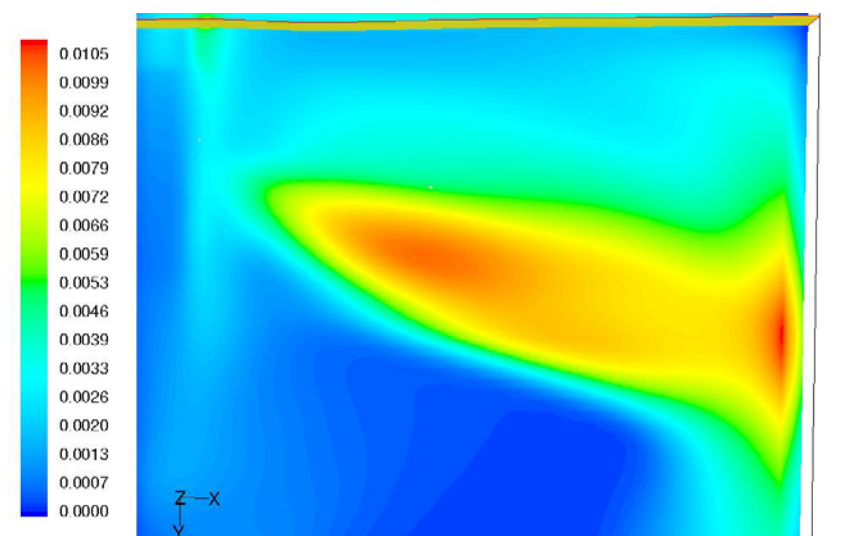
### Fall 2 („ungünstige“ Randbedingungen):

Die Austrittsbedingung des Strahles aus der Tauchrohraustrittsöffnung ist so definiert, dass ein gleichmäßiges Ausströmen über die gesamte Austrittsfläche erfolgt. Das stimmt mit den experimentellen Daten nicht überein, aus denen sich eine ungleichmäßige Verteilung und höhere Geschwindigkeitswerte am Tauchrohr ergeben. Die Turbulenzintensität wird nach Gleichung 7-1 rechnerisch ermittelt. Die Strahlaustrittsbedingungen an der Tauchrohraustrittsöffnung wurden in diesem Fall insofern „ungünstig“ definiert, weil sie nicht an die experimentellen Resultate angepasst wurden. Dieser Unterschied wird vor allem bei der Darstellung des TKE-Feldes auffällig. Die turbulenten kinetischen Energien in den beiden Ebenen sind als farbkodierte Diagramme in den Abbildungen 7-8 und 7-9 gezeigt. Die Turbulenzintensität wurde mit 4 % am Tauchrohraustritt definiert. Wie aus diesen Abbildungen hervorgeht, stimmen die TKE-Felder mit den experimentellen Untersuchungen nicht überein (vgl.

Abb. 5-9 und 5-10). Die höchsten TKE-Werte liegen hier oberhalb der Tauchrohraustrittsöffnung in der Grenzregion zwischen Zone 1 und 6. In diesem Gebiet sind die Geschwindigkeitsvektoren der beiden Regionen 1 und 6 entgegengesetzt; daher ergeben sich im Falle eines Austrittsstrahles mit geringerer Turbulenz dort die höchsten TKE-Werte. Die experimentellen Untersuchungen zeigen hingegen eindeutig, dass der Freistrah vollturbulent ist. Diese Fallstudie zeigt, dass falsch abgeschätzte Randwerte unrealistische Ergebnisse zur Folge haben, und unterstreicht die Bedeutung, die experimentellen Untersuchungen in Kombination mit den numerischen Untersuchungen zukommt.



**Abbildung 7-8: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) in der Ebene  $z = 0$  der Modell-Kokille**



**Abbildung 7-9: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) in der Ebene  $z = -30$  der Modell-Kokille**

**Fall 3:**

In dieser Studie erfolgte die numerische Lösung des Strömungszustandes unter Kopplung des Systems Kokille und des Systems Tauchrohr. Dieser Fall soll vor allem die wechselseitige Abhängigkeit der beiden Systeme Kokille / Tauchrohr verdeutlichen. Durch eine solche Kombination entfällt die Festlegung der Randwerte an der Tauchrohraustrittsöffnung, da diese Zone nun als Rechen-Domäne definiert ist. Die Randbedingungen werden bei der numerischen Untersuchung an der Tauchrohereintrittszone festgelegt.

In diesem Bereich strömt das Medium vom Tundish in das Tauchrohr ein. Es ist anzumerken, dass hier die Tauchrohrgeometrie aufgrund begrenzter Rechenkapazität nicht ausreichend detailliert in der Rechen-Domäne eingearbeitet ist.

Die Turbulenzintensität wurde mit ca. 4% rechnerisch ermittelt. Das Tauchrohr in der Rechen-Domäne ist durch geringe Knotenzahl und demzufolge „grob“ definiert; deshalb konnten die genauen Tauchrohrgeometrien, wie z.B. der Neigungswinkel der Tauchrohraustrittsöffnung, nicht detailliert dargestellt werden.

Die Neigungswinkel der Geschwindigkeitsvektoren und die maximalen Geschwindigkeitswerte, wie sie in den Abbildungen 7-10 und 7-11 dargestellt sind, stimmen trotz der nicht optimierten Darstellung des Tauchrohres in der Rechen-Domäne, mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen gut überein. Die numerischen Ergebnisse der Strömungszustände in der Modell-Kokille sind mit den experimentellen Resultaten insbesondere hinsichtlich der TKE-Felder in den beiden Ebenen  $z = 0$  mm und  $z = -30$  mm, wie sie in den Abbildungen 7-12 und 7-13 dargestellt sind, konform. Im Vergleich zu der zweiten Fallstudie stimmen die Turbulenzfelder mit den experimentellen Daten besser überein. Aus den Ergebnissen der Rechnungen und aus deren Vergleich mit den Messungen lässt sich zusammenfassend folgern, dass die numerische Strömungssimulation die realen Strömungszustände in der Kokille wiedergibt, wenn das gesamte Gießsystem (Tundish, Tauchrohr, Kokille) berücksichtigt ist. Diese Vorgehensweise ist jedoch sehr rechenintensiv, deshalb werden meist die einzelnen Einheiten des Gießsystems bei der numerischen Strömungsuntersuchung getrennt behandelt.

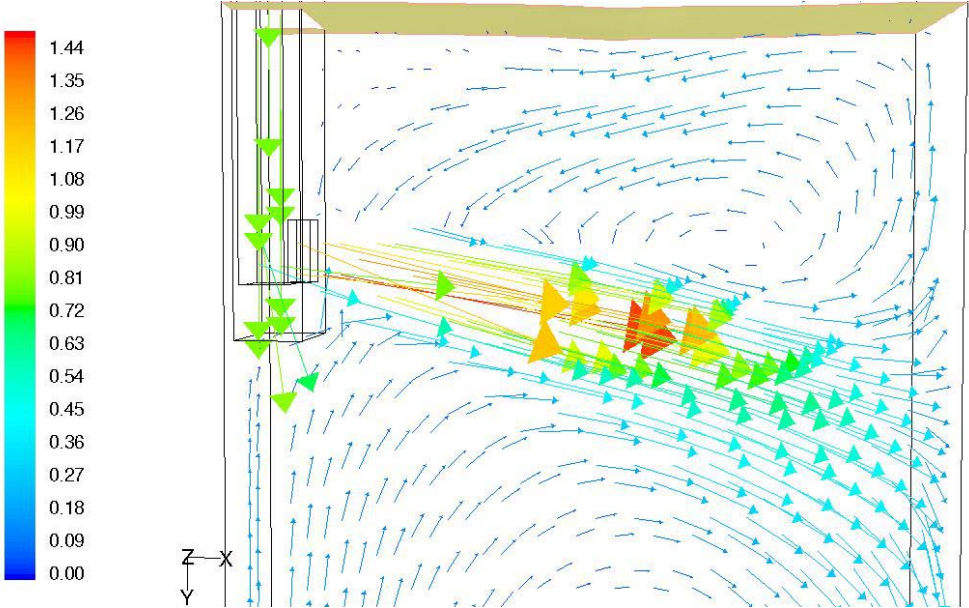


Abbildung 7-10: Geschwindigkeitsfeld in der Kokille für die Ebene z = 0 mm

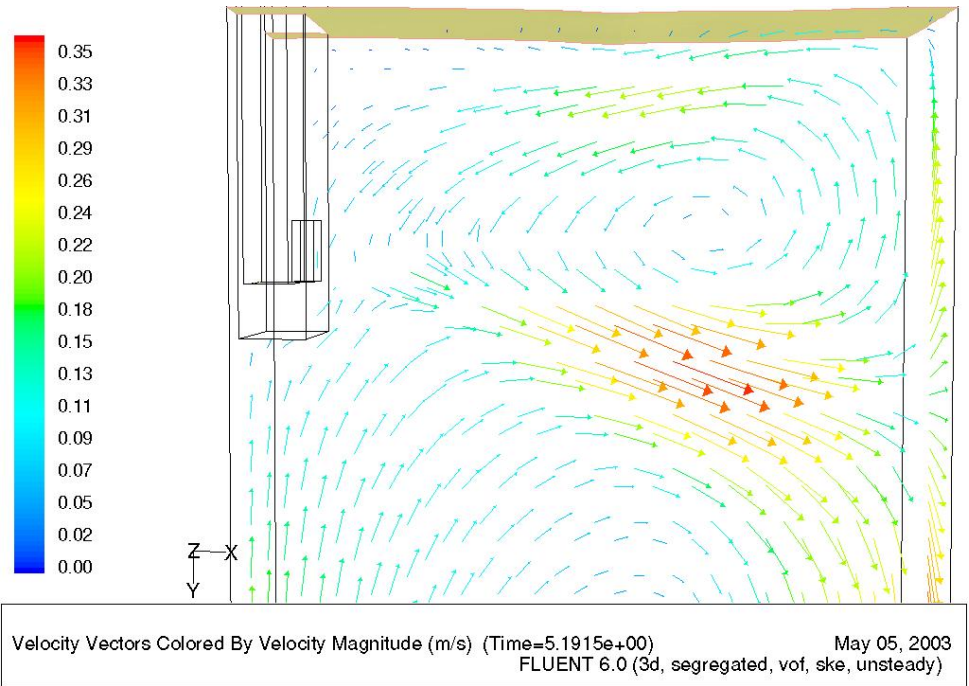
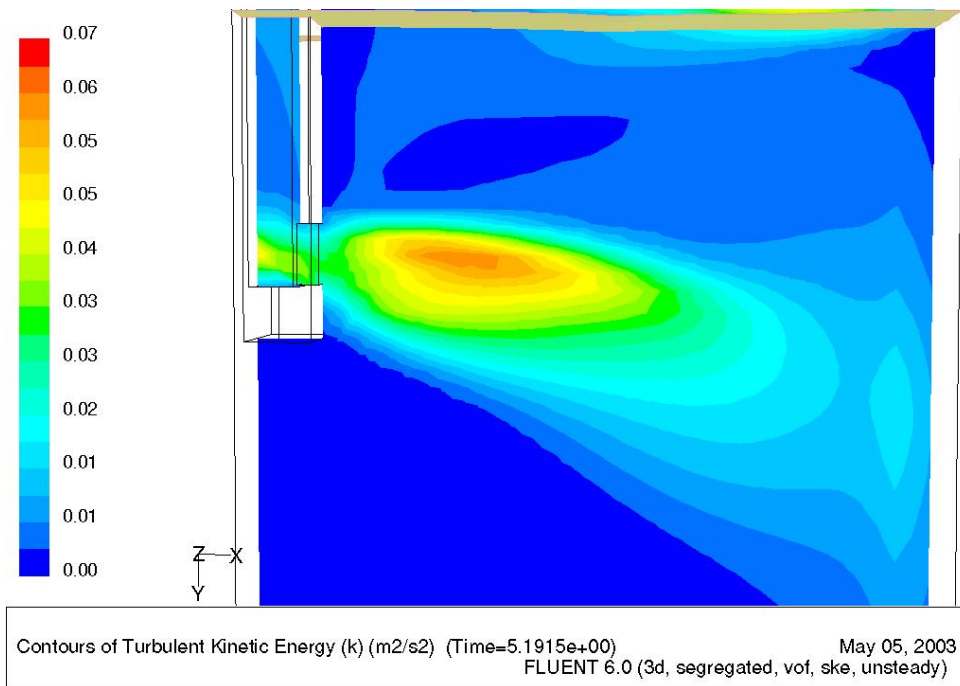
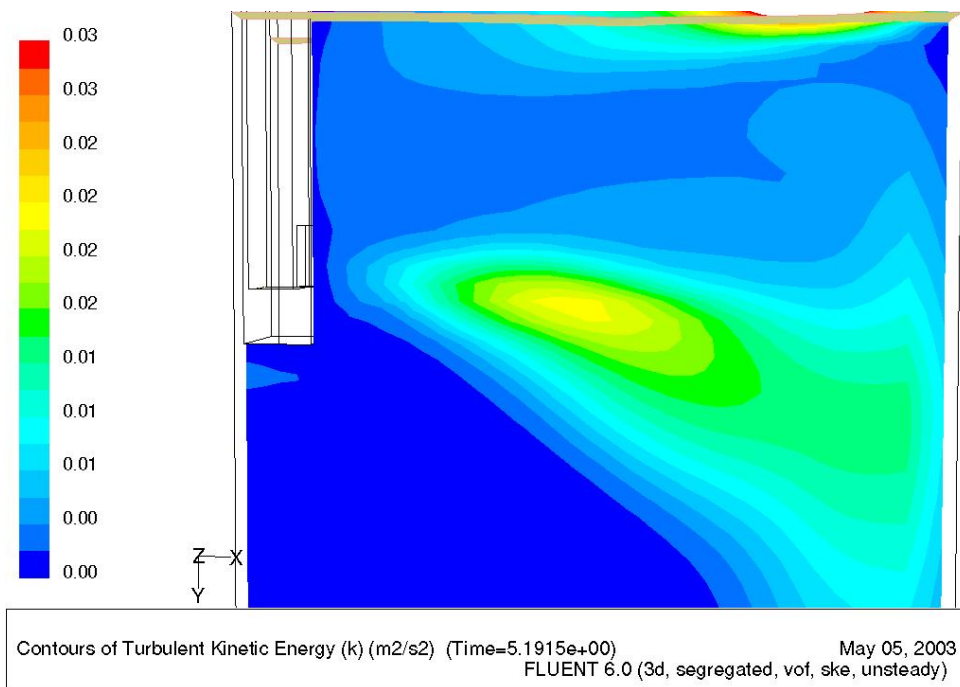


Abbildung 7-11: Geschwindigkeitsfeld in der Kokille für die Ebene z = -30 mm



**Abbildung 7-12: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) in der Kokille für die Ebene z = 0 mm**



**Abbildung 7-13: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) in der Kokille für die Ebene z = -30 mm**

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden dreidimensionale Strömungszustände in Abhängigkeit von den Betriebsparametern (Brammenbreite, Tauchrohreintauchtiefe, Strangabzugsgeschwindigkeit) im Modell einer Stranggießkokille untersucht. Die Untersuchungen erfolgten mit der berührungslosen Meßmethode der Laser-Doppler-Anemometrie in einem 1:2 Wassermmodell einer Betriebskokille (1550 x 240 x 1900). Zu diesem Zweck wurde das bestehende zweidimensionale LDA-Meßsystem nach dem Prinzip von Bahnen und Köller mit einer weiteren Zweistrahlkomponente zur Vermessung des dritten Geschwindigkeitsanteils erweitert.

Im Hinblick darauf, dass die Strömungszustände im badoberflächennahen Bereich der Kokille das Ziel der Untersuchungen waren, wurde als Ähnlichkeitskennzahl die Fr-Zahl gewählt. Abhängig von der einzustellenden Strangabzugsgeschwindigkeit im Prozess zwischen 0,8 und 1,4 m/min ergeben sich bei konstanten Fr-Zahlen volumetrische Durchsätze durch das eingesetzte Modell eines betrieblich verwendeten Tauchrohrtyps von 2,1 bis 5,5 m<sup>3</sup>/h. Im Vergleich dazu ergeben sich zwar bei Reynoldszahlen als Ähnlichkeitskriterium um den Faktor 3,4 höhere Volumenströme, der Strömungszustand des sich ausbreitenden Freistrahls ist jedoch bereits bei einem Durchsatz von 2,1 m<sup>3</sup>/h mit Re-Zahlen über 20000 hoch turbulent. Somit ist eine weitere Berücksichtigung der Viskositätskräfte (Re-Zahl) nicht notwendig.

Die turbulenten Strömungszustände in der Kokille wurden sowohl in der mittleren Ebene (vertikale Ebene beim Strahlaustritt,  $z = 0$  mm), als auch in der Ebene zwischen dem Tauchrohr und Kokillenbreite ( $z = -30$  mm) vermessen, um die dreidimensionale Ausbreitung des turbulenten Freistrahles in der Kokille näher zu analysieren. Auf Basis dieser Messungen erfolgte die Unterteilung des oberen Kokillenbereichs in 7 Regionen stromabwärts wie folgt:

Strahlaustrittszone (Region 1), Aufprallzone (Region 2), abwärtsgerichtete Zone (Region 3), aufwärtsgerichtete Zone (Region 4), Badoberflächenzone (Region 5), Rückflusszone (Region 6), Stauzone (Region 7).

Die Einflüsse der Betriebsparameter Strangabzugsgeschwindigkeit, Tauchrohreintauchtiefe und Brammenbreite auf das turbulente Strömungsfeld sind nachfolgend zusammengefasst:

- **Brammenbreite:** Der Einfluss der Brammenbreite auf das Strömungsprofil wurde bei konstanter Strangabzugsgeschwindigkeit von 0,8 m/min und bei konstanter Tauchrohreintauchtiefe von 140 mm untersucht. Die Strahlaustrittsgeschwindigkeiten aus dem Tauchrohr erniedrigten sich von ca. 1,2 m/s bis auf ca. 0,9 m/s aufgrund der geringer einzustellenden Volumenströme mit abnehmender Brammenbreite. Der Abstand des Aufprallbereiches des austretenden Strahls auf die Kokillenschmalseite von der Badoberfläche war von der eingestellten Brammenbreite unabhängig. Demzufolge wird der austretende Freistrahls mit zunehmender Brammenbreite durch das untere Rezirkulationsgebiet nach oben abgelenkt. Die maximal gemessene Strömungsgeschwindigkeit im badoberflächennahen Bereich (Region 5) betrug abhängig von der eingestellten Brammenbreite ca. 0,26 m/s.

- **Strangabzugsgeschwindigkeit:** Die Zunahme der lokalen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten mit steigender Strangabzugsgeschwindigkeit, bedingt durch den erhöhten volumetrischen Zufluss, war in allen Bereichen der Kokille deutlich erkennbar. In der Gesamtheit ließ sich jedoch keine Tendenz zur Veränderung des Strömungsprofils mit der Strangabzugsgeschwindigkeit feststellen. Das heißt, dass die Strömungsfelder der Freistrahlen sich einander ähnlich sind. Das großräumige Profil der kinetischen Turbulenzenergie änderte sich ebenfalls nicht, abgesehen von der allgemeinen Erhöhung der Energiewerte.

- **Tauchrohreintauchtiefe:** Die Geschwindigkeit der neben dem Tauchrohr abwärts fließenden Strömung (Region 6) nahm mit steigender Tauchrohreintauchtiefe (von 100 mm auf 140 mm bezogen auf die Originalkokille) bis auf 0,5 m/s zu. In dieser Region waren die Geschwindigkeitsvektoren stets zur Tauchrohraustrittsöffnung gerichtet.

Unabhängig von den eingestellten Betriebsparametern betrug der Neigungswinkel des austretenden Freistrahles zwischen  $-15^\circ$  und  $-20^\circ$ . Der Reynolds'sche Spannungsanteil  $\overline{u'v'}$  variierte im Bereich  $\pm 1,25 \cdot 10^{-2}$ . Der Betrag dieses Schwankungsanteils war im Vergleich zu den Normalspannungen ( $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ) um den Faktor mehr als 10 niedriger. Es zeigte sich weiterhin, dass in der Region 1 stets eine Schubspannung vorlag, die sowohl positives als auch negatives Vorzeichen besitzen konnte. Die Umkehrung des Vorzeichens deutet auf eine Störung des turbulenten Eintrittsstrahls durch die Strömungszustände in den umliegenden Regionen hin. Der Einfluss des austretenden turbulenten Strahls auf die Strömung in der Ebene  $z = -30$  führte



dazu, dass im Bereich des Strahlaustritts (Region 1\*) die höchsten Turbulenzwerte bei relativ geringen mittleren Geschwindigkeiten gemessen wurden. Die Turbulenzenergie stellt eine zusätzliche Information über die Strömung innerhalb des Modells dar und ist nicht redundant. Zusammenfassend ist anhand der Messergebnisse festzustellen, dass die Strömung in der Kokille anisotrop ist, da die einzelnen Schwankungskomponenten bis zu einer Größenordnung voneinander abweichen. Der isotrope Strömungszustand ist annähernd in den Rezirkulationsregionen gegeben. Daraus kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Voraussetzung für die Annahme eines isotropen Strömungszustandes nicht erfüllt sind, die beispielsweise das  $k-\varepsilon$  Turbulenzmodell zur numerischen Berechnung der Strömung annimmt.

Die dritte Geschwindigkeitskomponente wurde in der Ebene  $z = -30$  mm gemessen. Es wurde festgestellt, dass im Rahmen der durchgeführten Messungen in den Regionen 7\* und 2\* das Verhalten der Strömungsgeschwindigkeitsvektoren hinsichtlich ihrer Richtung konsistent ist. In der Region 7\* sind die Geschwindigkeitsvektoren zum Tauchrohr hin (Einsaugung in den Strahl) und in der Aufprallregion (Region 2\*) entgegengesetzt dazu (Ablenkung zur Brammenbreite) ausgerichtet. Die Messdaten belegten weiterhin, dass nahe am Tauchrohraustritt das Medium sowohl in den austretenden Strahl als auch in das Tauchrohr hinein eingesaugt wurde.

Ausgehend von den gewonnenen Daten der Strömungszustände im Wassermodell wurde das Verhalten des Freistrahles in der Ebene  $z = 0$  mm näher untersucht. Eine wesentliche Feststellung bestand u.a. darin, dass durch die dimensionslose bzw. normierte Auftragung der Messdaten einerseits die maßgeblichen Einflussfaktoren herausgearbeitet wurden. Andererseits konnten die Ergebnisse von Messreihen mit unterschiedlichen Betriebsparametern vergleichend gegenübergestellt werden. Durch die normierte Auftragung der horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten über einem geeigneten dimensionslosen Längenverhältnis  $L_{x_{ij}}$  (vertikaler Abstand von der Freistrahachse / horizontaler Abstand vom Tauchrohr) zeigte sich, dass der Verlauf der Freistrahlausbreitung unabhängig von den eingestellten Betriebsparametern war. Der Verlauf der Freistrahlausbreitung stromabwärts in der Region 1 wurde durch eine Exponentialfunktion beschrieben. Aufgrund von vorliegenden Störungen durch die Strömungszustände in den benachbarten Regionen wich dieser Verlauf jedoch von dem einer idealisierten turbulenten Freistrahlausbreitung in einem ruhenden Medium



ab. Mit zunehmendem Abstand vom Tauchrohr ( $x_i / \frac{1}{2}$  Brammenbreite  $\rightarrow 1$ ) fiel die Axialgeschwindigkeit ab. Der steilste Abfall der normierten Geschwindigkeiten war ab einem Abstandsverhältnis von ca. 0,85, d.h. noch vor dem Aufprall auf die Schmalseite, festzustellen. In diesem Bereich wurde der Freistrahls von der Schmalseite der Kokille („Rückstau“) beeinflusst. Diese Vorgehensweise ermöglicht es ebenfalls, die in anderen Modellmaßstäben gewonnenen Messdaten untereinander zu vergleichen.

Zur Untersuchung der Badoberflächenschwankungen wurden an vier ausgewählten Messpositionen Sensoren angebracht, die mit einer vertikalen Auflösung von 2 mm die Fluktuation an der Badoberfläche bis zu einer Höhendifferenz von 16 mm messen können. Die gemessene mittlere Amplitude der Badoberflächenhöhe lag maximal bei ca. 4 mm. Die Messergebnisse zeigten keinen signifikanten Einfluss der Tauchrohereintauchtiefe und der Brammenbreite im untersuchten Bereich der Parameter auf die Schwankung der Badoberfläche. Die Strangabzugsgeschwindigkeit hingegen hatte einen maßgeblichen Einfluss auf die Amplitude der Badoberflächenfluktuation. Die Untersuchungen ergaben weiterhin einen linearen Zusammenhang zwischen den eingestellten Fr-Zahlen und den mittleren Amplituden der Schwankungen, die durch die Division durch den hydraulischen Durchmesser der Tauchrohraustrittsfläche normiert waren. Die Frequenzanalyse der Badoberflächenwellen wies darauf hin, dass dort drei Frequenzbereiche dominieren:

niederfrequenter Bereich 0.02-0.7 Hz

Bereich mittlere Frequenz 0,7- 1,8 Hz

höhere Frequenzanteile >1,8 Hz

Die Ergebnisse der Frequenzanalyse zeigten eine Verringerung der Anteile im mittleren Frequenzbereich mit zunehmender Brammenbreite. Dieses Ergebnis indiziert die Ausbreitung von Badoberflächenwellen. Eine weitere Abhängigkeit der gemessenen Frequenzen von den eingestellten Betriebsparametern wurde nicht festgestellt.

Auf Basis der Frequenzuntersuchungen der Geschwindigkeitsschwankungen wurde ein Zusammenhang zwischen der Badoberflächen- und der Geschwindigkeitsfluktuation in den Regionen 1, 2, 4 und 5 festgestellt. Es zeigte sich weiterhin, dass die niederfrequenten und hochfrequenten Anteile bereits beim Austritt des turbulenten Freistrahles aus dem Tauchrohr vorliegen. Deren Frequenzspektren entsprachen den oben angegebenen nieder- und hochfrequenten Schwankungen der Badoberfläche.

Im Hinblick darauf, dass die numerischen Berechnungen immer mehr an Bedeutung gewinnen, wurden die gemessenen Strömungszustände mit den Ergebnissen des numerischen Codes Fluent verglichen. Zur Berechnung wurde das  $k-\varepsilon$  Turbulenzmodell, das einen isotropen Strömungszustand voraussetzt, eingesetzt. Trotz des gemessenen anisotropen Strömungszustandes in der Kokille waren die Ergebnisse der numerischen Berechnungen mit den experimentellen Ergebnissen in weiten Bereichen vergleichbar. Die Amplitude der Badoberflächenhöhe, die numerisch nach VOF-Methode (Volume of Fluid) berechnet wurde, stimmte mit den experimentellen Ergebnissen gut überein.

Um den Einfluss des Strahlaustrittes auf die numerischen Ergebnisse zu analysieren, wurden drei unterschiedliche Strahlaustrittsbedingungen vorgegeben und deren Strömungszustände mit den experimentellen Resultaten verglichen. In der ersten Fallstudie wurden das Geschwindigkeitsprofil und die Turbulenzintensität an der Tauchrohraustrittsöffnung auf Basis der experimentellen Ergebnisse definiert. Im Fall 2 wurde eine konstante Geschwindigkeit auf der gesamten Tauchrohraustrittsfläche festgelegt. Die Neigung des Austrittsstrahles wurde mit einem Winkel von  $-15^\circ$ , der sich aus den experimentellen Daten ergab, vorgegeben. Die vorzugebende Turbulenzintensität  $I$  an der Austrittsfläche des Tauchrohres wurde zu 4% (nach Gleichung 7-1) rechnerisch ermittelt. Somit wurden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen in dieser Fallstudie nur teilweise bei der Definition der Strahlaustrittsrandbedingungen berücksichtigt. In der dritten Fallstudie beinhaltete die Rechen-Domäne sowohl das Kokillen-Modell als auch das Tauchrohr. Die Randbedingungen wurden entsprechend an der Tauchrohereintrittsöffnung mit einer konstanten Geschwindigkeit von 0,62 m/s und konstanter Turbulenzintensität von 4 % definiert.

Die durchgeführten numerischen Untersuchungen wiesen darauf hin, dass die Strahlaustrittsbedingungen den Gesamtströmungszustand in der Kokille wesentlich beeinflussen. Aus dem Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen konnte die Schlussfolgerung gezogen werden, dass in den Fallstudien 1 und 3 eine bessere Übereinstimmung vorlag. Es stellt sich zusammenfassend heraus, dass eine gute Übereinstimmung zwischen der numerischen und der experimentellen Ergebnissen dann vorliegt, wenn die Randbedingungen des Strahlaustrittes basierend auf den experimentellen Messungen definiert werden. Liegen diese Messdaten nicht vor, dann kann das Ergebnis einer numerischen Untersuchung verbessert werden, in dem die davor liegenden Systeme in die Rechensimulation einbezogen werden. Der

Nachteil dieser Vorgehensweise besteht im Anstieg der Rechenleistung (Rechenzeit, Speicherkapazität). Zur numerischen Untersuchung sollen aus diesem Grunde in zukünftigen Arbeiten die Strömungszustände im Tauchrohr und Tundish, als auch weitere stromabwärts vorliegende Teilräume, berücksichtigt werden.

In der betrieblichen Praxis kann die Produktqualität maßgeblich durch die Wahl des eingesetzten Tauchrohrtyps mit spezifischer Geometrie und die hierdurch verursachten Strömungszustände beeinflusst werden [149]. Deshalb ist es notwendig in zukünftigen Arbeiten die Strömungszustände für die jeweiligen Tauchrohrtypen näher zu untersuchen und in die Berechnung der Strömungszustände in der Kokille einzubeziehen. Die vorliegende Arbeit bietet eine Grundlage für den quantitativen Vergleich unterschiedlicher Tauchrohrtypen. Diese Konzepte zur Parametrierung der verschiedenen Tauchrohrtypen sollen insbesondere folgende Einzelpunkte beinhalten:

- Die Beschreibung der Freistrahlausbreitung auf Basis der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Exponentialgleichung
- Die Beschreibung der Strömungszustände im badoberflächennahen Bereich auf Grundlage der charakteristischen Teilräume, insbesondere für die dreidimensionalen Einsaugeffekte in der Nähe der Tauchrohraustrittsöffnung sowie die dreidimensionale Ausbreitung des Freistrahls in der Nähe des Aufprallbereiches
- Zusammenhänge zwischen den auftretenden Frequenzen der Strömungsgeschwindigkeits- und Badoberflächenschwankung.

## 9 Literatur

- [1] **Thomas, B.G.; Sivaramakrishnan, S.; Bai, H.:** Transient Flow Structures in Continuous Casting of Steel; Ironmaking Conference Proceedings 2000, S. 541
- [2] **Odenthal, H.J.; Pfeiffer, H.; Bölling, R.:** Numerical and Physical Simulation of Tundish Fluid Flow Phenomena; 11. Deutsch-Japanisches Seminar, 17/18 Sept. 2002 , Düsseldorf, S. 21
- [3] **Yoon, J.; Lee, J.:** A Coupled Analysis of Heat Transfer and Fluid Flow in Continuously Cast Beam-Blank Using Boundary Fitted Coordinate; Metallurgical and Material Science Proc. Of Int. Conf. MSMM 1996 Beijing China, S. 341
- [4] **Hongliang, Y.; Xingzhong, Z.; Mansen, N.:** Development of Mathematical Model Based on Coupling Fluid Flow and Solidification Processes in Continuous Casting of Steel; Metallurgical and Material Science Proc. Of Int. Conf. MSMM 1996 Beijing China, S. 361
- [5] **Müller, T. ; Müller, P.; Jungblut, H.; Scherrmann, T.:** Maßnahmen zur Qualitätssicherung bei der Erzeugung von Stranggussbrammen; Stahl und Eisen 119 (1999) Nr. 6/7, S. 93
- [6] **Jacobi, H.; Rakoski, F.:** Hohe Reinheit der Stähle als Kriterium der Werkstoffentwicklung; Stahl und Eisen 116 (1996) Nr. 5, S. 61
- [7] **Andrzejewski, P.; Grimm, P.:** Strömung und Einschlussabscheidung in Brammenkokillen; Stahl und Eisen 115 (1995) Nr. 2, S. 71
- [8] **Pluschkel, W.:** Stranggießen von Stahl in: Metallurgie des Stranggießens von Stahl; ed. Düsseldorf 1992, Hrsg.: Schwerdtfeger, K.; S. 214-218
- [9] **Jacobi, H.; Wünnenberg, K.:** Verfahrenstechnik und Qualitätsseigenschaften beim Stranggießen von Knueppeln und Vorbloeken; Stahl und Eisen 102 (1982), S. 441 – 450
- [10] **Ende, H.; Vogt, G.J.:** Iron Steel Inst. 210 (1972), S. 889 – 894
- [11] **Habu, Y.; Kitaoka, H.; Yoshii, Y.; Iida, Y.; Imai, T.; Veda, T.:** Trans. ISIJ 15 (1975), S. 246 – 251
- [12] **Spaccarotella, A.; Hooli, P.; Scheller, P.R.:** development of High Speed Casting in Conventional CC Stainless Steel Slab Production; Proc. 58th Electric Furnace Conf., Nov. 12-15, 2000, Orlando, USA
- [13] **Coassin, G.; Meroni, U.:** Flexible Dünnbrammen-Stranggießanlage; Stahl und Eisen 114 (1994) Nr. 6, S. 137
- [14] **Weiss, A.:** Einfluss der Eingießströmung auf die Gefügeausbildung und Untersuchung der Reibungskräfte zwischen Strangschale und Kokille beim Vertikalstranggießen von CuSn6 Fortschritt-Berichte / VDI : Reihe 5, Grund- und Werkstoffe ; Nr. 382 Hochschulschrift - Zugl.: Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 1994, ISBN- 3-18-338205-9
- [15] **Hassall, Santis, Lodin, Taylor, Gardin, Andrzejewski,, Tacke, Bergeles, Rödl:** Improvements of cast product quality by using results from mathematical and physical modelling of the continuous casting process; European Commission Report EUR19853 EN,1994, ISBN 92-894-1267-4

- [16] **Gupta, D.; Lahiri, A.K.:** Water-Modeling Study of the Surface Disturbances in Continuous Slab and Materials Transactions B Vol. 25 B, 1994, S. 227
- [17] **Normanton, A.S.; Hunter, N.S.:** Mould Thermal Monitoring for Slab, Bloom and Thin Slab Casting; Stahl und Eisen 123 (2003), Nr. 6/7, S. 75-81
- [18] **Kim, J.W.; Kim, S.D.; Lee, Y.D.; Eum, J.I.; Lee, E.S.:** Proc. Steelmaking Conf., Washington, 1995, USA, S. 333-339
- [19] **W.H. Emling et al.:** Subsurface mold Slag Etrainment in Ultra-Low Carbon Steels; Steelmaking Conf. Proc. 77 (Warrendale, PA: ISS1994), S. 371-379
- [20] **Teshima, T. et al.:** Improvements of surface Property of Steel at high Casting Speed; Steelmaking Conf. Proc. 71 (Warrendale, PA: ISS 1988), S. 111-118
- [21] **Herbertson, J. et al.:** Modelling of Metal delivery to CC Moulds; Proc. Steelmaking Conf., Vol 74, 1991, S. 171-185
- [22] **Mills, N.T.; Barnhardt, L.F.:** Metals 23 (1971); S. 37-43
- [23] **Ebneth, G.; Rüttiger, K.:** Ein theoretisches Modell für die Berechnung der Koagulation flüssiger und fester Oxidteilchen im strömenden flüssigen Stahl unter Berücksichtigung von Abscheidungs- und Gießvorgängen; Archiv Eisenhüttenwesen 47 (1976), S. 339 – 343
- [24] **Lee, J.; Han, H.; OH, K.; Yoon, J.:** A Fully Coupled Analysis of Fluid Flow, Heat Transfer and Stress in Continuous Round Billet Casting; ISIJ International, Vol. 39 (1999), No. 5, S. 435-444
- [25] **Honeyands, T.; Herbertson, J.:** Flow dynamics in thin slab caster moulds; Steel Research 66 (1995) No. 7 S. 287
- [26] **Jacobi, H.; Flender, R.; Wünnenberg, K.:** Modelluntersuchungen zur Stahlerzeugung und Giesstechnologie; 51. Berg- und Hüttenmännischen Tag; Freiberg 2000, S. 50
- [27] **Odenthal, H. J.; Pfeiffer, H.:** Simulation of the SEN-mould Water Model System Using Laser-Optical and Computational Dynamics Methods; Metallurgical and Materials Transactions B, Volume 33B, April 2002, S. 163
- [28] **Preuer, A.; Kaufmann, B.; Zuba, G.; Vlcek, J.:** Rechnerische Simulation der Strömungs- und Temperaturfelder des flüssigen Stahls in der Kokille; BHM 137.Jg. (1992), Heft 3, S.79
- [29] **Qing-Xing, P.:** Computer Simulation Study on the surface Disturbance of Liquid Metal in Continuous Casting Mould; The International Conference on Modelling and Simulation in Metallurgical Engineering and Materials Science, Beijing: Metallurgical Industry Press, S. 372-375
- [30] **Gupta, A.; Ajmani; Choudhury, Gupta, P.; Singh:** Modelling Liquid Steel Flow through Slab Caster Submerged Entry Nozzle and Mould; Tata Search 2001, S. 155
- [31] **Thiemann, T.; Rödl, S., Reifferscheid, M.:** Time-Dependent Flow Conditions in Continuous Casting Mould; 2nd International Congress on the Science & Technology of Steelmaking University of Wales Swansea, UK IOM Communications record N0. 95, S. 97
- [32] **Afaneseva, K.I.; Iventsov, T.P.:** Stal, 18(1958), No. 7, S. 599

- [33] **Wilhelmi, H.; Steinmetz, E.; Schlösser, G.; Renz, U.; Hillemacher, B.; Lange, F.:** Zur Strömungssimulation in gasgerührten metallurgischen Pfannen; *Steel Research* 62 (1991) S. 492 – 495
- [34] **Andrezjewski, P.; Köhler, K. U.; Pluschkell, W.:** Model Investigations on the Fluid Flow in Continuous Casting Moulds of Wide Dimensions; *Steel Research* 63 (1992); No. 6; S. 242
- [35] **Han, O.; Hunt, J.D.:** Redistribution of Particels during Solidification; *ISIJ International*, Vol. 35 (1995), No. 6, S. 693-699
- [36] **Takechi Shuji et al.:** Bubble Entrapment on Solidified Shell caused by unsteady Steel Flow in Mold; *Steel Research* 74 (2003) 2; S.114-118
- [37] **Ilin, V.I.; Nosov, S.K.; Deorov, L.K.; Shekhovtsov, E.V.; Parshin, V.M.:** Tests of Pressureless submersible nozzles in casting tire metal; *Steel in Translation* 31 (2001) 12, S.28-29
- [38] **Zhang, L.; Thomas, B.G.; Cai, K.; Cui, J.; Zhu, L.:** Inclusion Investigation during clean Steel Production at Baosteel; *ISSTECH 2003 Conf. Proc. Vol.1 Electric Furnace-Steelmaking; Ironmaking-Process Technol.-Wolf Symposium*, Indianapolis, USA, April 2003, ISBN 1-886362-67-x; S.141-156
- [39] **Lammant, J., Larecq, M., Mouchette, A., Codur, Y., Gancarz, Leclercq:** Advance Control Of Mold Operation And Improved Slab Surface Quality On Sollac Continuous Casters; *Proceedings of the Sixth International Iron and Steel Congress 1990*, ISIJ: Nagoya,1990, S. 317-324
- [40] **Kubota, J., Okimoto, K., Suzuki, M., Shirayama, A.:** Mechanism of level Fluctuation and mold powder Catching; *Proceedings of the Sixth International Iron and Steel Congress, 1990*, Nagoya, ISIJ, Nagoya,1990, S. 356
- [41] **Kubota; Okimoto; Shirayama; Murakami:** Development of Flow Control Technology in Continuous Casting Mold at high speeds; *1st European Conference On Continuous Casting*, Florence, Italy,1991, S. 1245
- [42] **Aboutalebi, M. R., Hasan, M.; Guthrie, R.** Coupled Turbulent Flow, Heat, and Solute Transport in Continuous Casting Processes; *Metallurgical and Materials Transactions B*, August 1995, 731
- [43] **Lindborg, U.; Torssel, K.:** A Collision Modell for the Growth and Separation of Deoxidation Products; *Transactions of The Metallurgical Society of AIME*; Volume 242; Jan. 1968; S. 94-102
- [44] **Thomas, B.G.; Mika, L.J.; Najjar, F.M.:** *Met. Transactions B* 21 B (1990) 387, S. 342
- [45] **Zhang, L.; Taniguchi, T.; Cai, K.:** *Met. Trans.* 31B, 4 (2000) 253 – 266
- [46] **Zhang, L.; Cai, K.:** *Proc. 84th Steelmaking Conf. ISS. Baltimore, USA, 2001*, 275 – 291
- [47] **Saito, K.; Nakato, H.; Yamasaki, H.; Bessho, N.; Fujii, T. N.:** Control of Flow Patter in C.C. Mold by Four-Spout Immersion Nozzle; *1990-9TH PTD Conference Proceedings* – S. 153
- [48] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Reimers, U.:** Heat transfer during one and two-phase water-spray cooling of hot metals.; *Proc. 6th Japan-Germany Sem. (1984)* S. 146-159

- [49] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Reimers, U.; Reichelt, W.; Voss-Spilker, P.:** Math.Modell zur dyn. Abdichtung beim Eingießen und gleichzeitigen Erstarren von Stahl; Archiv Eisenhüttenwesen 56 (1985); S. 191-198
- [50] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Reimers, U.:** Heat transfer during water and water-air spray cooling in the secondary cooling zone of continuous cooling plants; 5th Intern. Iron and Steel Congr., Washington. Proc. of 69 th Steelmaking Conf. 69 (1986); S. 511-521
- [51] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Reimers, U.:** Wärmeübertragung in der Sekundärkühlzone von Stranggießanlagen; „Stranggießen“: Symp. Deutsche Ges. Metallkunde (1986); S. 91-114
- [52] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Reimers, U.:** Wärmeübertragung bei der Stranggießkühlung durch Spritzwasser; Steel Research 60 (1989); S. 442-450
- [53] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Köhler, C.; Slowik, J.; Borchardt, G.:** Heat Transfer through hot oxidized steel surfaces cooled by spray water; Part1: Influence of oxide scales on heat transfer in secondary cooling zones in the continuous casting process. Steel Research 61 (1990); S. 295-301
- [54] **Scholz, R.; Jeschar, R.; Köhler, C.; Slowik, J.; Borchardt, G.:** Determination of material properties of oxide scales on steel under spray water cooling conditions, Part 2: Influence of oxide scales on heat transfer in secondary cooling zones in the continuous casting process; Steel Research 61 (1990); S. 302-311
- [55] VDI Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang, Abschnitte F und G; 6. Auflage (1991), Herausgeber VDI und GVC, VDI-Verlag, Düsseldorf
- [56] **Iguchi, M.; Tani, J.; Uemura, T.; Morita, Z.:** Flow Phenomena and Heat Transfer around a Sphere Submerged in Water Jet and Bubbling Jet; ISIJ International, Vol. 29 (1989), No. 8, S. 658-665
- [57] **Imai, T.; Murayama, T.; Ono, Y.:** The Estimation of Convective Heat Transfer Coefficients between a Spherical Particle and Fluid at lower Reynolds Number; ISIJ International, Vol. 35 (1995), No. 12, S. 1438-1443
- [58] **Schrewe, H.:** Stranggießen von Stahl; Verlag Stahleisen, 1987, ISBN 3-514-00347-5; S. 159
- [59] **Takehiro Nakaoko** Water model study on turbulent agglomeration of inclusion particle in liquid metal; ICS 2001, 2nd International congress on the science & technology of steelmaking 2001 University of Wales Swansea Volume 1, ISBN 1-86125-146-7, S. 77-86
- [60] **Lan, X. K.; Khodadai, J.M.; Shen, F.:** LDV turbulence measurements and low-Reynolds number computations of flow in a continuous casting mold water model; Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3; 1996 Elsevier Science B.V. ; S. 473
- [61] **Andrzejewski, P.; Julius, E.; Haubrich, H.:** Mould Flow Monitoring- A Tool To Improve Caster Operation; 3rd European Conference on Continuous Casting, Oct. 20-23, 1998, S. 825
- [62] **Rödl, S.; Thiemann, T.; Beyer-Steinhauer, H.; Flemming, G.; Reifferscheid, M.:** Transient Multiphase Flow Conditions in a Thin Slab Caster Moulds; The Tenth Japan-Germany Seminar, Tokyo (1999), S. 137-144
- [63] **Gupta, D. ; Lahiri, A.K.:** A Water Model Study of the flow Asymmetry inside a Continuous Slab Casting Mold; Metallurgical and Materials Transactions B Volume 27B, October 1996, S. 757-764

- [64] **Scheller, P.; Fischer, M.; Mauro, S.; Spaccarotella, A.; Ciprari, O.; Gigli, G.; De Santis, M.; Rudolfi, M.R.:** Development of High Speed Casting in Conventional CC Stainless Steel Slab Production; ECSC STEEL RTD PROGRAMME, Contract Numbers 7210/-CA/191, /433, /906; 1999
- [65] **Vaterlaus, A.:** Innovative Clogging Prevention and Mold Flow Optimization by the Whirl SEN; Steelmaking Conference 1997, S. 162
- [66] **Schwerdtfeger, K.:** Metallurgie des Stranggiessens; Düsseldorf 1992, ISBN-3-514-00350-5, S. 254-255
- [67] **Apelian, D. ; McCauley, W.L.:** The role of mold fluxes in continuous casting of steel; Iron and Steelmaker; Band 7 (1980) Heft 11, S. 28-35
- [68] **Watters, J.H.; Jiang, G.:** Model Studies of Surface Wave Phenomena in the Continuous Casting Mould; Steel Research No. 63 1992, S. 95
- [69] **Pütz, O.; Breitfeld, O.; Rödl, S.:** Investigations of Flow Conditions and Solidification in Continuous Casting Moulds by Advanced Simulation Techniques; Steel research 74 (2003) No. 11/12, S. 686-692
- [70] **Brimacombe, J.K.; Weinberg, F.; Hawbolt, E.B.:** Formation of off-corner internal cracks in continuously-cast billets; Met. Trans. B 10B (1979); S. 279
- [71] **Thomas, B.G.; Mika, L.J.; Najjar, F.M.:** Met. Transactions B 21 B (1990); S. 387
- [72] **Najjar, F.M.; Thomas, B.G.; Hershey, D.E.:** Numerical Study of Steady Turbulent Flow through Bifurcated Nozzles in Continuous Casting; Met. and Materials Trans. B 26 B (1995), S. 749
- [73] **Flint, P. J.:** 73rd Steelmaking Conference Proceedings (1990); S. 81
- [74] **Harvey, A.D.; Lucas, T.; Winder, E.A.:** Optimisation of Steel Flow Conditions in the Mould Using Mathematical and Physical Modelling; 3rd European Conference on Continuous Casting (1998) S. 769
- [75] **Wang, Y.H.:** 73rd Steelmaking Conference Proceedings (1990); S. 473
- [76] **Gupta, D.; Lahiri, A.K.:** Met. and Material Trans. B. 25B (1994); S. 1117
- [77] **Gupta, D.; Lahiri, A.K.:** Steel Res. 63 (1992); S. 201
- [78] **Gupta, D.; Lahiri, A.K.:** A Water Model Study of the Flow Asymmetry inside a Continuous Slab Casting Mold; Met. and Material Trans. B 27B (1996) S. 757
- [79] **Gupta, A.V.S.S.K.S.; Choudhury, S.K.:** 26th National Conf. on Fluid Mechanics and Fluid Power, IIT Kharagpur (1999); S. 269
- [80] **Gupta, P.; Ajmani, S.K.; Gupta, A.V.S.S.K.S.; Singh, J.B.:** Modelling liquid Steel flow through slab caster submerged entry nozzle and mould; Report on Design Optimisation of Submerged Entry Nozzle for Slab Caster. Report No 25/2000, R and D Division, Tata Steel, Jamshedpur; Tata Search ; S. 154



- 
- [81] **Gupta, A.V.S.S.K.S.; Ajmani, S.K.; Choudhury, S.K.; Gupta, P.; Singh, J.B.:** Tata Search, Jamshedpur (2001) 151, S. 156
- [82] **Reichardt, H.:** Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz; VDI-Forschungsheft 414, 2. Auflage (1951)
- [83] **Schlichting, H.:** Grenzschicht-Theorie; 3 Auflage, Karlsruhe (1954); S. 439-460
- [84] **Rotta, J. C.:** Turbulente Strömungen; Teubner 1972, ISBN 3-519-02316-4; S. 199
- [85] **Schlichting, H.:** Boundary-Layer Theory; New York (1979); S. 729-757
- [86] **Günther, R.:** Verbrennung und Feuerungen; Springer (1974); S. 125 ff
- [87] **Kremer, H.:** Mischung in freien turbulenten Gasstrahlen mit ungleichförmigen symmetrischen Verteilungen von Impuls,- Wärme- und Treibgasmassenstrom-dichten am Düsenaustritt; Gaswärme 15 (1966)
- [88] **Wilhelmi, H.; Groß, G.:** Ignition Conditions and Combustion Processes in Supersonic Diffusion Flames; Progr. Astronautics and Aeronautics, Vol. 58 Turbulent Combustion, M. Summerfield ed., New York (1978); S. 311
- [89] **Groß, G.:** Untersuchung der Vermischung und Verbrennung in heißen Überschall-Luftstrahlen bei Brennstoffeinspeisung durch gekühlte Wände; Dissertation RWTH Aachen (1978)
- [90] **Tollmien, W.:** 1926 Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge; ZAMM, 6, S. 468-478 (English Translation, N.A.C.A TM 1085, 1945)
- [91] **Hinze, J.O.:** Turbulence; McGraw-Hill, New York (1975), ISBN 0-07-029037-7, S. 5
- [92] **Reynolds, A.:** Turbulent Flows in Engineering; John Wiley, London (1974)
- [93] **Rajartnam, N.:** Turbulent Jets; Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam (1976), ISBN 0-444-41372-3, S. 2-36; S. 231
- [94] **Zlokarnik, M.:** Scale-up Modellübertragung in der Verfahrenstechnik Wiley-VCH Verlag GmbH Jahr 2000, S. 13
- [95] **Fischer, M. S.:** Aufbau und Erprobung einer Laboranlage zur experimentellen, dreidimensionalen Modellierung der Metallströmung in einer Stranggußkokille; Diplomarbeit am Institut für Industrieofenbau und Wärmetechnik im Hüttenwesen RWTH Aachen 1995
- [96] **Hess, W.F.; Thier, B.:** Apparate Handbuch; 1. Ausgabe, Vulkanverlag 1990, ISBN 3-8027-2149-7, S. 16
- [97] **Szekely, J.:** Fluid Flow Phenomena in Metals Processing; Academic Press 1979, ISBN 0-12-680840-6, S. 243
- [98] **Ferziger, Joel H.; Peric, M.:** Computational Methods for Fluid Dynamics; Springer-Verlag, ISBN 3-540-59434-5; 1997; S. 335-340

- [99] **Shigeo Takag** Swirling flow effect in SEN on Bulk flow in high throughput slab continuous casting mold; ISIJ Int., Vol. 41 (2001), No. 10, S. 1208-1214
- [100] **Oertel, H.; Laurien, E.:** Numerische Strömungsmechanik; Springer Verlag, ISBN 3-540-58569-9 ; 1995 , S. 22
- [101] **Gersten, K.:** Strömungsmechanik; Vieweg Verlag 1992; ISBN 3-528-06472-2, S. 42-45
- [102] **Blackadar, A.K.:** Turbulence and Diffusion in the atmosphere; Springer Verlag 1998 ISBN 3-540-61406-0, S. 7
- [103] **Huth, T.:** Das instationäre Strömungsverhalten des Totwassergebietes eines oszillierenden Kreiszyllinders; Shaker Verlag 1995, ISBN 3-8265-0575-1 Disseration Institut für Mechanik der Universität Hannover; S. 39
- [104] **Versteeg, H.K., Malalasekera, W.:** An Introduction to Computational Fluid Dynamics The finite Volume Method; Longmann Scientific & Technical 1995, ISBN 0-582-21884-5, S. 52
- [105] **Höfken, Marcus** Moderne experimentelle Methoden für die Untersuchung von Strömungen in Rührbehältern und für Rührwerksoptimierungen; Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, S. 27-28, S. 95
- [106] **Oeters, F.:** Metallurgie der Stahlherstellung; Verlag Stahleisen 1989, ISBN 3-514-00354-8, S. 283
- [107] **Heskestad, G.:** A Generalized Taylor Hypothesos with Application for High Reynolds Number Turbulent Shear Flows; Journ. Appl. Mech., Vol. 32;1965, S. 735-739
- [108] **Doorn, Van:** On Taylor´s Hypothesis in Turbulent Shear Flows”, International Note 811123, 1981, University of Missouri-Rolla
- [109] **Iguchi, M.; Shinkawa, M.; Nakamura, H.; Morita, Z.:** Mean Velocity and Turbulence of Water Flow in a Cylindrical Vessel Agitated by Bottom Air Injection; ISIJ International, Vol. 35 (1995), No. 12, S. 1431-1437
- [110] **Bessho, N.; Yoda, R.; Yanasaji, H., Fuji, T., Nozaki, T.; Takatori, S.:** Numerical Analysis of Fluid Flow in Continuous Casting Mold by Bubble Dispersion Model, ISIJ International, Vol. 31 (1991), No. 1, S. 40-45
- [111] **Launder, B. E.; Spalding, D. B.:** The Numerical Computation of Turbulent Flows; Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3, 1974,S. 269-289
- [112] **Hirt, C.W.; Nicholls, B.D.:** Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries; J. Comput. Phys., 39, 1981; S. 201-221
- [113] Fluent 5 User´s Guide Volume 3, 1998, Chapter 15, S. 15-1; Chapter 6, S. 6-12
- [114] **Whitelaw, J.H.; Durst, F.; Melling A.:** Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie; G.Braun-Verlag, 1987, ISBN 3-7650-2022-2; S.132
- [115] **Durst, B.:** Laser-Doppler-Anemometrie; AT Fachverlag 1987, ISBN 3-921 681-00-6; S.13

- [116] **Donges, A.; Noll, R.:** Lasermesstechnik; Hüthig-Verlag 1993, ISBN 3-7785-2216-7, S. 6
- [117] **Drain, L.E.:** Laser-Doppler-Technique; Wiley-Verlag 1980, ISBN 0 471 27627 8, S. 85
- [118] **Bahnen, R.H.; Köller, K.H.:** Two-Component Laser-Doppler-System with Pockels Cell – First Measurements in Turbulent Flows; J. Phys. E.: Sci. Instrum. 18 (1985), S. 684-688
- [119] **Nonte, T.M.:** Mathematische Teilraummodelle Für Mischreaktoren und deren Experimentelle Überprüfung; Dissertation RWTH Aachen Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen und Geowissenschaften 1991
- [120] **Schlösser, G.:** Strömungs- und Vermischungsuntersuchungen an bodengeblasenen Mischreaktoren unterschiedlicher Gefäßgeometrie zur Modifikation und Validierung eines mathematischen Teilraummodells; Dissertationsschrift, RWTH Aachen, 1996
- [121] **Pietzka, J.:** Modelluntersuchungen zur Strömung und Durchmischung in Metallurgischen Pfannen; Dissertation RWTH Aachen Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen und Geowissenschaften 1986
- [122] **Weiland, M.:** Strömungsfelduntersuchung in einem runden Freistrahls mittels der 3D-Laser-Doppler-Anemometrie; Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Dissertation Institut für Strömungsmechanik Georg-August-Universität zu Göttingen 1997, ISSN 1434-8454
- [123] **Hering, L.:** Untersuchungen zu prozeßbestimmenden Vorgängen in der Kokille beim Stranggießen von Stahlbrammen; Dissertation Bergakademie Freiberg, 1991
- [124] **Pütz, O.; Rödl, S.:** Investigation of Unsteady and Asymmetric Flow Phenomena in a Continuous Casting Moulds by Advanced Simulation Techniques; Steel research 74(2003); No. 2; S. 105
- [125] **Müller, P.:** Untersuchung der Strömungsverhältnisse in der Stranggießkokille zur Verbesserung des Reinheitsgrades und der Oberflächenbeschaffenheit von Stahlbrammen; Dissertation Bergakademie Freiberg, 1999
- [126] **Kimura, H.:** An Analysis and Control of Molten Steel Flow in the Mould of Continuous Caster; ISIJ vol. 3 (1990), S. 1106-1109
- [127] **Ishi, T.; Tanaka, M.; Uehara, A.; Okazaki, T.; Kimura, H.; Tsutsumi, N.:** Dynamic Flow Control Technology in CC Mould with EMBR; International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, 1994, Nagoya, p. 396-401
- [128] **Oeters, F.; Pluschkell, W.; Steinmetz, E.; Wilhelmi, H.:** Fluid flow and mixing in secondary metallurgy; Steel Research 59 1988 No. 5, S.192
- [129] **Jank, G.; Nonte, T.; Steinmetz, E.; Wilhelmi, H.; Schlösser, G.:** Experimentelle Untersuchungen der Strömungen, Turbulenz und Teilraumbildung an Kaltmodellen gasgerührter Mischreaktoren; Steel Research 63 (1992)
- [130] **Lange, R.F.:** Untersuchungen zur Bildung und Vermeidung von Ansätzen in Tauchrohren beim Stranggießen aluminiumhaltiger Edelbaustähle; Dissertation RWTH-Aachen; 1995; S.47-52
- [131] **Böswirth, L.:** Technische Strömungslehre; Vieweg-Verlag, 3 Auflage Braunschweig/Wiesbaden 2000, S. 172

- [132] **Webster, D.R.; Roberts,, P.J.; Ra´ad, L.:** Simultaneous DPTV/PLIF Measurements of a Turbulent Jet; Experiments in Fluids 30 (2001) 65-72, Springer-Verlag; S. 65-72
- [133] **Meilan, Q.; Zhicong, C.; Renshou, F.:** Flow Structure of the Plane Turbulent Impinging Jet in Cross Flow; Journal of Hydraulic Research, Vol. 39, 2001, No. 2; S. 155-161
- [134] **Abramovich, G.N.:** The Theory of Turbulent Jets, M.I.T. Press, Massachusetts; 1963; S.671
- [135] **Zijnen, B.G.:** Measurements of the Velocity Distribution in a Plane Turbulent Jet of Air; Appl. Sci. Res., Van der Hegge, 1958a ; Sect. A,7; S. 256-276
- [136] **Honeyands, T.A.; Lucas, J.; Chambers, J.; Herbertson, J.:** Preliminary Modelling of Steel Delivery to Thin Slab Caster Mould; 1992 Steelmaking Conference Proceedings, pp. 451-459
- [137] **Teshima, S.:** Osame, M.; Okimoto, K.; Rimura, Y.; Patte, P. Study of Phenomena in C. C. Ingot-moulds Counter-measures decided upon by Nippon Kokan K.K. Function "F"; Tecnozzle, St-Ghislain, 1989, S.15
- [138] **Hoffmeister, H.; Förste, J.:** Beiträge zur Turbulenzforschung und Messtechnik; Akademie-Verlag Berlin Heft 17, 1973, S. 103
- [139] **Rocklage-Marliani, G.:** Dreidimensionale Laser-Doppler-Velozimetrie in turbulenter, drallbehafteter Rohrströmung; Dissertation am Institut für Thermo- und Fluidodynamik der Ruhr-Universität Bochum; VDI Verlag Düsseldorf 1999; ISBN 3-18-376608-6; S. 94
- [140] **Landahl, M.T.; Mollo-Christensen, E.:** Turbulence and Random Processes in Fluid Mechanics; Cambridge University Press 1986 ; ISBN 0 521 26306 9, S. 25
- [141] **Drain, L.E.:** The Laser Doppler Technique; John-Wiley & Sons 1980, ISBN 0 471 27627 8; S. 207
- [142] **Potter, D.:** Computational Physics; John Wiley & Sons 1977, ISBN 0 471 69555 6
- [143] **Kollmann, W.:** Berechnung der Turbulenzstruktur in einer Couette-Strömung; Dissertation RWTH Aachen Fakultät für Maschinenwesen 1972, S. 8
- [144] **Ritter, J.M. et al. :** Étude et ameliorations concernant la régulation de niveau d´acier en lingotière des coulées continues de Sollac Florange ; La revue métallurgie (sept. 1990), S. 761-769
- [145] **Mauro, S.:** Internal Report; Thyssen Krupp; 1999
- [146] **Pütz, O.; Rödl, S.; Breitfeld,O.:** Investigations of Flow Conditions and Solidification in Continuous Casting Moulds by Advanced Simulation Techniques; Steel research 74 (2003), No. 11/12; S. 686
- [147] **Cervantes, M.; Gustavsson H.:** Natural Wave Frequencies in Continuous Casting Moulds; 3<sup>rd</sup> European Conference on Continuous Casting; Madrid/Spain 1998, S. 202
- [148] **Adams, E.W.; Eaton, J.K.; Johnston, J.P.:** An examination of velocity bias in a highly turbulent separated and reattaching flow, Laaser Anemometry in Fluid Mechanics, 198, S. 21-37
- [149] **Scheller, P.:** KTN-interne Mitteilung 1998

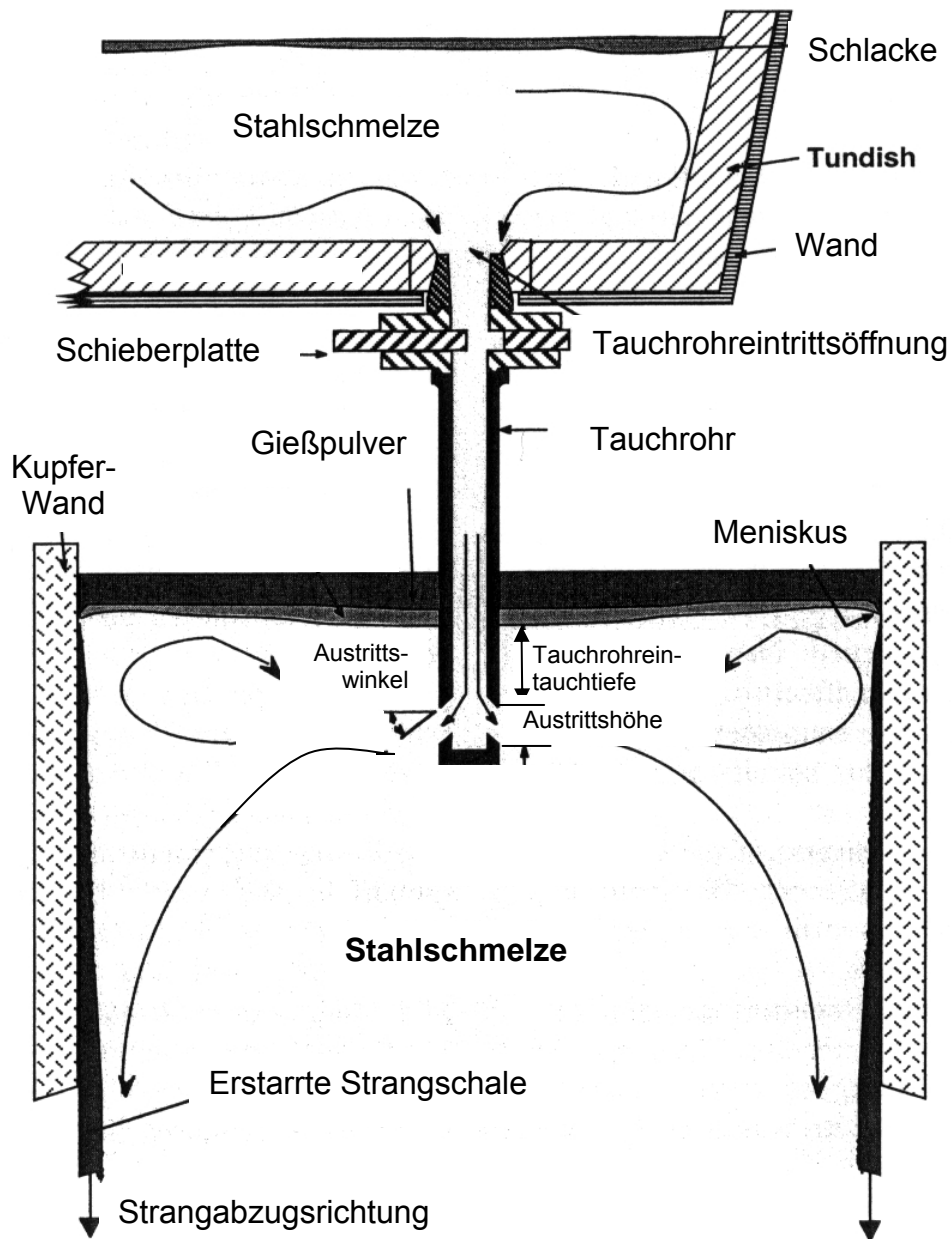
## 10 Anhang

### Anhang A1-1 Verzeichnis der Abkürzungen, Symbole und Indizes

CFD	Computational Fluid Dynamic	
FFT	Fast-Fourier-Transformation	
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie	
MKE	Mittlere kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
NSG	Navier-Stokes-Gleichungen	
OAS	Oberflächen-Analyse-System	
TKE	Turbulente kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
VOF	Volume of Fluid	
<i>st</i>	Strömungsmedium	
<i>p</i>	Partikel	
Fr	Fr-Zahl	[-]
Re	Reynolds-Zahl	[-]
St	Strouhal-Zahl	[-]
We	Weber-Zahl	[-]
A	Austrittsfläche der Tauchrohr Austrittsöffnung	[m <sup>2</sup> ]
a	konstante (a=70-75)	[-]
Br	Brammenbreite	[m]
Br <sub>E</sub>	Breite der Eintrittsöffnung	[m]
d <sub>p</sub>	Partikeldurchmesser	[μm]
d <sub>f</sub>	Streifendurchmesser	[m]
D <sub>h</sub>	Hydraulischer Durchmesser	[m]
f	Frequenz	[Hz]
f <sub>Bragg</sub>	Bragg-Frequenz (hier: 500 kHz)	[Hz]
f <sub>m,n</sub>	barotropische Frequenz der Mode (m,n)	[Hz]
g	Gravitationskonstante	[m/s <sup>2</sup> ]
H <sub>E</sub>	Höhe der Eintrittsöffnung	[m]
H <sub>arith</sub>	Arithmetischer Mittelwert der Höhenamplitude an der Badoberfläche	[m]
H <sub>STABW</sub>	Standardabweichung der Höhenamplitude an der Badoberfläche	[m]
H <sup>**</sup>	Standardisierter Mittelwert der Höhenamplitude an der Badoberfläche	[m]
H <sup>*</sup>	Maximale Höhenamplitude an der Badoberfläche	[m]
i, j, k	Laufindizes in Raumrichtung	[-]
I	Turbulenzintensität	[-]
k	Turbulente kinetische Energierate	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
k <sub>w</sub>	Wellenzahl	[-]
l	charakteristische Länge	[m]
l <sub>M</sub>	Streifenlänge	[m]
L <sub>Fr</sub>	Charakteristische Länge	[m]
L <sub>D<sub>h</sub></sub>	Dimensionslose Länge	[-]
L <sub>L</sub>	Dimensionslose Länge	[-]
L <sub>x<sub>ij</sub></sub>	Dimensionslose Länge	[-]
m, n	Natürliche Zahlen	[-]

$N_f$	Streifenanzahl	[-]
$N$	Anzahl der Messungen	[-]
$P$	Druck	[N/m <sup>2</sup> ]
$U$	Umfang der Tauchrohraustrittsöffnung	[mm]
$u, v, w$	Geschwindigkeiten	[m/s]
$u', v', w'$	Geschwindigkeitsfluktuationen	[m/s]
$\overline{u'^2}$	Turbulente kinetische Energie bzw. Normalspannung in x-Richtung	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\overline{v'^2}$	Turbulente kinetische Energie bzw. Normalspannung in y-Richtung	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\overline{w'^2}$	Turbulente kinetische Energie bzw. Normalspannung in z-Richtung	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\overline{u' \cdot v'}$	Turbulente Schubspannung	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$u_k$	Konvektionsgeschwindigkeit	[m/s]
$v_{str}$	Strangabzugsgeschwindigkeit	[m/min]
$\dot{V}_M$	Volumenstrom im Kokillen-Modell	[m <sup>3</sup> /h]
$\dot{V}_O$	Volumenstrom in Original-Kokille (Betriebskokille)	[m <sup>3</sup> /h]
$q$	Variable	[-]
$t$	Zeit	[s]
$TI$	Modifizierte Turbulenzintensität	[-]
$Tr$	Tauchrohreintauchtiefe	[mm]
$T_{schmelze}$	Temperatur der Schmelze	[°C]
$x, y, z$	Raumrichtungen	[-]
$x_v$	Maßstabverhältnis vom Kokillen-Modell zur Original-Kokille	[-]
$\Delta x$	Streifenabstand	[m]
$\Delta W$	Geschwindigkeitsgradient	[m/s]
$W(r1,r2)$	Wachstumsgeschwindigkeit der Kongolmerate	[m <sup>3</sup> /s]
$\alpha$	Austrittswinkel	[°]
$\alpha_q$	Volumenanteil	[-]
$\beta$	Abreißwinkel	[°]
$C_{1\epsilon}$	Standardkonstante für das $k$ - $\epsilon$ -Modell	[-]
$C_{2\epsilon}$	Standardkonstante für das $k$ - $\epsilon$ -Modell	[-]
$C_\mu$	Standardkonstante für das $k$ - $\epsilon$ -Modell	[-]
$\sigma_k$	Standardkonstante für das $k$ - $\epsilon$ -Modell	[-]
$\sigma_\epsilon$	Standardkonstante für das $k$ - $\epsilon$ -Modell	[-]
$\epsilon$	Dissipationsrate	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{st}$	Dichte des Strömungsmediums	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_p$	Dichte des Partikels	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{Stahl}$	Dichte von Stahl (7020 Kg/m <sup>3</sup> )	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{Schlacke}$	Dichte von Schlacke (3500 Kg/m <sup>3</sup> )	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\lambda$	Wellenlänge	[nm]
$\Phi$	Schnittwinkel	[°]
$\nu$	kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\sigma$	Oberflächenspannung	[mN/m]
$\tau$	Schubspannung	[N/m <sup>2</sup> ]

## Anhang A2-1 schematische Darstellung des Stranggießens



**Abbildung A2-1:** Schematische Darstellung der Gießeinheiten in der Stranggießmaschine

## Anhang A3-1 Berechnungen der erforderlichen Volumenströme der Wassermodele mit dem Maßstab 1:2 nach Froude-Zahl

Vorgaben :

$v_o$ :	Strangabzugsgeschwindigkeit der Originalkokille	
$\nu_o =$	Viskosität (Austenit, T=1833K)	
$\nu_M =$	Viskosität (Wasser, T=293K)	
$\rho_o$ :	Dichte Austenit bei Schmelztemp.	
$\rho_M$ :	Dichte Wasser bei Raumtemperatur	
L :	charakteristische Länge	
$X_v = L_M/L_O = 1/2$	Maßstab	
d =	240 mm	Brammengeometrie
h =	900 mm	“
b =	1550 mm	“
$\dot{V}_o$ :	Volumenstrom des Fluids ( $\dot{V}_o = v_o \cdot A_o$ )	
$A_o$ :	durchströmter Querschnitt des Originals	

$$\mathbf{Fr}_{\text{Modell}} = \mathbf{Fr}_{\text{Original}} \quad (\text{A3-1})$$

$$\frac{v_M}{\sqrt{L_M \cdot g}} = \frac{v_o}{\sqrt{L_o \cdot g}} \quad (\text{A3-2})$$

$$\frac{\dot{V}_M}{A_M \cdot \sqrt{L_M \cdot g}} = \frac{\dot{V}_o}{A_o \cdot \sqrt{L_o \cdot g}} \quad (\text{A3-3})$$

$$\dot{V}_M = \dot{V}_o \cdot \frac{A_M}{A_o} \cdot \frac{\sqrt{L_M}}{\sqrt{L_o}} \quad (\text{A3-4})$$

$$\dot{V}_M = \dot{V}_o \cdot X_v^2 \cdot \sqrt{X_v} = \dot{V}_o \cdot X_v^{\frac{5}{2}} \quad (\text{A3-5})$$



## Anhang A3-2 Beschreibung der Navier-Stokes-Gleichungen

Es handelt sich um einen Satz von vier partiellen, nichtlinearen Differentialgleichungen für die vier unbekannte Strömungsgrößen, den Druck  $p$  sowie die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $v$  in den drei Raumrichtungen ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ). Unter der hier vorliegenden Voraussetzung der inkompressiblen Strömung mit konstanten Stoffwerten lauten die Bilanzgleichungen in einem kartesischen Raum wie folgt:

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A3-6})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g_x \quad (\text{A3-7})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g_y \quad (\text{A3-8})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + g_z \quad (\text{A3-9})$$

### Anhang A3-3 $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenz-Modell

Das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell Turbulenz Modell besteht aus zwei zusätzlichen Differentialgleichungen. Wobei jeweils eine Gleichung für die Dissipationsrate  $\varepsilon$  und eine Gleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  gelöst wird. Über die Wirbelviskosität  $\mu_t$  wird eine Verbindung zwischen der Impulsgleichung und den  $k$ - $\varepsilon$ -Gleichungen hergestellt:

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A3-10})$$

Wie in Gleichung A3-10 zu sehen, wird der Mischungsweg durch  $k$  und  $\varepsilon$  ersetzt. Die exakte Gleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  lautet:

$$\begin{aligned} \frac{D(\rho k)}{Dt} &= \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} \\ &= \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_1 - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\rho}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \overline{p' u_j} \right)}_2 - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_3 - \underbrace{\mu \overline{\frac{\partial u'_i \partial u'_i}{\partial x_k \partial x_k}}}_4 \end{aligned} \quad (\text{A3-11})$$

Mit

1. Konvektive Diffusion
2. turbulente Diffusion der turbulenten kinetischen Energie
3. Produktion der turbulenten kinetischen Energie
4. Dissipation

Der zweite und dritte Term der rechten Seite der Gleichung A3-11 können nach Gleichungen A3-12 und A3-13 modelliert werden:

$$- \left( \frac{\rho}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \overline{p' u_j} \right) \approx \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (\text{A3-12})$$

$$- \overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \approx \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = P_k \quad (\text{A3-13})$$

Die Differentialgleichung der Dissipationsrate ist wie folgt formuliert:

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon,1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon,2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (\text{A3-14})$$

Gemäß den obigen Gleichungen beinhaltet das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell-Turbulenzmodell fünf Konstanten, die in den meisten kommerziellen Programmen als Standardwerte vor-  
eingestellt sind. Die in Tabelle A3-1 angegebenen Werte der Konstanten ergaben  
sich aus den Untersuchungen einer ebenen platte

**Tabelle A3-1 Konstanten des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells**

$C_\mu$	$C_{\varepsilon,1}$	$C_{\varepsilon,2}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

### Anhang A4-1 Geometrie des eingesetzten Tauchrohren von der Firma Staverma

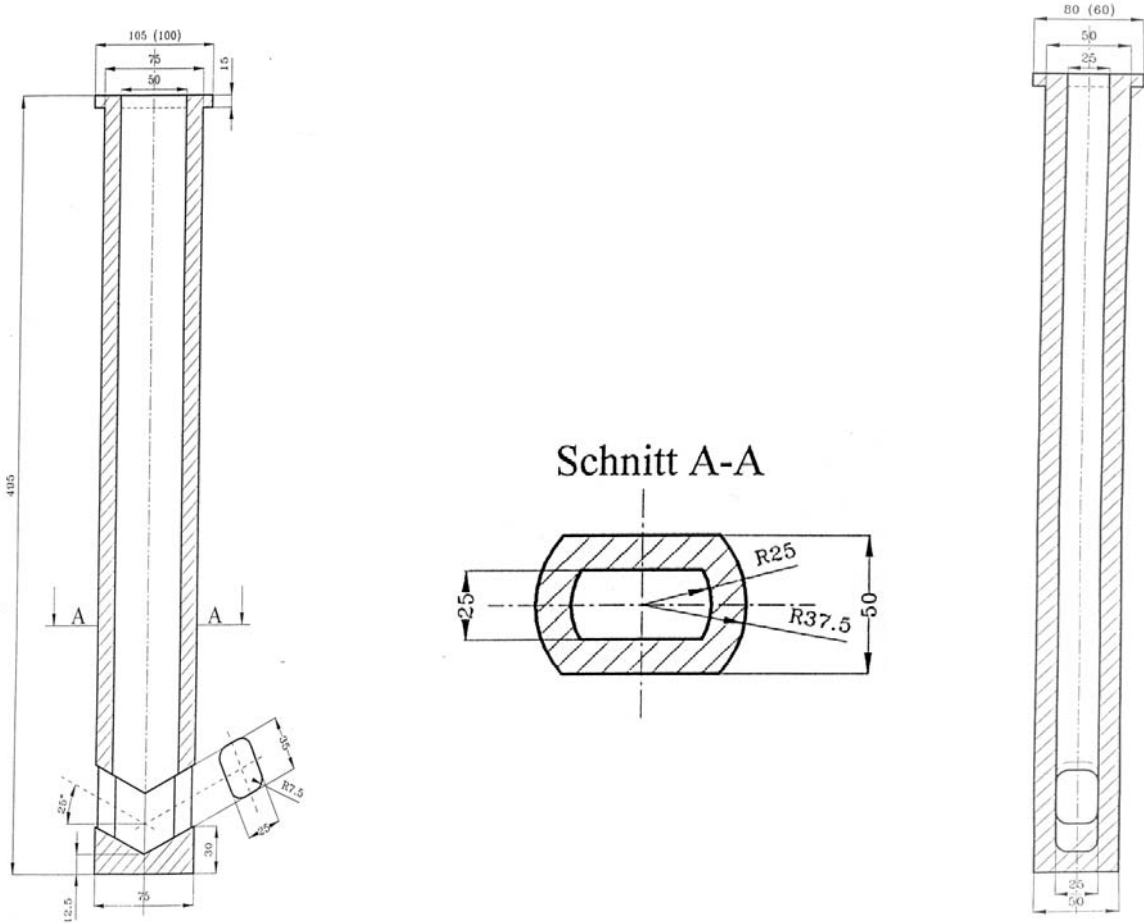


Abbildung A4-1 Schnittbilder des eingesetzten Staverma-Tauchrohres

## Anhang A4-2 Laser-Doppler-Anemometrie

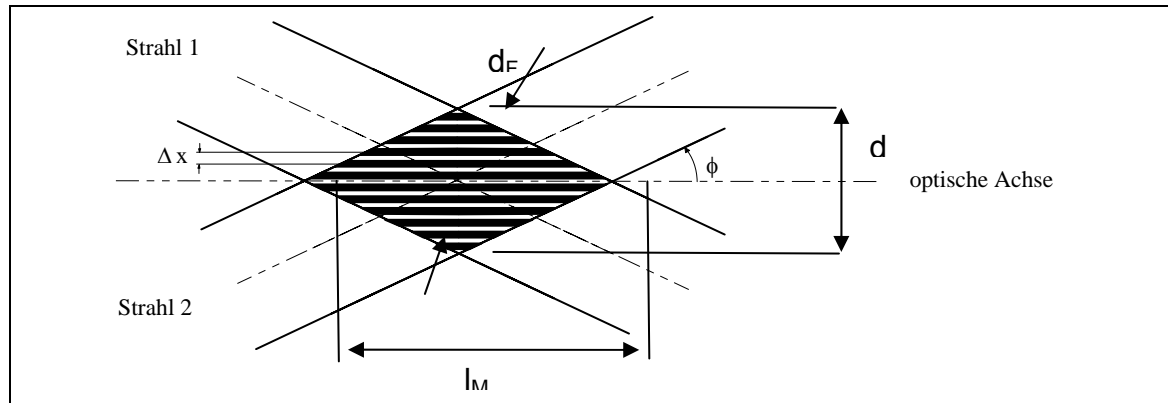
Als Lichtquelle dient ein 2,5 Watt Argon-Ionen Laser. Der Laser liefert einen Strahl, dessen intensivsten Laserlinien im sichtbaren Spektrum aus zwei Farben zusammensetzt: grün mit einer Wellenlänge von  $L=514,5$  nm, blau mit der Wellenlänge  $L=488$  nm. Diese Laserlinien werden zur Erzeugung der drei Messvolumen benötigt.



**Abbildung A4-2 Erzeugung des Messvolumens im Kokillenmodell nach der Laser-Doppler-Anemometrie**

### Anhang A4-3 Optische Gesetze

Das im Messvolumen vorliegende Fringesystem kann entsprechend der Abb. A4-3 dargestellt werden.



**Abbildung A4-3:** Interferenzstreifensystem im Meßvolumen

Schnittwinkel (Winkel zwischen Laserstrahl und Winkelhalbierender):

$$\phi = \arctan \frac{D/2}{f} \quad (\text{A4-1})$$

Durchmesser des Laserstrahlfokus:

$$d_F = \frac{4\lambda_L f}{\pi d_L} \quad (\text{A4-2})$$

Durchmesser des Messvolumens:

$$d_M = \frac{d_F}{\cos(\Phi)} \quad (\text{A4-3})$$

Länge des Messvolumens:

$$l_M = \frac{d_F}{\sin(\Phi)} \quad (\text{A4-4})$$

Streifenabstand:

$$d_x = \frac{\lambda}{2 \sin(\Phi)} \quad (\text{A4-5})$$

Zahl der Streifen im Messvolumen:

$$N_F = \frac{d_M}{d_x} = \frac{4 D}{\pi d} \quad (\text{A4-6})$$

## 2) Optiken

Der von der Optik eingestellte Strahlenabstand beträgt  $D = 50$  mm. Die Frontlinsen sind austauschbar; durch deren Brennweite wird die Entfernung zwischen Messort und Optik fest. In dem hier gewählten Messaufbau werden Frontlinsen mit einer Brennweite von  $f = 310$  mm für den grünen Strahl, der aufgrund der Modellgeometrie eine kürzere Strecke zum Messort passieren muss, und für den blauen Strahl entsprechend einer Frontlinse mit einer Brennweite von  $f = 510$  mm eingesetzt.

Um die Richtungsempfindlichkeit einzustellen, werden Braggzellen mit den Frequenzen 70 MHz und 70,5 MHz eingesetzt. Durch den Einsatz einer Braggzelle wird die Frequenz eines zu einem Paar gehörenden Laserstrahls um einen kleinen Betrag (hier 500 kHz) geändert. Dies führt dazu, dass sich die Streifen im Messvolumen mit der Braggfrequenz in eine Richtung bewegen. Ein Teilchen, welches im Messvolumen ruht, zeigt daher am Photomultiplier die Braggfrequenz an. Rechnungen zeigen, dass die Braggfrequenz ungefähr dem Doppelten der zu erwartenden maximalen Partikelfrequenz entsprechen sollte, um optimale Messgenauigkeit zu gewährleisten. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Braggfrequenz von 500 kHz verwendet, so dass Geschwindigkeiten bis 1,4 [m/s], die auch als Maximalwerte im Wassermode vorliegen, optimal gemessen werden können. Da keine Schnittwinkelverstellung eingesetzt wird, liegt der Strahlabstand von der Optik her fest. Der von der Optik eingestellte Strahlabstand beträgt  $D=50$  mm.

In dem hier gewählten Aufbau werden Frontlinsen mit einer Brennweite von  $f= 310$  mm und  $f=510$  mm eingesetzt. Es werden insgesamt drei Messvolumina erzeugt, die für dreidimensionale Messungen zur Deckung gebracht werden müssen. Die zwei Messvolumina der 2D-Optik (nach Bahnen und Köller) liegen bereits übereinander, da die hierzu benötigten Strahlen symmetrisch zur optischen Achse angeordnet und jeweils um  $90^\circ$  von einander getrennt sind. Mit diesen Messvolumina können somit zwei Geschwindigkeitskomponenten gemessen werden. Die Richtungen dieser beiden Geschwindigkeiten liegen in der Ebene, die das jeweilige Strahlenpaar aufspannt und stehen zur Winkelhalbierenden dieses Strahlenpaares senkrecht. Das Messvolumen der 1D-Optik muss durch eine Justage in denselben Punkt gebracht werden.

## Anhang A5-1 Berechnete Volumenströme und Strangabzugsgeschwindigkeiten bei konstanter Fr-Zahl

**Tabelle A5-1:** Abhängigkeit der einzustellenden Volumenströme von der Strangabzugsgeschwindigkeit bei konstanter Fr-Zahl

Kokille: Strangabzugs- geschwindigkeit t in m/min	Strangabzugs- geschwindig- keit in m/s	Brammenbreite								
		1550			1300			1050		
		Volumenstrom in der Kokille [m3/h]	Volumenstrom Modell 1:2 [m3/h]	Austritts- geschw. Modell 1:2 Tauchrohr Staverma in m/s	Volumenstrom in der Kokille [m3/h]	Volumenstro m Modell 1:2 [m3/h]	Austritts- geschw. Modell 1:2 Tauchrohr Staverma in m/s	Volumenstro m in der Kokille [m3/h]	Volumenstro m Modell 1:2 [m3/h]	Austritts- geschw. Modell 1:2 Tauchrohr Staverma in m/s
0.8	0.0133	17.8560	3.156524671	0.530299401	14.976	2.64740779	0.44476724	12.0960	2.13829091	0.35923508
0.9	0.0150	20.0880	3.551090255	0.596586826	16.848	2.97833376	0.50036314	13.6080	2.40557727	0.40413946
1	0.0167	22.3200	3.945655839	0.662874252	18.72	3.30925974	0.55595905	15.1200	2.67286363	0.44904385
1.1	0.0183	24.5520	4.340221423	0.729161677	20.592	3.64018571	0.61155495	16.6320	2.94015	0.49394823
1.2	0.0200	26.7840	4.734787007	0.795449102	22.464	3.97111168	0.66715086	18.1440	3.20743636	0.53885262
1.3	0.0217	29.0160	5.129352591	0.861736527	24.336	4.30203766	0.72274676	19.6560	3.47472272	0.583757
1.4	0.0233	31.2480	5.523918175	0.928023952	26.208	4.63296363	0.77834267	21.1680	3.74200909	0.62866139
1.5	0.0250	33.4800	5.918483759	0.994311377	28.08	4.9638896	0.83393857	22.6800	4.00929545	0.67356577
1.6	0.0267	35.7120	6.313049342	1.060598802	29.952	5.29481558	0.88953448	24.1920	4.27658181	0.71847016
1.7	0.0283	37.9440	6.707614926	1.126886228	31.824	5.62574155	0.94513038	25.7040	4.54386818	0.76337454
1.8	0.0300	40.1760	7.10218051	1.193173653	33.696	5.95666752	1.00072629	27.2160	4.81115454	0.80827893
1.9	0.0317	42.4080	7.496746094	1.259461078	35.568	6.2875935	1.05632219	28.7280	5.0784409	0.85318331
2	0.0333	44.6400	7.891311678	1.325748503	37.44	6.61851947	1.1119181	30.2400	5.34572727	0.8980877
2.1	0.0350	46.8720	8.285877262	1.392035928	39.312	6.94944545	1.167514	31.7520	5.61301363	0.94299208
2.2	0.0367	49.1040	8.680442846	1.458323353	41.184	7.28037142	1.22310991	33.2640	5.88029999	0.98789647
2.3	0.0383	51.3360	9.07500843	1.524610779	43.056	7.61129739	1.27870581	34.7760	6.14758636	1.03280085
2.4	0.0400	53.5680	9.469574014	1.590898204	44.928	7.94222337	1.33430172	36.2880	6.41487272	1.07770523
2.5	0.0417	55.8000	9.864139598	1.657185629	46.8	8.27314934	1.38989762	37.8000	6.68215908	1.12260962
2.6	0.0433	58.0320	10.25870518	1.723473054	48.672	8.60407531	1.44549353	39.3120	6.94944545	1.167514



## Anhang A5-2 Versuchsplan-Übersicht der LDA-Messungen

Tabelle A5-2: Übersicht LDA-Messprogramm

Versuch	Interne Kennung	Br [mm]	Tr [mm]	v [m/min]	Z - Ebene [mm]
LDA1	Ld3k0609-0	1050	100	1.4	0
LDA2	ld3k0409	1050	120	1.4	0
LDA3	ld2411	1050	140	0.8	0
LDA4	ld3k2808	1050	140	1.4	0
LDA5	ld3k1309	1050	140	1.4	0
LDA6	ld3k0412	1050	140	1.4	0
LDA7	ld3k1908	1300	100	1.4	0
LDA8	ld3k0212	1300	140	0.8	0
LDA9	ld3k1208, St-open	1300	140	0.8	0
LDA10	ld3k1408	1300	140	0.8	0
LDA11	ld3k0908 St-closed	1300	140	1.1	0
LDA12	ld3k1008	1300	140	1.1	0
LDA13	ld3k2507 St-closed	1300	140	1.4	0
LDA14	ld 3k2707	1300	140	1.4	0
LDA15	ld3k0711	1550	100	0.8	0
LDA16	ld3k0811	1550	100	1.4	0
LDA17	ld3k2111	1550	140	0.8	0
LDA18	ld3k2609	1550	140	1.4	0
LDA19	ld3k2709-1	1550	140	1.4	0
LDA20	Ld3k0609-1	1050	100	1.4	-30
LDA21	Ld3k1109	1050	100	1.4	-30
LDA22	ld3k0512	1050	100	0.8	-30
LDA23	ld3k0209	1050	120	1.4	-30
LDA24	ld3k2311	1050	140	0.8	-30
LDA25	ld3k3008	1050	140	1.4	-30
LDA26	ld3k2208	1300	100	1.4	-30
LDA27	ld3k2308St-Rotation	1300	100	1.4	-30
LDA28	ld3k2607St-closed	1300	100	1.4	-30
LDA29	ld3k3011	1300	140	0.8	-30
LDA30	ld3k1608	1300	140	1.1	-30
LDA31	ld3k0808 St-closed	1300	140	1.4	-30
LDA32	ld3k2307 St-closed	1550	120	1.4	-30
LDA33	ld3k2211	1550	140	0.8	-30
LDA34	ld3k2709-2	1550	140	1.4	-30
LDA35	ld3k0810St-rotation	1550	140	1.4	-30
LDA36 FFT-DATA	ld3k1411 Daten für FFT-Auswertung Anzahlmessungen: 1024	1550	100-140	1.4	0

Mit **Br**: Originalbrammenbreite in mm

**v<sub>str</sub>**: Originalstrangabzugsgeschwindigkeit in m/min

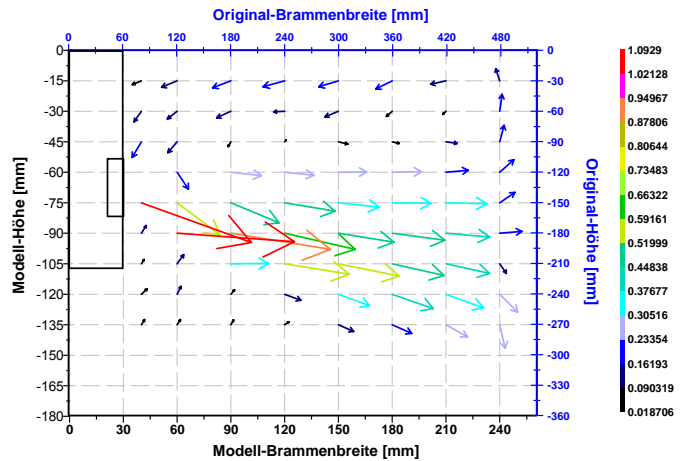
**Tr**: Originaltauchrohreintauchtiefe in mm

## Anhang A5-3 Darstellung der gemessenen Strömungszustände mit der LDA-Methode

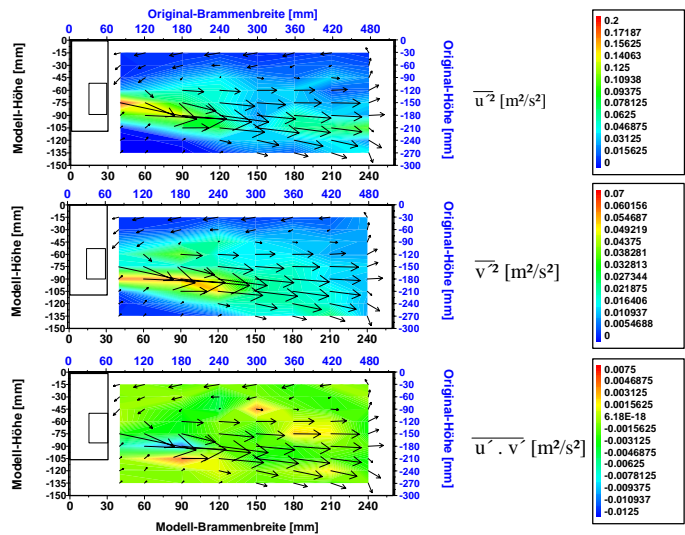
Mit

- a) Auftragung des vektoriellen Geschwindigkeitsfeldes
- b) Auftragung der turbulenten Spannungskomponenten  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{u'v'}$
- c) Auftragung der mittleren und turbulenten kinetische Energiefelder MKE, TKE

a)



b)



c)

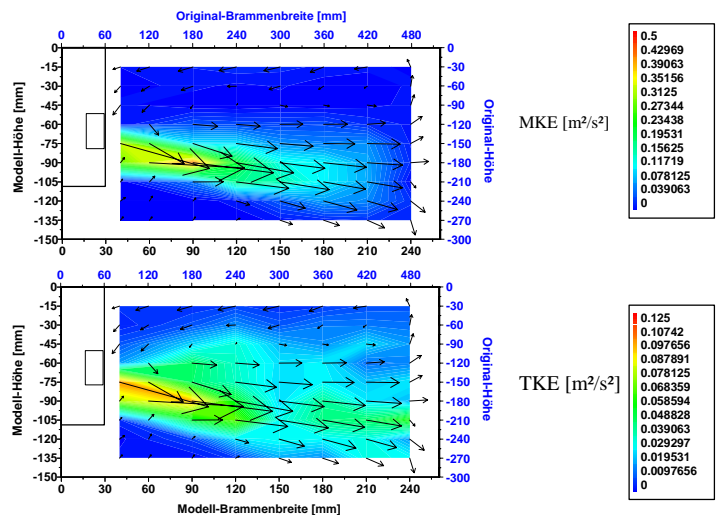
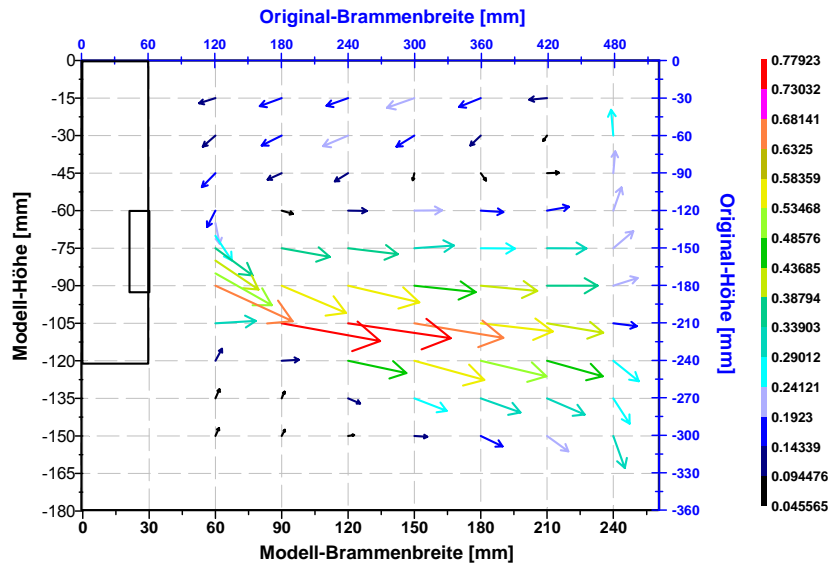
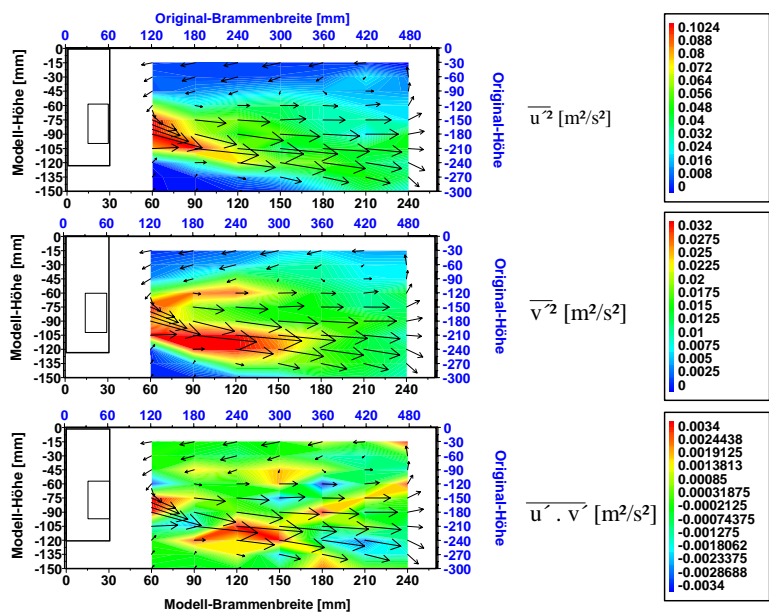


Abbildung A5-1: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 1

a)



b)



c)

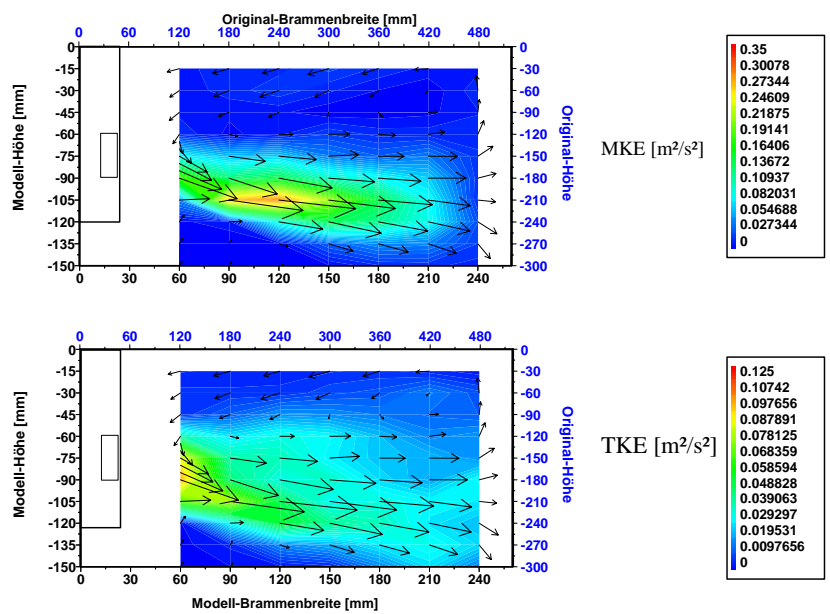
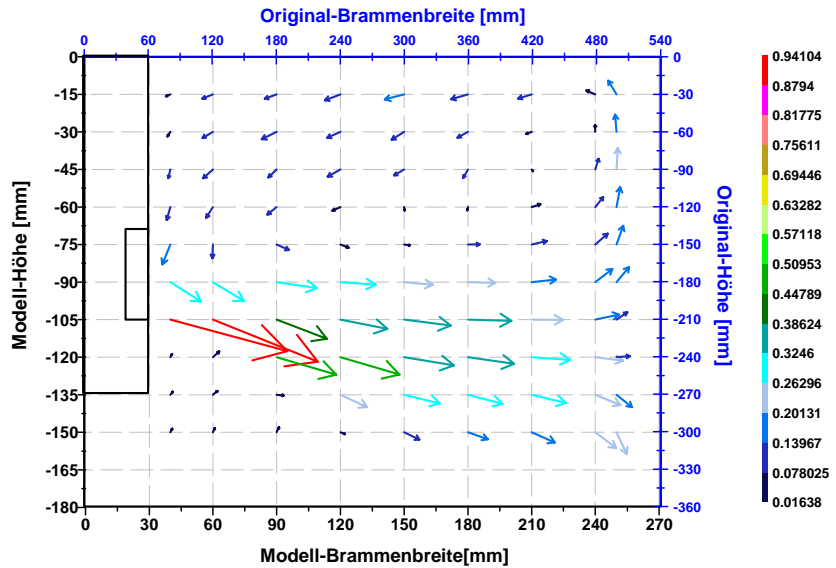
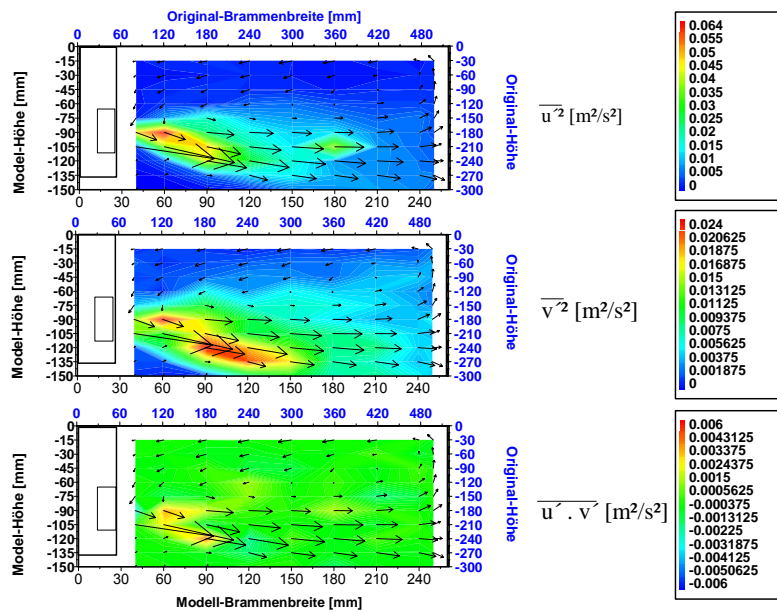


Abbildung A5-2: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 2

a)



b)



c)

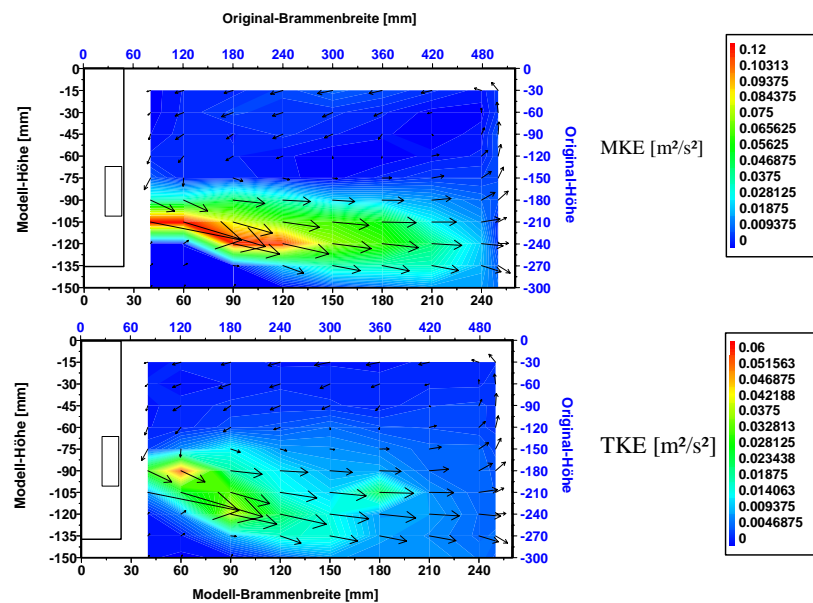
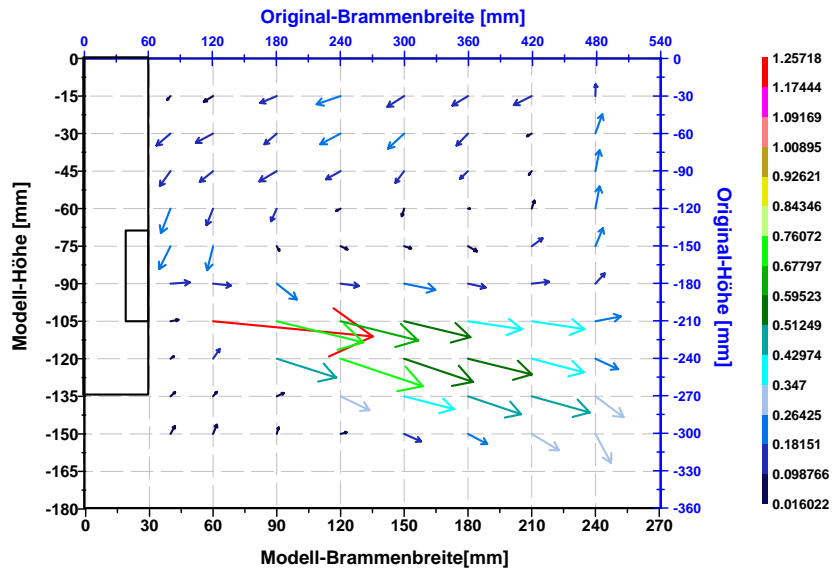
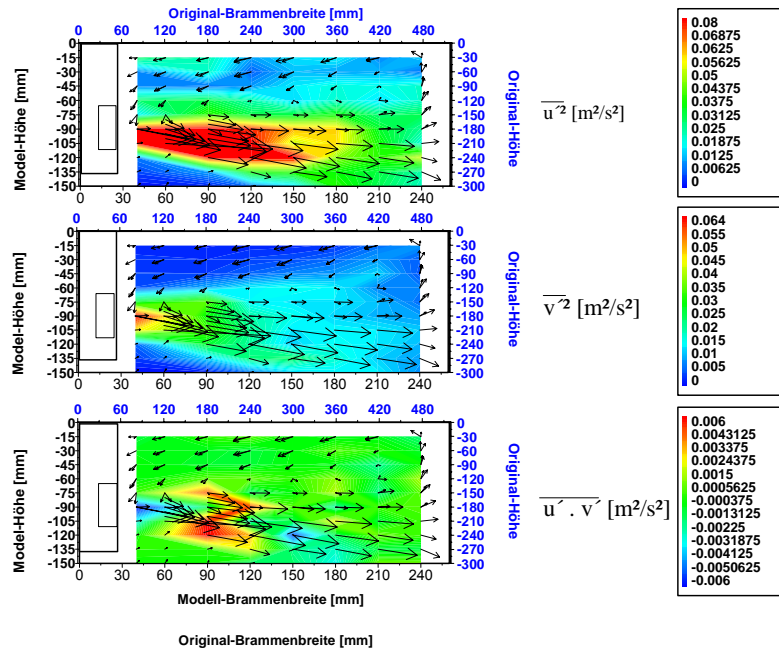


Abbildung A5-3: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 3

a)



b)



c)

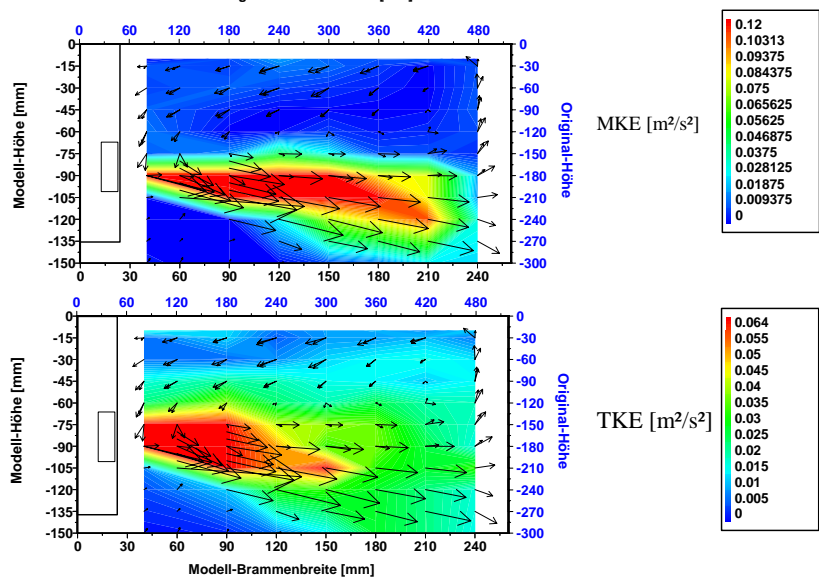
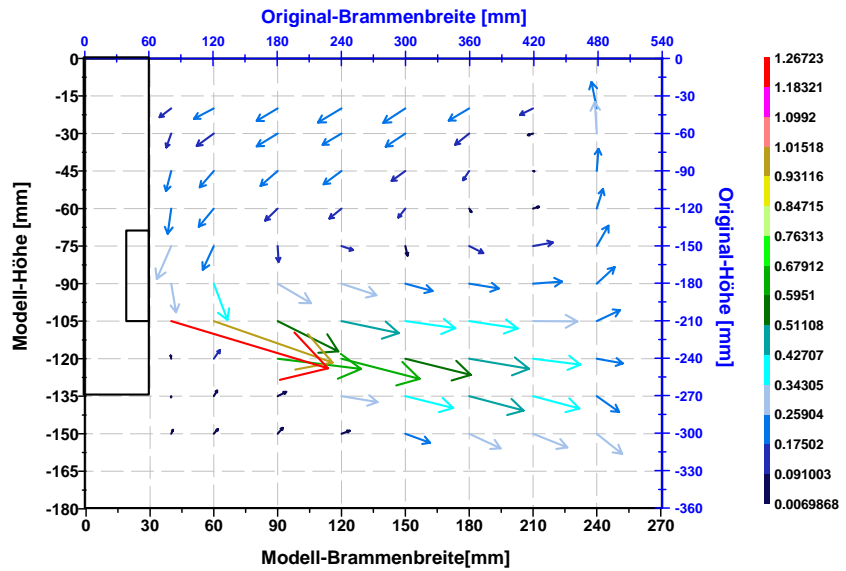
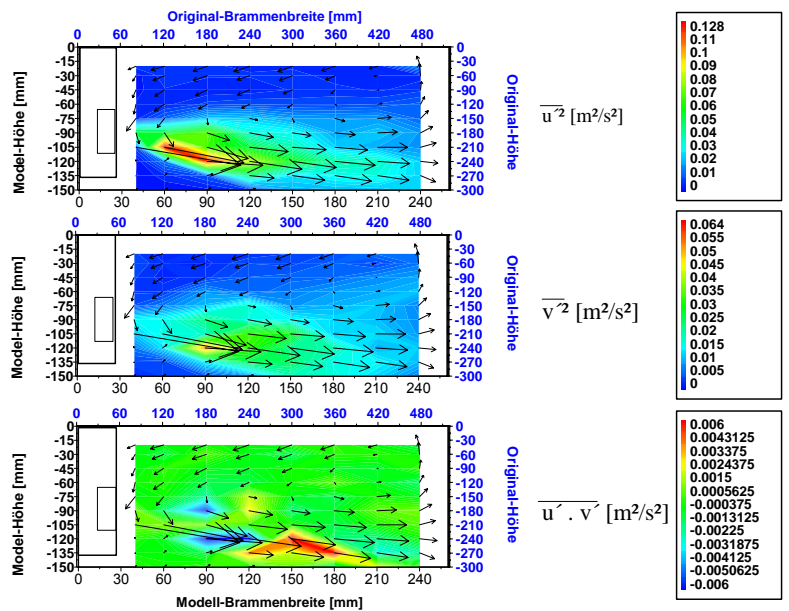


Abbildung A5-4: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 4

a)



b)



c)

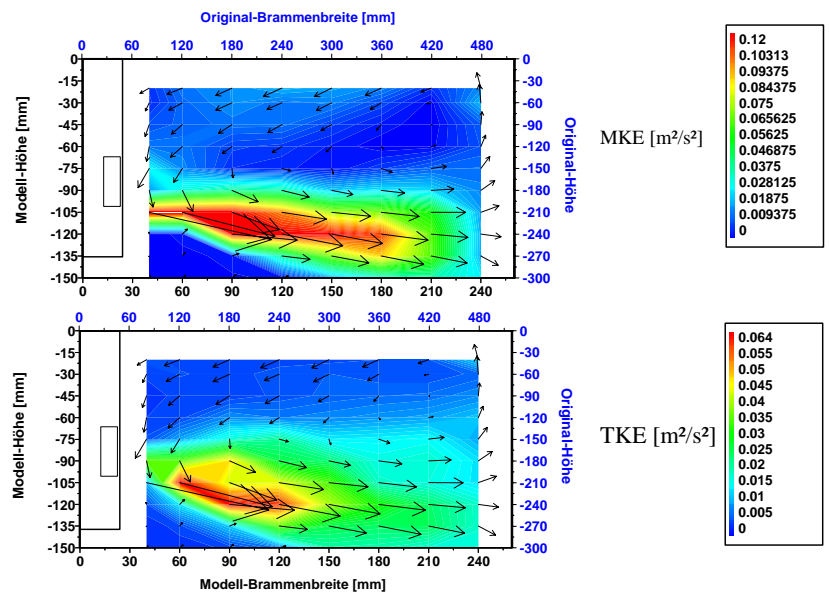
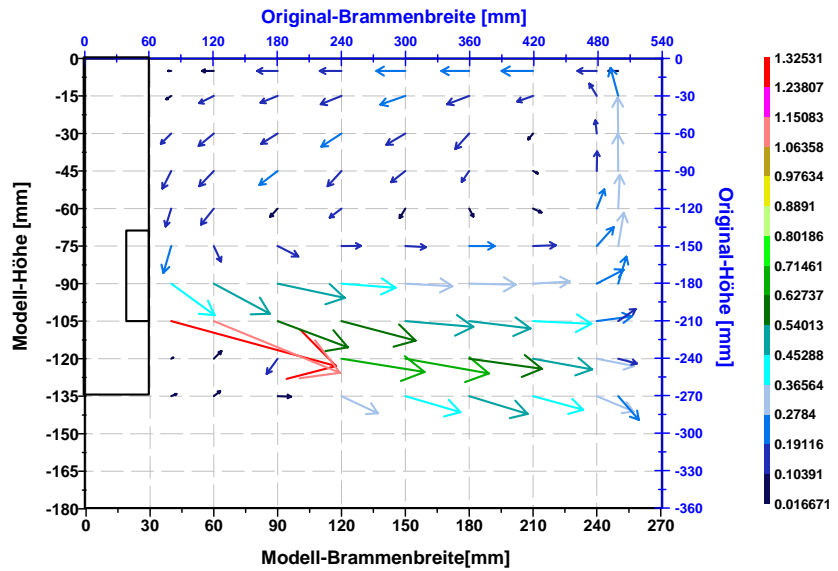


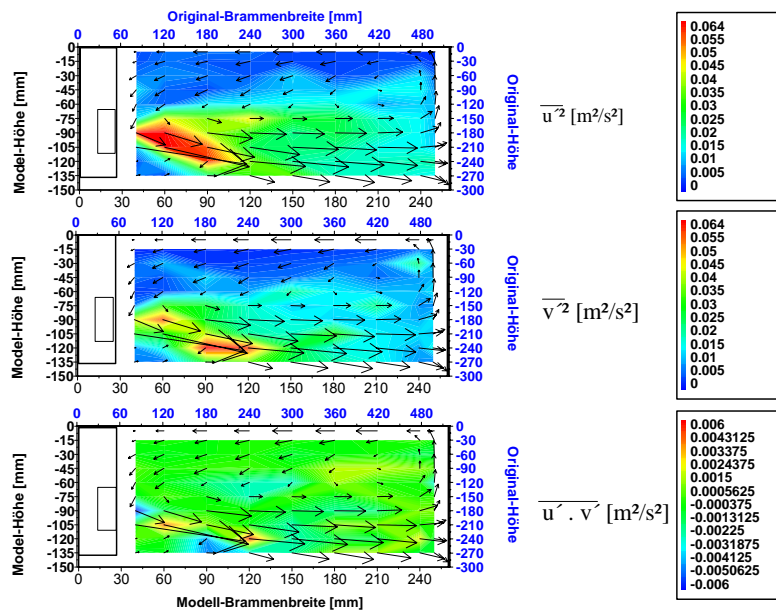
Abbildung A5-5: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 5



a)



b)



c)

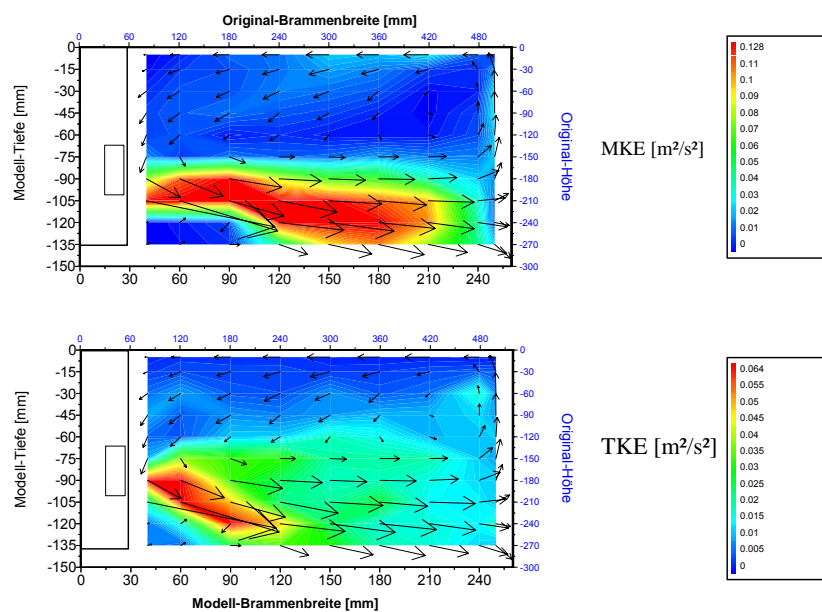
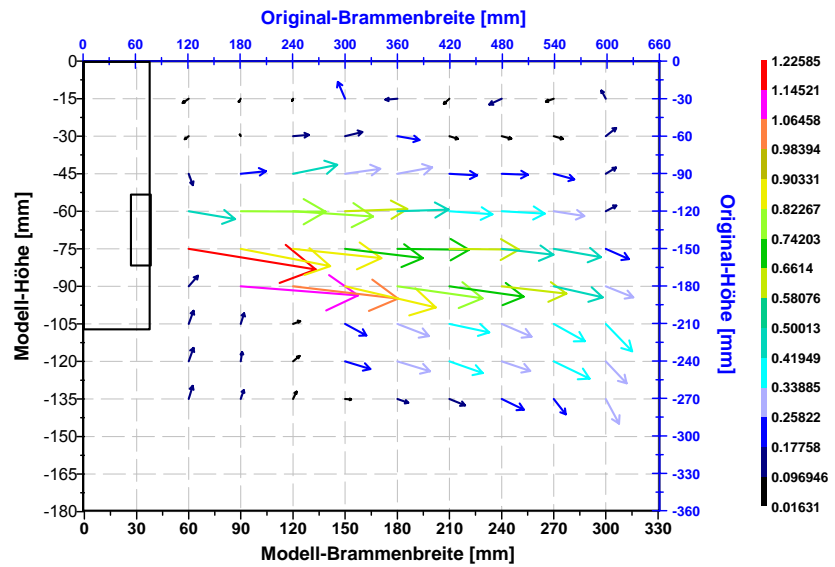
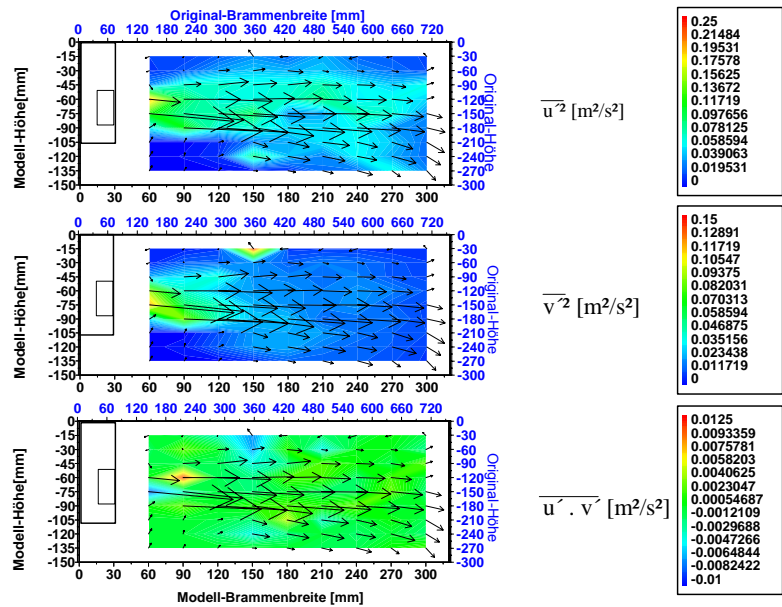


Abbildung A5-6: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 6

a)



b)



c)

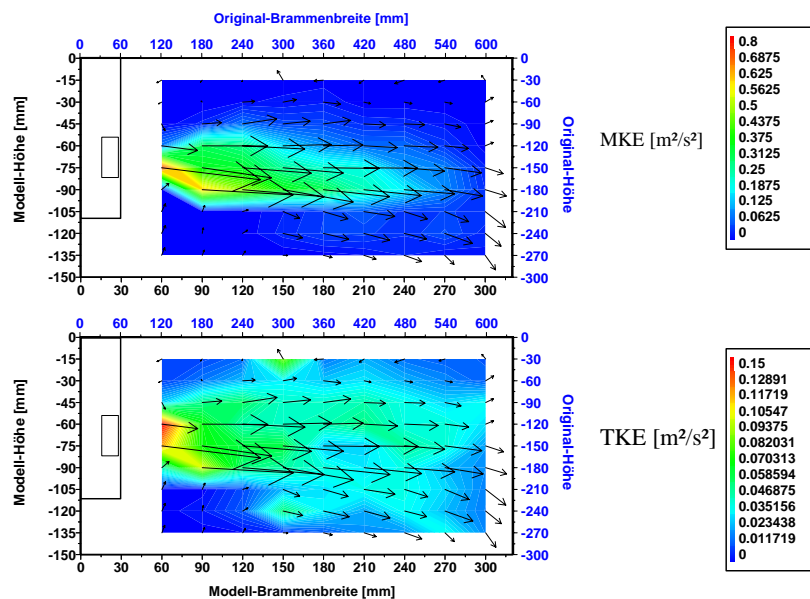
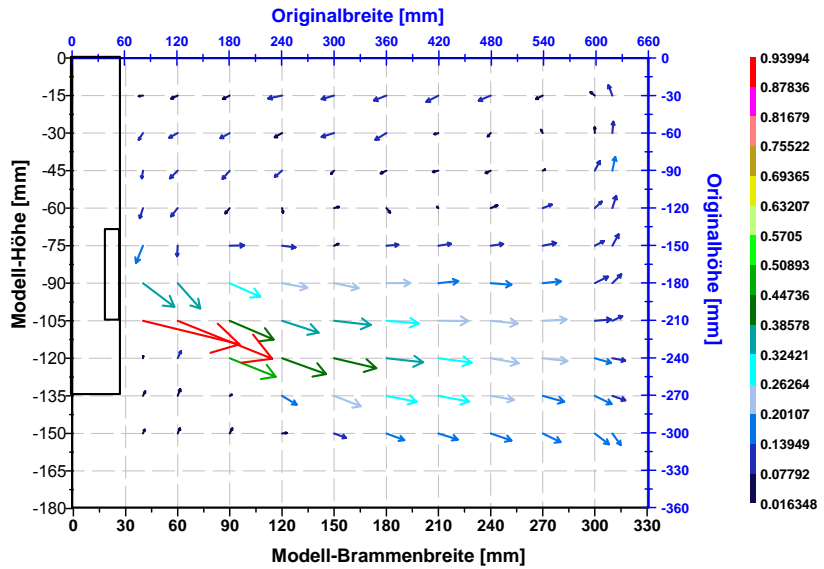


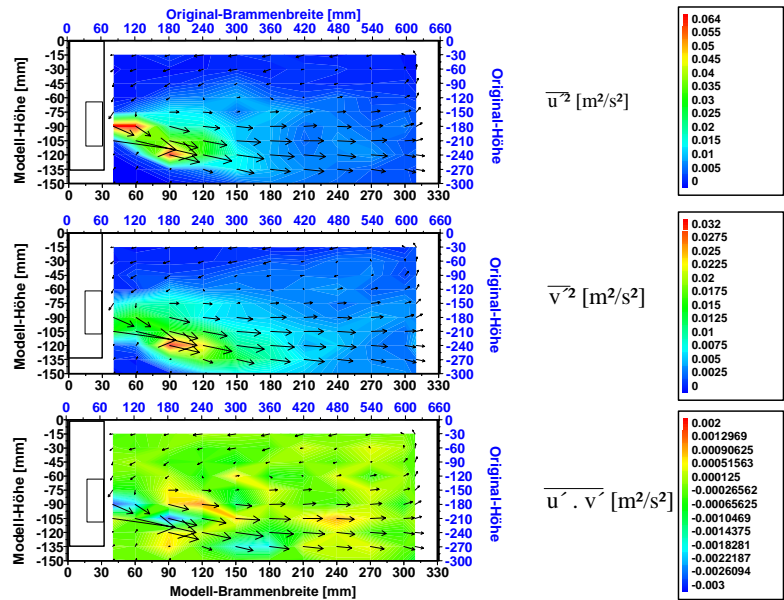
Abbildung A5-7: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 7



a)



b)



c)

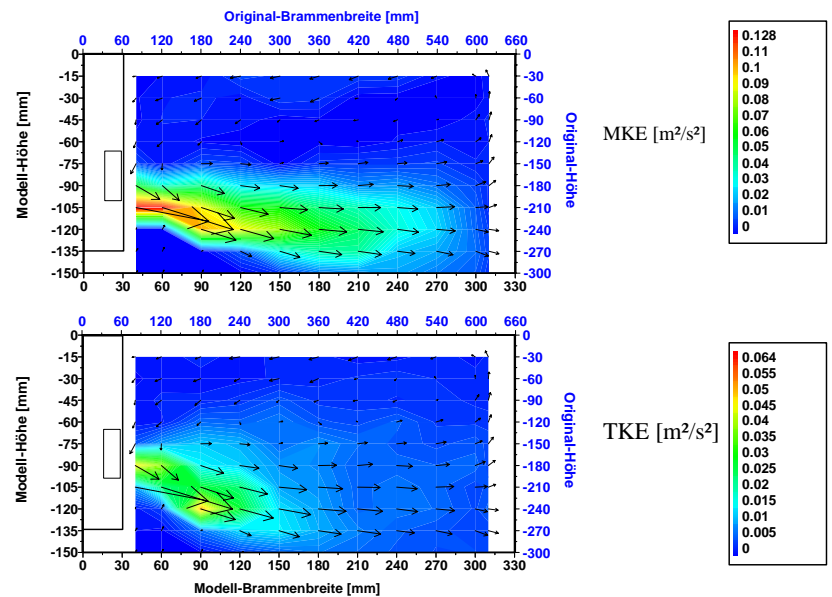
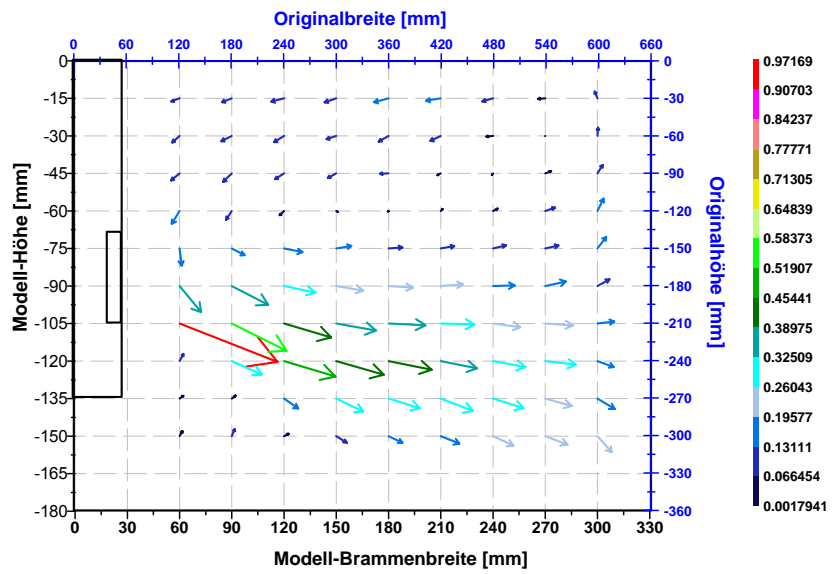
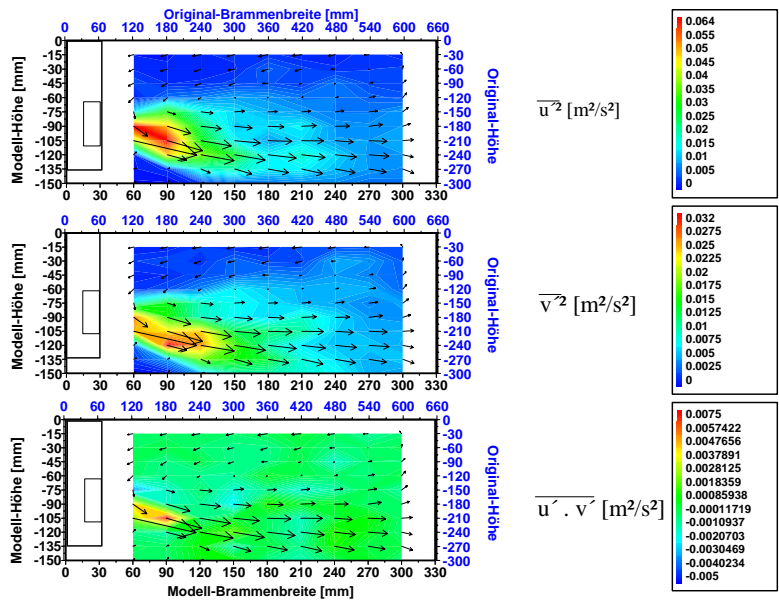


Abbildung A5-8: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 8

a)



b)



c)

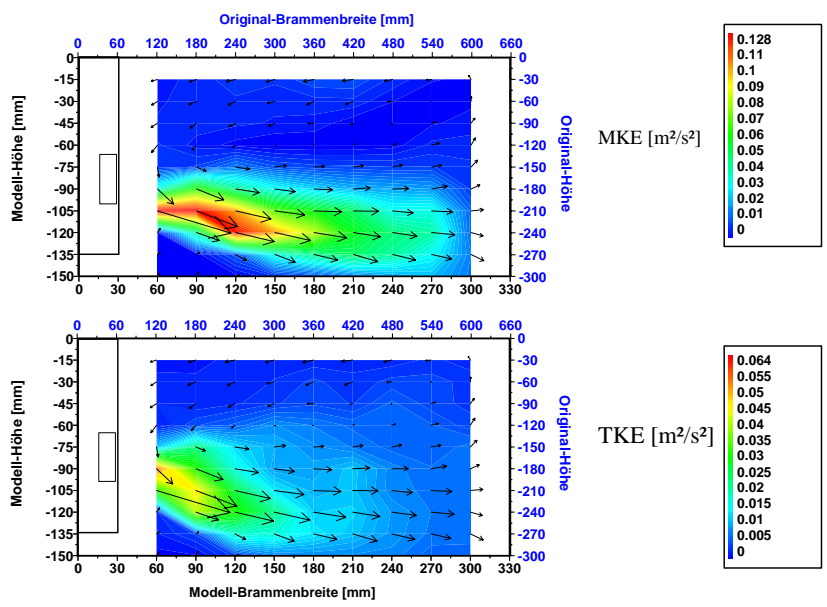
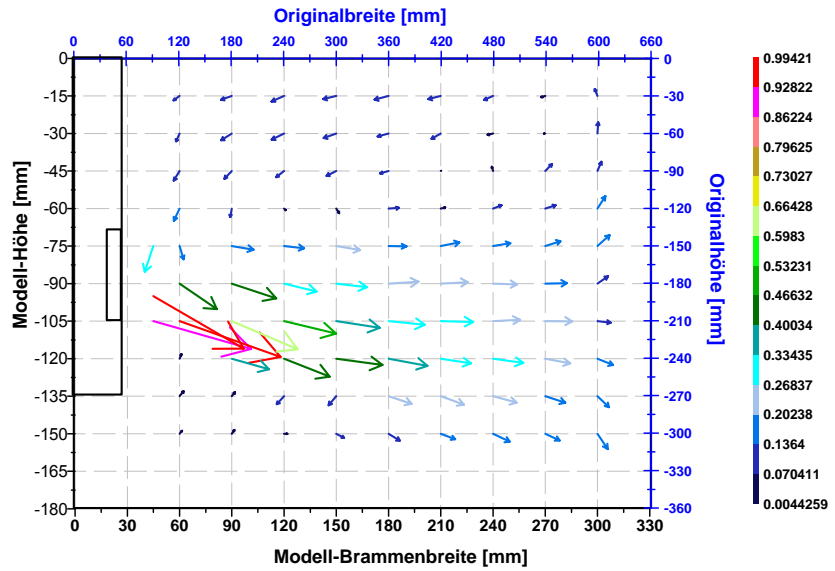
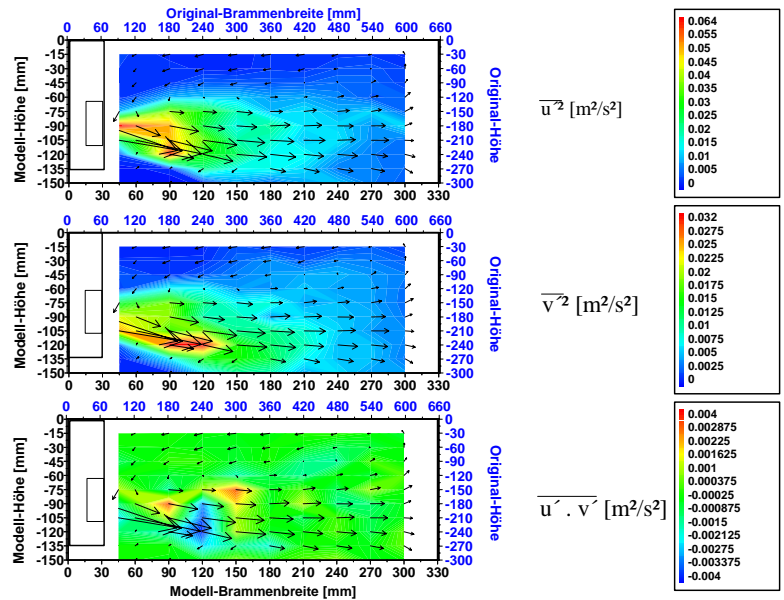


Abbildung A5-9: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 9

a)



b)



c)

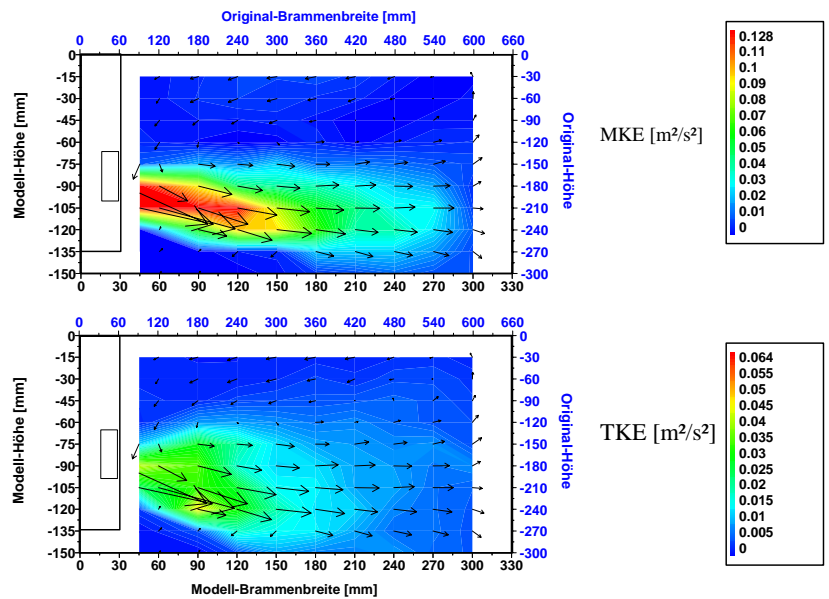
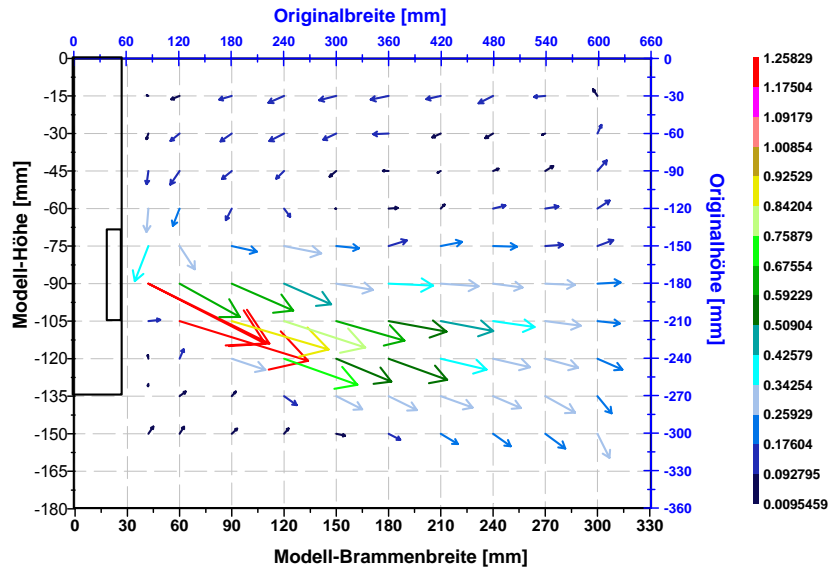
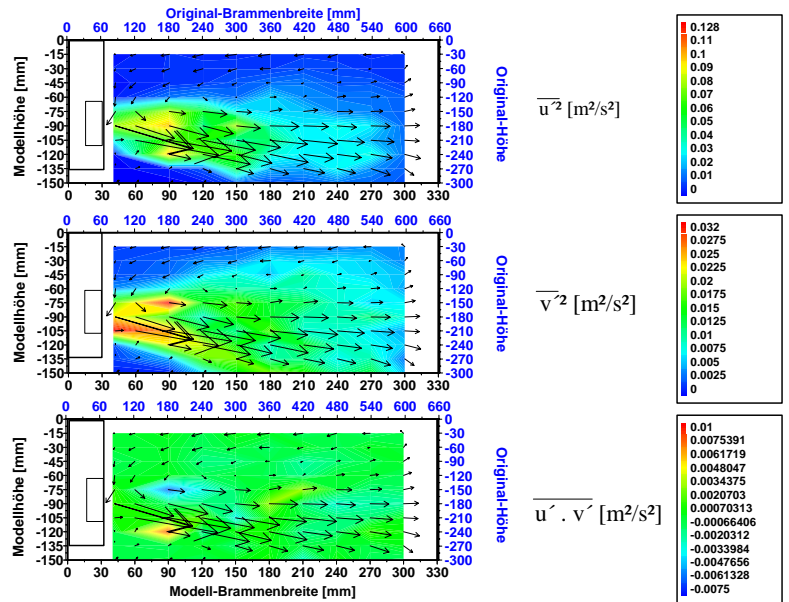


Abbildung A5-10: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 10

a)



b)



c)

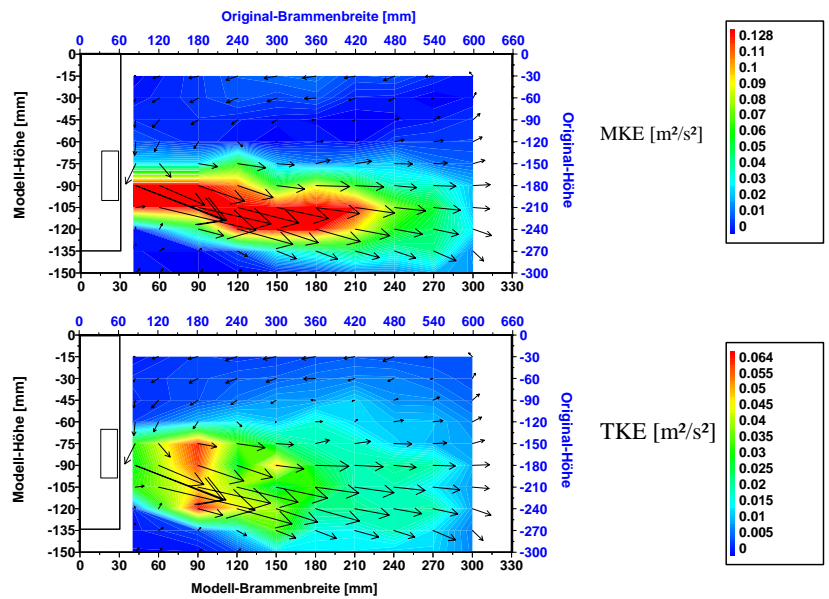
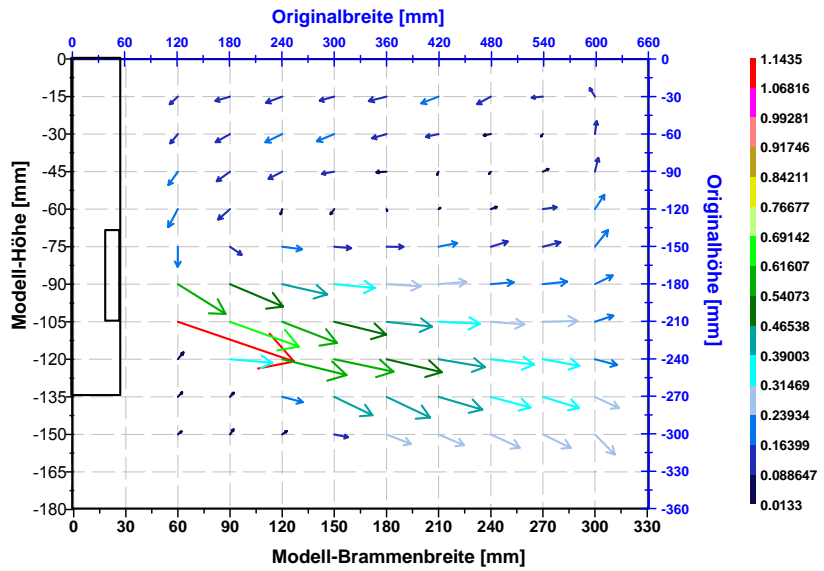
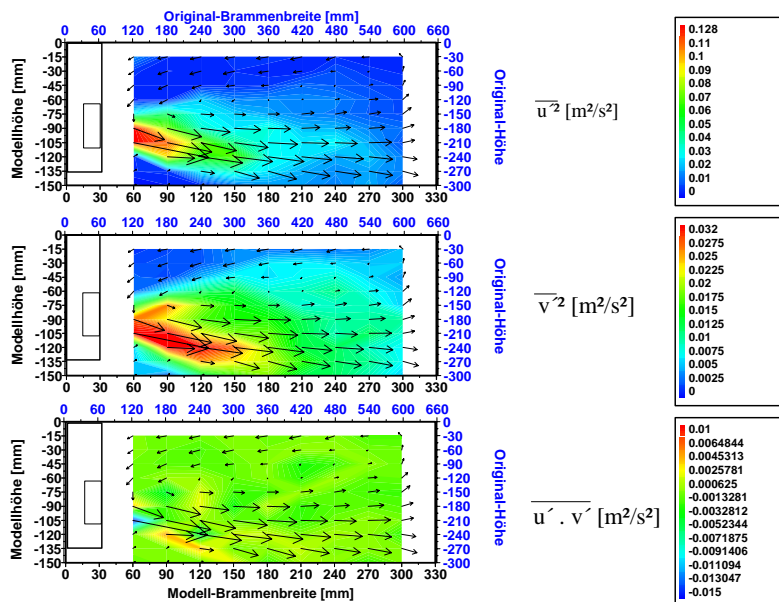


Abbildung A5-11: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 11

a)



b)



c)

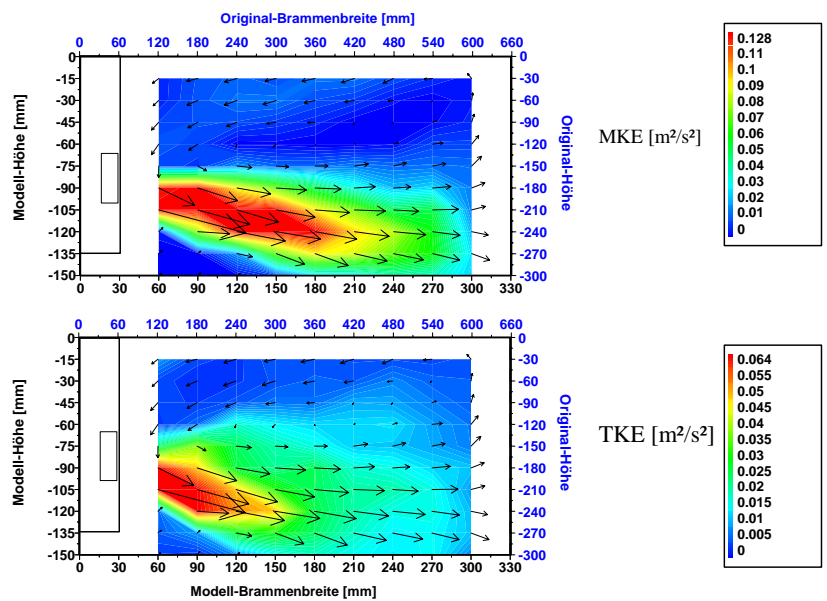
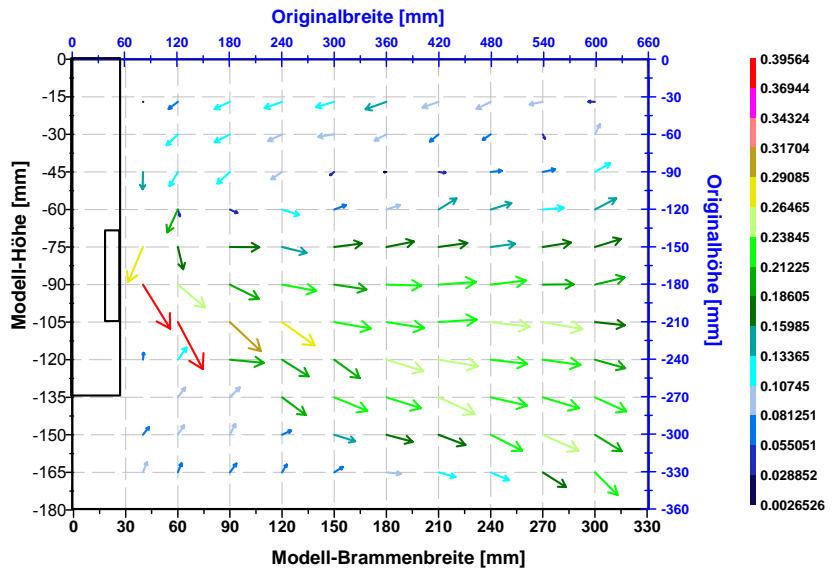
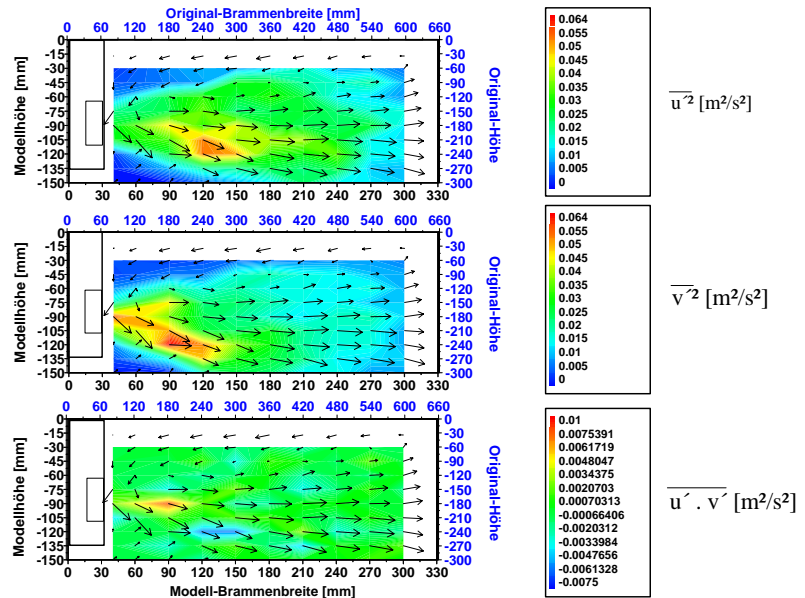


Abbildung A5-12: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 12

a)



b)



c)

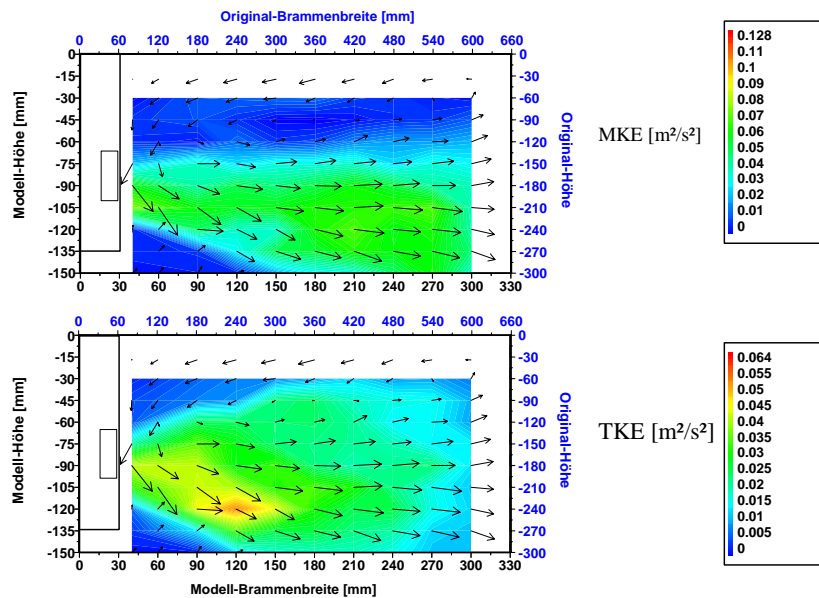
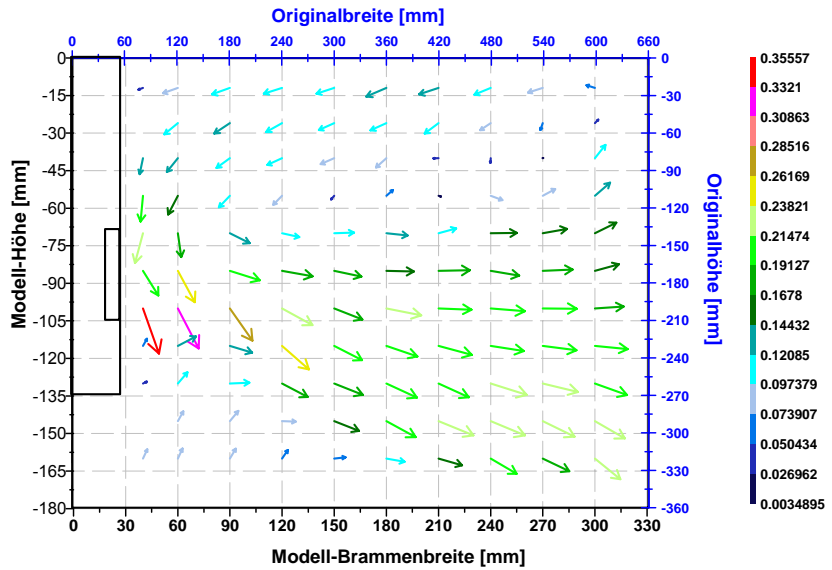


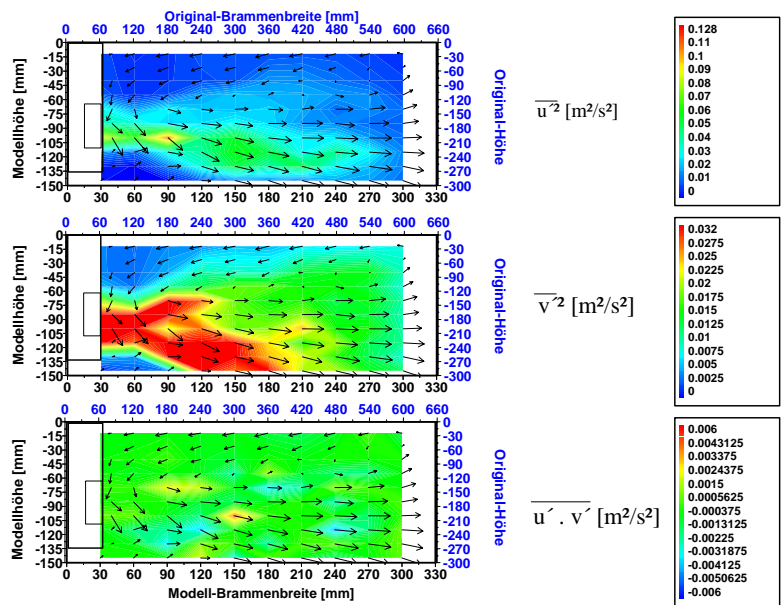
Abbildung A5-13: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 13



a)



b)



c)

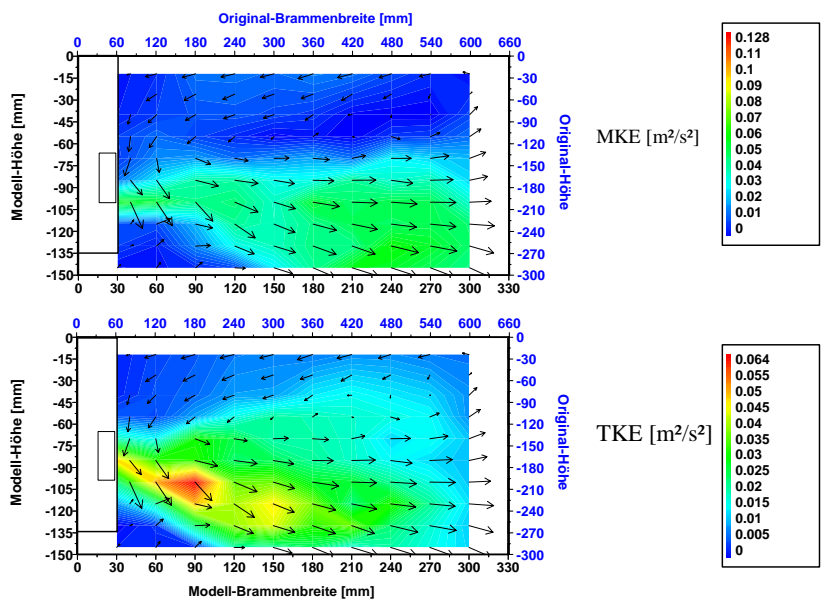
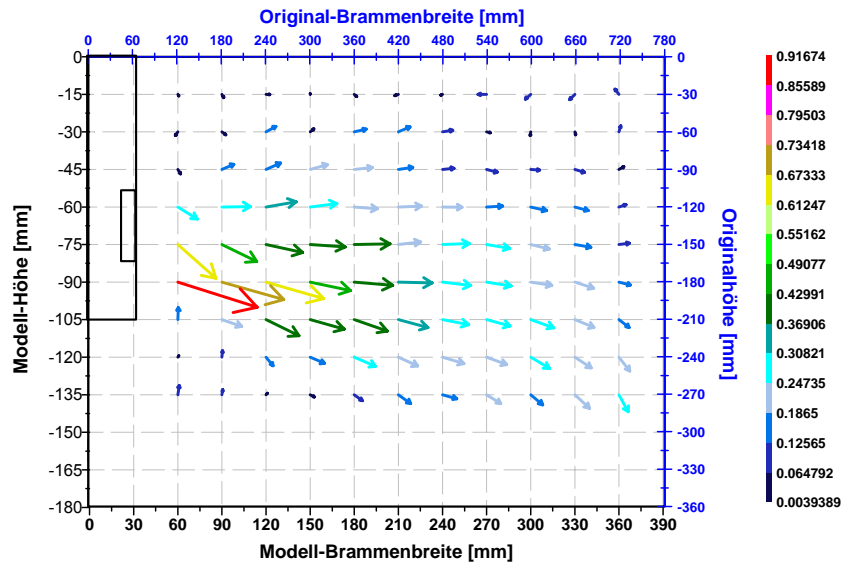
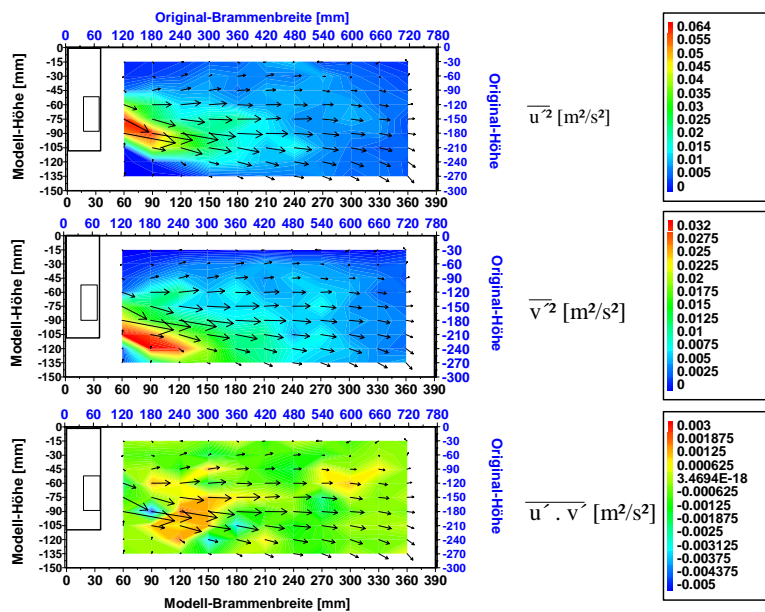


Abbildung A5-14: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 14

a)



b)



c)

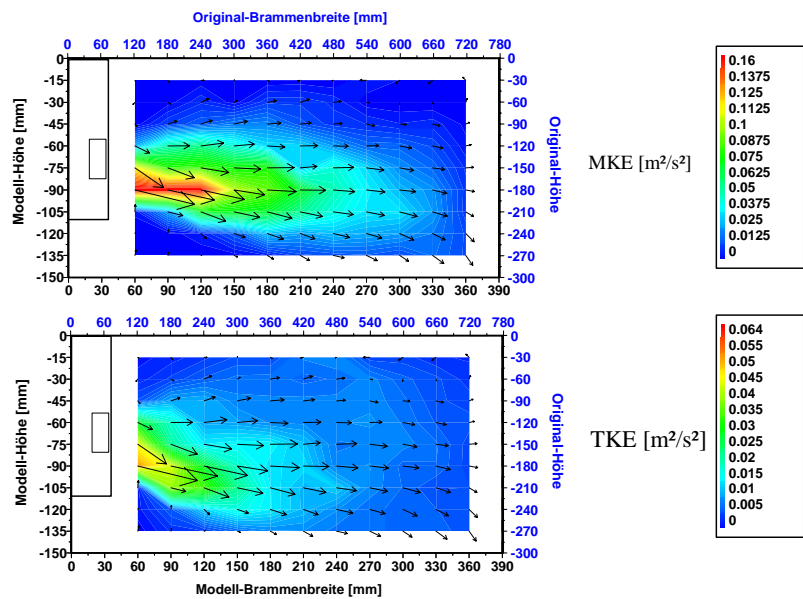
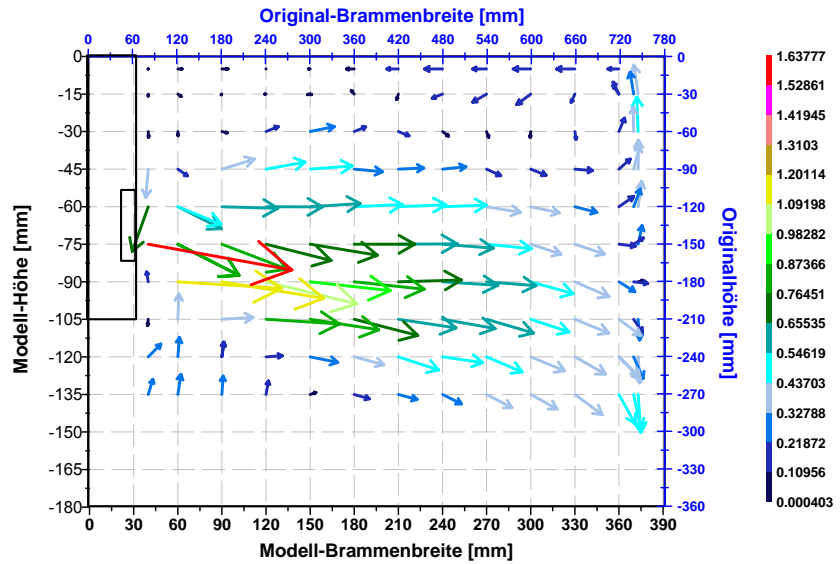


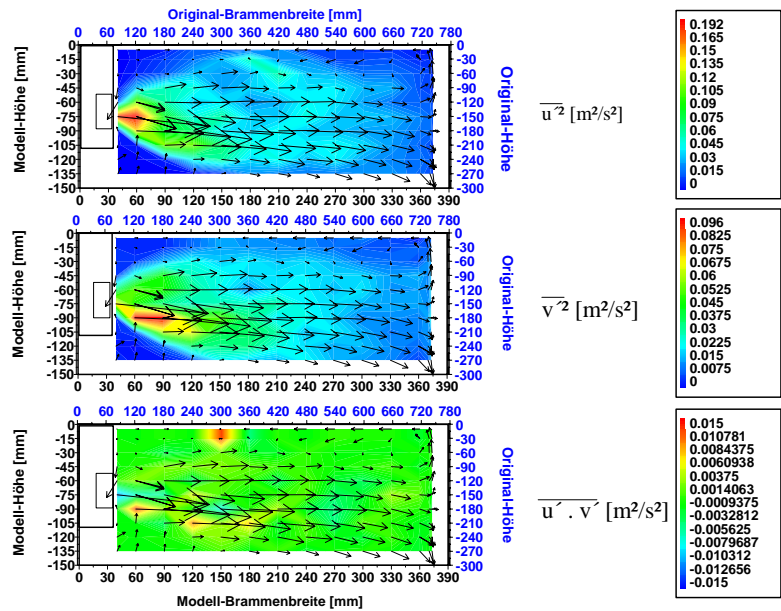
Abbildung A5-15: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 15



a)



b)



c)

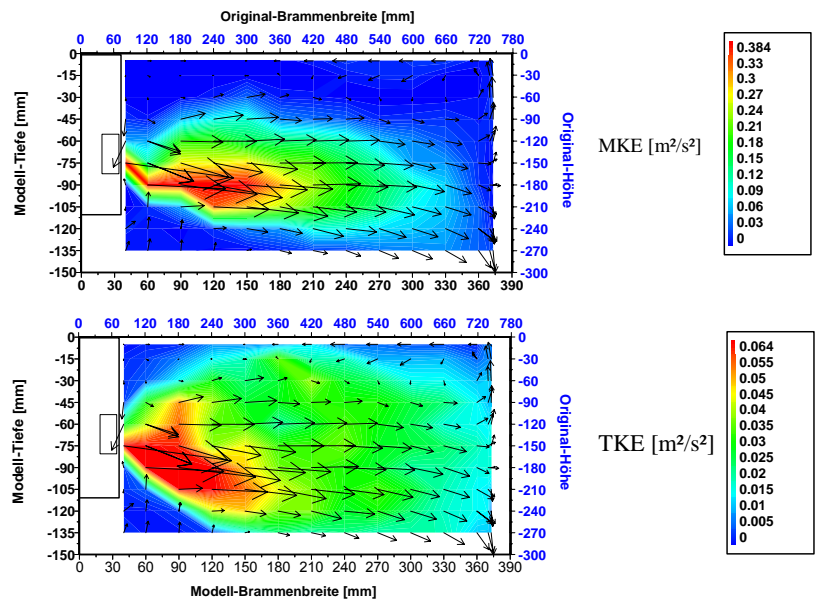
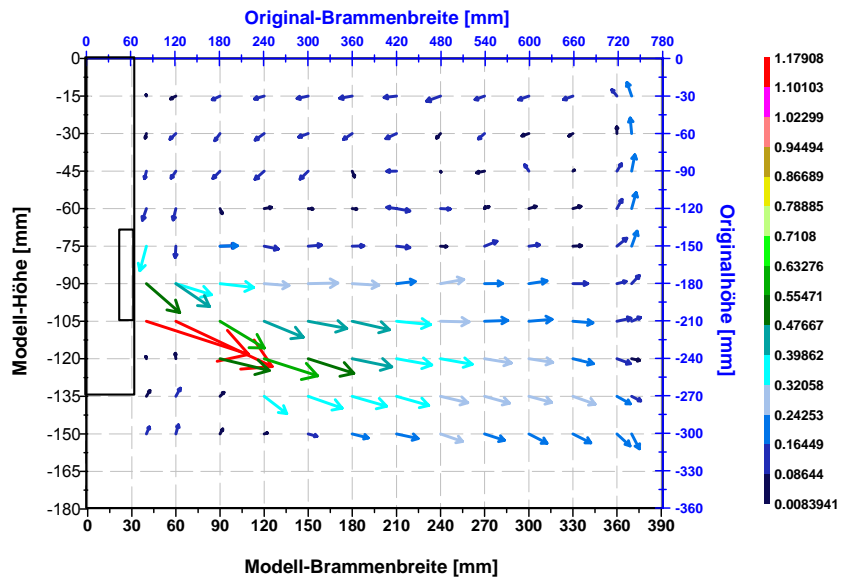
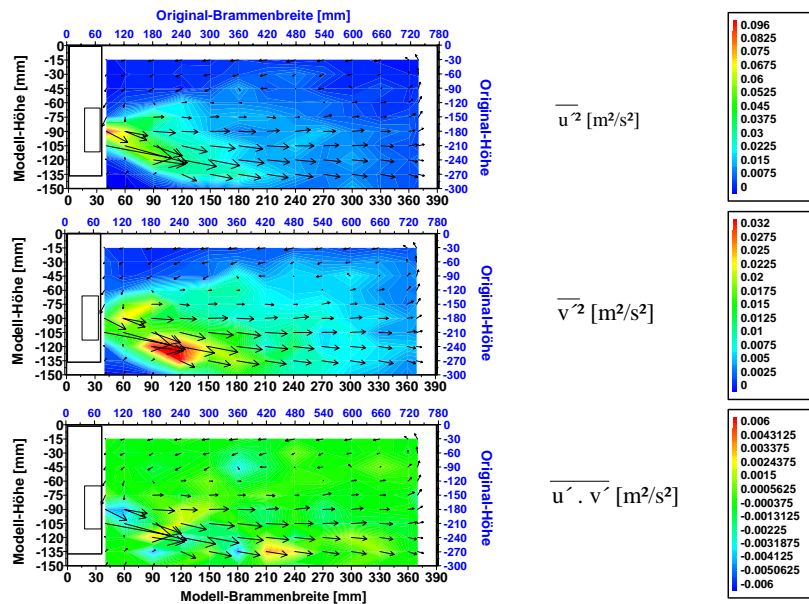


Abbildung A5-16: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 16

a)



b)



c)

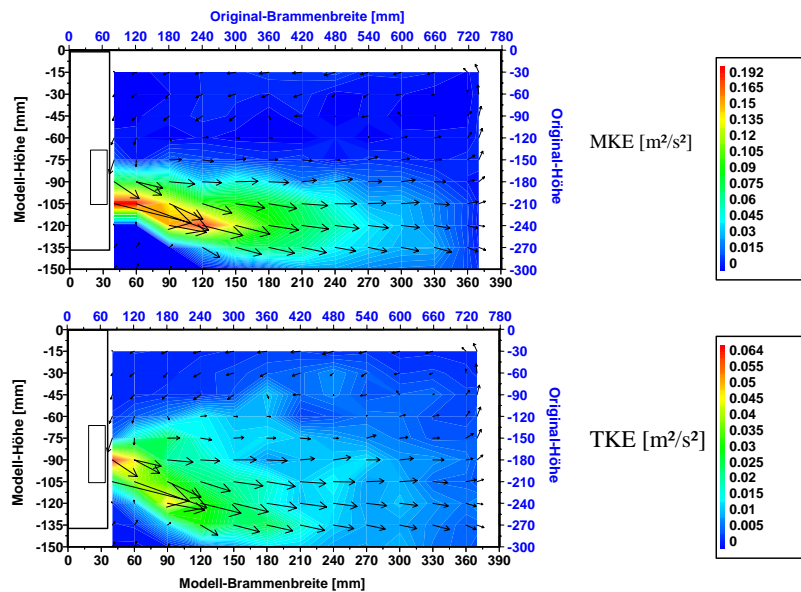
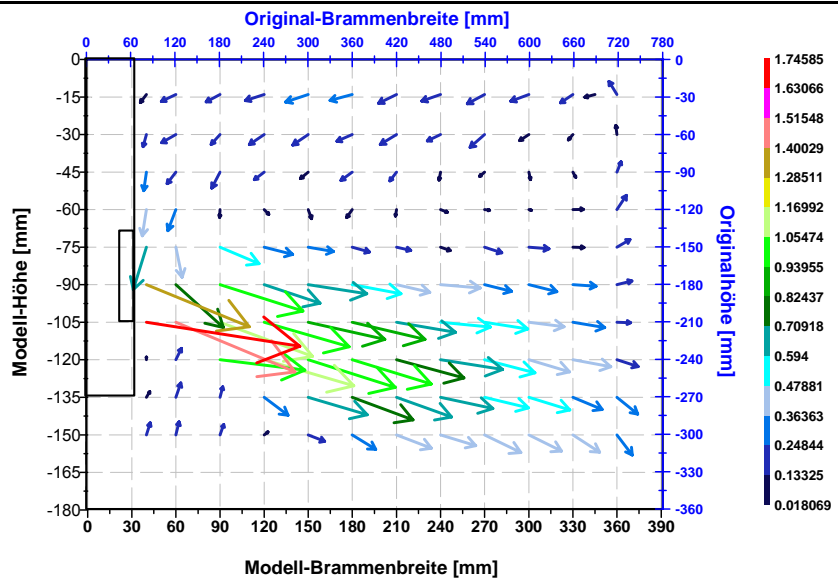
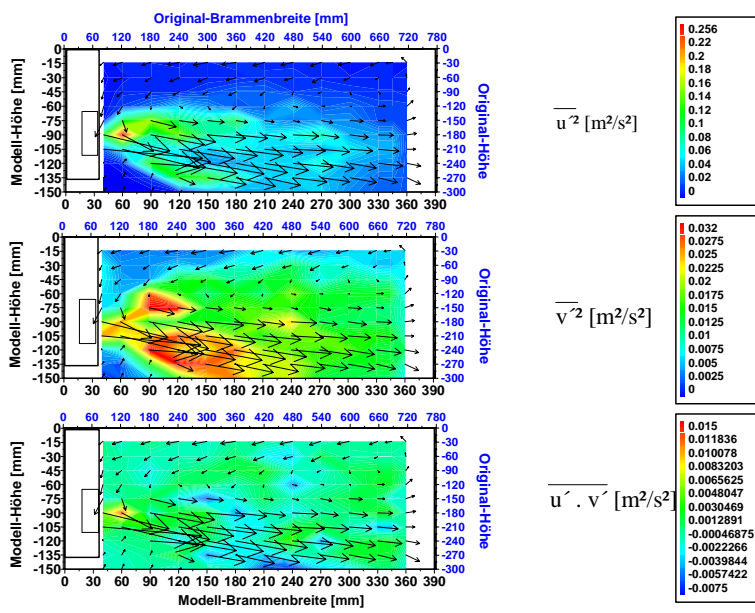


Abbildung A5-17: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 17

a)



b)



c)

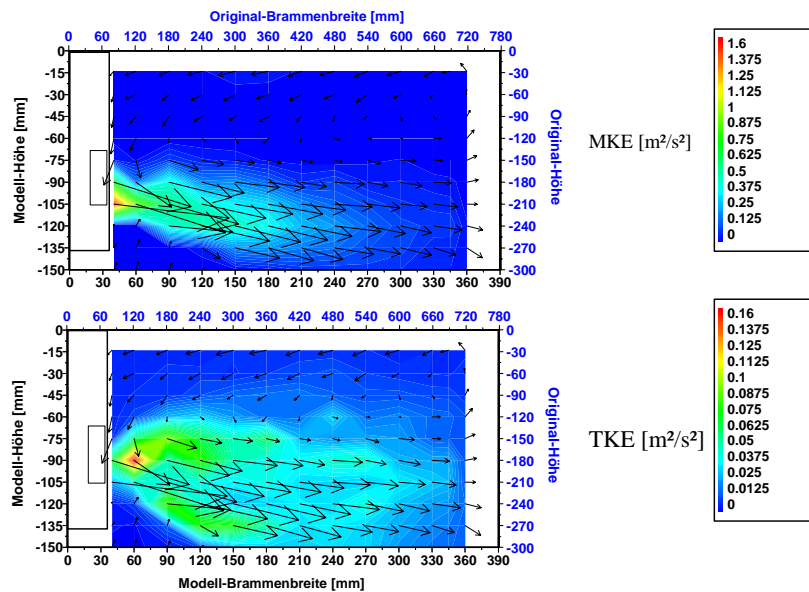
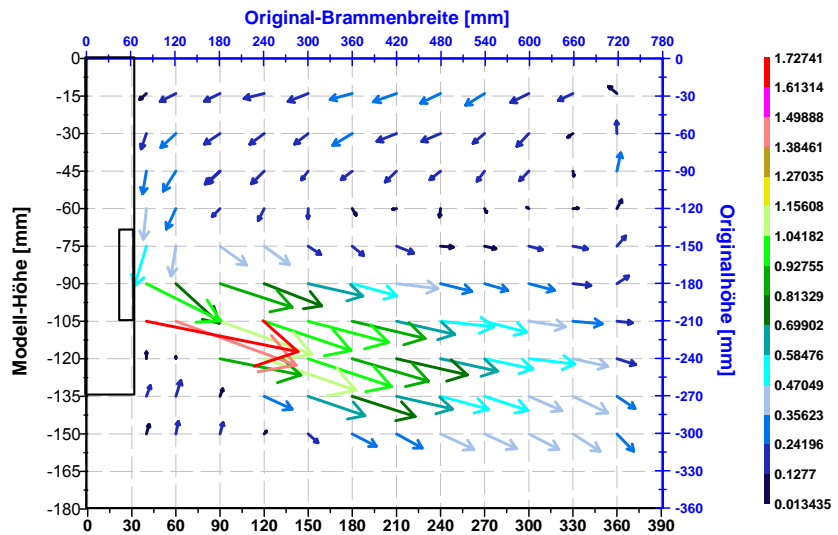
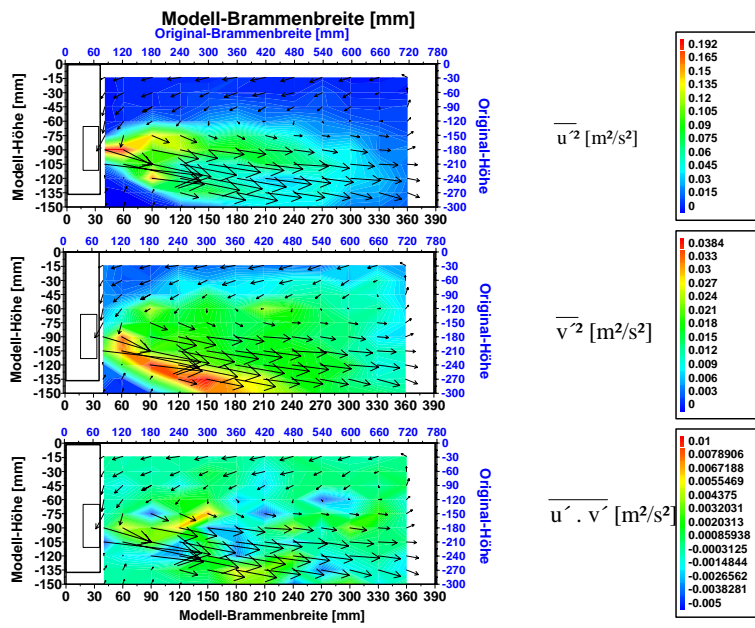


Abbildung A5-18: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 18

a)



b)



c)

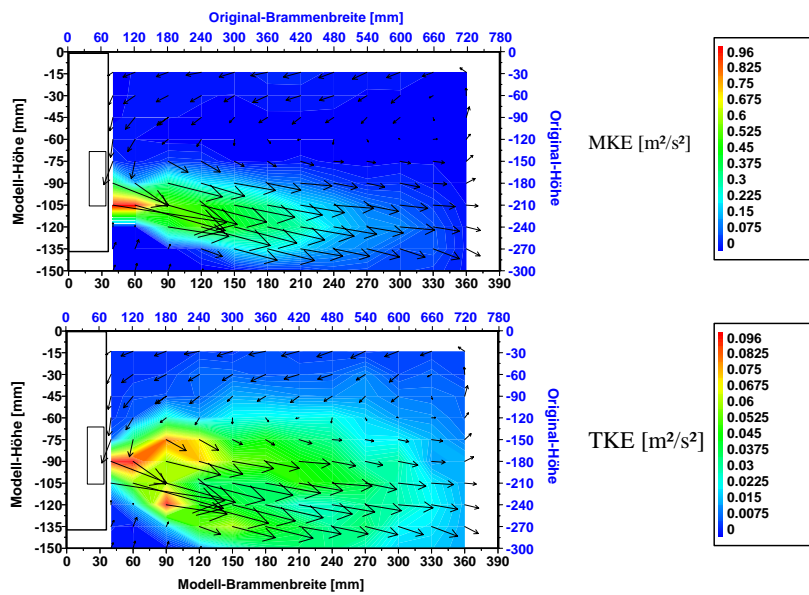
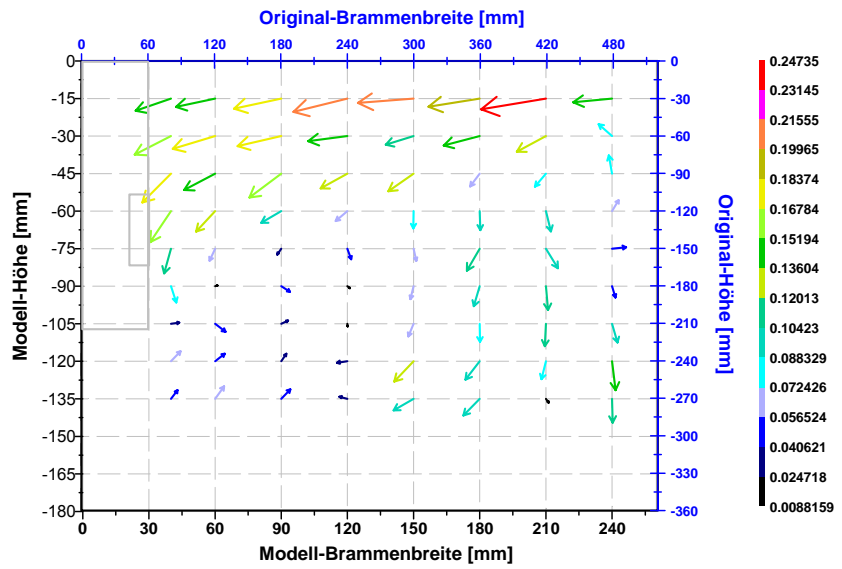
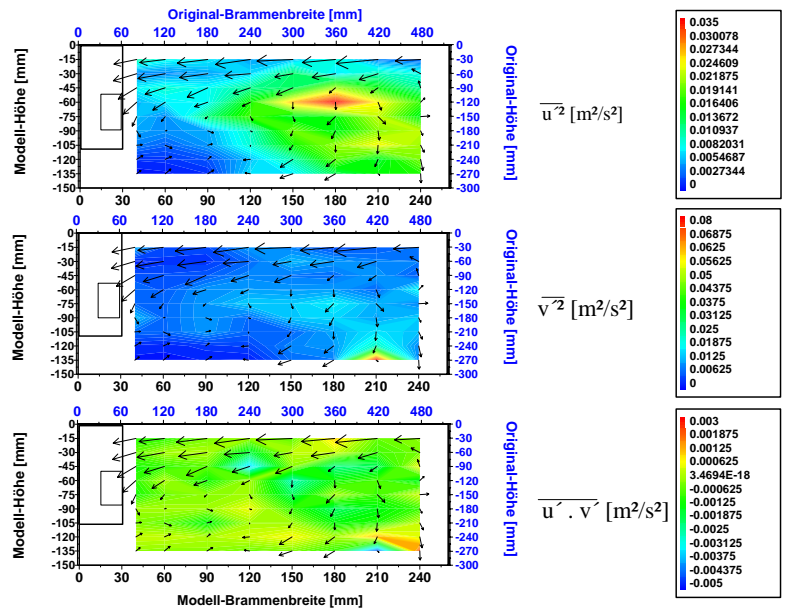


Abbildung A5-19: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 19

a)



b)



c)

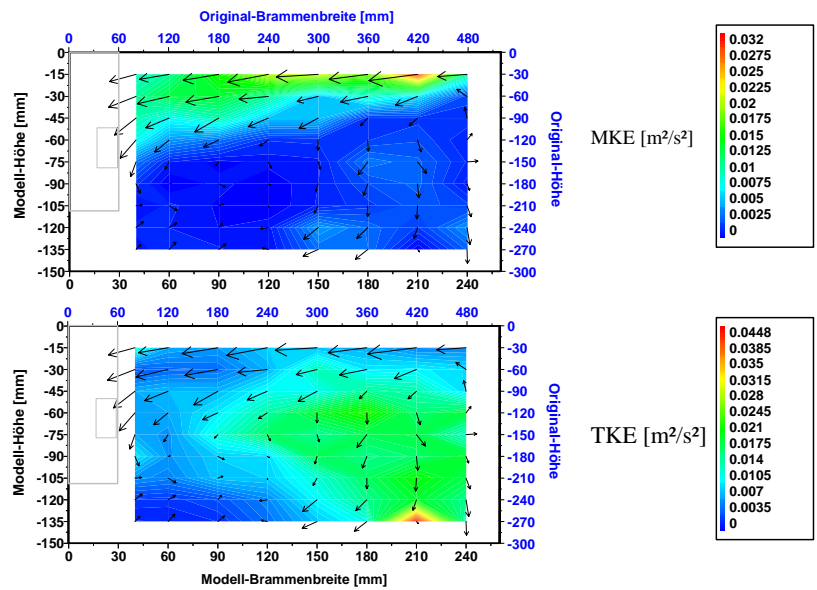
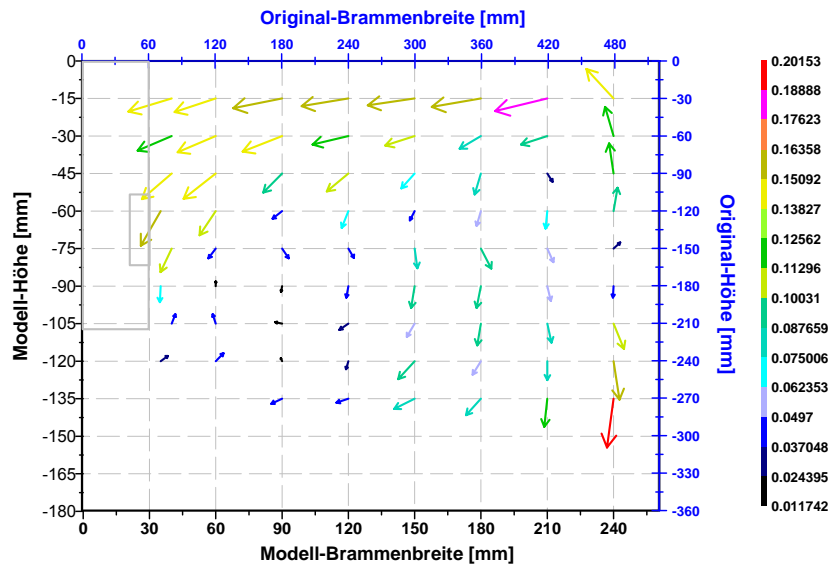


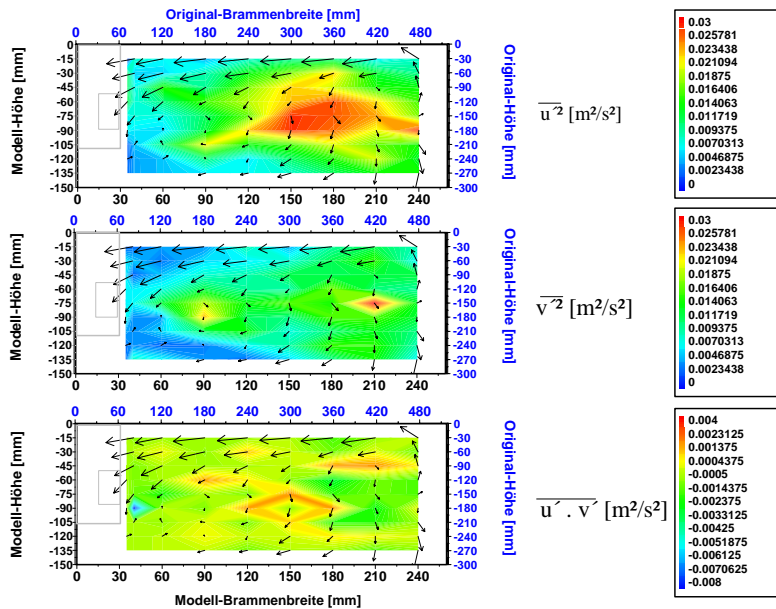
Abbildung A5-20: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 20



a)



b)



c)

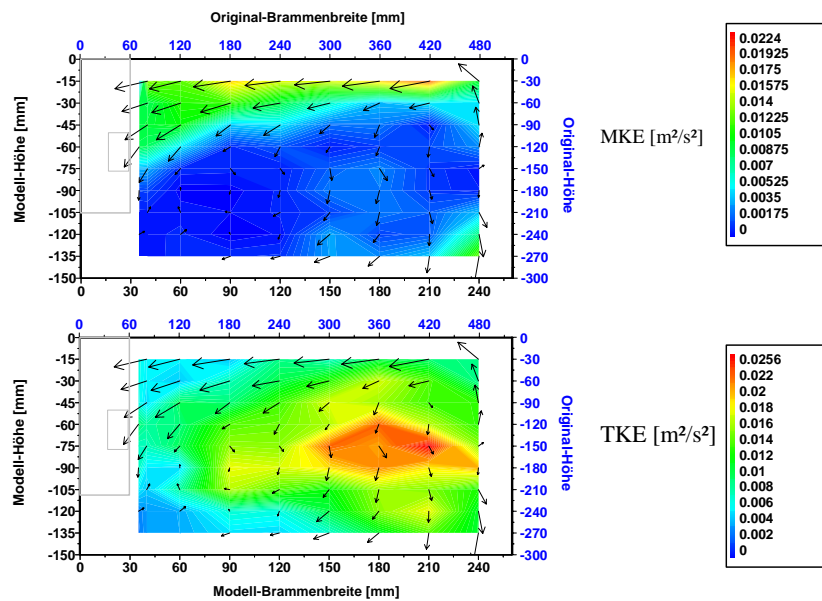
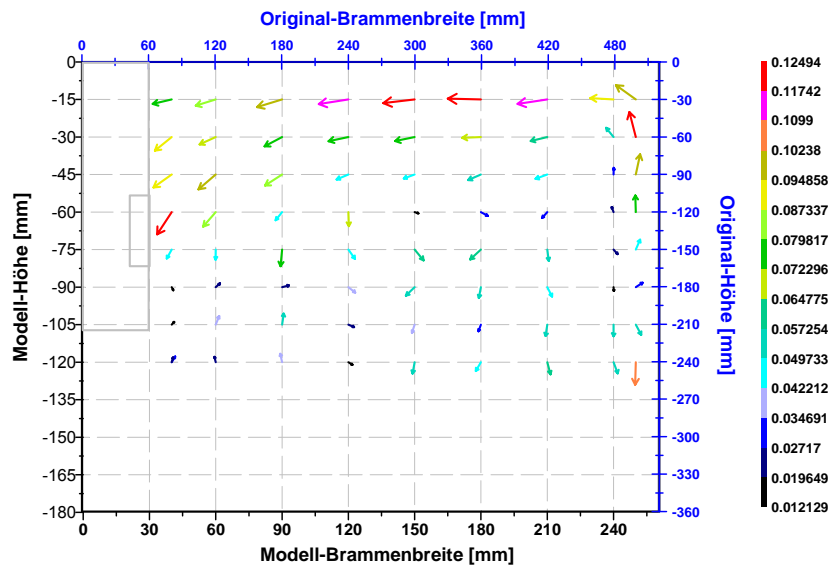
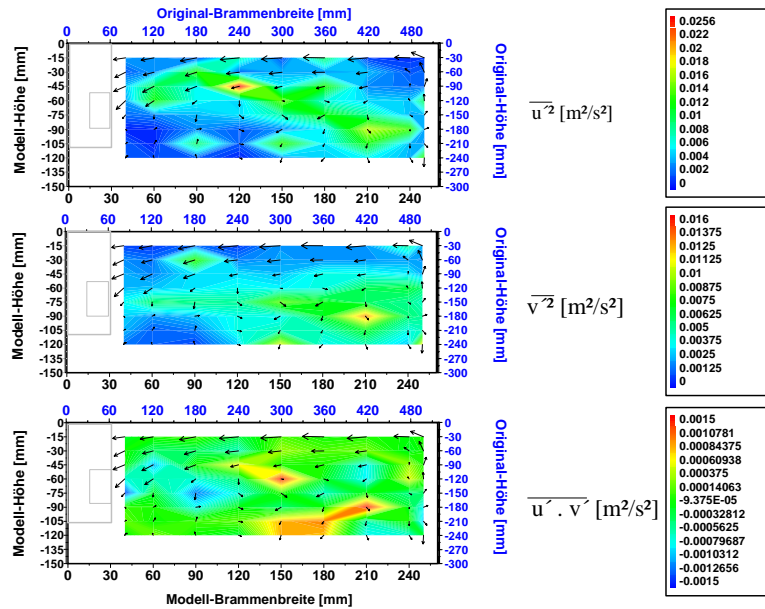


Abbildung A5-21: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 21

a)



b)



c)

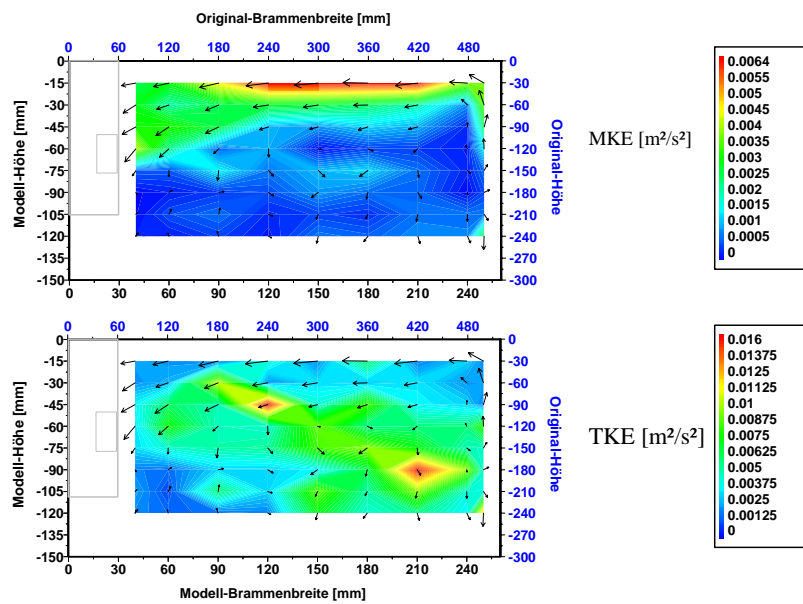
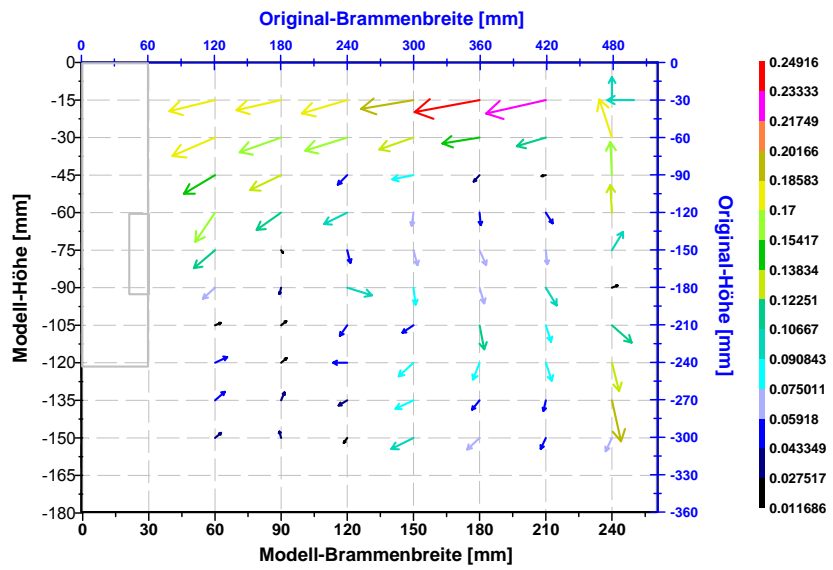
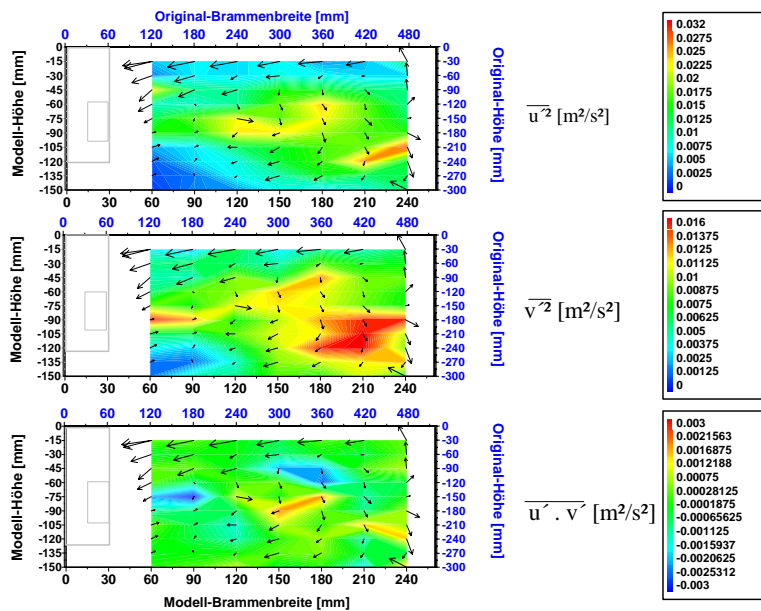


Abbildung A5-22: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 22

a)



b)



c)

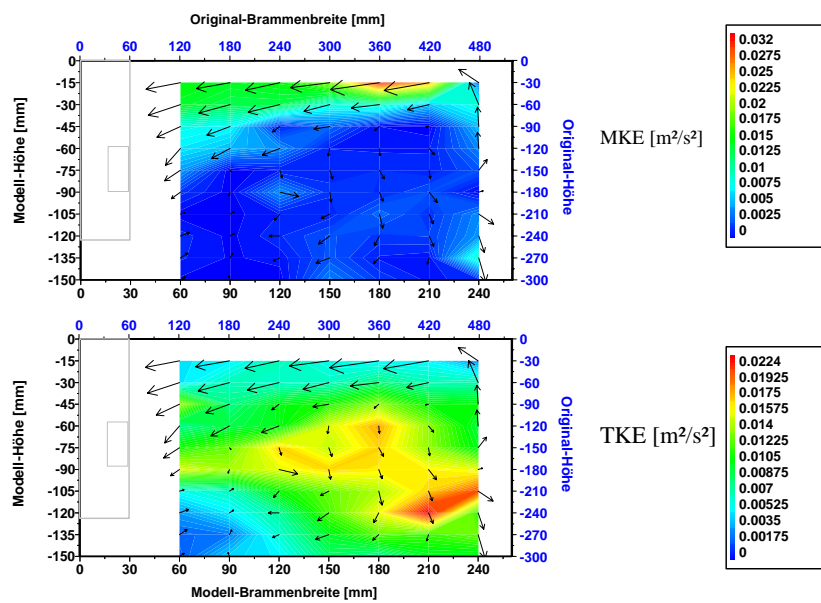
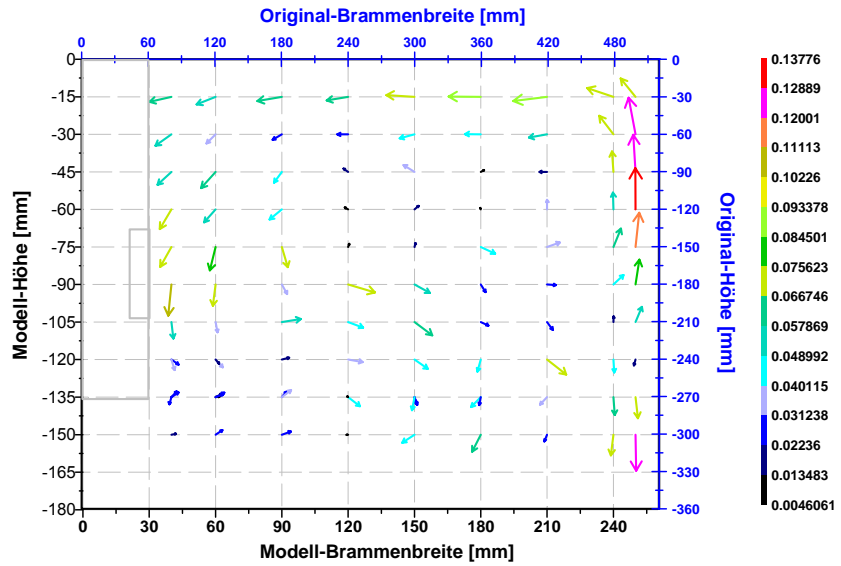


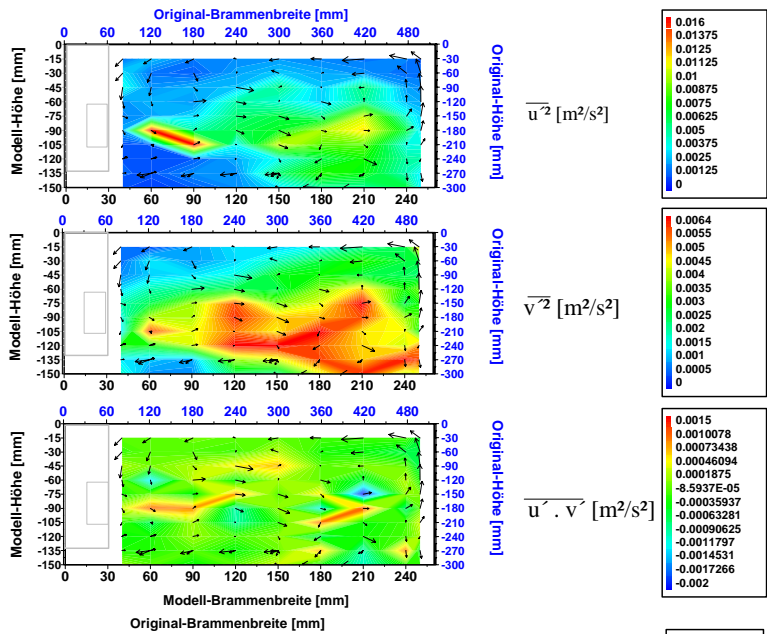
Abbildung A5-23: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 23



a)



b)



c)

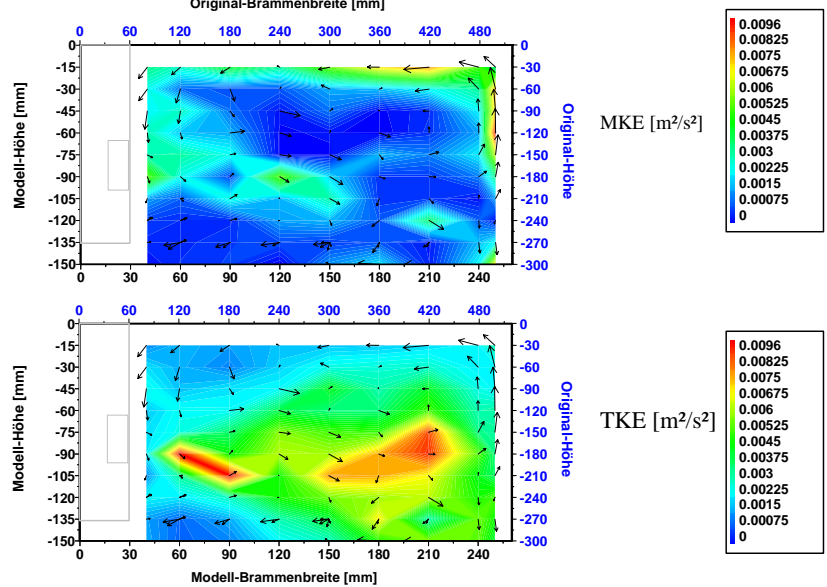
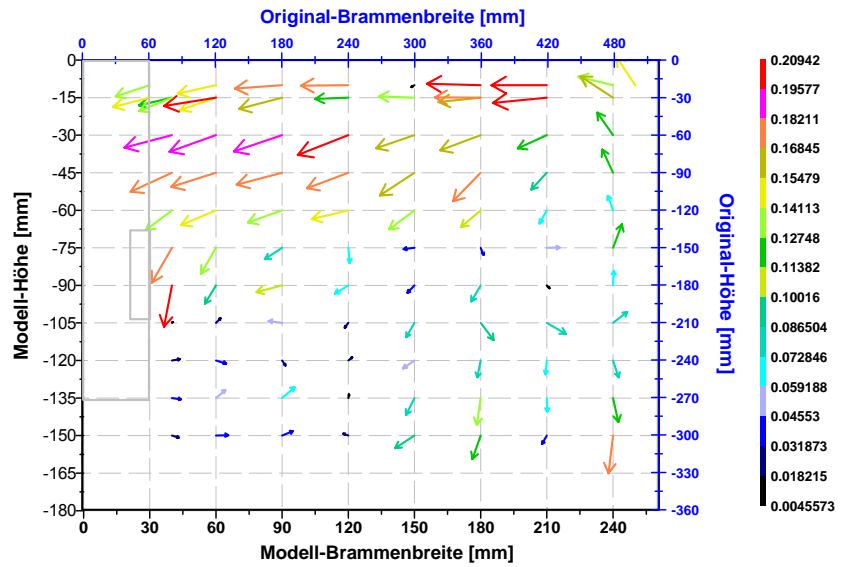
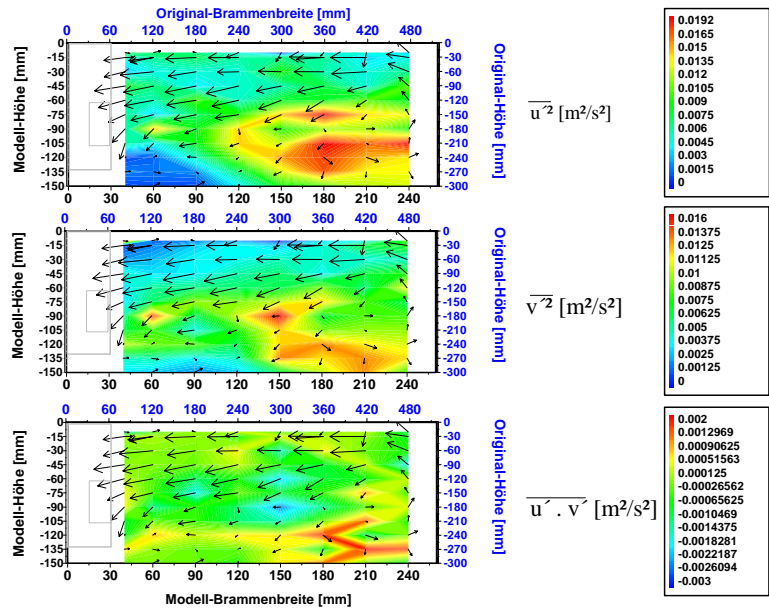


Abbildung A5-24: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 24

a)



b)



c)

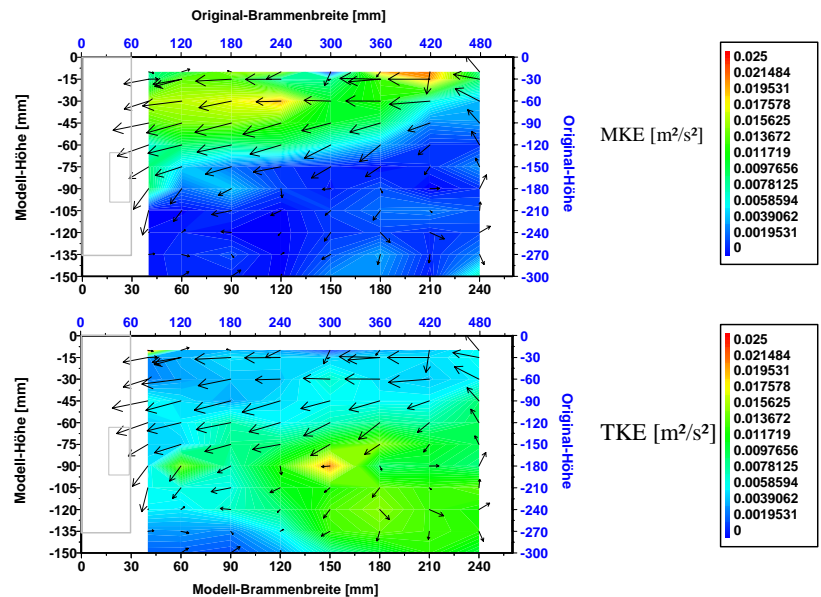
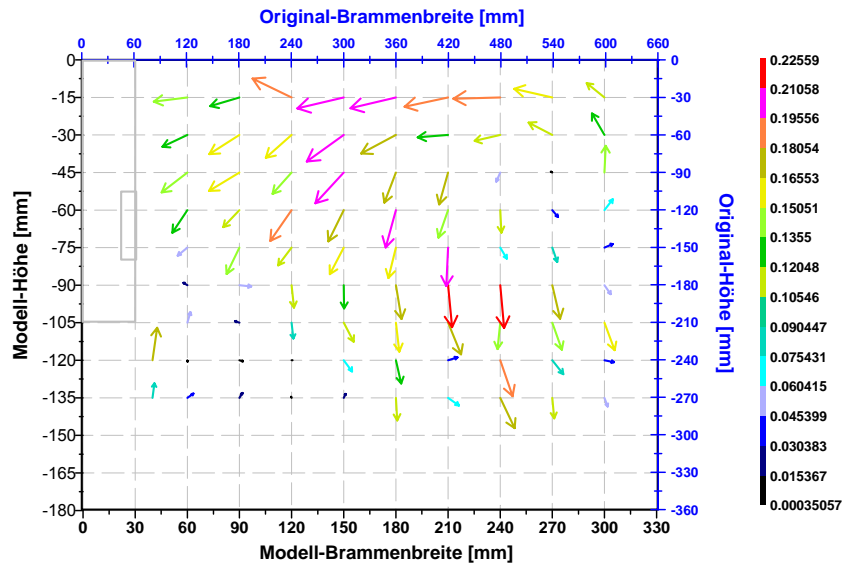
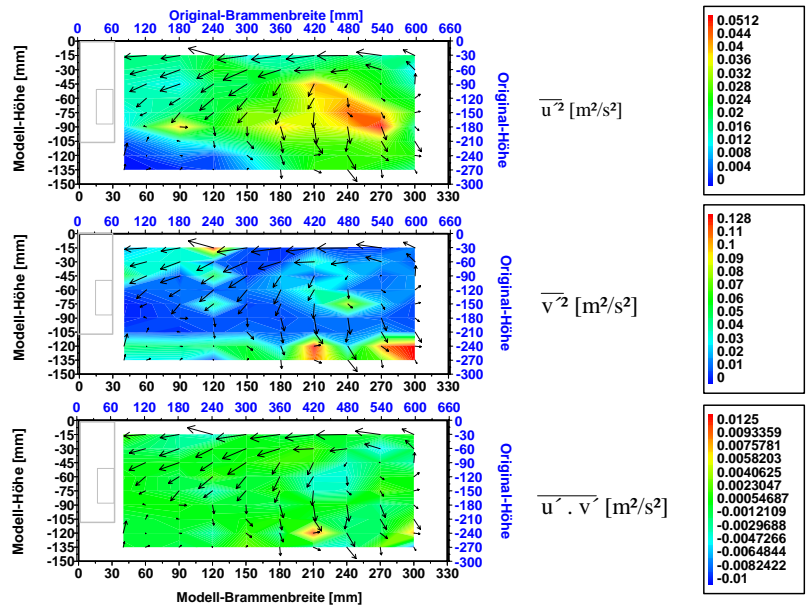


Abbildung A5-25: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 25

a)



b)



c)

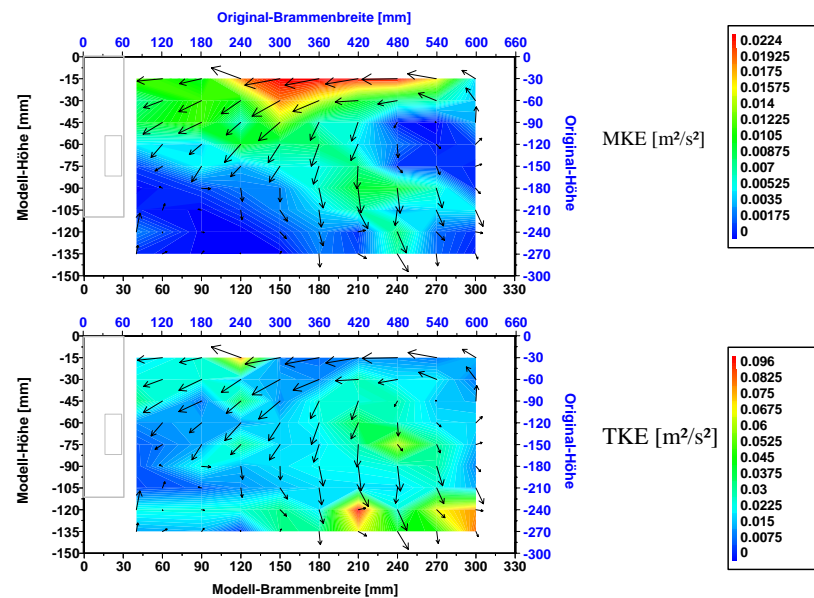
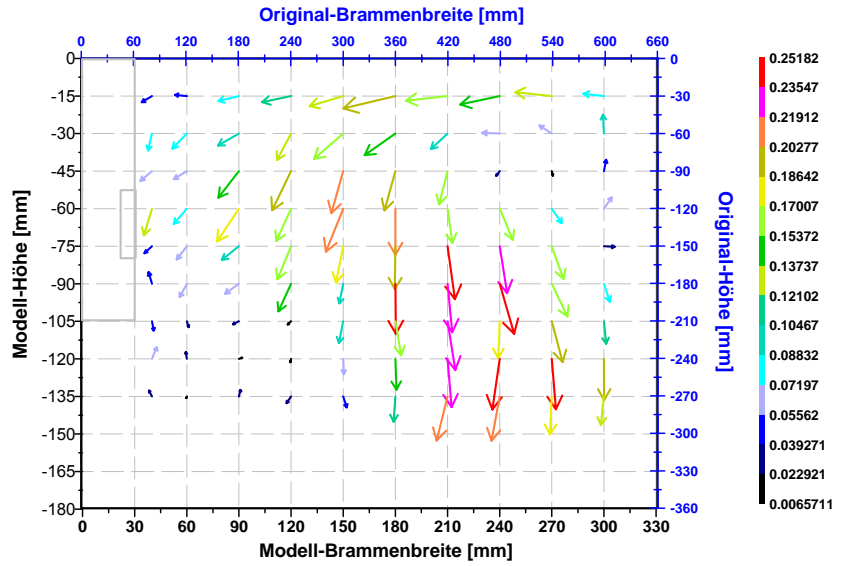
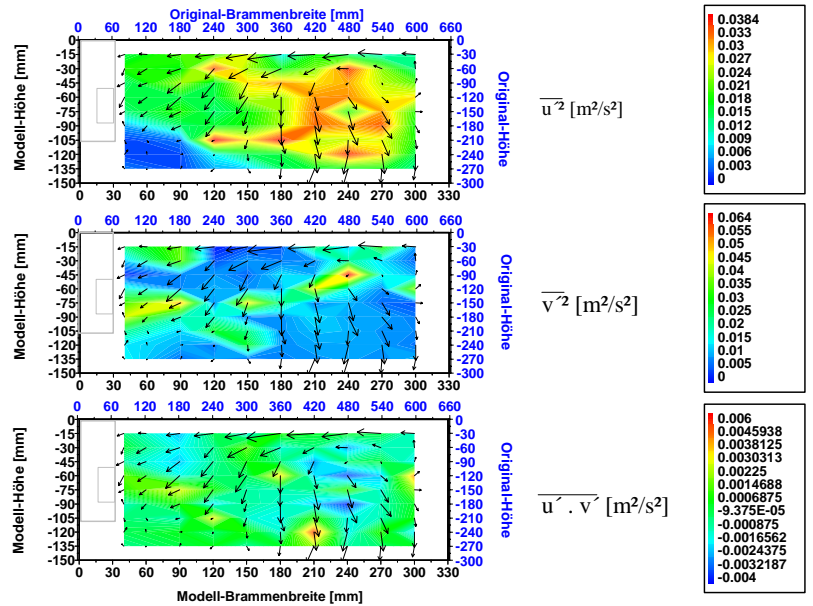


Abbildung A5-26: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 26

a)



b)



c)

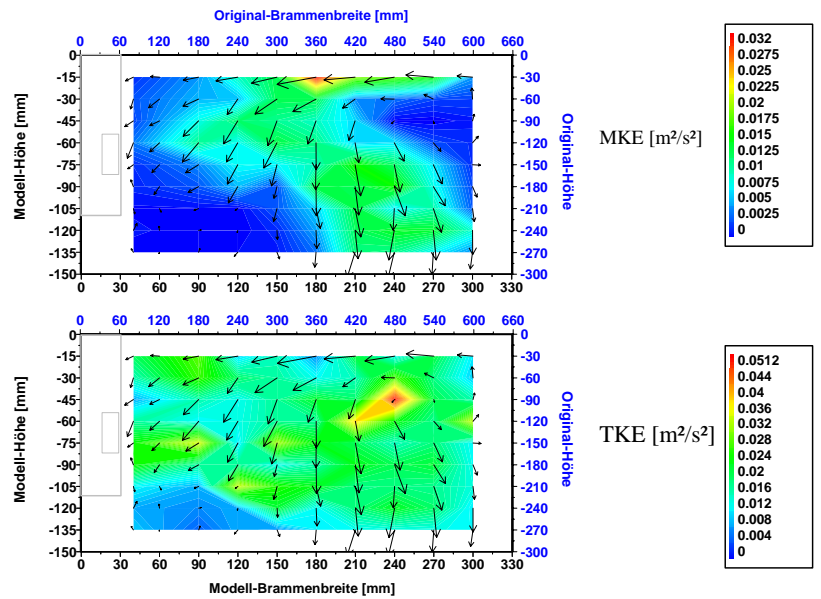
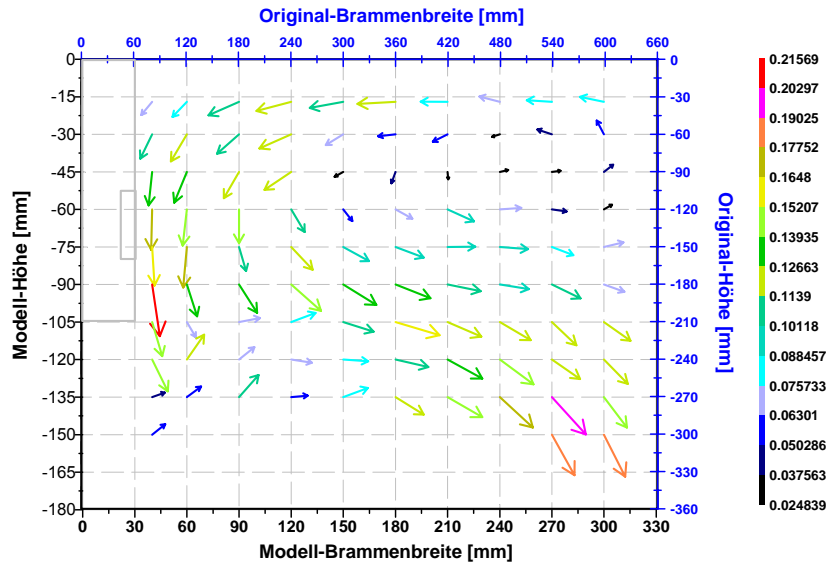
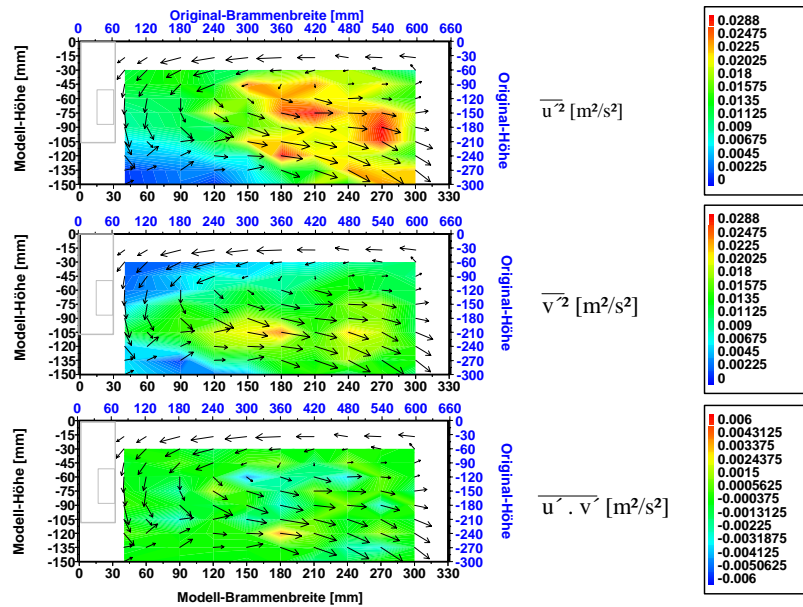


Abbildung A5-27: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 27

a)



b)



c)

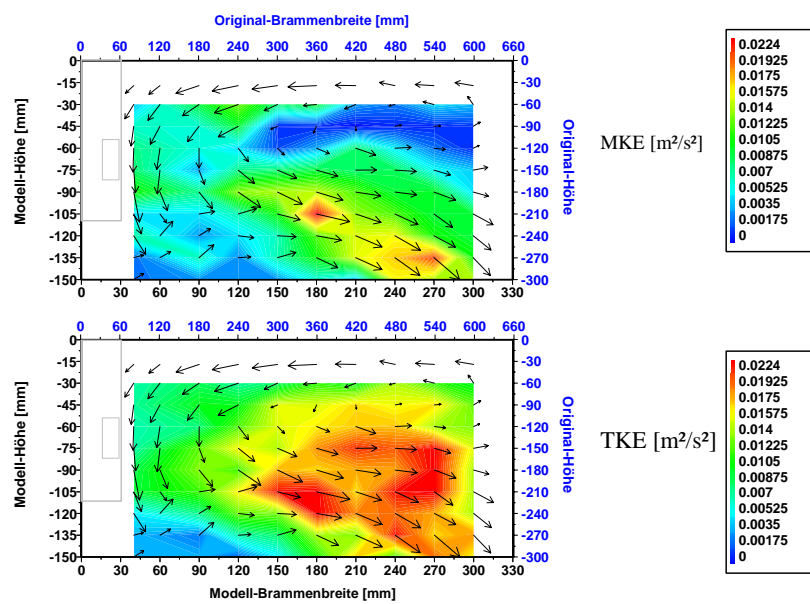
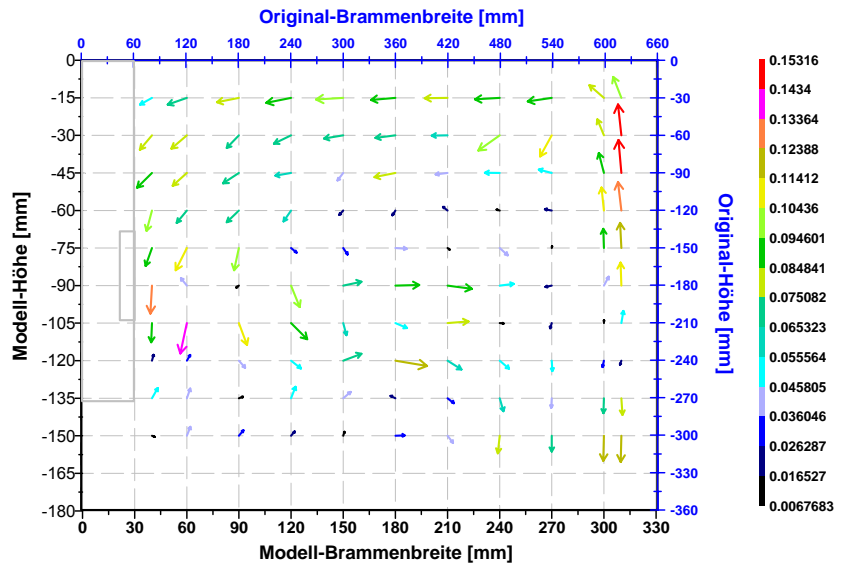


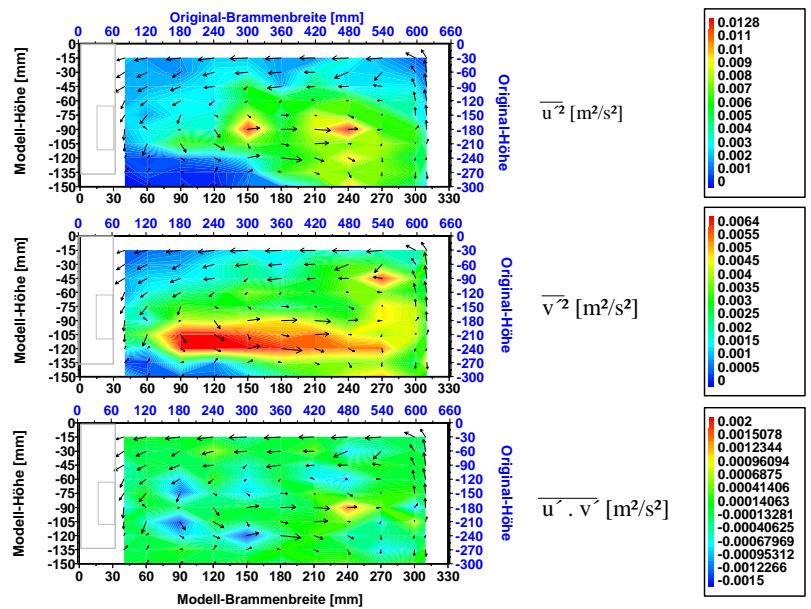
Abbildung A5-28: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 28



a)



b)



c)

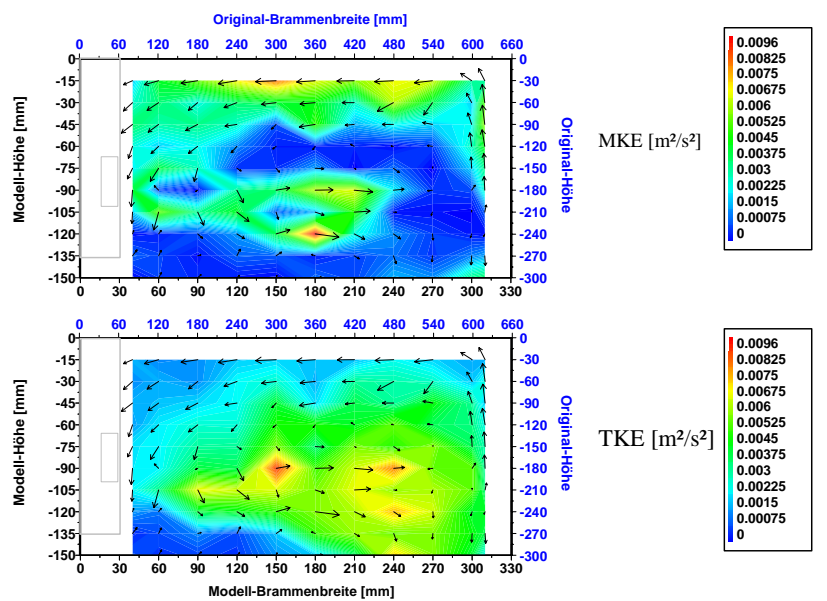
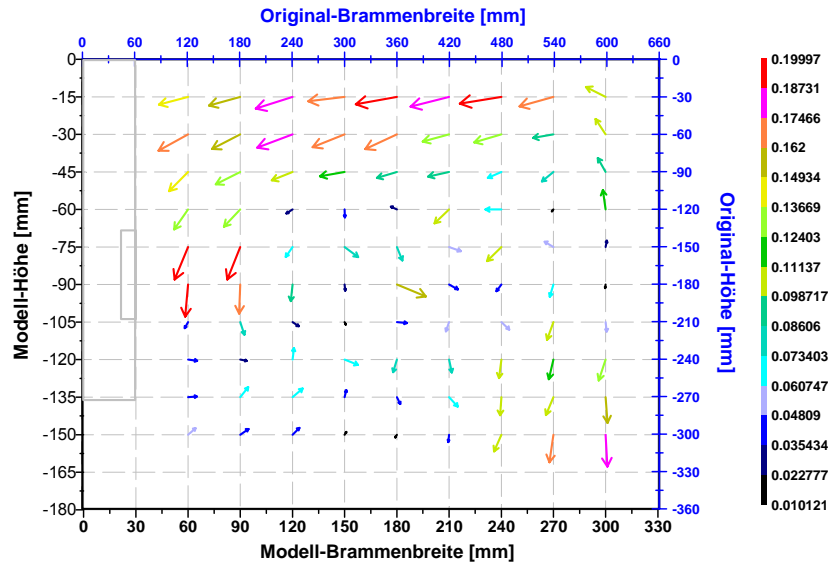
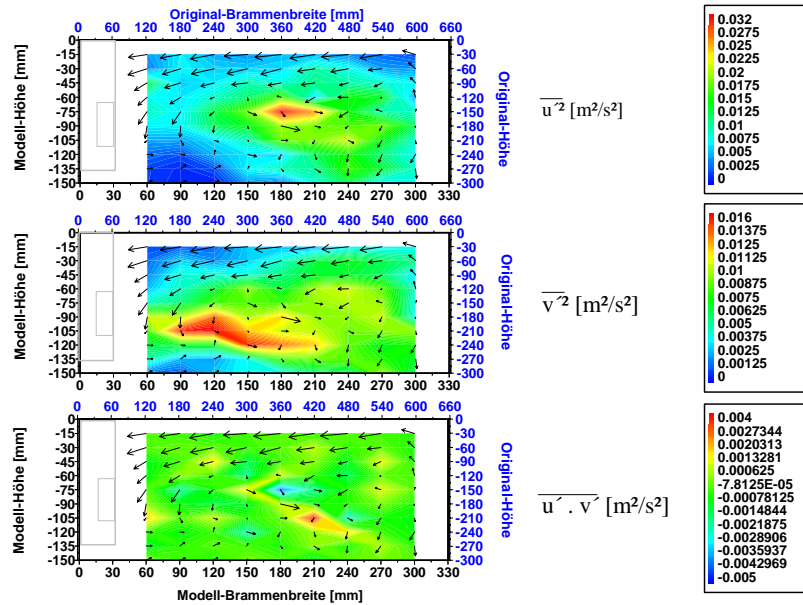


Abbildung A5-29: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 29

a)



b)



c)

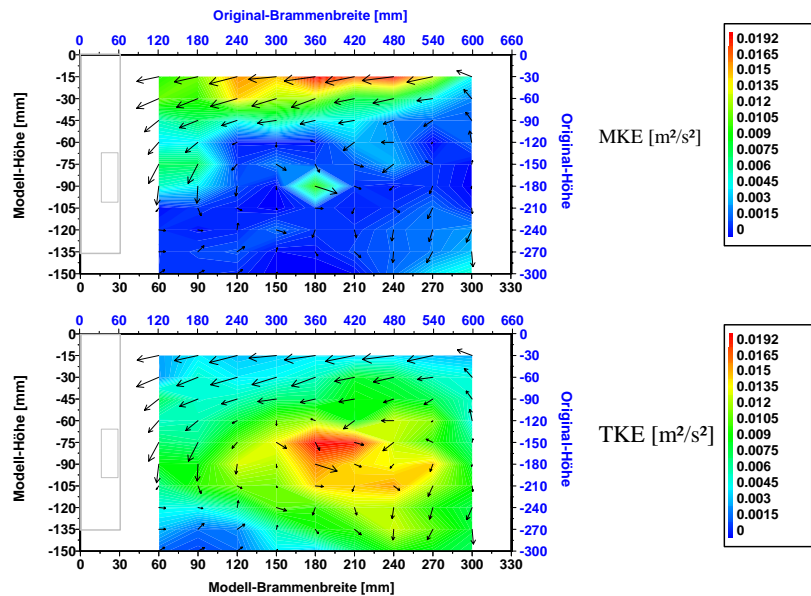
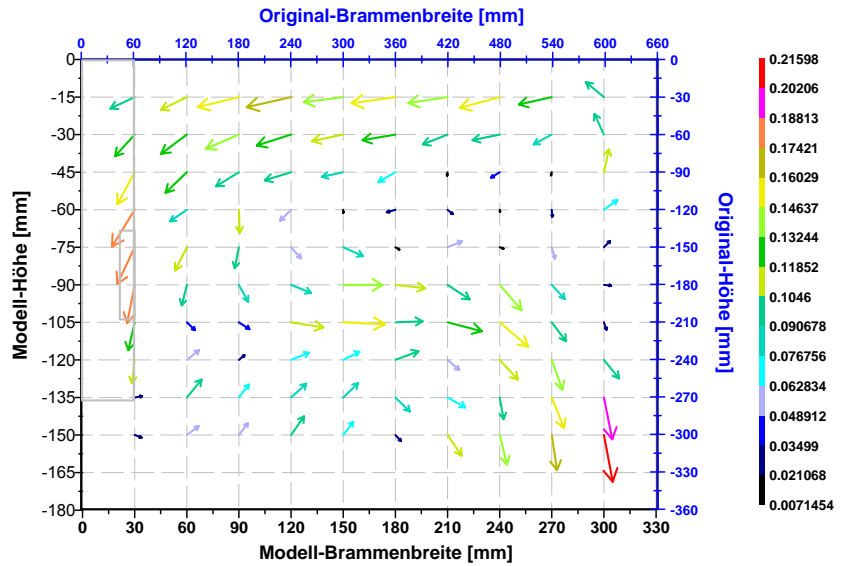
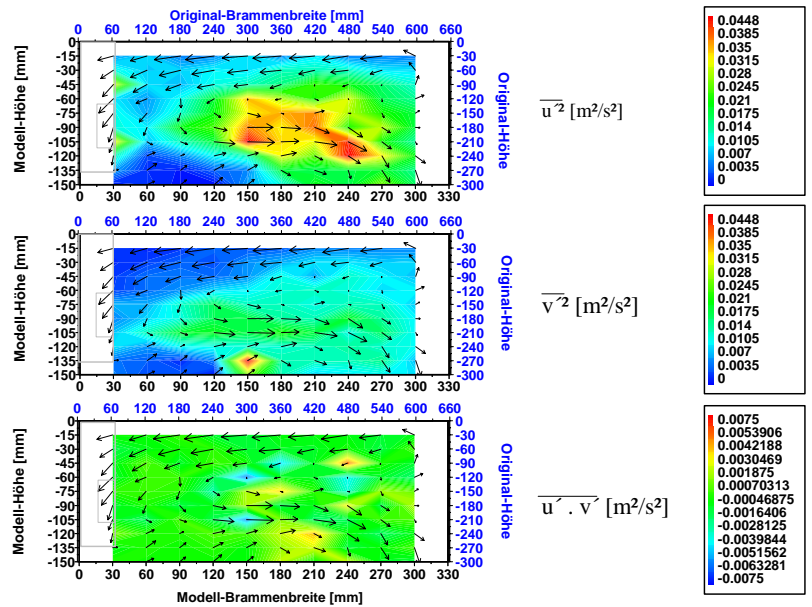


Abbildung A5-30: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 30

a)



b)



c)

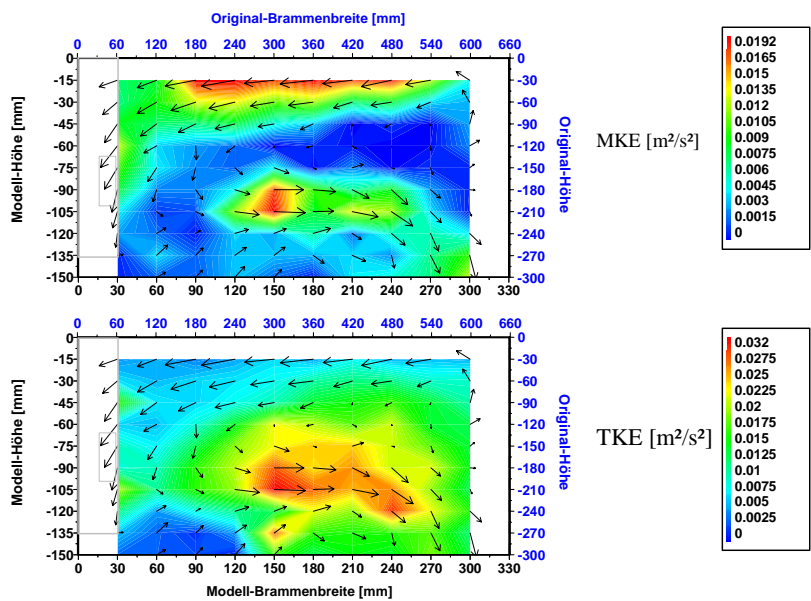
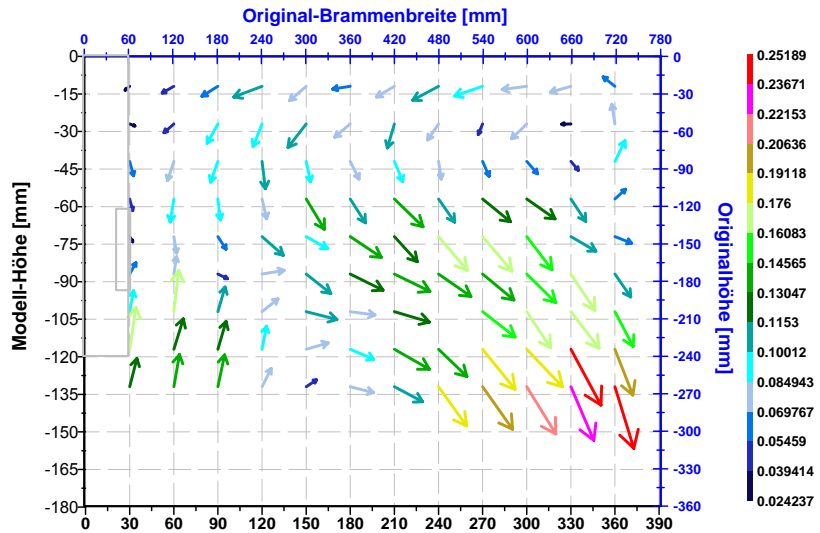


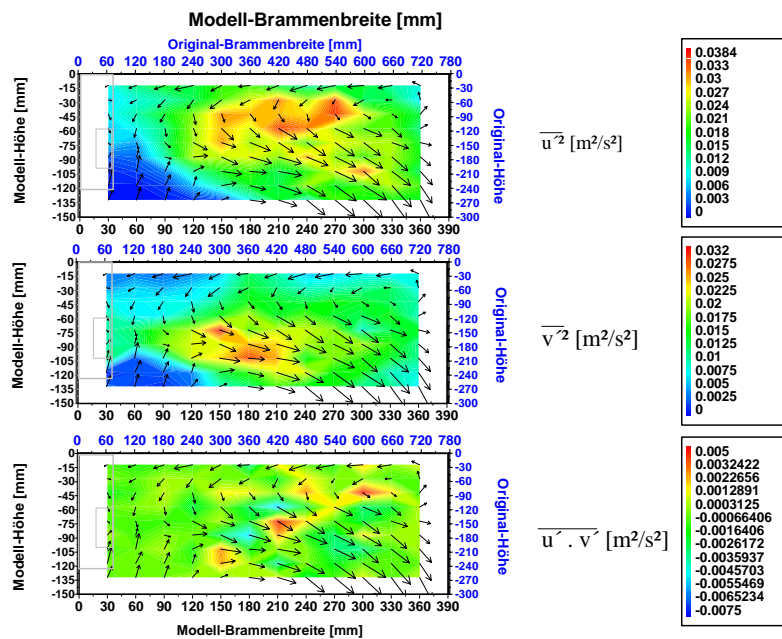
Abbildung A5-31: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 31



a)



b)



c)

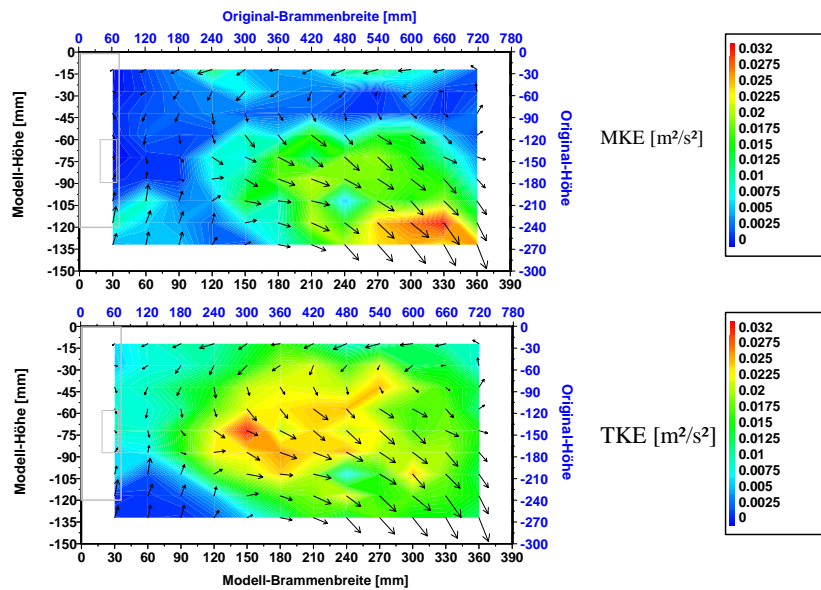
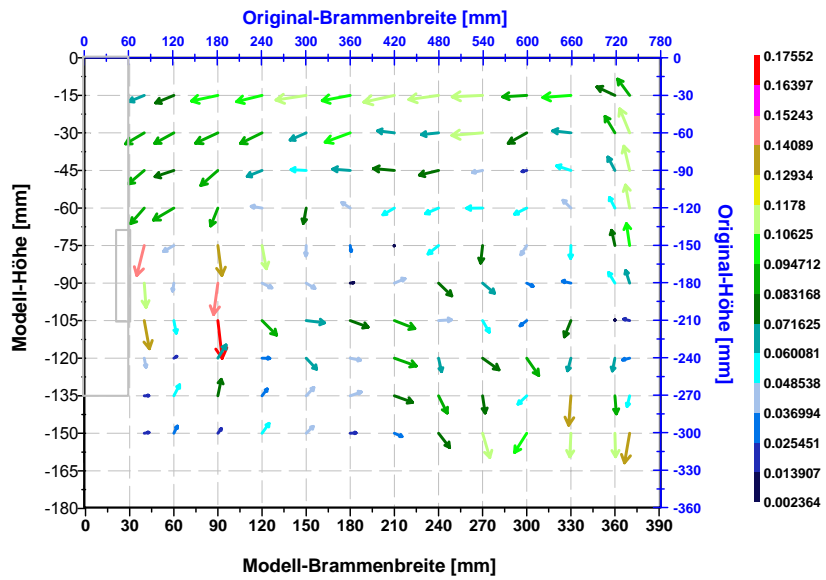
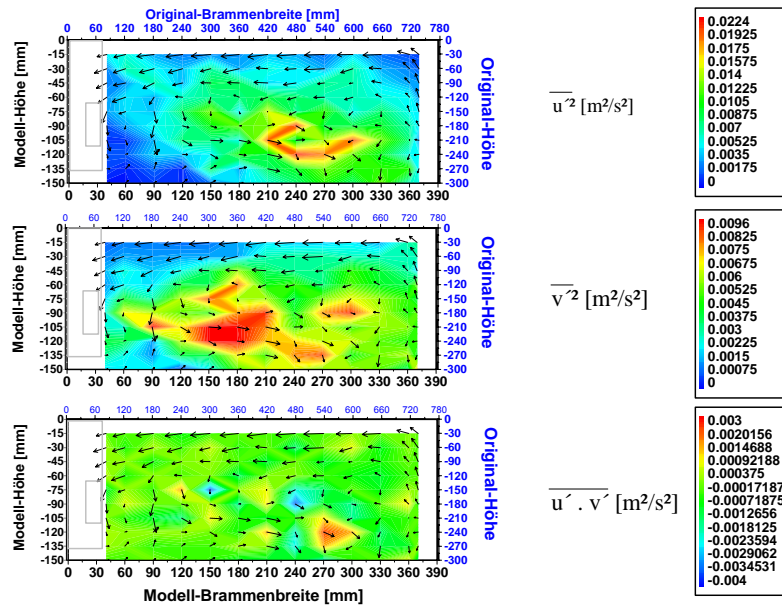


Abbildung A5-32: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 32

a)



b)



c)

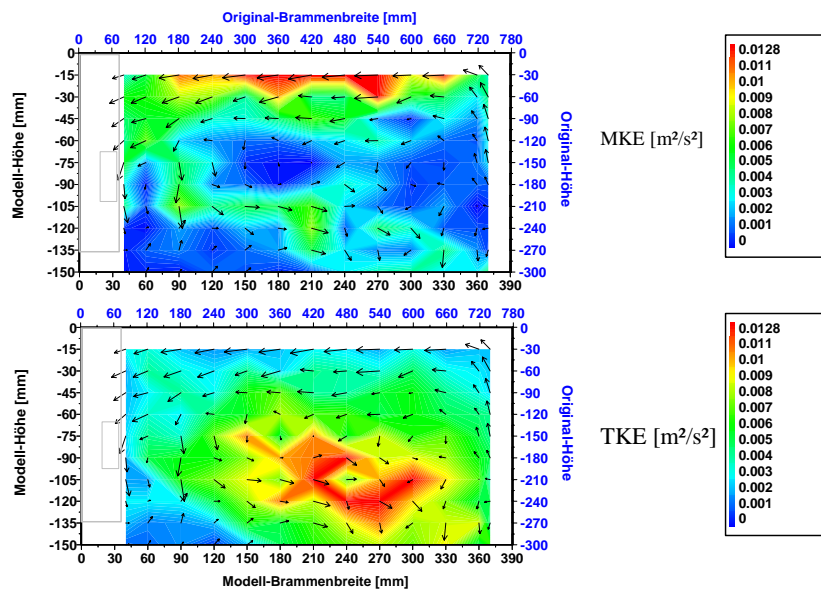
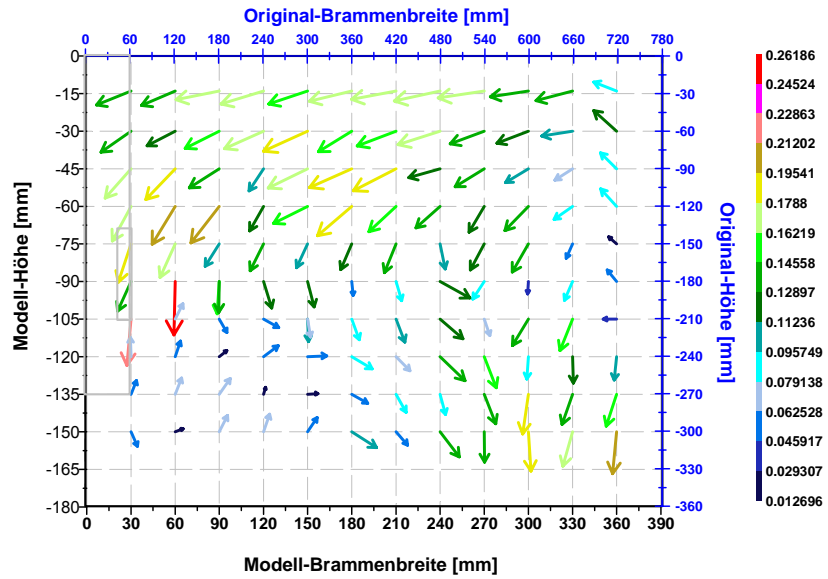
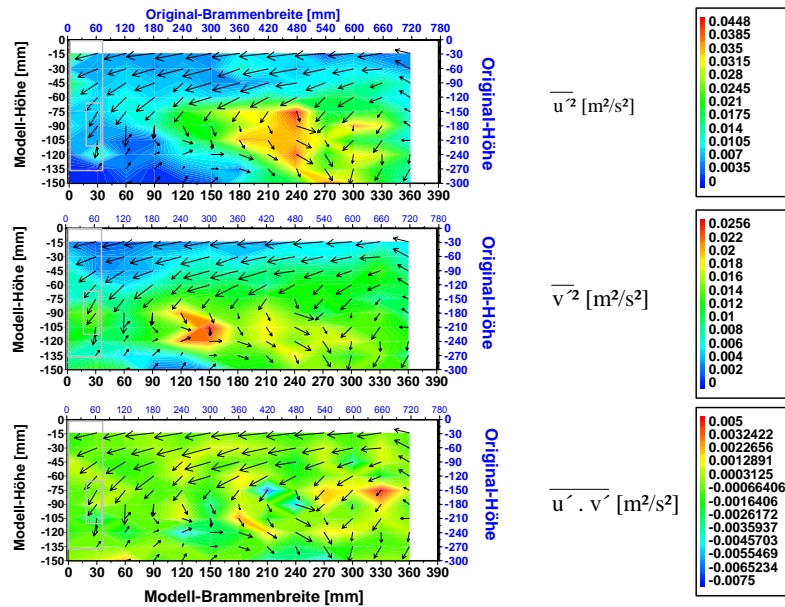


Abbildung A5-33: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 33

a)



b)



c)

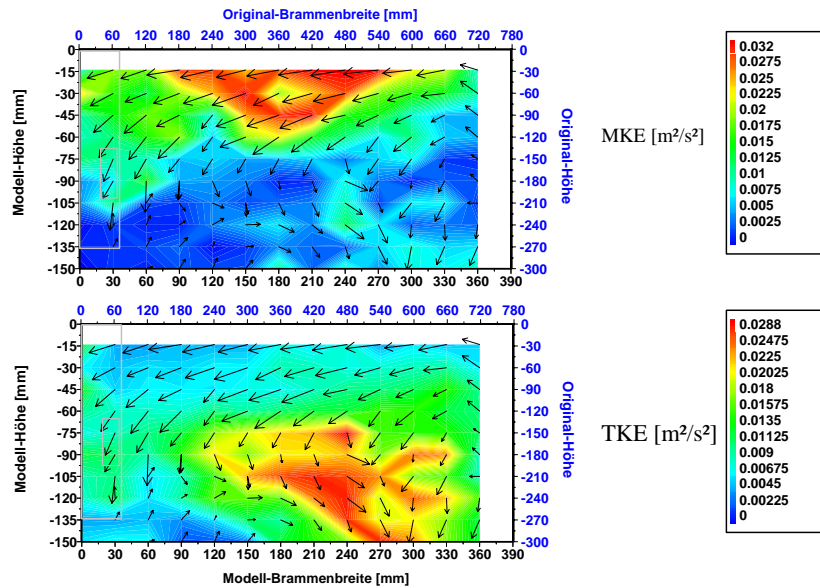
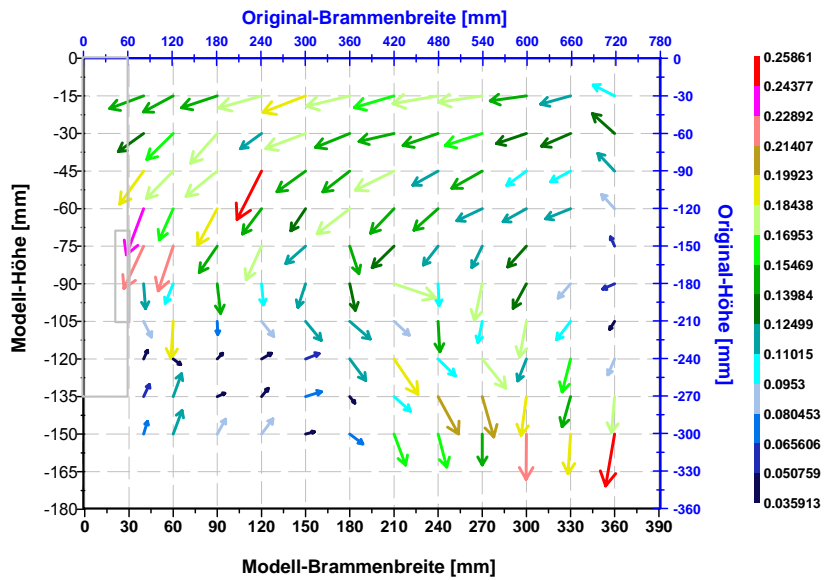
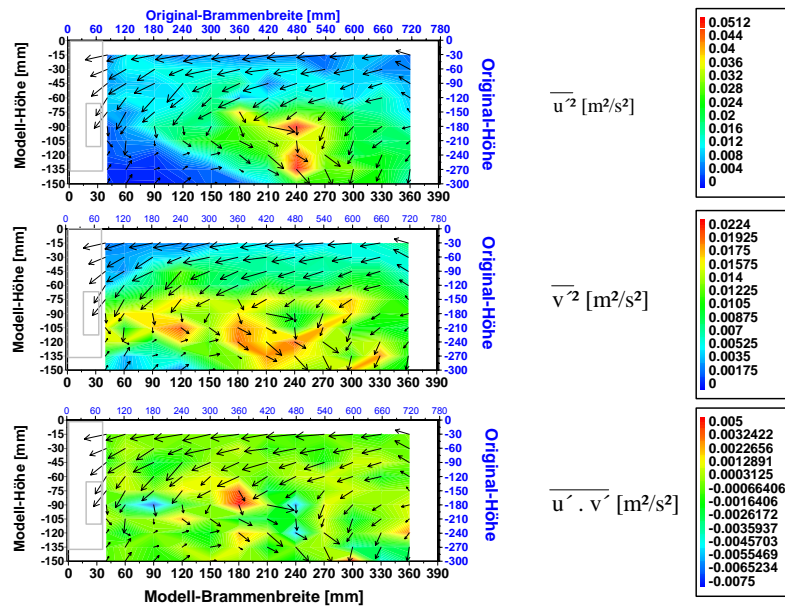


Abbildung A5-34: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 34

a)



b)



c)

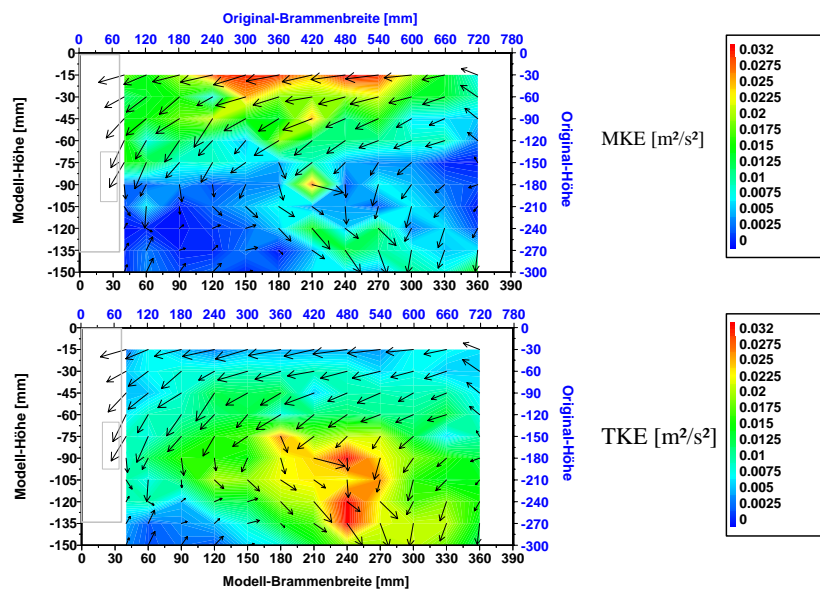


Abbildung A5-35: Darstellung der Strömungszustände für die Messreihe LDA 35

## Anhang A6-1 Versuchsplan-Übersicht der Badoberflächenuntersuchungen

Tabelle A5-3: Parametervariation der OAS-Untersuchung

OAS – Kennung	File	Br mm	Tr mm	v <sub>str</sub> m/min	Anzahl Messungen	OAS – Kennung	File	Br mm	Tr mm	v <sub>str</sub> m/min	Anzahl Messungen
OAS 1	2K112801	1550	100	0.6	24000	OAS 85	2K120416	1300	100	0.6	32768
OAS 2	2K112802	1550	100	0.6	32768	OAS 86	2K120417	1300	100	0.8	24000
OAS 3	2K112803	1550	100	0.8	24000	OAS 87	2K120418	1300	100	0.8	32768
OAS 4	2K112804	1550	100	0.8	32768	OAS 88	2K120419	1300	100	1.1	24000
OAS 5	2K112805	1550	100	1.1	24000	OAS 89	2K120420	1300	100	1.1	32768
OAS 6	2K112806	1550	100	1.1	32768	OAS 90	2K120421	1300	100	1.4	24000
OAS 7	2K112807	1550	100	1.4	24000	OAS 91	2K120422	1300	100	1.4	32768
OAS 8	2K112808	1550	100	1.4	32768	OAS 92	2K120423	1300	100	1.6	24000
OAS 9	2K112809	1550	100	1.6	24000	OAS 93	2K120424	1300	100	1.6	32768
OAS 10	2K112810	1550	100	1.6	32768	OAS 94	2K120425	1300	100	1.6	24000
OAS 11	2K112811	1550	100	1.6	24000	OAS 95	2K120425	1300	100	1.6	24000
OAS 12	2K112812	1550	100	1.6	32768	OAS 96	2K120427	1300	100	1.6	32768
OAS 13	2K091101	1550	120	0.6	24000	OAS 97	3K010401	1300	120	0.6	24000
OAS 14	2K091102	1550	120	0.8	24000	OAS 98	3K010402	1300	120	0.6	32768
OAS 15	2K091103	1550	120	0.8	24000	OAS 99	3K010403	1300	120	0.8	24000
OAS 16	2K091104	1550	120	0.8	24000	OAS 100	3K010406	1300	120	0.8	32768
OAS 17	2K091105	1550	120	1.1	24000	OAS 101	3K010405	1300	120	1.1	24000
OAS 18	2K091106	1550	120	1.4	24000	OAS 102	3K010404	1300	120	1.1	32768
OAS 19	2K091107	1550	120	1.4	24000	OAS 103	3K010408	1300	120	1.1	32768
OAS 20	2K091108	1550	120	1.6	24000	OAS 104	3K010409	1300	120	1.4	24000
OAS 21	2K091109	1550	120	1.6	24000	OAS 105	3K010410	1300	120	1.4	32768
OAS 22	2K091110	1550	120	1.4	24000	OAS 106	3K010411	1300	120	1.6	24000
OAS 23	2K111301	1550	120	0.6	24000	OAS 107	3K010412	1300	120	1.6	32768
OAS 24	2K111302	1550	120	0.8	24000	OAS 108	3K010413	1300	120	1.6	24000
OAS 25	2K111303	1550	120	1.1	24000	OAS 109	3K010414	1300	120	1.6	32768
OAS 26	2K111304	1550	120	1.1	24000	OAS 110	3K010415	1300	140	0.6	24000
OAS 27	2K111305	1550	120	1.4	24000	OAS 111	3K010416	1300	140	0.6	32768
OAS 28	2K111306	1550	120	1.4	24000	OAS 112	3K010417	1300	140	0.8	24000
OAS 29	2K111307	1550	120	1.6	24000	OAS 113	3K010418	1300	140	0.8	32768
OAS 30	2K111308	1550	120	1.6	24000	OAS 114	3K010419	1300	140	1.1	24000
OAS 31	2K112001	1550	120	0.6	32768	OAS 115	3K010420	1300	140	1.1	32768
OAS 32	2K112002	1550	120	0.6	32768	OAS 116	3K010421	1300	140	1.4	24000
OAS 33	2K112003	1550	120	0.8	32768	OAS 117	3K010422	1300	140	1.4	32768
OAS 34	2K112004	1550	120	1.1	32768	OAS 118	3K010423	1300	140	1.6	24000
OAS 35	2K112005	1550	120	1.4	32768	OAS 119	3K010424	1300	140	1.6	32768
OAS 36	2K112006	1550	120	1.6	32768	OAS 120	3K010425	1300	140	1.6	24000
OAS 37	2K112007	1550	120	1.6	32768	OAS 121	3K010426	1300	140	1.6	32768
OAS 38	2K112008	1550	120	1.6	32768	OAS 122	3K012201	1050	140	0.6	24000
OAS 39	2K112009	1550	120	1.6	32768	OAS 123	3K012202	1050	140	0.6	32768
OAS 40	2K112010	1550	120	0.8	24000	OAS 124	3K012203	1050	140	0.8	24000
OAS 41	3K030801	1550	120	0.6	32768	OAS 125	3K012204	1050	140	0.8	32768
OAS 42	3K030802	1550	120	0.6	32768	OAS 126	3K012205	1050	140	1.1	24000
OAS 43	3K030803	1550	120	0.6	24000	OAS 127	3K012206	1050	140	1.1	32768
OAS 44	3K030804	1550	120	0.6	32768	OAS 128	3K012207	1050	140	1.4	24000
OAS 45	3K030805	1550	120	0.8	32768	OAS 129	3K012208	1050	140	1.4	32768
OAS 46	3K030806	1550	120	0.8	32768	OAS 130	3K012209	1050	140	1.6	24000
OAS 47	3K030807	1550	120	1.1	32768	OAS 131	3K012210	1050	140	1.6	32768
OAS 48	3K030808	1550	120	1.1	32768	OAS 132	3K012211	1050	140	1.6	24000

OAS – Kennung	File	Br mm	Tr mm	v <sub>str</sub> m/min	Anzahl Messungen	OAS – Kennung	File	Br mm	Tr mm	v <sub>str</sub> m/min	Anzahl Messungen
OAS 49	3K030809	1550	120	1.4	32768	OAS 133	3K012212	1300	140	1.6	32768
OAS 50	3K030810	1550	120	1.4	32768	OAS 134	3K012901	1050	120	0.6	24000
OAS 51	3K030811	1550	120	1.6	32768	OAS 135	3K012902	1050	120	0.6	32768
OAS 52	3K030812	1550	120	1.6	32768	OAS 136	3K012903	1050	120	0.8	24000
OAS 53	3K030813	1550	120	1.6	24000	OAS 137	3K012904	1050	120	0.8	32768
OAS 54	3K030814	1550	120	1.4	24000	OAS 138	3K012906	1050	120	0.8	32768
OAS 55	3K030815	1550	120	1.1	24000	OAS 139	3K012908	1050	120	0.8	32768
OAS 56	3K030816	1550	120	0.8	24000	OAS 140	3K012910	1050	120	0.8	32768
OAS 57	2K112023	1550	120	0.8	24000	OAS 141	3K012911	1050	120	1.1	24000
OAS 58	2K112011	1550	140	0.6	24000	OAS 142	3K012913	1050	120	0.8	24000
OAS 59	2K112012	1550	140	0.6	32768	OAS 143	3K020501	1050	120	0.6	24000
OAS 60	2K112013	1550	140	0.8	24000	OAS 144	3K020502	1050	120	0.6	32768
OAS 61	2K112014	1550	140	0.8	32768	OAS 145	3K020503	1050	120	0.8	24000
OAS 62	2K112015	1550	140	1.1	24000	OAS 146	3K020504	1050	120	0.8	32768
OAS 63	2K112016	1550	140	1.1	32768	OAS 147	3K020505	1050	120	1.1	24000
OAS 64	2K112017	1550	140	1.4	24000	OAS 148	3K020506	1050	120	1.1	32768
OAS 65	2K112018	1550	140	1.4	32768	OAS 149	3K020507	1050	120	1.4	24000
OAS 66	2K112019	1550	140	1.6	24000	OAS 150	3K020508	1050	120	1.4	32768
OAS 67	2K112020	1550	140	1.6	32768	OAS 151	3K020509	1050	120	1.6	24000
OAS 68	2K112021	1550	140	1.6	24000	OAS 152	3K020510	1050	120	1.6	32768
OAS 69	2K112022	1550	140	1.6	32768	OAS 153	3K020511	1050	120	1.6	24000
OAS 70	2K120401	1300	90	0.6	24000	OAS 154	3K020512	1050	120	1.6	32768
OAS 71	2K120402	1300	90	0.6	32768	OAS 155	3K020513	1050	100	0.6	24000
OAS 72	2K120403	1300	90	0.8	24000	OAS 156	3K020514	1050	100	0.6	32768
OAS 73	2K120404	1300	90	0.8	32768	OAS 157	3K020515	1050	100	0.8	24000
OAS 74	2K120405	1300	90	1.1	24000	OAS 158	3K020516	1050	100	0.8	32768
OAS 75	2K120406	1300	90	1.1	32768	OAS 159	3K020517	1050	100	1.1	24000
OAS 76	2K120407	1300	90	1.4	24000	OAS 160	3K020518	1050	100	1.1	32768
OAS 77	2K120408	1300	90	1.4	32768	OAS 161	3K020519	1050	100	1.4	24000
OAS 78	2K120409	1300	90	1.6	24000	OAS 162	3K020520	1050	100	1.4	32768
OAS 79	2K120410	1300	90	1.6	32768	OAS 163	3K020521	1050	100	1.4	24000
OAS 80	2K120411	1300	90	1.6	24000	OAS 164	3K020522	1050	100	1.4	32768
OAS 81	2K120412	1300	90	1.6	32768	OAS 165	3K020523	1050	100	1.6	24000
OAS 82	2K120413	1300	90	1.6	24000	OAS 166	3K020524	1050	100	1.6	32768
OAS 83	2K120414	1300	90	1.6	32768	OAS 167	3K021201	1050	100	1.6	24000
OAS 84	2K120415	1300	100	0.6	24000	OAS 168	3K021202	1050	100	1.6	32768



## Lebenslauf

### Personalien:

Name, Vorname	Sahebkar, Bahman
Geburtsdatum	13. Februar 1969 in Karlsruhe
Familienstand	verheiratet
Anschrift	Menzelweg 5, 40724 Hilden
Email	<a href="mailto:b.sahebkar@web.de">b.sahebkar@web.de</a>
Nationalität	Deutsch-Iraner

### Arbeitserfahrung:

Seit Juli 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Eisen- und Stahltechnologie der TU-Bergakademie Freiberg
Juli 1998-Juli 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Haus der Technik in Essen (RWTH - Aachen) mit dem Ziel zur <b>Promotion</b> Aufgabengebiet: <ul style="list-style-type: none"><li>- Experimentelle und numerische Untersuchungen von Strömungsvorgängen mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie und des CFD – Codes Fluent, <b>Dissertationsthema</b></li><li>- Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Stoffübergang in kontinuierlich betriebenen Reaktoren, <b>elektrochemische Wertstoffanreicherung</b></li></ul>
Juni 96 - Sept. 97	Forschungszentrum Jülich Aufgaben: allgemeine (biologische) Labortätigkeiten, High-Performance-Liquid-Chromatography (HPLC), Fermentation

### Studium:

16. April 1997	<b>Diplom Chemieingenieur</b>
Juni 96 - März 97	<b>Thema der externen Diplomarbeit</b> (Forschungszentrum Jülich): Einsatzmöglichkeiten von begasten Säulen für die Fed-batch-Prozeßentwicklung im Labormaßstab
Oktober 1989	Studium des Chemieingenieurwesens an der Universität Karlsruhe  <b>Hauptfächer:</b> <ul style="list-style-type: none"><li>• Lebensmittelverfahrenstechnik / Bioverfahrenstechnik</li><li>• Petrochemie / Heterogen katalysierte Oxidationsreaktionen</li></ul>

**Schulbildung:**

1989	<b>Abschluß Abitur</b>
1984 -1989	Bonhoeffer- Gymnasium in Hilden
1974 -1984	Grundschule in Teheran

**Praktikum:**

März 93 - Feb. 94	Firma SARA TECHNIC in <b>Teheran / Iran</b> Aufgabengebiet: Installation und Inbetriebnahme von zwei emaillierten Reaktoren
Aug. 95 - Nov. 95	Firma First Software Academy in <b>San-Diego / USA</b> Programmieren in Basic, Pascal, Fortran
Jan. 96 - Mai 96	Firma Qiagen in <b>Hilden</b> Aufgaben: allgemeine (biologische) Labortätigkeiten, Fermentation, Qualitätskontrolle

**Seminare / Vorlesungen:**

Januar 98 - Juli 98	Qualitäts- und Umweltmanagement entsprechend der DIN EN ISO 9000 ff., DIN EN ISO 14000; Zertifikation als interner Auditor
Seit 1998	Doktorandenvorlesungen an der RWTH-Aachen Thema: Thermodynamik Vortragender: Prof. Dr. Dipl.-Ing. E. Steinmetz Thema: Metallurgische Verfahrenstechnik Vortragender: Prof. Dr. Dipl.-Ing. P. Scheller
November 1998	Thermodynamische Stoffdaten für die Synthese Auslegung und Simulation chemischer Prozesse
November 1999	Grundlagen der Technischen Elektrochemie (01.11.99 - 05.11.99), Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V.
September 2000	CFD, Computational Fluid Dynamics Haus der Technik e.V.
Dezember 2000	Anlagenplanung am Beispiel von Kühlkreisläufen Haus der Technik e.V.
Februar 2002	Technische Investitionsplanung, -rechnung, -entscheidung Haus der Technik e.V.
Mai 2002	Einführung in die Kunststofftechnik; Mechatronik Haus der Technik e.V.



**Sonstiges:**

Fremdsprachen

Persisch: in Wort und Schrift

Englisch: in Wort und Schrift

Französisch: Grundkenntnisse

EDV-Kenntnisse

Programmierkenntnisse: Pascal, Fortran, Visual Basic

Anwendersoftware: MS Office, Origin, Matlab, Labview, Mathcad, Diadem, SPSS, Fluent

Freiberg, 07.07.2004

Bahman Sahebkar