

Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau  
Experimentelle Spannungsanalyse  
der Technischen Universität München

**Numerische Simulation  
fluidinduzierter Rohrbündelschwingungen**

**Dirk Christoph Friedrich Reichel**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen  
der Technischen Universität München zur Erlangung  
des akademischen Grades eines

**Doktor-Ingenieurs**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Weuster-Botz

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. K. Strohmeier, em.
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. J. Stichtlmair

Die Dissertation wurde am 03.07.2006 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 12.09.2006 angenommen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Internet auf dem Server der Bibliothek der Technischen Universität München veröffentlicht unter der Adresse

**<http://mediatum2.ub.tum.de>**

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau – Experimentelle Spannungsanalyse der Technischen Universität München. Ansätze zur Simulation von Rohrbündelschwingungen werden dort seit mehr als 15 Jahren verfolgt. Mein Doktorvater Univ.-Prof. Dr.-Ing. Klaus Strohmeier erkannte frühzeitig das große Potential numerischer Methoden. Für das interessante Forschungsthema, das daraus hervorgegangen ist sowie die umfangreiche fachliche und finanzielle Unterstützung bei der Durchführung danke ich ihm ganz besonders. Er stand immer hinter mir und hat mich bestärkt, eingeschlagene Wege weiter zu verfolgen, gewährte aber auch die notwendigen Freiheiten, die ein Thema erfordert, auf dem sich bereits zahlreiche Andere versucht haben.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. Johann Stichlmair danke ich für die Übernahme des Korreferats, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dirk Weuster-Botz danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Meinen Kollegen danke ich allen für das gute und freundschaftliche Arbeitsklima. Mein Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Dipl.-Wirt.-Ing. Michael Fischer für die umfassenden Vorarbeiten auf meinem Themengebiet. Herr Dr.-Ing. Thomas Berger führte mich in den Lehrstuhl und die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation ein. Dafür danke ich ihm besonders. Bei Herrn Dipl.-Ing. Thomas Herrmann bedanke ich mich speziell für die zur Verfügung gestellten Interpolationsroutinen. Frau Dr.-Ing. Adriana Stefanescu und Herrn Dr.-Ing. Jürgen Deininger danke ich für die Durchführung von Vergleichsrechnungen mit der Finite-Elemente-Methode zur Überprüfung meines Strukturmodells.

Allen an der Arbeit beteiligten Studenten danke ich für ihren unermüdlichen Einsatz in Semesterarbeiten und als studentische Hilfskräfte, besonders Herrn Dipl.-Ing. Ludwig Bauer für seine umfangreichen und zuverlässigen Programmierarbeiten.

Großer Dank gilt den Mitarbeitern der lehrstuhleigenen Werkstatt. Der Werkstattmeister Herr Anton Viehweider zeigte großes Engagement bei der Verwirklichung des Versuchsstands. Die Herren Josef Geissinger und Helmut Herzig waren maßgeblich am Aufbau beteiligt und sorgten zusammen mit Herrn Herbert Eppert dafür, dass der Versuchsstand bis zum Schluss problemlos betrieben werden konnte.

Ganz besonders danke ich meinem Bruder Philip, der mich bei informationstechnischen Fragestellungen mit großem Einsatz unterstützt hat.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank meiner Frau Beke, ohne deren Unterstützung und Verständnis ich diese Arbeit nicht erfolgreich hätte abschließen können.

München, im September 2006

Christoph Reichel

## Inhalt

1	Einleitung .....	1
2	Stand des Wissens .....	7
2.1	Experimentelle Arbeiten .....	7
2.1.1	Starres Kreisrohr .....	7
2.1.2	Bewegtes Kreisrohr .....	12
2.1.3	Rohrbündel .....	14
2.2	Stand der Auslegungspraxis gegen Rohrbündelschwingungen .....	17
2.3	Nachteile der bisherigen Auslegungspraxis .....	20
2.4	Numerische Arbeiten .....	22
2.4.1	Klassische Einteilung der Turbulenzmodellierung .....	22
2.4.2	Kreiszyylinder .....	25
2.4.3	Rohrbündel .....	32
2.4.3.1	Zweidimensionale Modellierung .....	32
2.4.3.2	3D-URANS .....	34
2.4.3.3	Ausschnitte mit periodischen Randbedingungen .....	36
2.4.3.4	Stufengitter .....	37
2.4.4	Neuere Tendenzen in der Turbulenzmodellierung .....	40
3	Problemstellung und Lösungsweg .....	43
3.1	Ausgangssituation .....	43
3.2	Zielsetzung .....	43
3.3	Vorgehensweise .....	44
4	Prüfstand und experimentelle Arbeiten .....	48
4.1	Messtechnik .....	48
4.2	Versuchsaufbau .....	49
4.3	Rohrbündelgeometrien .....	52
4.4	Bestimmung der Anpassungstemperatur .....	53
4.5	Stoffdaten bei Anpassungstemperatur .....	55
4.6	Ablauf einer Messung .....	56

---

4.7	Vermessung der Zuströmbedingungen.....	56
4.8	Vermessung ausgewählter Strömungsebenen .....	58
5	Variantenuntersuchung am Einzelzylinder .....	64
5.1	Anforderungen an die Turbulenzmodellierung .....	64
5.2	Auswahl numerischer Parameter.....	66
5.2.1	Turbulenzgrad.....	66
5.2.2	Strömungskanal.....	67
5.2.3	Berechnungsgitter.....	68
5.2.4	Zeitschrittweite.....	70
5.3	2D-Ergebnisse .....	71
5.3.1	Simulationen ohne Turbulenzmodell, LES auf groben Gittern .....	71
5.3.2	Standard-URANS-Modelle.....	73
5.3.3	Modifikationen von Standardmodellen.....	78
5.3.4	Transitionsmodelle.....	81
5.4	3D-Simulationen .....	89
6	Simulation der Mantelraumströmung starrer Rohrbündel .....	93
6.1	Gestaltung der Berechnungsgitter .....	93
6.2	Weitere Parameter.....	95
6.3	Mittelung der zeitabhängigen Berechnungen.....	96
6.4	Bündel 1.....	98
6.4.1	Strömungsmodell.....	98
6.4.2	Strömungsfrequenzen .....	98
6.4.3	Strömungsverteilung.....	101
6.4.3.1	Großräumige Strömungsverteilung.....	101
6.4.3.2	Vertikalschnitte im Zuström- und Abströmbereich .....	102
6.4.3.3	Horizontalschnitte auf Höhe des Zuströmstutzens .....	105
6.4.3.4	Horizontalschnitte im mittleren und oberen Modelldrittel ....	105
6.5	Bündel 4.....	110
6.5.1	Zu erwartende Strömungsfrequenzen und Strömungsmodell....	110
6.5.2	Strömungsverteilung.....	112

---

6.5.2.1	Großräumige Strömungsverteilung.....	112
6.5.2.2	Vertikalschnitte im Zuströmbereich.....	114
6.5.2.3	Vertikalschnitte im Abströmbereich .....	114
6.5.2.4	Horizontalschnitt auf Höhe des Zuströmstutzens .....	119
6.5.2.5	Horizontalschnitt in der Modellmitte.....	119
6.5.2.6	Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens .....	119
6.6	Bündel 3.....	126
6.6.1	Strömungsmodell und Strömungsfrequenzen.....	126
6.6.2	Strömungsverteilung.....	130
6.6.2.1	Vertikalschnitt im Zuströmbereich.....	130
6.6.2.2	Vertikalschnitt im Abströmbereich .....	133
6.6.2.3	Horizontalschnitte auf Höhe des Zuströmstutzens .....	136
6.6.2.4	Horizontalschnitt in der Modellmitte.....	136
6.6.2.5	Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens .....	136
6.7	Zusammenfassung und Bedeutung der Ergebnisse .....	145
7	Berechnungsverfahren für Fluid-Struktur-Schwingungen .....	146
7.1	Auswahl eines CFD-Codes.....	146
7.2	Strukturmodell für Rohr- und Rohrbündelschwingungen .....	148
7.2.1	Formulierung des Strukturmodells.....	148
7.2.1.1	Strukturmechanische Grundgleichung.....	148
7.2.1.2	Räumliche Diskretisierung.....	150
7.2.1.3	Sonderfall freies Rohrende.....	155
7.2.1.4	Übergang zu einer Formulierung mit Punktgrößen.....	158
7.2.1.5	Zeitdiskretisierung .....	159
7.2.1.6	Behandlung von Zwischenlagern.....	161
7.2.2	Test des Strukturmodells .....	164
7.2.2.1	Ausschwingversuche.....	165
7.2.2.2	Fremderregung.....	169
7.3	Verfahren zur Gitterverzerrung .....	171
7.4	Ablauf des gekoppelten Gesamtverfahrens .....	174

---

8	Simulation strömungsinduzierter Zylinderschwingungen .....	177
8.1	Auswahl eines Testfalls .....	177
8.2	Numerische Modellierung .....	178
8.3	Ergebnisse .....	179
8.4	Interpretation der Ergebnisse .....	184
9	Simulation von Rohrbündelschwingungen .....	189
9.1	Auswahl eines Testfalls .....	189
9.2	Modellierung und Auswertung .....	190
9.3	Berechnungsaufwand .....	195
9.4	Ergebnisse .....	195
9.4.1	Standardmodell .....	195
9.4.2	Interpretation der Ergebnisse .....	199
9.4.3	Veränderte Modellierung .....	201
10	Zusammenfassung und Ausblick .....	207
10.1	Zusammenfassung der Arbeitsinhalte und Ergebnisse .....	207
10.2	Bezug und Abgrenzung zu FIVSIC2D und FIVSIC3D .....	210
10.3	Ausblick .....	213
11	Literatur .....	216
12	Anhang .....	247
12.1	Ansätze für die Ortsableitungen im Strukturmodell .....	247
12.1.1	Erste Ortsableitung an der Stelle $l+$ .....	247
12.1.2	Zweite Ortsableitung an der Stelle $l$ .....	247
12.1.3	Dritte Ortsableitung an der Stelle $l+$ .....	247
12.1.4	Vierte Ortsableitung an der Stelle $l$ .....	247
12.2	Koeffizienten des Strukturmodells .....	248
12.2.1	Koeffizienten aus der zweiten Ortsableitung .....	248
12.2.2	Koeffizienten aus der vierten Ortsableitung .....	248

## Nomenklatur

### Lateinische Symbole

$A$	$[m]$	Schwingungsamplitude
$A$	$[m^2]$	Flächenanteil senkrecht zur Strömung
$A^*$	$[-]$	Bezogene Schwingungsamplitude $A/D$
$A_{\max}$	$[m]$	Amplitude einer Sinusschwingung
$A_{rms}$	$[\%]$	Bezogener Effektivwert der Gesamtamplitude
$a_1$	$[-]$	Konstante des SST-Turbulenzmodells
$a_1, a_2, a_3$	$[1/m]$	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{a}_3$	$[1/m^2]$	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$a_4, a_5, a_6, a_7, a_8$	$[1/m^3]$	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$\hat{a}_4, \hat{a}_5, \hat{a}_6, \hat{a}_7, \hat{a}_8$	$[1/m^4]$	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$C_\mu$	$[-]$	Konstante in Turbulenzmodellen
$c$	$[N/m]$	Ersatz-Federsteifigkeit
$c_l$	$[-]$	Konstante des Production Limiter im SST-Modell
$D$	$[m]$	Zylinderaußendurchmesser
$d$	$[N\ s/m^2]$	Innere Dämpfung
$d_{2D}$	$[N\ s/m]$	Dämpfung im zweidimensionalen Ersatzsystem
$E$	$[N/m^2]$	Elastizitätsmodul
$\bar{E}$	$[N/m^2]$	Ersatz-Elastizitätsmodul
$E_L$	$[N/m^2]$	Elastizitätsmodul eines Stützblechs
$EI$	$[N\ m^2]$	Biegesteifigkeit
$e$	$[m]$	Wanddicke eines Rohres
$F_{2D}$	$[N]$	Kraft im zweidimensionalen Ersatzsystem
$F_I$	$[N]$	Externe Querkraft am $I$ -ten Strukturknoten
$F_W$	$[N]$	Widerstandskraft

$F_{ax}$	[N]	Axiale Zugkraft auf ein Rohr
$F_{\max}$	[N]	Kraftamplitude der Zwangserregung
$F_n$	[N]	Kontaktkraft senkrecht zur Berührungsebene
$f_1$	[1/s]	1-te Zylindereigenfrequenz in Luft
$f_d$	[1/s]	1-te Eigenfrequenz mit Dämpfung
$f_n$	[1/s]	Natürliche oder n-te Zylindereigenfrequenz
$f_w$	[1/s]	Wirbelablösefrequenz
$I$	[m <sup>4</sup> ]	Biegesteifigkeitsmoment
$K$	[-]	Empirischer Parameter der Connors-Gleichung
$K_1, K_2, K_3, K_4, K_5$	[N/m]	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$\hat{K}_1, \hat{K}_2, \hat{K}_3, \hat{K}_4, \hat{K}_5$	[N/m <sup>2</sup> ]	Koeffizienten in numerischen Gleichungen
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Massenbezogene turbulente kinetische Energie
$k_n$		Parameter im Kontaktmodell, Kontaktsteifigkeit
$L$	[m]	Rohrabstand in Strömungsrichtung
$L$	[m]	Zylinderlänge
$M$	[kg]	Punktmasse
$MF_l, MF_r$	[-]	Momentenaufnahmefaktoren zur Beschreibung der linken und rechten Lagersituation
$m$	[kg/m]	Massenbelegung des Balkens
$N$	[-]	Anzahl bei der statistischen Auswertung
$NL$	[-]	Anzahl der Knoten im Strukturmodell, Anzahl der Gitterebenen im Strömungsmodell
$n$	[-]	Brechungsindex
$P_k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie
$q$	[N/m]	Querstreckenlast auf ein Rohr
$Re$	[-]	Reynolds-Zahl
$Re_T$	[-]	Turbulente Reynolds-Zahl $k/(\omega\nu)$

---

$(Re_x)_k$	[-]	Kritische mit der Plattenlänge gebildete Reynolds-Zahl
$Re_\Theta$	[-]	Impulsverlustdicken-Reynolds-Zahl
$S$	[-]	Belastungsfaktor für ungleichförmige Anströmung
$St$	[-]	Strouhal-Zahl $f_w D/U$
$T$	[m]	Rohrabstand quer zur Strömungsrichtung
$T$	[°C]	Temperatur des Strömungsmediums
$t$	[s]	Zeit
$U$	[m/s]	Freie Anströmgeschwindigkeit des Zylinders
$u$	[m/s]	Freie Anströmgeschwindigkeit des Rohrbündels
$u_{s,krit}$	[m/s]	Kritische Spaltgeschwindigkeit im Rohrbündel
$u_\tau$	[m/s]	Spaltgeschwindigkeit im Rohrbündel $u \cdot \tau / (\tau - 1)$
$u, v, w$	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeiten im x-y-z-System
$u', v', w$	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeiten im x'-y'-z-System
$V_r$	[-]	Dimensionslose Anströmgeschwindigkeit
$w$	[m]	Auslenkung, stellvertretend für $\Delta x$ und $\Delta y$
$\bar{w}$	[m]	Arithmetisches Mittel der Auslenkungen
$w^j$	[m]	j-tes Auslenkungsmaximum bei einem Ausschwingversuch
$\ddot{w}^j$	[m/s <sup>2</sup> ]	j-tes Beschleunigungsmaximum bei einem Ausschwingversuch
$y^+$	[-]	Dimensionsloser Wandabstand
$x, y, z$	[m]	Traversierungskordinaten
$x', y', z$	[m]	Modellkoordinaten
$z$	[m]	Zylinderlängskoordinate

**Griechische Symbole**

$\alpha$	[-]	Empirischer Parameter der Connors-Gleichung
$\alpha$	[-]	Numerischer Parameter des Newmark Diskretisierungsverfahrens
$\alpha^*$	[-]	Variable des Transitionsmodells von Wilcox
$\alpha_0^*$	[-]	Konstante des Transitionsmodells von Wilcox
$\beta_1$	[-]	Erster Eigenwert der Biegeschwingungen
$\beta_0^*$	[-]	Konstante des Transitionsmodells von Wilcox
$\Delta$	[-]	Massendämpfungsparameter $m\Lambda/(\rho D^2)$
$\Delta n$	[m]	Abplattung bei Festkörperkontakt
$\Delta t$	[s]	Zeitschrittweite
$\Delta x, \Delta y$	[m]	Auslenkungen in x- und y-Richtung
$\Delta z_I$	[m]	Knotenabstand der Knoten $I+1$ und $I$
$\delta$	[-]	Numerischer Parameter des Newmark Diskretisierungsverfahrens
$\varepsilon$	[ $m^2/s^3$ ]	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\gamma$	[-]	Intermittenz
$\Lambda$	[-]	Logarithmisches Dekrement der Strukturdämpfung
$\lambda$	[m]	Wellenlänge des Laserlichts
$\lambda_l, \lambda_r$	[N/m]	Koeffizienten zur Beschreibung der Einspannsituation des Balkens links und rechts
$\hat{\lambda}_l, \hat{\lambda}_r$	[N/m <sup>2</sup> ]	Koeffizienten zur Beschreibung der Einspannsituation des Balkens links und rechts
$\eta$	[Pa s]	Dynamische Viskosität des Anströmmediums
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte des Anströmmediums
$\tau$	[N/kg]	Scherspannung
$\tau$	[-]	Teilungsverhältnis
$\tau_{ij}$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Spezifischer Reynoldsspannungstensor

---

$\Omega$	[1/s]	Kreiseigenfrequenz der Zwangserregung
$\omega$	[1/s]	Spezifische turbulente Dissipationsrate $\varepsilon/k$
$\omega_1$	[1/s]	Erste Kreiseigenfrequenz $2\pi \cdot f_1$
$\zeta_n$	[Ns/m]	Dämpfungsparameter im Kontaktmodell

**Kopfzeiger**

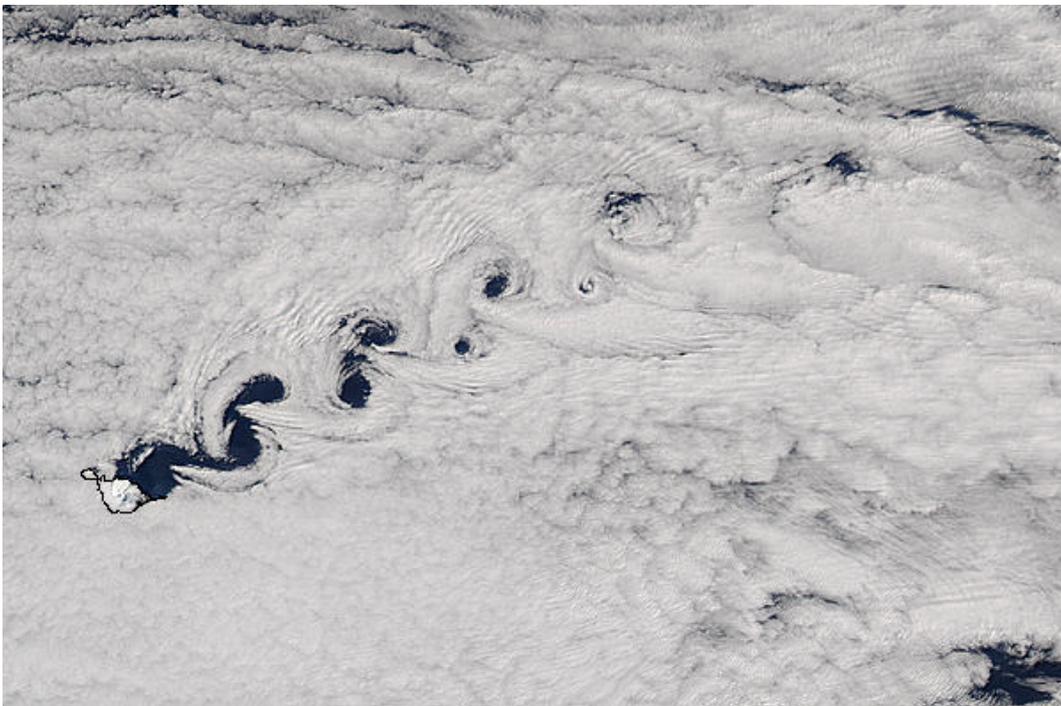
$n$	Nummer des Zeitschritts
$j$	Nummer des Auslenkungsmaximums im Ausschwingversuch

**Fußzeiger**

$I$	Numerischer Zähler in Zylinderlängsrichtung
$CFX$	Kraftanteil aus der Strömungssimulation
$Kontakt$	Kraftanteil aus Kontakt im Stützblech
$n$	Normalenrichtung zur Berührebene
$rms$	Root mean square, Standardabweichung

## 1 Einleitung

Schwingungen von Gebäuden oder Brücken bis hin zum Einsturz, singende Hochspannungsleitungen, Wirbelstraßen, wie in Abbildung 1–1 hinter Heard Island fotografiert, oder die Absturzgefahr von Flugzeugen durch die Wirbelschleppe vorausfliegender Maschinen zeigen uns in eindrucksvoller Weise, wozu Fluidkräfte in der Lage sind und wie komplex die dahinter steckenden Strömungsstrukturen sind.



**Abbildung 1–1: Wirbelstraße hinter Heard Island im Südindischen Ozean am 9. September 2004 [NASA].**

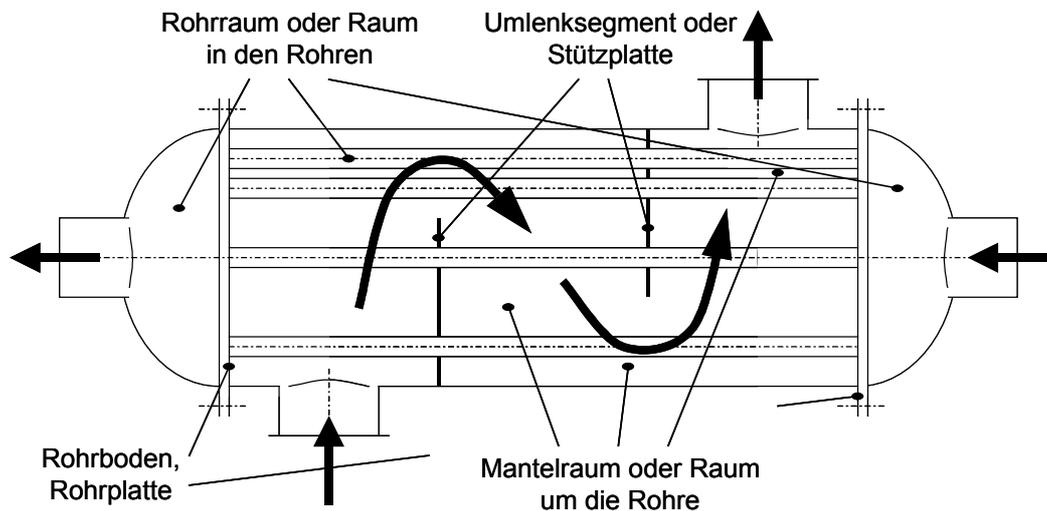
In der Technik sind solche Phänomene sehr häufig bei umströmten Kreiszylindern zu beobachten. Zu nennen sind Einzelzylinder, wie Fabrik-schornsteine, Masten von Windkraftanlagen, verfahrenstechnische Kolonnen oder Steigleitungen in der Hochseefördertechnik, aber genauso ganze

Zylindergruppen wie Rohrbündel in Wärmeübertragern oder Brennstab-bündel in Kernreaktoren. Die Anströmung durch ein Fluid quer zur Längsachse ist oftmals gewollt oder unvermeidbar und häufig Ursache von Strukturschwingungen. Trotz einfacher Geometrien kommt es zur Ausbildung komplexer Mechanismen. Der wohl bekannteste Mechanismus ist die Wirbelerregung. Sie tritt sowohl am Einzelzylinder als auch bei Zylindergruppen auf. Bei der Wirbelerregung lösen sich wechselseitig Wirbel hinter dem Strömungshindernis ab und bilden Wirbelstraßen aus, wie in Abbildung 1–1 gezeigt. Die auf das Einzelhindernis wirkenden fluktuierenden Strömungskräfte können bestimmend für die Dimensionierung von Bauten und Konstruktionen sein, und zahlreiche Normen, z.B. die des Hochbaus [DIN05, ENV02] fordern bereits, diese Strömungskräfte angemessen zu berücksichtigen.

Da der Zylinder das Basiselement in einem Rohrbündel darstellt, beschäftigen sich Teile dieser Arbeit zwangsläufig mit umströmten sowie schwingenden Einzelzylindern und liefern einen kleinen Beitrag zu diesem an sich schon sehr umfangreichen Gebiet. Die Hauptmotivation liegt jedoch in der Weiterentwicklung eines Verfahrens zur Simulation von Rohrbündelschwingungen in Wärmeübertragern.

Zur Übertragung von Wärme zwischen zwei oder mehreren Medien stehen unterschiedlichste Bauarten zur Verfügung [VDI97a, TW92]. Die wichtigsten Einsatzbereiche sind die chemische Industrie, die Mineralölindustrie, die Heizungs-, Lüftungs- und Klimatechnik, die Energieerzeugung sowie die Lebensmittel- und Getränkeindustrie [Et01, Pfe02]. Die häufigste Bauart ist mit Abstand die Rohrbündelbauweise. Sie hatte im Jahr 2003 einen Umsatzanteil am europäischen Gesamtmarkt für Wärmeübertrager von etwas mehr als 30% [Et03]. Verbesserungen bei der Strömungsvorhersa-

ge in Rohrbündelwärmeübertragern mittels CFD<sup>1</sup> bergen alleine für kohle-gefeuerte Kessel ein jährliches Einsparpotential zwischen 1 Mrd. und 1,5 Mrd. US\$ [BPB01].



**Abbildung 1–2: Funktionsprinzip und wichtigste Benennungen des Rohrbündel-Wärmeübertragers.**

Die Rohrbündelbauweise ist vielseitig für gasförmige und flüssige Stoffe innerhalb eines sehr großen Temperatur- und Druckbereichs verwendbar [VDI97a]. Dementsprechend unterschiedlich sind die Reynolds-Zahlen bei denen Wärmeübertrager betrieben werden. Gebildet mit dem Rohrdurchmesser und der Spaltgeschwindigkeit deckt der Bereich  $0 < Re < 1 \cdot 10^6$  die meisten Bauarten ab [RS04]. Aufgrund der weiten Verbreitung von Rohrbündel-Wärmeübertragern sind in DIN 28183 die wichtigsten Benennungen festgelegt [DIN88]. Abbildung 1–2 zeigt eine typische Bauform. Ein Rohrbündel aus kreiszylindrischen Rohren wird von zwei Rohrplatten gehalten. Bei der dargestellten Bauart sind beide Rohrplatten fest mit dem umgebenden Behälter verbunden. Um Dehnungsausgleich zu ermögli-

<sup>1</sup> Computational Fluid Dynamics (Numerische Strömungsmechanik)

chen, kann auch eine Rohrplatte als Schwimmkopf ausgeführt werden. Unabhängig von der Detailausführung ergeben sich immer mindestens zwei voneinander getrennte Räume. Der Raum in den Rohren wird Rohrraum genannt, der Raum um die Rohre Mantelraum. Ein Fluidstrom, z.B. heißes Prozessgas, wird nun durch den Rohrraum geführt, während die Rohre im Mantelraum von einem zweiten Fluid, z.B. Kühlmedium, umströmt werden. Umlenksegmente sorgen dabei meist für eine mäanderförmige Durchströmung.

Bei Rohrbündelapparaten sind mehrere auslegungsrelevante Schwingungsmechanismen bekannt [PT03, WZA<sup>+</sup>00]. Der VDI-Wärmeatlas [VDI97b] nimmt eine Einteilung in vier Grundmechanismen vor: Wirbelerregung, Turbulenzerregung, akustische Anregung und fluidelastische Instabilität.

Wirbelerregung in Rohrbündeln erfolgt nach ähnlichen Mechanismen wie beim Einzelzylinder. Rohrbündel mit kleinem Teilungsverhältnis, also dicht beieinander stehenden Rohren, verhindern die Ausbildung großer Wirbelstrukturen, so dass Wirbelerregung nur bei mittleren oder großen Teilungsverhältnissen auftritt. Die Intensität der Wirbelkräfte von Gasströmungen ist nicht so groß, dass bei üblichen Bauweisen merkbare Schwingungen hervorgerufen werden. Wirbelerregung ist daher meist nur bei flüssig durchströmten Rohrbündeln relevant. Die ablösenden Wirbel erzeugen Kraftfluktuationen in einem schmalen Frequenzband. Diese Wirbelkräfte stellen dann ein Problem dar, wenn sie in der Nähe der Struktureigenfrequenzen liegen. In einem solchen Resonanzfall kann Wirbelerregung langfristig, aber auch sehr kurzfristig zu Schäden führen.

In Rohrbündeln herrscht in der Regel ein hohes Turbulenzniveau, das zu Turbulenzerregung führen kann. Turbulenzenergie wird stets in einem

Kaskadenprozess zu immer kleineren Wirbeln transferiert, um bei den kleinsten Wirbelgrößen durch die Stoffviskosität zu Wärme zu dissipieren. Das turbulente Energiespektrum ist daher über einem breiten Frequenzband verteilt [Wil98] und enthält immer auch Kraftfluktuationen im Bereich der Struktureigenfrequenzen. Das Niveau der Anregungskräfte und der resultierenden Schwingungsamplituden ist jedoch gering, so dass Turbulenzerregung allenfalls zu Langzeitschäden führt.

Die fluidelastische Instabilität fasst mehrere Erregungsmechanismen wie Whirling, Galloping oder Jet-Switching unter einem Oberbegriff zusammen. Während Wirbelerregung und Turbulenzerregung ihre Ursache alleine auf der Strömungsseite haben und die erregenden Kräfte auch an starren Rohren feststellbar sind, kommen die Kräfte bei der fluidelastischen Instabilität erst durch die Auslenkung der Rohre selbst zustande und sind entweder zur Rohrauslenkung oder zur Rohrgeschwindigkeit proportional. Hinsichtlich der Auslegung ist der wichtigste Unterschied zur Wirbelerregung das massive Anwachsen der Rohramplituden, wenn die kritische Anströmgeschwindigkeit überschritten wird. Steigert man bei der Wirbelerregung ausgehend vom Resonanzfall die Anströmgeschwindigkeit, so erhöht sich die Anregungsfrequenz proportional. Das Schwingungssystem wird verstimmt und die Amplituden gehen deutlich zurück. Bei der fluidelastischen Instabilität hingegen existiert für die Anströmgeschwindigkeit eine kritische Grenze, ab der fluidelastische Instabilität eintritt. Eine Erhöhung der Geschwindigkeit, ausgehend von dieser Grenze, führt zu einem überproportionalen Amplitudenanstieg. Das Potential, sofort oder innerhalb weniger Stunden zum Ausfall eines Apparates zu führen, ist entsprechend hoch. Dies macht die fluidelastische Instabilität zum wichtigsten Schädigungsmechanismus.

---

Bei der akustischen Anregung wird eine senkrecht zur Anströmrichtung und senkrecht zu den Rohren stehende Gassäule im Mantelraum des Wärmeübertragers zu Schwingungen angeregt, was zu einem Druckverlustanstieg in der Mantelraumströmung, zu Schallabstrahlung und Langzeitschäden an Rohren führen kann. Die Gassäule wird je nach Rohrordnung durch ablösende Wirbel oder durch andere Mechanismen zum Schwingen angeregt. Akustische Anregung tritt in flüssig durchströmten Apparaten nicht auf und ist nicht Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit.

## 2 Stand des Wissens

Diese Arbeit tangiert eine Vielzahl von Themengebieten. Um den Rahmen nicht zu sprengen, beschränkt sich dieser Überblick auf grundlegende Aspekte, Übersichtsliteratur und ausgewählte Literaturstellen, meist neueren Datums. Eine Literaturübersicht zu numerischen Arbeiten auf dem Gebiet der Rohrbündelschwingungen bis zum Jahr 2001 ist bei Fischer [Fis01] zu finden.

### 2.1 Experimentelle Arbeiten

#### 2.1.1 Starres Kreisrohr

Zdravkovich hat der Kreiszyliinderumströmung eine ganze Bücherreihe gewidmet. In Teil 1 [Zdr97] sind allein für die störungsfreie Anströmung des Einzelzylinders weit über 400 experimentelle Literaturstellen zusammengetragen. Weitere Kapitel beschäftigen sich mit Störungseinflüssen wie der turbulenten oder der ungleichförmigen Anströmung. Die Umströmung dieser einfachen Geometrie ist so komplex und technisch relevant, dass laufend experimentelle Arbeiten durchgeführt werden, beispielsweise um Messergebnisse zu erhalten, die mit vernünftigem Aufwand numerisch nachgerechnet werden können [DBP<sup>+</sup>03], um das Verständnis der Strömungstopologie noch zu verbessern [SY03] oder um dreidimensionale Sondereffekte zu untersuchen [KRS<sup>+</sup>05, Kap02].

Beim feststehenden Zylinder wird die Reynolds-Zahl in der Regel mit dem Rohrdurchmesser  $D$ , der freien Anströmgeschwindigkeit  $U$ , der Dichte  $\rho$  und der dynamischen Viskosität  $\eta$  des Anströmmediums gebildet.

$$\text{Re} = \frac{U \cdot D \cdot \rho}{\eta} \quad (2-1)$$

Bei ungestörter Anströmung kann in Anlehnung an Zdravkovich [Zdr97] folgende Einteilung vorgenommen werden.

1)  $\text{Re} < 4 - 5$

**Schleichende Strömung:** Zähigkeitskräfte sorgen für ein vollständiges Anliegen der Strömung am Zylinder.

2)  $4 - 5 < \text{Re} < 30 - 48$

Erste **Ablösung:** Auf der Zylinderrückseite bilden sich zwei symmetrische stationäre Wirbel.

3)  $30 - 48 < \text{Re} < 350 - 400$

Der Nachlauf wird instabil, zunächst nur **wellig**. Mit ansteigender Reynolds-Zahl bilden sich **laminare Wirbel im Nachlauf**. Ab  $\text{Re} > 180 - 200$  werden die Wirbel im Verlauf der Wirbelstraße turbulent. Es treten erste dreidimensionale Strömungsstrukturen auf. Ab  $\text{Re} > 220 - 250$  entstehen die Wirbel direkt durch Ablösung vom Zylinder und werden bereits in der Bildungsphase turbulent. Sowohl die Wandgrenzschicht als auch die vom Zylinder ablösenden Scherschichten bleiben aber laminar.

4)  $350 - 400 < \text{Re} < 1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$

**Unterkritischer Bereich:** Die Grenzschichten am Körper bleiben laminar; die Wirbelstraße ist turbulent. Der Umschlagpunkt von laminar zu turbulent (Transitionsunkt) ist bereits in den ablösenden Scherschichten zu finden und wandert mit zunehmender Reynolds-Zahl näher an die Ablösestelle heran.

5)  $Re > 1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$

**Kritischer Bereich:** Der Transitionsbeginn erreicht den Ablösepunkt und somit die Grenzschicht. Durch den erhöhten Austausch mit der Außenströmung wird das Grenzschichtprofil fülliger. Die Strömung kann der Körperkontur besser gegen den Druckanstieg auf der Zylinderrückseite folgen. Der letztendliche Ablösepunkt verschiebt sich nach hinten und verschmälert den Nachlauf. Der Verdrängungseffekt des Zylinders verringert sich und hat ein Absinken des Druckwiderstands zur Folge, was als **Widerstandskrise** bezeichnet wird. Der Ablösepunkt wandert nicht stetig mit der Reynolds-Zahl. Es sind verschiedene Zwischenzustände möglich.

a)  $1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^5 - 3,4 \cdot 10^5$

**Präkritischer Bereich:** Der Ablösepunkt wandert nur langsam mit steigender Reynolds-Zahl zur Rückseite. Der Druckwiderstand fällt langsam, und es bleibt eine ausgeprägte Wirbelstraße erhalten.

b)  $3 \cdot 10^5 - 3,4 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$

Die endgültige Ablösung erfolgt turbulent, weit auf der Zylinderrückseite. Der Strömungswiderstand und die Ausprägung der Wirbelstraße nehmen deutlich ab. Spätestens ab  $Re > 5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$  bleibt die Strömung bis zur endgültigen Ablösung angelegt (**superkritischer Bereich**). Vorher kann die Strömung im störungsfreien Fall noch früh ablösen, legt aber dann wieder an. Hinter der so entstehenden **Ablöseblase** erfolgt turbulent die endgültige Ablösung. Bemerkenswert ist das **Wiederanlegen** nur auf einer Seite des Zylinders in einem schmalen Reynolds-Zahlen-Bereich, was zu einer von Null verschiedenen mittleren Querkomponente der auf den Zylinder wirkenden Fluidkräfte führt.

c)  $Re > 3,4 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$

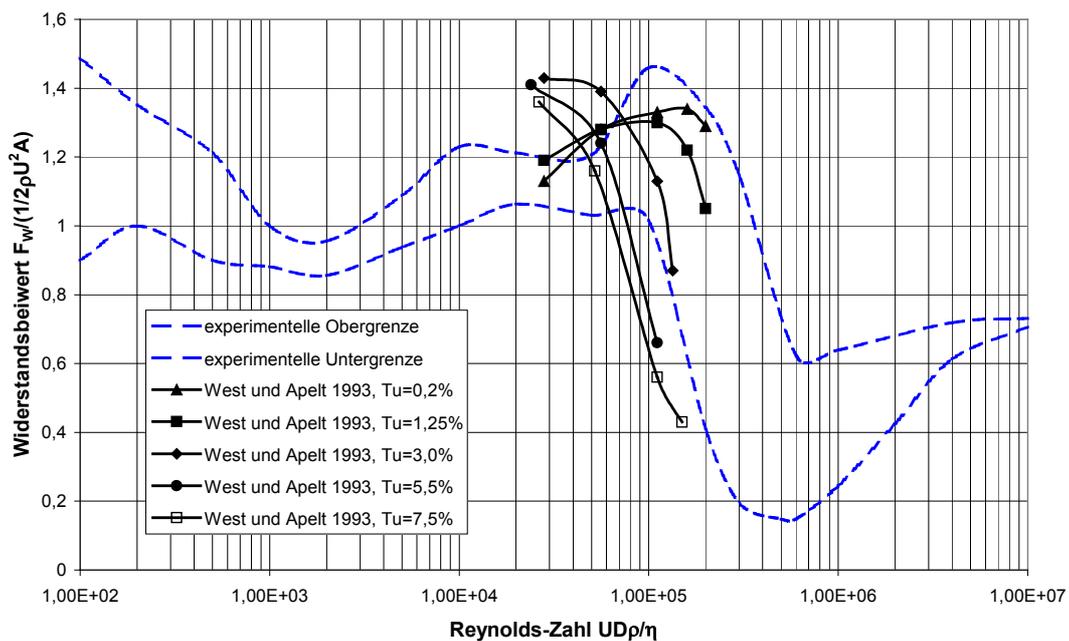
**Postkritischer Bereich:** Er bildet das obere Ende des kritischen Bereichs. Die Wandgrenzschicht ist bereits am ehemaligen Ort des laminaren Ablösepunkts vollturbulent, und der Transitionsbeginn wandert mit steigender Reynolds-Zahl in Richtung des vorderen Staupunkts. Mit der Verlagerung des Transitionspunktes stromaufwärts, weg von der Ablösestelle, etabliert sich wieder eine ausgeprägte Wirbelstraße, die auch im anschließenden vollturbulenten Bereich erhalten bleibt.

Für die Kopplung von Strömungs- und Strukturrechnungen sind die Fluidkräfte und deren Frequenzen entscheidend. Zu Messungen dieser Größen bei verschiedenen Reynolds-Zahlen existiert umfangreiche Übersichtsliteratur [CC83, JC82, Che73, Lie66, Dre56]. Die Auftragung erfolgt zumeist dimensionslos mit der Strouhal-Zahl

$$Sr = \frac{f_w D}{U} \quad (2-2)$$

als dimensionslose Ablösefrequenz und mit Kraftbeiwerten. Die Kräfte setzen sich dabei aus einer Widerstandskomponente parallel zur Anströmrichtung und einer fluktuierenden Auftriebskomponente quer zur Anströmrichtung zusammen. Fischer hat die Messwerte aus der Literatur im für Wärmeübertrager relevanten Bereich durch obere und untere Einhüllende dargestellt [Fis01]. Abbildung 2-1, Abbildung 5-4 und Abbildung 5-11 zeigen die starke Streuung der Messwerte. Zusätzliche Einflussparameter neben der Reynolds-Zahl, wie die Blockierate des Versuchskanals, das Längenverhältnis des Zylinders zum Durchmesser, die Machzahl der Strömung oder unterschiedliche Turbulenzgrade, können diese Streuung erklären [Zdr97, RS03]. Als Beispiel enthält Abbildung 2-1 zusätzlich Mes-

sungen des Widerstandsbeiwerts von West und Apelt [WA93] bei verschiedenen Turbulenzgraden der Anströmung. Bei hohen Turbulenzgraden liegen diese Ergebnisse sogar außerhalb der Hüllkurven von Fischer, die hauptsächlich auf Untersuchungen bei geringen Turbulenzgraden basieren.



**Abbildung 2-1: Widerstandsbeiwerte des Kreiszyllinders aus der Literatur. Gestrichelte Linien: Hüllkurven von Fischer [Fis01]. Durchgezogene Linien: experimentelle Ergebnisse bei verschiedenen Turbulenzgraden der Anströmung von West und Apelt [WA93].**

Die Zylinderumströmung wird bereits bei geringen Reynoldszahlen dreidimensional. Die ablösenden Wirbel sind dann entlang der Zylinderlängsachse nicht vollständig korreliert und die Kraftbeiwerte sinken, was bei der Bewertung zweidimensionaler Simulationsergebnisse berücksichtigt werden muss. Eine umfangreiche Zusammenstellung zur Korrelationslänge der Wirbelablösung und zum fluktuierenden Auftriebsbeiwert ist bei Norberg [Nor03] zu finden.

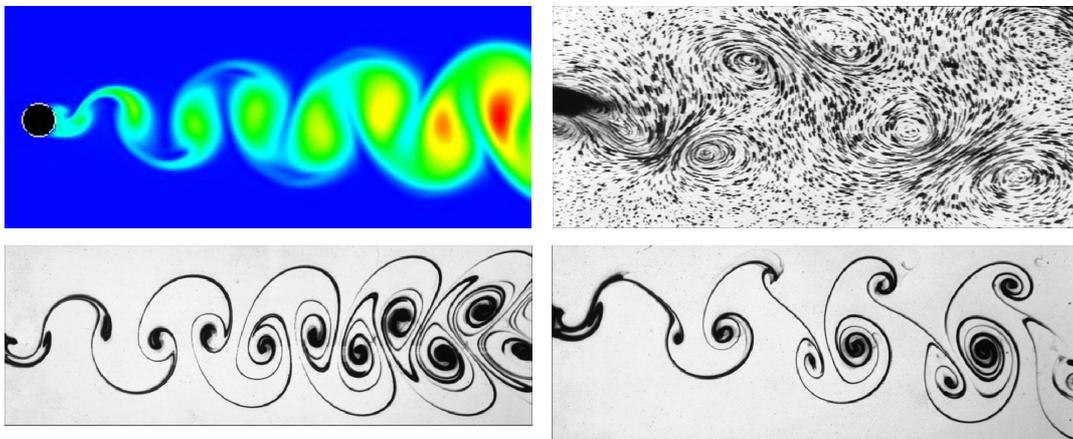
### 2.1.2 Bewegtes Kreisrohr

Ist der Zylinder beweglich, dann wird nicht die Reynolds-Zahl als dominierender Parameter angesehen. Üblicherweise wird die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit

$$V_r = \frac{U}{f_n D} \quad (2-3)$$

gebildet, wobei  $f_n$  für die natürliche Eigenfrequenz des Zylinders steht. In einem gewissen Bereich von  $V_r$  tritt Synchronisation zwischen der Wirbelbildungsfrequenz und der Eigenfrequenz des Zylinders ein. Dabei kommt es zu einem starken Anstieg der Bewegungsamplituden und man spricht von ‚Lock-In‘. In diesem Bereich kontrolliert die Zylinderbewegung den Mechanismus der Wirbelablösung. Seit den klassischen Untersuchungen von Williamson und Roshko [WR88] wurden zahlreiche weitere Untersuchungen sowohl mit zwangsbewegten als auch mit frei schwingenden Zylindern durchgeführt. Williamson und Govardhan [WG04] sowie Gabbai und Benaroya [GB05] fassen die neuesten Erkenntnisse auf diesem Gebiet zusammen. In beiden Literaturstellen sind auch zahlreiche Hinweise auf ältere Übersichtsliteratur zu finden. In der Nähe des ‚Lock-In‘ Bereichs stellen sich unterschiedliche auf den Durchmesser bezogene Schwingungsamplituden  $A^*$  des Zylinders ein, abhängig davon, ob die Anströmgeschwindigkeit von höheren Geschwindigkeiten erniedrigt oder von geringeren Geschwindigkeiten gesteigert wurde. Ursache für diese Hysterese sind unterschiedliche Wirbelformationen im Nachlauf des Zylinders, die sowohl beim zwangsbewegten als auch beim frei schwingenden Zylinder in Abhängigkeit von  $A^*$  und  $V_r$  entstehen. Die Strömungszustände werden nach Zahl und Art der Wirbel bezeichnet, die sich innerhalb eines Os-

zillationszyklus hinter dem Körper bilden. Dabei erfolgt bei ausreichend großer Amplitude mit Steigerung der Anströmgeschwindigkeit immer ein Wechsel von zwei einzelnen (single) Wirbeln (2S), wie bei der Wirbelstraße hinter starren Körpern, zu zwei entgegengesetzt rotierenden Wirbelpaaren (2P). Die Kombination eines Einzelwirbels mit einem Wirbelpaar (P+S) stellt sich hingegen nur bei Zwangsbewegung des Körpers ein. Visualisierungen dieser drei wichtigsten Moden sind in Abbildung 2-2 der Wirbelstraße hinter einem starren Körper gegenübergestellt.



**Abbildung 2-2: Strömungsstrukturen hinter Zylindern. Links oben: Wirbelstraße hinter starrem Kreisrohr, Simulation [Haz04]. Links unten: 2S-Modus, Visualisierung [WG04]. Rechts oben: 2P-Modus, Visualisierung [WR88]. Rechts unten: P+S-Modus, Visualisierung [WG04]. Die Visualisierungen wurden der Druckbarkeit wegen invertiert.**

Eine sehr geringe Masse und Massendämpfung des Zylinders bzw. große Amplituden weiten den Synchronisationsbereich erheblich aus und erlauben die Ausbildung weiterer Strömungsstrukturen: zwei Wirbel-Triplett je Oszillationszyklus, zwei gleichrotierende Wirbel oder ein zu einer Seite wegschwimmendes Wirbelpaar je Zyklus. Wenn sich die Amplituden, wie bei einem nur an seinen beiden Enden fixierten Zylinder, entlang des Körpers ändern, ist auch eine hybride Form aus 2S und 2P möglich. Diese führt zu Schwankungen der Schwingungsamplitude. Aktuelle experimen-

telle Untersuchungen befassen sich z.B. mit der Identifikation neuer Nachlaufzustände [CSR03], mit nicht gleichmäßiger Anströmung [CBH<sup>+</sup>05] oder mit sehr schlanken Strukturen, dem Einfluss von Schwingungen in Strömungsrichtung und der Wirksamkeit von Wirbelstörern [TBL<sup>+</sup>05]. Von großem Interesse ist auch die Frage nach der maximal möglichen Amplitude [z.B. KW99]. Neuerdings richtet sich das Interesse auch wieder auf den Einfluss der Reynolds-Zahl [KLR05].

### 2.1.3 Rohrbündel

Beginnend bei Zweier-, Dreier- und Vierergruppen von Zylindern arbeitet sich Zdravkovich im zweiten Teil seiner umfangreichen Monographie [Zdr03] zu starren Rohrreihen, fluchtenden und versetzten Rohrbündeln vor. Die Zusammenstellung umfasst Visualisierungen, gemessene Druckverteilungen am Rohrumfang und Kräfte auf Rohre. Die Literaturzusammenfassung berücksichtigt auch Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen im Rohrfeld, beschränkt sich dabei aber auf Hitzdrahtmessungen.

Auffällig ist, dass trotz regelmäßiger Geometrie und gleichmäßiger Anströmung meist ungleichmäßige Strömungsstrukturen beobachtet werden. Bereits drei in gleichem Abstand hintereinander stehende Zylinder zeigen bei gleichmäßiger Anströmung hinter dem vordersten und dem mittleren Zylinder ungleiche Strömungsbilder. Ebenso vereinigen sich hinter einzelnen Rohrreihen und Rohrbündeln Strömungsjets trotz symmetrischer Geometrie ungleichmäßig, was zu einer unregelmäßigen Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf führt. Auch kleine Abweichungen der Geometrie vom Idealzustand haben großen Einfluss auf das Strömungsfeld. Wird ein einzelnes Rohr im Bündel quer zur Anströmrichtung nur leicht deplaziert, kann die Strömungsverteilung stark asymmetrisch werden. Das Ausmaß der Auswirkungen ist bemerkenswerter Weise klein, solange sich das

Bündel im subkritischen Bereich befindet, die Wandgrenzschichten der Rohre also laminar sind. Beginnt in den Wandgrenzschichten jedoch bereits der Umschlag von laminar zu turbulent, so werden rechts und links vom deplazierten Rohr stark unterschiedliche Spaltgeschwindigkeiten gemessen.

Bei Rohrbündeln ist hinter den vordersten Rohrreihen noch Wirbelablösung feststellbar. Bei fluchtender Anordnung erfolgt diese symmetrisch. Der Strömungszustand kann jedoch, z.B. durch akustische Rückkopplungseffekte, in eine vollkommen asymmetrische Form mit veränderter Frequenz umschlagen. Bei versetzter Rohranordnung wechseln sich Zustände mit symmetrischer und asymmetrischer Wirbelablösung bei gleicher Frequenz ab. Die Frequenz der Wirbelablösung steigt desto stärker an, je enger die Rohre stehen, weil sich bei weniger großen Zwischenräumen nur kleinere Nachlaufwirbel bilden können. Die Turbulenz steigt von Rohrreihe zu Rohrreihe bis auf ein höheres Niveau an. Wirbelablösung ist bei hohem Turbulenzniveau nicht mehr nachweisbar.

Hitzdrahtanemometer ermöglichen bereits aufschlussreiche Erkenntnisse, sind aber bei den sehr hohen Turbulenzgraden in Rohrbündeln nur schlecht geeignet und können Strömungsumkehr nicht detektieren. Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) besitzt in diesem Fall Vorteile und wurde deshalb, als sie aufkam, auch auf Rohrbündel angewendet. Das Verfahren ist nicht invasiv und mittels der Methode der Brechungsindexanpassung ist grundsätzlich jeder Ort im Strömungsfeld zugänglich. Durst, Melling und Whitelaw [DMW87] geben eine gute Einführung in die Messmethode und zitieren drei erste Arbeiten [BDE83, MEG82, FVW85], die an Rohrbündeln durchgeführt wurden. Auch wenn bei einer dieser Untersuchungen bereits Rohrbündel eingeschoben wurden und eine Anpassung des Brechungsindex vorgenommen wurde, konzentrierten sich diese Ar-

beiten auf den Einfluss von Prallblechen und Umlenksegmenten und die globale Strömung in stark vereinfachten Wärmeübertragermodellen, meist sogar ohne Rohre. Gleiches gilt für die Arbeit von Elphick, Martin und Currie [EMC82], die auf dem ersten internationalen Symposium *Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics* in Lissabon vorgestellt wurde. Sehr früh stellten Edwards und Dybbs [ED84] Messungen des Strömungsfelds zwischen den Rohren eines Rohrbündels vor, allerdings nur in einem sehr begrenzten Ausschnitt. Viele weitere Arbeiten zu Rohrbündeln wurden im Laufe der Symposien-Reihe in Lissabon vorgestellt. Eine Übersicht über diese Arbeiten von Halim und Turner [HT86], Simonin und Barcouda [SB86, SB88], Balabani et al. [BBB<sup>+</sup>94], Meyer und Larsen [ML94] und Balabani und Yianneskis [BY96] geben Konstantinidis et al. [KCP<sup>+</sup>00]. Selber untersuchten sie den Einfluss von Strömungspulsationen auf versetzte und fluchtende Rohrbündel mit sehr großen Teilungsverhältnissen. Aus derselben Zeit stammt auch die Arbeit von Umeda und Yang [UY99], die Frequenzspektren in Rohrbündeln bestimmten. Außer den Arbeiten mit eigener Beteiligung [Neu02, Bri04, Spä04, RS04, Koc05, Loh05, RS05a, RS05b] sind keine neueren Veröffentlichungen zum Einsatz der Laser-Doppler-Anemometrie in Rohrbündeln bekannt.

Zur Vermessung von Strömungsfeldern mit der LDA-Messtechnik muss der untersuchte Bereich punktwise abgefahren werden. Die beschränkte Anzahl möglicher Messpunkte und die daraus resultierende Einschränkung des Detaillierungsgrads oder der Größe des untersuchten Strömungsfelds führten zu Bestrebungen, die LDA-Messtechnik in neuester Zeit durch die Particle Image Velocimetry (PIV) zu ersetzen. Diese Laser-Lichtschnittmethode ist ebenfalls nicht invasiv und ermöglicht die Messung der momentanen Geschwindigkeitsverteilung ganzer Strömungsebenen. In Rohrbündeln wurde die PIV-Methode erst in letzter Zeit erfolgreich eingesetzt. Iwaki et al. [ICM<sup>+</sup>04] haben Geschwindigkeitsverteilungen in ver-

setzten und fluchtenden Rohrbündeln bei einer Reynolds-Zahl von 27000 vermessen. Dabei stellten sie fest, dass sich trotz symmetrischer Geometrie hinter jedem Rohr der letzten Rohrreihe ein anderer Nachlauf mit eigener Frequenz ausbildet. Interessant ist auch, dass mit ansteigender Turbulenz in den hinteren Rohrreihen die Ablösepunkte in Richtung der Zylinderrückseite wandern. Die Transition von laminarem zu turbulenterem Verhalten scheint auch die Strömung in Rohrbündeln zu beeinflussen. Dem allgemeinen Trend folgend, weiten Iwaki et al. ihre Arbeiten derzeit auf zweiphasige Untersuchungen aus [ICM<sup>+</sup>05].

Alle bisherigen Visualisierungen und Geschwindigkeitsmessungen in Rohrbündeln wurden an vereinfachten, meist an quasi-zweidimensionalen Geometrien bei homogener Anströmung durchgeführt. Die Ergebnisse sind daher nur bedingt auf reale Wärmeaustauscher übertragbar.

Zahlreiche Untersuchungen wurden auch an Rohrbündeln mit einem oder mehreren flexiblen Rohren durchgeführt. Die Untersuchungen zielten meist darauf ab, ab welcher Anströmgeschwindigkeit instabile Schwingungen auftreten und mündeten in halbempirischen Kriterien, die im folgenden Abschnitt behandelt werden. Die Kriterien gehen von in allen Richtungen gleich gelagerten Rohren aus. Die Hauptschwingungsrichtung der Rohre ist dabei quer zur Strömung. Neuere Arbeiten beschäftigen sich mit Oszillationen in Strömungsrichtung, die z.B. bei Lagerung nur quer zur Anströmrichtung auftreten [SAB05, MZR<sup>+</sup>05].

## **2.2 Stand der Auslegungspraxis gegen Rohrbündelschwingungen**

Die halbempirischen Kriterien stellen immer noch den Normalfall der Auslegungspraxis gegen Schwingungsschäden dar [PT03, PT03b] und sind mittlerweile Bestandteil von Standardwerken [VDI97b, TEMA99].

Zur Vermeidung von Wirbelerregung wählt man in der Praxis die Anströmgeschwindigkeit so klein, dass die Wirbelablösefrequenz maximal ca. 70% der ersten Struktureigenfrequenz beträgt. Bei Rohrbündeln und Einzelzylindern steht aus Experimenten eine große Datenbasis dimensionsloser Ablösefrequenzen zur Verfügung. Bei Rohrbündeln berücksichtigt die Auftragung dieser Strouhal-Zahlen in der Regel nur die Rohranordnung, wogegen die Darstellung beim Einzelzylinder üblicherweise abhängig von der Reynolds-Zahl erfolgt. Ist ein ausreichender Abstand von Wirbel- und Strukturfrequenz nicht möglich, wird die Strukturamplitude aus experimentell bestimmten Kraftbeiwerten berechnet. Amplituden, die 2% des Rohrdurchmessers überschreiten, sind dabei zu vermeiden, da sie zu einer Korrelation der Strömung entlang der Rohrlänge und einem starken Anstieg der Kraftamplituden führen können.

Ist das Turbulenzspektrum im Rohrbündel bekannt, kann in einem analytischen Verfahren zur Gefährdungsbeurteilung die Schwingungsamplitude aufgrund von Turbulenzerregung ermittelt werden. Das Turbulenzspektrum muss dabei meist aus Erfahrungswerten abgeschätzt werden.

Das größte Schädigungspotential besitzt die fluidelastische Instabilität. Aus den einzelnen zu ihr zählenden Mechanismen sind mittlerweile theoretische Ansätze hervorgegangen. Die Genauigkeit solcher Kriterien wird in einer Übersicht von Price [Pri95] als gut bewertet. Die Kriterien erfordern jedoch die Eingabe von Parametern, die für jedes Bündel individuell durch Experimente bestimmt werden müssen. In der Anwendung sind sie so unhandlich, dass die Absicherung gegen fluidelastische Instabilität in der Praxis immer noch mit halbempirischen Kriterien erfolgt. Zu diesen ist mittlerweile umfangreiche Übersichtsliteratur vorhanden [PT03, AuY01,

VDI97b, PT91, Ble90, WF88, Che87]. Grundsätzlich handelt es sich immer noch um Modifikationen der erweiterten Connors-Gleichung [Con78]

$$\frac{u_{s,krit} \cdot \sqrt{S}}{f_1 D} = K \cdot \left( \frac{m\Lambda}{\rho D^2} \right)^\alpha \quad (2-4)$$

mit

$u_{s,krit}$ :	kritische Spaltgeschwindigkeit
$f_1$ :	erste Eigenfrequenz des betrachteten Rohres
$D$ :	Außendurchmesser des betrachteten Rohres
$m$ :	Massenbelegung des betrachteten Rohres
$\rho$ :	Dichte des Anströmmediums

$K$  und  $\alpha$  sind empirische Parameter. Die Erweiterung um die Wurzel des Belastungsfaktors  $S$  ist eine Korrektur zur Berücksichtigung ungleichförmiger Anströmgeschwindigkeiten entlang der Bündellängsachse.  $\Delta = m\Lambda/(\rho D^2)$  heißt Massendämpfungsparameter und vereint die beiden dimensionslosen Parameter logarithmisches Dekrement der Strukturdämpfung  $\Lambda$  und Massenverhältnis  $m/\rho D^2$  aus bewegter Masse und verdrängter Fluidmasse in einer Gruppe. Für die Anwendung in der Connors-Gleichung muss  $\Lambda$  in dem Medium gemessen werden, das die Rohre auch im Betrieb umströmt.

Die halbempirischen Kriterien basieren auf Versuchen, meist mit nahezu homogener Anströmung, bei denen die Strömungsverhältnisse im Bündel gut bekannt sind. Bei der Übertragung der Kriterien auf reale Apparate mit Umlenkungen, Prallblechen und Bereichen erhöhter Strömungsgeschwindigkeiten hinter Zuströmstutzen oder vor Austrittsstutzen muss der Anwender letztendlich selbst entscheiden und verantworten, wie er die Strömungsverhältnisse im realen Apparat bestimmt. Er hat die Auswahl zwischen einfachen Handrechnungen, empirischen Betriebserfahrungen,

Messungen oder der Strömungssimulation. Mit dem Anstieg der verfügbaren Rechnerleistung wird mittlerweile die Strömungssimulation als Standard angesehen [PT03]. Da für den Einsatz zusammen mit halbempirischen Kriterien ausschließlich die Geschwindigkeitsverteilung benötigt wird, sind stationäre Simulationen ausreichend und Symmetrien können zur Vereinfachung ausgenutzt werden. Im einfachsten Fall wird dabei das Rohrbündel durch Porositätsmodelle ersetzt [Fis01, BPM<sup>+</sup>00]. Mit kommerziellen Softwarepaketen ist es bei entsprechendem Modellierungsaufwand jedoch mittlerweile möglich, Rohrbündel geometrisch exakt nachzubilden [z.B. MM05, Reh02, Kut02, Kaa00, FS98, GS98, ULJ<sup>+</sup>94].

### 2.3 Nachteile der bisherigen Auslegungspraxis

Selbst wenn bei der Ermittlung der Geschwindigkeiten ein ausreichend feines Gitter verwendet wird und geometrische Details wie Spalte zwischen Rohr und Leitblech oder Leitblech und Mantel nicht vernachlässigt werden, bleiben dennoch viele Unzulänglichkeiten der halbempirischen Kriterien bestehen.

Der Belastungsfaktor  $S$  zur Berücksichtigung von Strömungsungleichverteilungen wird von Goyder [Goy03] als ungeeignet für mehrfach gestützte Rohre eingestuft und er schlägt vor, die Auftragung der vorhandenen Versuchsdaten und die Vorgehensweise bei der Auslegung zu modifizieren.

Price [Pri01] wendet die Methode der Dimensionsanalyse auf die Rohrbündelumströmung an und identifiziert insgesamt sieben voneinander unabhängige dimensionslose Parameter, die die fluidelastische Dämpfung beeinflussen. In einige Kriterien werden zwar, anstelle des Massendämpfungsparameters, das logarithmische Dekrement der Strukturdämpfung

und das Massenverhältnis getrennt voneinander betrachtet und in viele Kriterien fließen mittlerweile die Geometrieparameter Längsteilungsverhältnis  $L/D$  und Querteilungsverhältnis  $T/D$  ein, meist durch eine geometrieabhängige Variation von  $K$  und  $\alpha$ . Keines der Kriterien berücksichtigt jedoch die Reynolds-Zahl oder den Turbulenzgrad der Zuströmung. Price kritisiert an der Connors-Gleichung weiterhin, dass nicht zwischen den unterschiedlichen Mechanismen der fluidelastischen Instabilität unterschieden wird, vor allem nicht zwischen dämpfungs- und steifigkeitskontrollierter Instabilität. Die bisherige Betrachtungsweise behandelt zudem die übrigen Mechanismen, wie z.B. Wirbelresonanz, entkoppelt von der fluidelastischen Instabilität. Es ist jedoch bekannt, dass das Zusammenspiel beider Mechanismen den Instabilitätspunkt zu geringeren Geschwindigkeiten verschieben kann.

Vor diesem Hintergrund wundert es nicht, dass bei einer Auftragung der experimentellen dimensionslosen kritischen Geschwindigkeit über dem Massendämpfungsparameter, trotz logarithmischer Skalierung, keine Gerade, sondern eine Punktwolke mit großer Streuung erhalten wurde. Man war gezwungen, die Parameter  $K$  und  $\alpha$  entsprechend konservativ zu wählen. Dies kann in der Praxis zu erheblicher Überdimensionierung führen [Kas96]. Gleichzeitig war man gezwungen, den Stabilitätsfaktor  $K$  von ursprünglich 9,0 für die Rohrreihe auf derzeit ca. 3,0 für Rohrbündel abzusenken, und trotzdem treten vereinzelt noch immer Schadensfälle auf, so dass Fischer [FS02] sich veranlasst sah, den Parameter  $K$  noch weiter abzusenken.

## 2.4 Numerische Arbeiten

Die Mängel der bisherigen Berechnungsverfahren haben dazu geführt, dass seit längerem weltweit versucht wird, Struktur- und Strömungssimulationen zu kombinieren, um Rohrbündelschwingungen direkt zu berechnen.

Mit dem stetigen Anstieg der verfügbaren Rechnerleistung stellt auf der Strukturseite das direkte numerische Lösen der herrschenden Gleichungen kein grundsätzliches Problem mehr dar. Für die Ortsdiskretisierung können Finite-Differenzen genauso wie ein kommerzielles Berechnungsprogramm, basierend auf der Finiten-Elemente-Methode, verwendet werden [RSD03]. Für die Zeitdiskretisierung hat sich z.B. das Verfahren von Newmark [New59] bewährt [Lew02, Fis01].

Auf der Strömungsseite geht man heute davon aus, dass diese durch die Navier-Stokes-Gleichungen vollständig beschrieben wird. Das in den Gleichungen angelegte Auftreten von Turbulenz führt im technisch relevanten Bereich zu dreidimensionalen und kleinskaligen Strukturen. Trotz intensiver weltweiter Forschungsarbeiten stellt die Behandlung von Turbulenz immer noch ein nur unbefriedigend gelöstes Problem dar.

### 2.4.1 Klassische Einteilung der Turbulenzmodellierung

Die direkte Lösung der Grundgleichungen mit speziellen Verfahren auf Gittern mit ausreichender Feinheit, um auch die kleinsten turbulenten Strukturen aufzulösen, wird als Direkte Numerische Simulation (DNS) bezeichnet. Der rechentechnische Aufwand hierfür ist enorm und steigt überproportional mit der Reynolds-Zahl an. Im Gegensatz zur Strukturseite ist man daher auf der Strömungsseite gezwungen, Turbulenzmodelle einzuführen, um die mangelhafte Feinheit des numerischen Gitters und Zeitschritts zu kompensieren. Die zahlreichen verfügbaren Turbulenzmodelle

haben alle eines gemeinsam: um ihre Aufgabe zu erfüllen, greifen sie in die strömungsmechanischen Grundgleichungen ein. Die als korrekt angesehenen Gleichungen werden also absichtlich modifiziert, um die räumliche und zeitliche Unterauflösung zu kompensieren. Verglichen mit einer DNS verringern Turbulenzmodelle den numerischen Aufwand erheblich. Entsprechend groß sind die angebrachten Modifikationen. Beispielsweise wird die Stoffviskosität an manchen Stellen im Berechnungsgebiet von vielen Turbulenzmodellen um einen Faktor von mehr als 1000 überhöht. Deshalb setzt die Turbulenzmodellierung der Vorhersagequalität numerischer Strömungssimulationen immer noch Grenzen.

Die Herleitung von Turbulenzmodellen kann durch statistische Mittelung oder durch Filterung der Navier-Stokes-Gleichungen erfolgen. Die statistische Mittelung wird im einfachsten Fall zeitlich durchgeführt. Die Filterung erfolgt in der Regel durch lokale räumliche Mittelung und dient der Skalen-separation. Nur Skalen einer gewissen Größe können passieren, was in der Frequenzebene einer Tiefpassfilterung entspricht. Alle Strukturen, die kleiner sind als die Filterweite, werden dabei modelliert. Alle größeren Strukturen müssen aufgelöst werden, und man spricht von Grobstruktursimulation (engl.: *Large Eddy Simulation*, LES). In der Regel erfolgt eine Koppelung der Filtergröße an die lokale Gitterfeinheit. Eine zentrale Forderung der Grobstruktursimulation ist es, die Strukturen bis auf die Ebene isotroper, also in allen Raumrichtungen gleichstarker, Turbulenz aufzulösen. Die Turbulenz kann dann durch relativ einfache Ansätze modelliert werden. Durch die Filterung bleibt der Zeitterm in den modifizierten Gleichungen erhalten und stellt gerade für instationäre Vorgänge eine mathematisch saubere Lösung dar. Der numerische Aufwand ist geringer als für die DNS, aber immer noch sehr hoch. Eine Einführung in die Grobstrukturmmodellierung gibt z.B. Sagaut [Sag01].

Die statistische Mittelung nennt man auch Reynolds-Mittelung und die resultierenden Gleichungen Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (engl.: *Reynolds Averaged Navier Stokes*, RANS). Die Turbulenz aller Skalen ist dabei im Modell enthalten. Die Modelle wurden ursprünglich entwickelt, um den Strömungszustand alleine durch zeitlich nicht veränderliche statistische Größen zu beschreiben. Da die Modelle etabliert und gut kalibriert waren, wurde für instationäre Vorgänge der eigentlich herausgemittelte Zeitterm wieder eingeführt. Man spricht dann von URANS oder TRANS. Das U oder T stehen dabei für *Unsteady* oder *Transient*. Dies ist strenggenommen nur zulässig, wenn die relevanten turbulenten Zeitskalen und die aufgelösten Zeitskalen deutlich auseinanderliegen. Aufgrund des hohen Modellierungsgrades sind die Formulierungen meist wesentlich komplizierter als bei Large-Eddy-Modellen und beeinflussen das Berechnungsergebnis stärker. Der hohe Modellierungsgrad erlaubt dafür die Verwendung grober und gestreckter Gitter sowie größere Zeitschritte, was den Berechnungsaufwand im Vergleich zu DNS und LES erheblich reduziert. Einen Überblick über gängige Reynolds-gemittelte Modelle gibt Wilcox [Wil98]. Sämtliche in dieser Arbeit nicht explizit zitierten Turbulenzmodelle sind dort samt Originalliteraturstelle zu finden.

Reynolds-gemittelte Modelle lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen: Wirbelviskositätsmodelle und Reynoldsspannungsmodelle (RSM). Erstere behandeln Turbulenz richtungsunabhängig. Lokal wird lediglich auf die Stoffviskosität eine turbulente Scheinviskosität aufgeschlagen. Bei Reynoldsspannungsmodellen hingegen wird ein wesentlich höherer Aufwand betrieben. Mit bis zu sieben Transportgleichungen nur für das Turbulenzmodell, statt der für Wirbelviskositätsmodelle häufig anzutreffenden zwei, wird ein kompletter Scheinspannungstensor, der sogenannte Reynoldsspannungstensor, berechnet, um turbulente Impulsaustauschprozesse richtungsabhängig zu modellieren.

### 2.4.2 Kreiszyylinder

Der Aufwand für die Strömungsrechnung wird als limitierende Größe bereits am Einzelzylinder deutlich. Dabei ist zweitrangig, ob der Zylinder beweglich oder starr ist. Dong und Karniadakis [DK05] geben eine umfassende Literaturübersicht zu Simulationen an bewegten und starren Kreiszyindern. Die höchste in den dort zitierten Literaturstellen mit DNS simulierte Reynolds-Zahl ist 3900. Auch Tremblay [Tre01] führte seine DNS am Einzelzylinder bei dieser Reynolds-Zahl durch. Dong und Karniadakis [DK05] gelang es aufgrund der gestiegenen verfügbaren Rechnerleistung die Grenze für die DNS bis zu einer Reynolds-Zahl von 10000 zu verschieben. Sie benutzten dabei 1536 1GHz Alpha Prozessoren für ihre Parallelrechnung mit 300 Mio. Freiheitsgraden. Dies verdeutlicht, dass es auf absehbare Zeit nicht möglich sein wird, Zylinder- oder Rohrbündelschwingungen von technischer Relevanz mit dreidimensionaler DNS zu berechnen.

Den Übersichten von Tremblay [Tre01] sowie Dong und Karniadakis [DK05] ist zu entnehmen, dass sich Grobstruktursimulationen am starren Einzelzylinder fast ausnahmslos auf den unterkritischen Bereich beschränken, in dem die Wandgrenzschicht noch laminar ist. Sie zitieren zahlreiche Arbeiten am starren Zylinder bei einer Reynolds-Zahl von 3900 und einige bei  $Re = 140000$ . Nur Catalano et al. [CWI<sup>+</sup>03] liegen mit ihren Simulationen im überkritischen Bereich. Die höchste zitierte Reynolds-Zahl einer Grobstruktursimulation am zwangsbewegten Einzelzylinder wurde mit  $Re = 24000$  von Tutar und Holdø [TH00] realisiert.

Jordan [Jor02] berechnete mit LES die Zylinderumströmung bei einer Reynolds-Zahl von 8000. Dabei legte er besonderes Augenmerk darauf, die ablösenden Scherschichten adäquat aufzulösen. Auf einem Gitter mit etwas mehr als 2 Mio. Zellen erzielte er im Vergleich zu Experimenten

sehr gute Ergebnisse. Tremblay [Tre01] hingegen erzielte mit 2,4 Mio. Zellen bei  $Re = 3900$  keine befriedigenden Ergebnisse. Selbst auf einem Gitter mit 7,7 Mio. Zellen berechnet er noch einen um 10% überhöhten Widerstandsbeiwert. Fröhlich und Rodi [FR04] berichten von Simulationen eines Zylinderstumpfs bei  $Re = 43000$ . Sie bezeichnen ihr Gitter mit 6,4 Mio. Zellen als relativ grob. Bemerkenswert ist das schlechte Abschneiden des dynamischen LES-Modells auf diesem Gitter. Die Reynolds-Zahl von 140 000 liegt am oberen Ende des unterkritischen Bereichs. Sowohl Breuer [Bre00] als auch Tremblay [Tre01] führten LES bei dieser Reynolds-Zahl durch. Beide benutzten das Modell von Smagorinsky [Sma63], Breuer auch noch die dynamische Modifikation nach Germano und Lilly [GPM<sup>+</sup>91, Lil92]. Auf einem Gitter mit 2,4 Mio. Zellen erzielte Tremblay schlechte Ergebnisse und führt dies auf die mangelnde Auflösung der Scherschichten zurück. Mit 6,6 Mio. Zellen erzielte er gute Ergebnisse. Der Druckkoeffizient auf der Zylinderrückseite wird allerdings um 20% falsch vorhergesagt. Tremblay vermutet eine unzureichende Gitterfeinheit in der Längsrichtung des Zylinders als Ursache. Breuer stellte bei der hohen Reynolds-Zahl einen großen Einfluss des Substrukturmodells fest. Allein eine Veränderung der Smagorinsky-Konstanten führte zu starken Veränderungen des Ergebnisses. Obwohl das dynamische Modell die Smagorinsky-Konstante selbst bestimmt, war Breuer dennoch nicht bereit, ihm eine Überlegenheit gegenüber dem Standard-Smagorinsky-Modell zuzusprechen. Breuer bezeichnet die Gitterverfeinerung für LES als kritisch, da die Gitterfeinheit meist Bestandteil des Modells ist und somit nicht unabhängig vom Modell untersucht werden kann. Bei einer Verfeinerung des Gitters stellte er sogar eine Vergrößerung der Abweichungen von Experimenten fest. Catalano et al. [CWI<sup>+</sup>03] stellen Simulationen im überkritischen Bereich vor. In diesem Bereich werden die Wandgrenzschichten vor dem Ablösen turbulent. Die Berechnungen wurden bei Reynolds-Zahlen zwischen  $0,5 \cdot 10^6$  und  $2 \cdot 10^6$  durchgeführt. Catalano et al. über-

brückten dabei die Wandgrenzschicht mit Hilfe turbulenter Wandfunktionen. Die Ergebnisse sind zufriedenstellend. Allerdings wird die mit steigender Reynolds-Zahl einsetzende Erholung des Widerstandsbeiwerts nicht korrekt wiedergegeben. Festzuhalten bleibt, dass die Grobstruktursimulation sehr empfindlich auf die Wahl numerischer Parameter und auf zu grob gewählte Gitter reagiert, besonders in den Scherschichten. Auch dynamische Modelle scheinen hier keine Abhilfe zu schaffen. Die erforderliche Gitterzellenanzahl ist extrem. Zusätzlich muss man sich vor Augen halten, dass die eben zitierten Arbeiten allesamt nur einige wenige Durchmesser lange Zylinder behandeln. Die erforderlichen Zellenzahlen für technisch relevante Zylinder sind wesentlich höher. Festzuhalten bleibt auch, dass bisher mit LES genau der Bereich von  $Re = 1,5 \cdot 10^5$  bis  $Re = 0,5 \cdot 10^6$  gemieden wurde. Wie bereits beschrieben, erreicht der Umschlagpunkt von laminarem zu turbulentem Verhalten in diesem Bereich die Ablösestelle. Zunächst wandert der Ablösepunkt nur langsam nach hinten und die ausgeprägte Wirbelstraße bleibt bestehen (Präkritischer Bereich). Es schließen Bereiche mit einer und mit zwei Ablöseblasen an. Erst ab  $Re = 0,5 \cdot 10^6$  erfolgt ausschließlich die Ablösung einer vollturbulenten Grenzschicht, was die Verwendung turbulenter Wandfunktionen überhaupt erst möglich macht.

Um den Aufwand einzuschränken, werden häufig fein aufgelöste, zweidimensionale Berechnungen ohne Turbulenzmodell oder mit LES-Modell durchgeführt. Alfonsi und Giorgini [AG02] simulierten die Entwicklung der Wirbelablösung von einem plötzlich bewegten Zylinder bei einer Reynolds-Zahl von 3000. Mittal und Kumar [MK01] stellten in ihren Simulationen eine deutliche Reynolds-Abhängigkeit der Nachlaufstruktur eines frei beweglichen Zylinders fest. Bei den Reynolds-Zahlen 1000 und 1500 er-

gaben sich organisierte Wirbelstrukturen im Nachlauf. Bei einer Reynolds-Zahl von 10000 waren solche Strukturen nicht mehr erkennbar. Al-Jamal und Dalton [JD04] führten zahlreiche 2D-LES-Simulationen mit beweglichen Zylindern im Reynolds-Zahlen-Bereich von 2000 bis 15500 durch und konnten z.B. das Phänomen der Amplitudenmodulation reproduzieren. Die berechneten Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des Zylinders waren allerdings zu hoch. Sie rechtfertigen ihre 2D-Modellierung damit, dass Queramplituden ab 5% des Durchmessers zu einer starken Korrelation der Strömung in der Zylinderlängsrichtung, also zweidimensionalem Verhalten, führen und merken an, selbst 3D-LES wäre noch nicht in der Lage, die Umschlagvorgänge bei der Turbulenzentstehung in den abgelösten Scherschichten zu erfassen. Doch auch wenn zweidimensionale Simulationen einige Effekte qualitativ wiedergeben, sind quantitative Aussagen mit Vorsicht zu betrachten. So et al. [SLC<sup>+</sup>05] untersuchten in ihrer dreidimensionalen DNS die Umströmung eines Zylinders bei einer Reynolds-Zahl von 100. Bei Längenverhältnissen zum Durchmesser von 12 und 16 bildeten sich bereits bei dieser geringen Reynolds-Zahl dreidimensionale Strukturen aus und auf keiner Strömungsebene war rein zweidimensionales Verhalten feststellbar. Auch bei Dong und Karniadakis [DK05] sind zahlreiche Literaturstellen zitiert, die belegen, dass weder beim starren noch beim bewegten Kreiszyylinder von rein zweidimensionaler Strömung ausgegangen werden kann.

In der Praxis behilft man sich bei bewegten Strukturen oft mit quasi-3D-Ansätzen. Die sogenannte ‚strip-theory‘ wird zur Berechnung der sehr schlanken Strukturen von Hochseeförderanlagen eingesetzt. Einzelne Ebenen werden mittels 2D-LES gelöst. Die Koppelung erfolgt nur durch die Strukturbewegung. Dabei reichen kleinste Amplituden des Zylinders aus, um die einzelnen Strömungsebenen miteinander zu korrelieren [WSL01]. Dieselbe Vorgehensweise funktionierte auch bei gescherter

Anströmung [WG01] und führte in den Simulationen zu Ablösezellen entlang der Zylinderlängsachse, wie sie auch in der Realität vorzufinden sind. Innerhalb der jeweiligen Ablösezellen lösen die Wirbel mit einheitlicher Frequenz vom Zylinder ab. Schon vom Ansatz her kann diese Vorgehensweise zwar Korrelationseffekte durch die Struktur erfassen, nicht jedoch die gesamte Dreidimensionalität von Strömungsvorgängen. Eine kürzlich durchgeführte Blindstudie [CBC<sup>+</sup>05] demonstriert gut die Grenzen dieses Verfahrens. Bei der Nachrechnung verschiedener Testfälle schnitten die vier auf der ‚strip-theory‘ basierenden Methoden schlechter ab als Verfahren, die ihre Anregungskräfte lediglich aus Tabellen entnehmen und auf das Strukturmodell aufprägen. Der Durchschnitt der Abweichungen aus allen Testfällen lag bezüglich der maximalen Querauslenkung bei den Strömungsmethoden immer noch bei 11% bis 54%. Bei den einzelnen Testfällen waren die Abweichungen zum Teil noch erheblich höher.

URANS Simulationen wird im allgemeinen noch nicht zugetraut, die komplexen Vorgänge der Zylinderumströmung mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben zu können. Relativ wenige Arbeiten sind deshalb auf diesem Gebiet erschienen. Franke [Fra91] führte 2D-Berechnungen am Kreiszyylinder bei einer Reynolds-Zahl von 140 000 durch. Mit dem Launder-Sharma  $k$ - $\epsilon$ -Modell und dem Modell nach Launder, Reece und Rodi (LRR) vergleicht er die Resultate eines Wirbelviskositätsmodells und eines Reynoldsspannungsmodells. Abschließend stellt er eine Überlegenheit des LRR-Modells fest, wenngleich auch die Ergebnisse des LRR-Modells noch nicht vollständig überzeugen konnten. Entscheidend an der Arbeit von Franke sind zwei weitere Punkte. Bei beiden untersuchten Varianten wird eine Zwei-Zonen-Modellierung eingesetzt, wodurch erreicht wird, dass die Wandgrenzschicht des Zylinders aufgelöst werden kann und nicht durch Wandfunktionen überbrückt werden muss. Außerdem sorgt Franke durch

spezielle Dämpfungsterme dafür, dass die Wandgrenzschicht bis zur Ablösung laminar bleibt. Damit gibt er ein zur Reynolds-Zahl passendes Verhalten vor. Bei  $Re = 140000$  lösen die Wandgrenzschichten laminar ab. Kurz nach der Ablösung werden die abgelösten Scherschichten turbulent. Störend, vor allem im Hinblick auf die Rohrbündeldurchströmung, sind die Stabilitätsprobleme, von denen Franke im Zusammenhang mit dem LRR-Modell berichtet. Kassera [Kas96] berechnete denselben Testfall mit dem ursprünglichen  $k-\omega$ -Modell von Wilcox. Obwohl es sich nur um ein Wirbelviskositätsmodell handelt, sind die Ergebnisse mindestens so gut wie mit dem LRR-Modell. Kassera arbeitete mit kartesischen Gittern, wobei er einen Zylinderdurchmesser mit 16 Zellen auflöste. Bei  $Re = 140000$  hat dies zur Folge, dass das Stufengitter des Zylinders aus der Grenzschicht herausragt. Es liegt die Vermutung nahe, dass dadurch der Ablösepunkt bei einem Umfangswinkel von ca.  $90^\circ$  fixiert wird und die gesamte Rechnung mehr durch das Gitter als durch das Modell dominiert wird. Für diese Vermutung spricht auch, dass Kassera über einen weiten Bereich von Reynolds-Zahlen immer denselben Widerstandsbeiwert berechnete, genauso wie Fischer [Fis01], der ebenfalls auf einem kartesischen Gitter den Zylinderdurchmesser mit acht Zellen auflöste. Dass Fischer eigentlich eine Grobstrukturformulierung verwendete, ist bei dem groben Gitter zweitrangig, zumindest in Wandnähe, zumal kein Zentraldifferenzenverfahren eingesetzt wurde.

Erste eigene Untersuchungen mit URANS-Modellen im Reynolds-Zahlenbereich von 500 bis 1 Mio. zeigten, dass sowohl das  $k-\varepsilon$ -Modell mit Wanddämpfungsfunktionen nach Launder und Sharma, als auch das in dem kommerziellen Programmpaket CFX-4.4 [CFX4] verfügbare  $k-\omega$ -Modell bei viel zu geringen Reynolds-Zahlen in die Widerstandskrise treten [RS02].

Nichtlineare Wirbelviskositätsmodelle betrachten die Wirbelviskosität nur als führenden Term einer Reihe, die meist nach dem quadratischen oder kubischen Term abgebrochen wird. Diese Modelle sind in der Lage anisotrope, also richtungsabhängige, Reynoldsspannungen zu berechnen. Durch die Verwendung eines solchen nichtlinearen Wirbelviskositätsmodells von Craft, Launder und Suga [CLS96], dessen Konstanten der kubischen Terme sie speziell anpassten, um das Umschlagverhalten des Modells zu steuern, erreichten sie erhebliche Verbesserungen. Mit dem angepassten Modell konnten auch die Kräfte auf zwangsbewegte Zylinder zufriedenstellend berechnet werden.

Gruber [Gru03] rechnete die Schwingung eines schlanken, beidseitig fest eingespannten Zylinders im Reynolds-Zahlen-Bereich von 700 bis 8000 mit einem 2D-gekoppelten Verfahren nach. Sowohl mit dem SST-Modell [Men94] als auch mit einer laminaren Rechnung traf er die Anströmgeschwindigkeit, bei der die maximale Schwingungsamplitude auftritt, sehr gut. Die berechneten Queramplituden sind allerdings um ein Vielfaches zu hoch. Die Vernachlässigung der Phasenverschiebung von Wirbelkräften entlang der Längsachse durch die 2D-Modellierung ist eine mögliche Erklärung. Guilmineau und Queutey [GQ00, GQ04] berechneten die strömungsinduzierten Schwingungsamplituden eines zweidimensional schwingenden Zylinders im Reynolds-Zahlen-Bereich von 900 bis 15000. Mit einer 2D-Simulation und dem SST-Modell erzielten sie Ergebnisse, die sehr gut mit Experimenten [KW96] übereinstimmen, was belegt, dass URANS-Modelle grundsätzlich für Resonanzschwingungen geeignet sind. Dass trotz 2D-Modellierung gute Ergebnisse erzielt wurden, widerspricht der allgemeinen Erfahrung, wonach die Amplituden zweidimensionaler Simulationen die Amplituden dreidimensionaler Simulationen um mehr als das doppelte überschreiten [z.B. KW05, Str05]. Die gute Übereinstimmung lässt sich dadurch erklären, dass in dem speziellen Fall absolut zweidi-

mensionales Schwingungsverhalten und große Schwingungsamplituden des Zylinders Dreidimensionalitäten der Strömung stark unterdrückten.

### 2.4.3 Rohrbündel

Mehr noch als bei der Einzelzylinderumströmung wird die transiente Berechnung von Rohrbündeldurchströmungen vom numerischen Aufwand dominiert. Bei der Simulation turbulent durchströmter Rohrbündelapparate, sowohl starr als auch schwingend, ist deshalb bisher keine Arbeit bekannt, die für sich in Anspruch nehmen könnte, eine vollständig dreidimensionale und adäquat aufgelöste DNS oder LES eines realen Kompletapparates zu sein. Stets musste durch eine oder mehrere einschneidende Vereinfachungen eine numerische Lösung mit vernünftigem Aufwand ermöglicht werden.

#### **2.4.3.1 Zweidimensionale Modellierung**

Zweidimensionale Berechnungen bedeuten eine enorme Einsparung an Rechenzeit. 2D-RANS-Modelle schnitten allerdings bereits bei starren Rohrbündeln schlecht ab. Rollet-Miet, Laurence und Ferziger [RLF99] sowie in einer Nachfolgearbeit Benhamadouche und Laurence [BL03] fassen in ihren Übersichten einige ältere Literaturstellen und die Ergebnisse zweier ERCOFTAC/IAHR Workshops von 1993 und 1994 zusammen. Mit RANS Modellen sind demnach Geschwindigkeitsprofile in starren Rohrbündeln recht gut vorhersagbar, die Reynoldsspannungsprofile jedoch nur sehr schlecht. Selbst nicht-lineare und RNG<sup>2</sup>-k- $\epsilon$ -Modelle sowie Reynoldsspannungsmodelle schnitten enttäuschend ab. Das von Benhamadouche und Laurence selbst untersuchte Reynoldsspannungsmodell lieferte in der

---

<sup>2</sup> ReNormalization Group (RNG)

2D-Version ebenfalls eine sehr schlechte Übereinstimmung mit Experimenten. Verglichen mit der 3D-Version wurde die Intensität der quasi-stationären Wirbelablösung viel zu hoch vorhergesagt, da die Wirbelstrukturen nicht durch dreidimensionale Effekte an Stärke verlieren können. Auch Bouris und Bergeles [BB99] berichten von eigenen älteren Untersuchungen mit verschiedenen  $k$ - $\varepsilon$ -Modellen und führen deren Unvermögen Krümmungs-, Anisotropie- und Transitionseffekte korrekt vorherzusagen als Ursache für die zu gering berechneten Turbulenzlevel an, wohingegen sie mit LES gute Ergebnisse erzielten. Ihre 2D-Grobstruktursimulationen rechtfertigten sie allerdings hauptsächlich dadurch, dass sie Kritik an 3D-LES üben. Der enorme Aufwand hierfür würde meist zu Unterauflösung und dem Einsatz von Wandfunktionen führen.

Da Turbulenz dreidimensional ist, sind zweidimensionale Grobstruktursimulationen umstritten. Dennoch wurden zahlreiche weitere 2D-Arbeiten ohne Turbulenzmodell oder mit LES veröffentlicht, sowohl am starren [HB90, Pru92, SI94, BH94, HI97, BH97, BS99] als auch am schwingenden Rohrbündel [IKI<sup>+</sup>95, SU95]. Bei starren Rohrbündeln konnten auf diese Weise gute Ergebnisse erzielt werden.

Selbst wenn bei starren Rohren der 2D-Ansatz teilweise erfolgreich war, führte er bei frei schwingenden Rohren zu überhöhten Amplituden. So korrigierten Schröder und Gelbe [SG99] ihre Versuchsergebnisse um 3D-Effekte, damit sie mit den berechneten Amplituden ihrer 2D-Modellierung übereinstimmten. Wie bereits Kassera [Kas96] verwendeten sie das  $k$ - $\omega$ -Modell von Wilcox, und auch Kassera sagte aufgrund der 2D-Modellierung die Instabilitätspunkte seiner Rohrbündel zu früh und die Amplituden zu hoch voraus. Das häufig angeführte Argument, gerade die Rohrbewegungen bei schwingenden Rohrbündeln würden Dreidimensionalitäten unterdrücken und eine zweidimensionale Modellierung rechtfertigen, wird z.B.

von Kevlahan und Wadsley [KW05] entkräftet. In ihrer DNS eines kleinen Rohrbündelausschnitts wiesen sie bei starren Rohren, ab einer Reynolds-Zahl von 200, dreidimensionale Strukturen um das zentrale Rohr des Berechnungsgebiets nach, die in der Tat bei schwingendem Rohr verschwanden. Bereits bei einer Reynolds-Zahl von 1000 waren ähnliche Strukturen jedoch auch bei schwingendem Rohr wieder zu erkennen. Dabei wird betont, dass es sich um Grobstrukturen und nicht nur um dreidimensionale Turbulenzfluktuationen handelt.

### **2.4.3.2 3D-URANS**

Der höhere Modellierungsgrad bei RANS-Modellen erlaubt den Einsatz größerer Gitter. Nicht mehr die kleinsten Turbulenzstrukturen, sondern nur noch die Gradienten des mittleren Strömungsfelds müssen aufgelöst werden. In wandnormaler Richtung bedeutet dies zwar kaum eine Einsparung. In den beiden anderen Richtungen sind jedoch im Vergleich zu DNS und LES wesentlich größere Gitterabstände möglich.

Stationäre RANS-Simulationen liefern in Rohrbündeln sehr schlechte Ergebnisse [z.B. BB99] und können weder instationäre Kräfte auf die Rohre liefern noch ungleichmäßige Rohrbewegungen berücksichtigen. Daher kommen für Rohrbündelschwingungen nur URANS-Ansätze in Frage.

Trotz der enttäuschenden Ergebnisse, hauptsächlich von 2D-URANS in der Vergangenheit, kehrt mit vermehrtem Interesse an 3D-Rechnungen auch das Interesse an URANS-Modellen zurück. Watterson et al. [WDS<sup>+</sup>99] benutzten eine vereinfachte Form der low-Reynolds  $k$ - $\varepsilon$ -Variante von Yang und Shi und berichten von guten Ergebnissen. Voraussetzung sei vor allem eine ausreichende Auflösung der Wandgrenzschichten und der abgelösten Scherschichten. Auch die Modellvariante von

Launder und Sharma lieferte angeblich gute Ergebnisse, andere  $k$ - $\varepsilon$ -Varianten nicht. Allerdings haben Watterson et al. ihre Ergebnisse skaliert, da in den Berechnungen ein anderes Fluid als im Vergleichsexperiment verwendet wurde. Benhamadouche und Laurence [BL03] untersuchten ein Reynoldsspannungsmodell. Im Gegensatz zur 2D-Rechnung sind die 3D-Ergebnisse sehr zufriedenstellend, auch auf einem vergrößerten Gitter. Aufgrund des hohen numerischen Aufwands von Reynoldsspannungsmodellen und wegen guter LES-Ergebnisse auch mit groben Gittern, sehen sie jedoch LES weiterhin als geeignetere Methode an. Baglietto und Ninokata [BN05] geben als Hauptmotivation für ihre Untersuchungen von RANS-Modellen an, dass es auf absehbare Zeit nicht möglich sein wird, Kernbrennstabündel mit ihrer komplexen Geometrie und ihren hohen Reynolds-Zahlen mittels LES oder DNS zu berechnen. Sie simulierten nur den Ausschnitt eines Rohrbündels mit sehr enger Dreiecksteilung bei Reynolds-Zahlen von 64 300 und 109 400 und bewerteten ihre Ergebnisse anhand gemessener Wandschubspannungsverteilungen. Neben dem  $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit Wanddämpfungsfunktionen nach Launder und Sharma untersuchten sie auch das  $k$ - $\omega$ -Modell von Wilcox, das SST- $k$ - $\omega$ -Modell von Menter [Men94] und mit dem SZL-Modell nach Shih Zhu und Lumley [SZL93] ein nichtlineares Wirbelviskositätsmodell. Dabei waren sich die Ergebnisse aller Modelle sehr ähnlich und allesamt unbefriedigend. Anhand von Messungen an einem Rohrbündel mit etwas größerem Teilungsverhältnis kalibrierten sie die Konstanten des SZL-Modells neu und konnten so bessere Ergebnisse bei ihrem Testfall erzielen. Sie vermuten, dass in den untersuchten Rohrbündeln Sekundärströmungen aufgrund anisotroper Reynoldsspannungen auftreten, die in linearen Modellen nicht enthalten sind.

Obwohl die bereits zitierten Arbeiten [BL03, RLF99] aus dem Umfeld des französischen Energieversorgers EDF am starren Rohrbündel weiterhin

LES favorisieren, wird bei bewegten Rohrbündeln in neuester Zeit auch dort ein Reynoldsspannungsmodell, also URANS, eingesetzt [LBS03]. Die Berechnungen erfolgten an einem Rohrbündelausschnitt mit einem frei beweglichen Rohr, das allerdings auf der Strukturseite nur durch ein zweidimensionales Feder-Masse-Dämpfer-Ersatzsystem repräsentiert wird. Die Schwingungsfrequenzen des Rohres wurden wohl hauptsächlich vom Strukturmodell dominiert und bei geringen Spaltgeschwindigkeiten perfekt getroffen, bei höheren Anströmgeschwindigkeiten ergaben sich Abweichungen. Andere Größen wurden leider nicht verglichen. Die Bündelausschnitte waren mit periodischen Randbedingungen versehen. Dabei wurde ein kleinstmöglicher Bündelausschnitt für die Berechnungen ausgewählt. Es wird jedoch auf Berechnungen an einem größeren Ausschnitt hingewiesen, deren Ergebnisse nicht mit denen am Kleineren übereinstimmen. Das verwendete Gitter ist vor allem im Bereich der abgelösten Grenzschichten wesentlich feiner, als die Gitter älterer Arbeiten [z.B. SG99]. Eine allgemein feststellbare Entwicklung, die erst durch den stetigen Anstieg der verfügbaren Rechnerleistung möglich wurde.

#### **2.4.3.3 Ausschnitte mit periodischen Randbedingungen**

Wie die meisten 3D-URANS-Arbeiten, werden LES und DNS ausschließlich an Modellausschnitten durchgeführt. In bereits zitierten Arbeiten lieferte die Grobstruktursimulation sehr gute Ergebnisse. Das verwendete Substrukturmodell war dabei nicht entscheidend. Die erreichten Spalt-Reynolds-Zahlen lagen bei 16000 [RLF99] bzw. 18000 [BL03]. Dabei war die Wandauflösung jedoch so schlecht, dass teilweise Wandfunktionen zugeschaltet werden mussten, was in dem speziellen Fall keine negativen Auswirkungen hatte, im allgemeinen aber zumindest fragwürdig ist.

Für lange Zeit hielt man Rohrbündel für eine der wenigen Geometrien, bei der der Einsatz periodischer Randbedingungen gerechtfertigt ist [RLF99]. Die bei den 3D-URANS-Modellen beschriebene Arbeit von Longatte, Bendjeddou und Souli [LBS03] stellt dies in Frage. Unabhängig davon ist die Modellierung mittels Modellausschnitten darauf angewiesen, dass das Rohrbündel homogen durchströmt wird. Die dreidimensionale Geometrie komplexer Rohrbündelapparate kann auf diese Weise nicht berücksichtigt werden.

Selbst in kleinsten Rohrbündelausschnitten stößt die DNS an Grenzen. Obwohl Kevlahan und Wadsley [KW05] nur den kleinstmöglichen Ausschnitt eines Rohrbündels mit einem beweglichen Rohr simulieren, benötigen sie für eine Reynolds-Zahl von 1000 bereits 8 Mio. Zellen. Benhamadouche und Laurence [BL03] berichten immerhin von DNS bei einer Reynolds-Zahl von 12000.

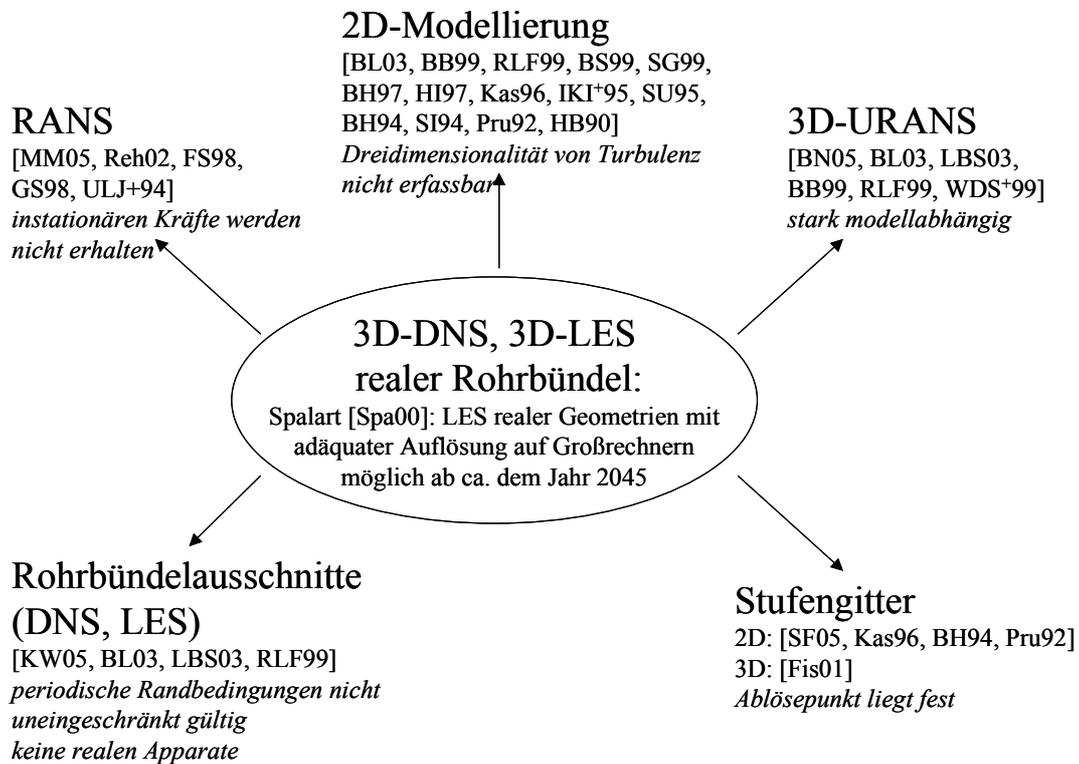
#### **2.4.3.4 Stufengitter**

Die Verwendung kartesischer anstelle körperangepasster Gitter ergibt numerisch sehr effiziente Verfahren. Die Geometrie wird dabei als Stufengitter durch das Ausblockieren von Zellen dargestellt. Da Körper nicht direkt durch das Gitter repräsentiert werden, ist es auf diese Weise sehr leicht möglich, bewegte Körper darzustellen. Es muss kein Gitter verzerrt werden, sondern es werden lediglich abhängig von der Körperposition Zellen aus- oder eingeblendet. Auch der Kontakt von Körpern verursacht bei kartesischen Verfahren keine Probleme. Der Code FIVSIC3D von Fischer [Fis01] arbeitet mit kartesischen und äquidistanten Gittern. Nur auf diese Weise war es mit der damals verfügbaren Rechnerleistung überhaupt möglich, komplette Rohrbündelapparate zu berechnen und das nur auf sehr groben Gittern. Dabei sind die Gitterzellen größer als die Grenz-

schichtdicke der umströmten Rohre und stören die Grenzschichtströmung. Dies führt dazu, dass der Ablösepunkt vom Körper nicht berechnet, sondern durch die Stufen im Gitter vorgegeben wird. Das Verfahren gibt im Betriebsbereich vieler Wärmeübertrager akzeptable Ablösepunkte vor, kann aber diesbezüglich nur schwer verbessert oder auf andere Betriebsbereiche erweitert werden. Die Einführung von Zellen mit einer Blockierrate zwischen 0 und 100 Prozent konnte zwar die Auflösung der Körperkontur verbessern, die Auswirkung auf die Ablösepunkte jedoch nicht beheben. Ähnlich wie FIVSIC3D arbeiten auch die Codes FIVSIC2D und GUST, die für die zweidimensionale Berechnung von Rohrbündeln eingesetzt wurden [Kas96, Pru92, BH94, BH97].

Eine adäquate Auflösung der Körperkontur ist möglich, wenn das Stufengitter stark verfeinert wird. Dies ist dann sinnvoll, wenn wie bei DNS und LES ohnehin eine feine Gitterauflösung benötigt wird und nicht wie bei URANS davon profitiert werden soll, dass das Turbulenzmodell stark gestreckte Gitterzellen zulässt. Der Code MGLET arbeitet mit kartesischen Gittern. Tremblay [Tre01] verwendete MGLET für seine DNS der Umströmung des starren Zylinders. Das kartesische Berechnungsgitter verdichtete er lokal durch nicht äquidistante Gitterabstände. Komplexere Geometrien oder bewegte Rohre machen eine Verdichtung alleine durch Stauchung der Gitterlinien schwierig. Eine Möglichkeit ist es, lokal Gitterzellen weiter zu unterteilen. Bei bewegten Körpern muss das Gitter zusätzlich in jedem Zeitschritt der neuen Geometrie angepasst werden. Erst vor kurzem hat sich diese Technik soweit entwickelt, dass sie für Rohrbündel eingesetzt werden kann. Schneider und Farge [SF05] wenden eine solche Technik auf bewegte Rohrbündel an. Allerdings berechneten sie bisher lediglich einen laminaren 2D-Fall bei einer Reynolds-Zahl von 200. Allein um die laminare Grenzschicht und die Kontur ordentlich aufzulösen, ge-

ben sie an, 16384 Zellen um jeden Zylinder herum zu benötigen. Das ist deutlich mehr als man mit einem körperangepassten Verfahren benötigt.



**Abbildung 2-3: Übersicht über Modellierungsvereinfachungen zur Simulation von Rohrbündeln und Rohrbündelschwingungen.**

In Abbildung 2-3 sind nochmals die verschiedenen Vereinfachungen zusammengefasst, die bisher vorgenommen wurden, um starre und schwingende durchströmte Rohrbündel zu simulieren. In der Abbildungsmitte steht die dreidimensionale Grobstruktursimulation, für deren numerische Realisierbarkeit wir nach einer Abschätzung von Spalart [Spa00] noch mindestens bis zum Jahr 2045 warten müssen. Die Abschätzung wurde zwar für die Fahrzeug- und Flugzeugumströmung vorgenommen, die Grundaussage ist aber auf Rohrbündel übertragbar. Spalart geht dabei von der Abschätzung aus, dass sich die verfügbare Rechnerleistung alle

fünf Jahre verfünffacht. Um die dreidimensionale Grobstruktursimulation herum sind die verschiedenen Möglichkeiten der Vereinfachung angeordnet. Neben dem Hauptnachteil der jeweiligen Ansätze sind nochmals die Arbeiten aufgeführt, die von dem jeweiligen Ansatz Gebrauch machen.

#### 2.4.4 Neuere Tendenzen in der Turbulenzmodellierung

Trotz intensiver Entwicklungsarbeiten an Reynoldsspannungsmodellen ist das dort Erreichte bisher eher enttäuschend und eine Überlegenheit gegenüber Zweigleichungsmodellen in manchen Fällen zwar deutlich, in anderen Fällen aber überhaupt nicht erkennbar [Bra97]. Auch speziell für Strömungen mit periodischen Vorgängen ist bisher keine eindeutige Überlegenheit von Reynoldsspannungsmodellen erkennbar [CCG<sup>+</sup>01]. Im Hinblick auf den erheblich größeren Aufwand und die geringere numerische Stabilität von Reynoldsspannungsmodellen stellt sich die Frage, ob nicht andere physikalische Effekte als die Anisotropie von Turbulenz zunächst einen größeren Einfluss auf das Gesamtergebnis besitzen.

Ein solcher Effekt ist die Transition bzw. der Umschlag von laminarem zu turbulentem Verhalten. Während in zahlreichen Arbeiten teilweise erfolgreich versucht wurde Transition mit RANS-Ansätzen zu behandeln [z.B. SSC<sup>+</sup>93], bezeichnen Menter und Esch [ME01] dieses Modellverhalten als zumindest zufällig, und Bradshaw [Bra97] betont, dass kontroverse Meinungen existieren hinsichtlich der Fähigkeit jeglicher Art von Turbulenzmodellen Transitionsvorgänge korrekt wiederzugeben. Er weist darauf hin, dass gerade in Umschlagregionen die turbulente Scheinviskosität im Vergleich zur Stoffviskosität (und somit der Modelleinfluss) klein ist und dass von Modellen, die an vollturbulenten Strömungen kalibriert wurden, nicht erwartet werden kann, das Anwachsen kleinster Anfangsstörungen wie Tollmien-Schlichting Wellen zu reproduzieren. LES kann natürlich alle

Strömungsvorgänge korrekt berechnen, wenn sie bei ausreichend feinem Gitter in eine DNS übergeht, mit entsprechend hohem numerischem Aufwand. Sollen gröbere Gitter verwendet werden und die Transition nicht aufgelöst werden, müssen jedoch auch Grobstrukturmodelle speziell formuliert werden [SSK04]. Die Entwicklung auf diesem Gebiet ist noch sehr jung und konnte in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt werden.

In anderen Branchen, z.B. im Bereich der Turbomaschinen, wurde das Problem der Transition bereits sehr früh angegangen. Dabei werden zwei unterschiedliche Wege beschritten. Zum einen der Einsatz spezieller oder speziell kalibrierter RANS/URANS Modelle, in der Hoffnung, dass diese die Transition korrekt erfassen [z.B. Sko03, Thu02, Ung99] und zum anderen der Einsatz empirischer Korrelationen basierend auf dem Intermittenzkonzept von Emmons [Emm51]. Die Intermittenz ist dabei ein lokaler Faktor zwischen Null und Eins der den turbulenten Zeitanteil der Strömung repräsentiert. Bei vollturbulenter Strömung ist die Intermittenz Eins. In laminaren und transitionalen Bereichen ist sie kleiner Eins und schaltet ein etabliertes Turbulenzmodell teilweise oder völlig aus. Empirische Korrelationen bereiten zwar Schwierigkeiten bei der Implementierung, die Resultate sind jedoch vielversprechend [Mül00, Bre02]. Die Bemühungen in Rohrbündeln hingegen haben bisher die Transition entweder völlig ausgespart oder zumindest nicht explizit behandelt, obwohl gerade Rohrbündel in Reynolds-Zahlen-Bereichen betrieben werden, wo entweder in den Grenzschichten oder in den abgelösten Scherschichten Transition stattfindet.

Die Grenzen, die der numerische Aufwand der LES setzt, rührt zu einem großen Teil von der erforderlichen Auflösung der Wandgrenzschichten her. Turbulenz wird in Wandnähe extrem kleinskalig und anisotrop. Spalart [Spa00] bezeichnet die meisten erfolgreichen Grobstruktursimulationen

---

komplexer Geometrien in Wandnähe als quasi-DNS. Gleichzeitig kann der Zustand der Wandgrenzschicht als quasi-stationär angesehen werden. Dies hat zum Vorschlag der DES (Detached-Eddy Simulation) geführt [SJS<sup>+</sup>97]. Dabei wird die Wandgrenzschicht durch ein RANS-Modell modelliert und die freie Außenströmung mittels LES. Man erhofft sich dadurch die Vorzüge beider Modellierungsarten miteinander verbinden zu können. Am Einzelzylinder war es auf diese Weise bereits möglich, die Widerstandskrise prinzipiell zu erfassen [TSS<sup>+</sup>99], wenn in der Grenzschicht dem jeweiligen Strömungszustand entsprechend laminare oder vollturbulente Verhältnisse vorgegeben wurden. Hybride Methoden, wie die DES, bekommen von immer mehr Gruppierungen Zuspruch [z.B. PGS04] und Modifikationen wurden bereits in kommerzielle Strömungscodes implementiert [z.B. MK03]. Neuere Entwicklungen wie die Scale-Adaptive Simulation (SAS) zielen z.B. darauf ab, die starke Gitterabhängigkeit der klassischen DES-Methode zu beseitigen [MKB03].

Während hybride Methoden bei vereinzelt Reynolds-Zahlen bereits am Zylinder eingesetzt werden, sind bisher keine Veröffentlichungen an Rohrbündeln bekannt.

## **3 Problemstellung und Lösungsweg**

### **3.1 Ausgangssituation**

Am Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau der TU München wird seit längerem an der numerischen Simulation von Rohrbündelschwingungen gearbeitet. Daraus sind mittlerweile einige Forschungsberichte und Doktorarbeiten hervorgegangen [KS94, Kas96, FS00, Fis01, RS04]. Zu Beginn der vorliegenden Arbeit stand das Programmpaket FIVSIC3D zur Verfügung. Das vollständig dreidimensional rechnende Programm enthält ein numerisches Balkenmodell, das verschiedene Einspannsteifigkeiten und das Anschlagen der Rohre in den Leitblechen berücksichtigt. Auf der Strukturseite war kein großer Verbesserungsbedarf zu erkennen. Das Strukturmodell ist an ein Strömungsmodell gekoppelt und es war fraglich, ob dieses Strömungsmodell Strömungskräfte von ausreichender Genauigkeit an das Strukturmodell liefert. Die Strömungsseite ist nach wie vor der Hauptgrund dafür, dass sich weltweit bisher kein Fluid-Strukturgekoppeltes Verfahren für die Auslegung von Rohrbündeln etablieren konnte. Bisher ist kein Verfahren bekannt, das bei vertretbarem Aufwand über dem für Rohrbündelschwingungen relevanten Reynolds-Zahlen-Bereich zuverlässig korrekte Amplituden liefert, nicht einmal beim Einzelzylinder und schon gar nicht in Rohrbündeln.

### **3.2 Zielsetzung**

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Strömungsmodellierung zu finden, die vor allem im Hinblick auf den Berechnungsaufwand für die Simulation von Rohrbündelschwingungen in realen Apparaten einsetzbar ist und dennoch

eine quantitativ ausreichend genaue und vor allem belastbare Schwingungsvorhersage ermöglicht. Die Gangbarkeit des gewählten Ansatzes bzw. seine Grenzen sollen am Schluss durch die Anwendung des Strömungsmodells auf ein Rohrbündel gezeigt werden.

### 3.3 Vorgehensweise

Bisher veröffentlichte Strömungsmessungen in Rohrbündeln haben es nur ermöglicht, idealisierte Geometrien nachzurechnen. Deshalb werden im experimentellen Teil mit der Methode der Laser-Doppler-Anemometrie Strömungsmessungen an Glasmodellen komplexer Wärmeübertrager mit mehreren Umlenkungen und unterschiedlichen Rohranordnungen durchgeführt. Die Messungen umfassen zum einen die Einströmbedingungen in die Wärmeübertragermodelle, die als Randbedingungen für numerische Simulationen dienen, und zum anderen Messungen ausgewählter Ebenen im inneren der Rohrbündel, anhand derer die numerische Modellierung bewertet werden kann.

Auf der numerischen Seite ist eine 3D-Modellierung wegen der dreidimensionalen Schwingform der Rohre und wegen der komplexen Geometrien realer Apparate unumgänglich. Aus der Literaturübersicht wird deutlich, dass mit der Grobstruktursimulation, die momentan in FIVSIC3D umgesetzt ist, keine Ergebnisverbesserung erzielt werden kann, da die dafür benötigte Rechnerleistung auf absehbare Zeit nicht zur Verfügung stehen wird. Dies bestätigen auch eigene Erfahrungen mit FIVSIC3D. Zudem wird für korrekte LES in der Regel gefordert, sehr saubere numerische Verfahren zu verwenden, z.B. Zentralfdifferenzen für die räumliche Diskretisierung. Bereits ohne Rohrbewegung sind dabei für komplexe angeströmte Rohrbündel numerische Stabilitätsprobleme zu erwarten und auch die Be-

handlung rauer Wände oder die Variation der Turbulenzsituation in der Zuströmung ist bei URANS-Modellen einfacher vorzunehmen.

Da der immense Rechenzeitbedarf für DNS oder LES eine nicht überwindbare Einschränkung darstellt, ist man auf absehbare Zeit gezwungen, den Modellierungsgrad auf der Strömungsseite zu erhöhen. Sollen dazu etablierte und gut kalibrierte Modelle verwendet werden, bieten sich derzeit ausschließlich URANS-Modelle an. Gerade wegen des hohen Modellierungsgrads dieser Modelle lässt sich das schlechte Abschneiden bisher an Rohrbündelströmungen untersuchter Varianten nicht verallgemeinern. Beispielsweise wurde dem Phänomen der Transition bei diesen Untersuchungen kaum Beachtung geschenkt. Zudem sind auch die aktuell aufkommenden hybriden RANS-LES-Ansätze darauf angewiesen, dass die verwendeten RANS-Modelle ein korrektes Wandverhalten aufweisen. Und schließlich ist es für die Simulation von Rohrbündelschwingungen nicht so wichtig, die Turbulenzverteilung korrekt vorherzusagen, solange die Druckverteilung und damit die Kräfte auf die Rohre richtig berechnet werden. Diese Arbeit konzentriert sich daher bei der Suche nach geeigneten Modellen für die Rohrbündeldurchströmung auf die URANS-Methode. Dabei sollen zunächst klassische Zweigleichungsmodelle und Reynoldsspannungsmodelle berücksichtigt werden. Die Literaturstudie in Kapitel 2 deutet jedoch bereits darauf hin, dass sich die Bemühungen auch dahingehend bewegen müssen, diese klassischen Modelle um Transitionskorrekturen zu erweitern.

In einem ersten Schritt werden durch numerische Experimente mit der Umströmung des starren Einzelzylinders geeignete Einstellungen für numerische Parameter gesucht, und es wird eine Vorauswahl bei den Turbulenzmodellen getroffen. Dabei kann auf umfangreiche Messdaten aus der Literatur zurückgegriffen werden. Um ein allgemeingültiges Verfahren zu

entwickeln, muss der gesamte für Wärmeübertrager relevante Bereich an Reynolds-Zahlen berücksichtigt werden.

Nachfolgend werden die im experimentellen Teil vermessenen komplexen Rohrbündel numerisch modelliert. Der hohe Berechnungsaufwand zwingt dabei zur Beschränkung auf eine aussichtsreiche Modellvariante.

Bei den Untersuchungen wurde früh deutlich, dass nur Berechnungsverfahren, die die Wandgrenzschicht fein auflösen, Verbesserungen bringen können. Mit den kartesischen Gittern von FIVSIC3D ist dies nur schwer erreichbar. Es werden daher wesentliche Teile des Strukturmodells von FIVSIC3D in den mit körperangepassten Gittern arbeitenden kommerziellen Strömungscode ANSYS CFX<sup>3</sup> [CFX5] übertragen. Ein Teil dieser Arbeit skizziert das Strukturmodell und konzentriert sich dabei auf Erweiterungen sowie Vereinfachungen, die vorgenommen wurden.

Die Verwendung körperangepasster Gitter macht die Behandlung von Rohrbewegungen problematisch. Gerade bei größeren Rohramplituden neigt die in ANSYS CFX zur Verfügung stehende Standardmethode ohne Neuvernetzung zu Instabilität. Ein eigenes Kapitel widmet sich deshalb der Gitterverzerrung durch die Rohrbewegungen.

---

<sup>3</sup> Die Produktlinie ANSYS CFX hieß bis vor Kurzem CFX-5. Die Versionsfolge der im Zuge dieser Arbeit verwendeten Entwicklungsstufen ist CFX-5.5, CFX-5.6, CFX-5.7, CFX-5.7.1 und CFX-10.0. Vereinzelt waren zudem noch Betaversionen und Service-Packs verfügbar. Die Versionsnamen werden in dieser Arbeit nur dann benutzt, wenn eine Unterscheidung notwendig ist. Andernfalls wird stets der Name ANSYS CFX verwendet.

Simulationen eines beidseitig fest gelagerten Einzelzylinders sowie eines Rohrbündels mit einseitig fest eingespannten Rohren unter Queranströmung und der Vergleich der Ergebnisse mit Versuchsdaten von So, Zhou und Liu [SZL00] bzw. Kassera [Kas96] schließen die Arbeit ab.

## 4 Prüfstand und experimentelle Arbeiten

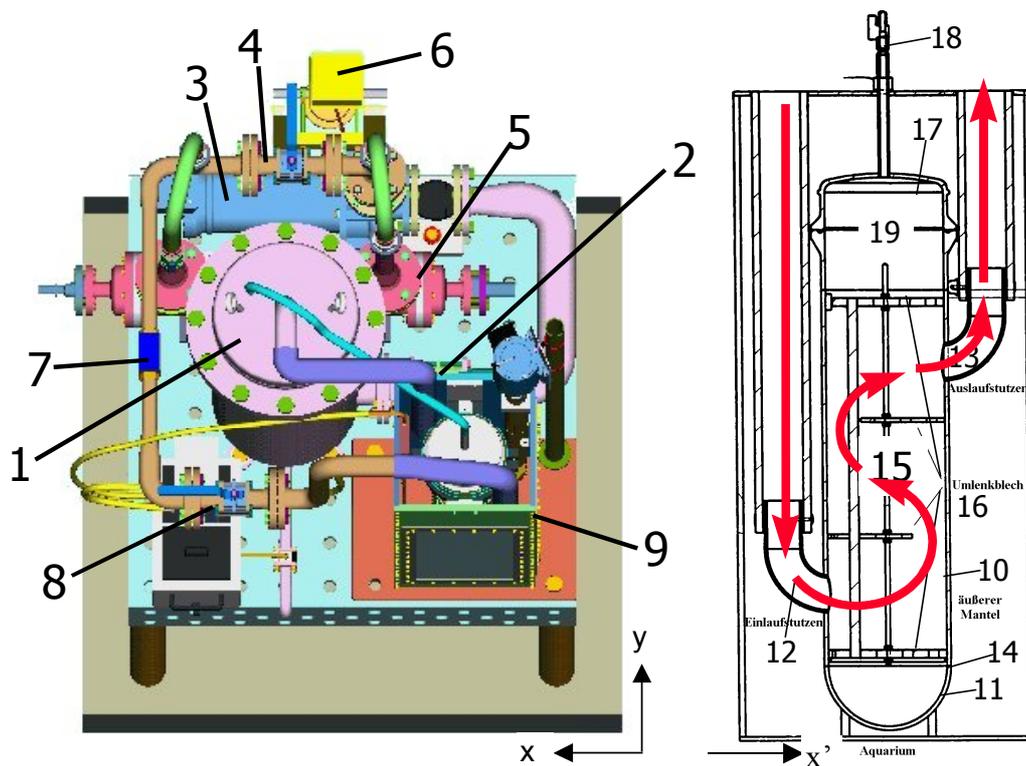
### 4.1 Messtechnik

Für die Messungen wurde ein FlowLite-System der Firma DANTEC Dynamics verwendet. Dieses rückstreuende Zweistrahl-Laser-Doppler-Anemometriesystem besteht aus einer 1D-Messoptik, einem 50 mW starken, grünen Nd:YAG Laser der Wellenlänge 532 nm, einem BSA F50 Prozessor für die Auswertung der Einzelsignale, einem Signalanalyse-PC mit BSA Flow Software zur Verarbeitung der gemessenen Einzelgeschwindigkeiten und einem Traversiersystem samt Steuereinheit. Der Laserstrahl wird in zwei Strahlen aufgeteilt. Beide Strahlen werden in Glasfasern eingekoppelt und zur eigentlichen Messoptik geleitet. Dort treffen sie parallel auf eine Linse, in deren Brennpunkt sie sich schneiden. Durch die Überlagerung der beiden Strahlen im Messvolumen entsteht ein Kohärenzmuster mit bekannten Abständen. Bewegt sich ein Teilchen (in unserem Fall eine ca. 5 Mikrometer große Glashohlkugel) durch das Muster aus hellen und dunklen Ebenen, so entsteht ein Flackersignal, welches von der Messoptik aufgefangen wird und über eine weitere Glasfaser zu einer Auswerteeinheit geleitet wird. Dort wird die Frequenz des Signals bestimmt und dem Partikel eine zur Frequenz gehörende Geschwindigkeit zugeordnet. Die Geschwindigkeit und weitere Daten jedes Partikels (Signalzeitpunkt, Signaldauer) werden einem PC übermittelt, wo die gemessenen Einzelgeschwindigkeiten gespeichert und verarbeitet werden. Die Auswertung erfolgt entweder statistisch, falls mittlere Geschwindigkeiten oder Turbulenzgrößen gewünscht werden, oder mittels diskreter Fourieranalyse, falls Frequenzen oder charakteristische Längenmaße bestimmt werden sollen. Schnelle Partikel haben eine höhere Eintrittswahrscheinlichkeit in das

Messvolumen als langsame. Dies führt im statistischen Mittel zu einer Übergewichtung schneller Partikel und damit zur Bestimmung zu hoher Strömungsgeschwindigkeiten. Um diesen Effekt zu kompensieren, wurden die Einzelpartikel bei der statistischen Auswertung mit ihrer Durchgangszeit durch das Messvolumen gewichtet. Simonin und Barcouda [SB88] sind bei ihren Messungen in Rohrbündeln ähnlich vorgegangen. Das LDA-Verfahren bestimmt stets die zu den Hell-Dunkel-Ebenen des Kohärenzmusters senkrecht stehende Geschwindigkeitskomponente. Um den vollständigen Geschwindigkeitsvektor zu erhalten müssen mit dem 1-Kanal Gerät die drei Einzelkomponenten nacheinander bestimmt werden. Die Methode der Laser-Doppler-Anemometrie wird in der Literatur ausführlich behandelt [Alb03, Tro90, DMW87, Ruc87, Wie84].

## 4.2 Versuchsaufbau

Abbildung 4-8 zeigt eine Fotografie des gesamten Versuchsaufbaus. Abbildung 4-1 stellt den Strömungsteil dar. Das Strömungsmedium kann sich in einem Vorlagebehälter (1) beruhigen. Von dort wird es bei geöffnetem Kugelhahn (2) von einer drehzahlgeregelten Spaltrohrpumpe (3) angesaugt, die durch das Fördermedium gekühlt wird und ihm ständig Wärme zuführt. Bei vollständig oder teilweise verschlossenem Bypass (4) wird der Hauptvolumenstrom mantelseitig durch den Wärmeübertrager (5) gezwungen, der rohrrseitig von Kühlwasser durchströmt wird. Eine Temperaturregelung kontrolliert über das Ventil (6) den Kühlwasserstrom. Der Gesamtvolumenstrom wird am Flowmeter (7) angezeigt, wobei der leicht angestellte Kugelhahn (8) den für das Flowmeter notwendigen Gegendruck erzeugt, bevor das Medium über einen PVC-Schlauch in den strömungsmechanischen Versuchsabschnitt aus Glas eingeleitet wird. Ebenfalls über einen Schlauch wird es von dort wieder in den Vorlagebehälter zurück geleitet.



**Abbildung 4-1: Darstellung des gesamten Strömungsteils des Versuchsaufbaus und Schnitt durch die Messstrecke aus Glas.**

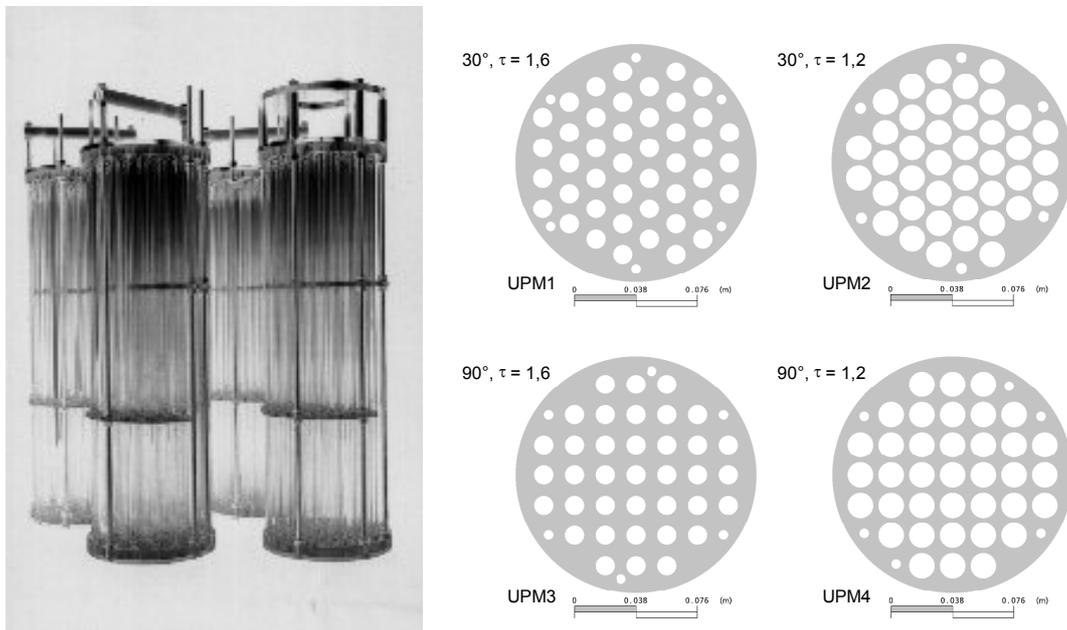
Um den Strahlengang des Lasers nicht zu behindern, ist die eigentliche Messstrecke als an den Brechungsindex angepasstes System konzipiert. Das Strömungsmodell ist vollständig aus Glas gefertigt und als Strömungsmedium wird das niedrigviskose Öl Shell Flavex 913 verwendet. Der Versuchsstand wird exakt bei der Temperatur betrieben, bei der die Brechungsindizes von Öl und Glas gleich werden. Die Laserstrahlen des Messverfahrens werden dann innerhalb der Messstrecke nicht mehr gebrochen. Um einen kalkulierbaren Brechungseffekt beim Übergang von Luft in den Bereich der höheren Brechzahl zu gewährleisten, ist die durchströmte Messstrecke zusätzlich in einem rechteckigen ‚Aquarium‘ (9) versenkt, das ebenfalls mit temperiertem Öl gefüllt ist. So kann gewährleistet werden, dass die optische Achse des Laserstrahlenpaares stets senkrecht auf eine ebene Aquariumsscheibe trifft. Die durch die Strahlbrechung her-

vorgerufene Messpunktverschiebung ist somit leicht berechenbar und kann bereits bei der Traversierungssteuerung berücksichtigt werden.

Die x- und y-Verfahrerrichtungen der Traversierung sind in Abbildung 4-1 links eingezeichnet. Um die Zu- und Abströmstutzen trotz des sehr eng dimensionierten Aquariums unterbringen zu können, mussten sie genau in den Ecken des Aquariums positioniert werden. Die Zuströmung in die Messstrecke erfolgt demnach in einer  $x'$ -Richtung unter  $45^\circ$  zum x-y-System der Traversiervorrichtung.

Die Messstrecke besteht aus einem Glaszylinder (10) mit Außendurchmesser 160 mm und Wandstärke 5 mm. An den Zylinder sind ein Halbkugelboden (11), ein gekrümmter Zulaufstutzen (12) und ein gekrümmter Ablaufstutzen (13) aus Glas angeschmolzen. Der Zylinder (10) ist am Übergang zum Halbkugelboden mit einer leichten Einschnürung (14) versehen, auf der eines von vier Glasrohrbündeln (15) mit seiner Endplatte (16) aus Acryl aufliegt. Die Glasrohrbündel (15) werden von oben eingeschoben, damit ein schneller Wechsel möglich ist. Nach Einbau eines Bündels (15) wird der Glaszylinder (10) durch eine Glashaube (17) verschlossen. Sie ist an ihrer höchsten Stelle mit einem dünnen Ablaufstutzen aus Glas (18) versehen, über den ein sehr geringer Seitenstrom zur Entgasung des Versuchsstands abgezogen und ebenfalls in den Vorlagebehälter (1) zurückgespeist wird. Die Haube wird durch einen Schnellverschluss (19) auf den Glaszylinder (10) gespannt. An dieser Stelle (19) wurde später mittels eines weiteren Schnellverschlusses eine Konstruktion zwischengesetzt, die das Glasrohrbündel (15) im Zylinder (10) zentriert, nach unten gegen die Einschnürung (14) spannt und in Umfangsrichtung eindeutig festlegt.

### 4.3 Rohrbündelgeometrien

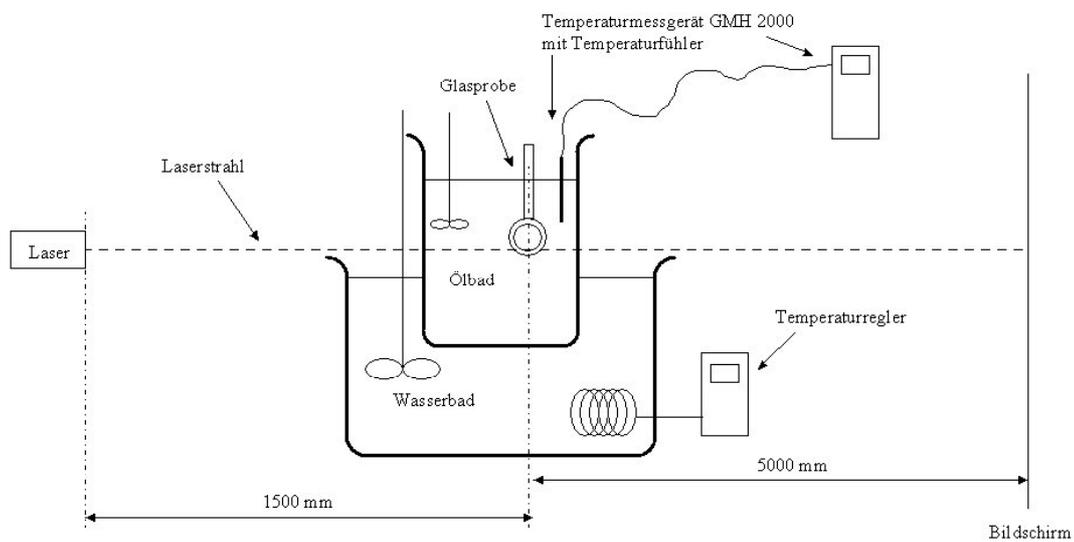


**Abbildung 4-2: Übersicht über die vier Rohrbündelgeometrien und Umlenkplattenmuster (UPM1 bis UPM4) mit 30° und 90° Anordnung der Rohre und Teilungsverhältnissen von  $\tau = 1,6$  und  $\tau = 1,2$ .**

Für die Versuche standen vier Rohrbündel aus Glas mit verschiedenen Umlenkplattenmustern (UPM1 bis UPM4) zur Verfügung. Da nur die Mantelraumströmung von Wärmeübertragern untersucht werden sollte, sind die Glasstangen als Vollrohre ausgeführt, um möglichst steife Rohre zu erhalten und um zusätzliche optische Brechflächen zu vermeiden. Die Geometrien sind realen Wärmeübertragern nachempfunden. Abbildung 4-2 zeigt eine Fotografie der vier Glasrohrbündel und die Rohrplattenmuster. In jedem Bündel wird die Strömung zweimal durch Umlenkplatten umgelenkt. Die Hauptströmungsrichtung verläuft in der Eintrittsebene jeweils von links nach rechts, in der Mittelebene von rechts nach links und in der Austrittsebene wieder von links nach rechts. Bei UPM1 und UPM2 sind die Rohre unter 30° angeordnet, bei UPM3 und UPM4 unter 90°. Bündel 1

und Bündel 3 haben ein relativ großes Teilungsverhältnis von  $\tau = 1,6$ . Das Teilungsverhältnis von Bündel 2 und Bündel 4 wurde mit  $\tau = 1,2$  sehr klein gewählt. Bündel 2 konnte im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht werden.

#### 4.4 Bestimmung der Anpassungstemperatur



**Abbildung 4-3: Prinzipieller Aufbau zur Bestimmung von der Anpassungstemperatur der Brechzahlen des als Strömungsmedium verwendeten Öls und des im Versuchsstand verwendeten Duranglases (Borosilicatglas 3.3 von Schott).**

Verglichen mit Flüssigkeiten ist die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Glas vernachlässigbar. Durch Variation der Temperatur ist es deshalb möglich, den Brechungsindex des Fluids auf den des Glases im Versuchsstand einzustellen. Mohr und Ertel [ME86] geben einen Überblick über Methoden zur Messung der Anpassungstemperatur. In Anlehnung an diese Methoden wurde von uns wie in Abbildung 4-3 dargestellt vorgegangen. Eine kleine Menge des Öls wird in ein rechteckiges

Glasgefäß gegeben, welches in einem temperierbaren Wasserbad aufgeständert ist. Der Laserstrahl der Versuchsanlage wird durch das Ölgefäß auf einen 5 m entfernten Schirm gerichtet. Sowohl im Wasserbad als auch im Öl werden Temperaturgradienten durch Zwangskonvektion minimiert. Die Temperatur im Ölbad wird durch ein Widerstandsthermometer mit genau dem Pt-100 Temperaturfühler gemessen, der während des eigentlichen Strömungsversuchs zur Temperaturkontrolle der Anlage verwendet wird. Ein Duranglasröhrchen, das vom Lieferanten des Glasversuchsstands erhalten wurde, wurde an einen Metallstab geklebt. Dieser wird in eine Linearführung eingesetzt und in den Laserstrahl abgesenkt. Dabei wird der Laserstrahl gebrochen und es ist, solange das Öl zu kalt ist, am fünf Meter entfernten Schirm ein Sprung des Lichtpunktes nach unten beobachtbar. Je weiter man sich der Anpassungstemperatur nähert, desto kleiner wird dieser Sprung, bis der Eintritt des Glasröhrchens überhaupt nicht mehr am Schirm zu bemerken ist. Auf diese Weise kann die Anpassungstemperatur auf 0,1 °C genau bestimmt werden. Die nachstehende Tabelle enthält die von Neunert [Neu02] bestimmten Anpassungstemperaturen mit den im Versuchsstand verwendeten Laserlichtquellen. Für alle hier veröffentlichten Versuche wurde der grüne Nd:YAG Laser verwendet. Es wurde allerdings aufgrund der großen Probleme mit der LDA-Anlage teilweise mit einem Ersatzgerät gearbeitet, das mit einem roten Helium-Neon Laser ausgestattet war. Der Vergleich der Ergebnisse für roten und grünen Laser zeigt, wie wichtig es ist, die Anpassungstemperatur in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu bestimmen.

<i>Laserlicht</i>	<i>Wellenlänge</i>	<i>Anpassungstemperatur</i>	<i>Brechungsindex</i>
grün	$\lambda = 532 \text{ nm}$	$T = 27,4^\circ\text{C}$	$n = 1,4738$
rot	$\lambda = 632,8 \text{ nm}$	$T = 25,0^\circ\text{C}$	$n = 1,4700$

**Tabelle 4-1: Anpassungstemperaturen an Borosilicatglas 3.3 und zugehörige Brechzahl für das Medium Shell Flavex 913 für zwei Laserlichtfarben.**

Mit der Anpassungstemperatur liegt auch der Brechungsindex der Versuchsstrecke fest. Für Achsen der Traversiereinrichtung, die sich senkrecht auf die Messstrecke zu bewegen, kann daraus ein Korrekturfaktor berechnet werden [RS04, Neu02]. Auf diese Weise kann direkt mit dem gewünschten Verfahrensweg im Modellinneren gearbeitet werden. Über den Korrekturfaktor wird dann sichergestellt, dass der optische Messkopf in Luft einen entsprechend geringeren Weg zurücklegt. Parallel zur Messstrecke verführende Achsen müssen nicht korrigiert werden.

#### 4.5 Stoffdaten bei Anpassungstemperatur

Um die Versuche numerisch nachzuvollziehen, müssen die Dichte und Viskosität des Strömungsmediums bei der Anpassungstemperatur bekannt sein. Für die im Versuchsstand verwendete Charge von Flavex 913 wurden Stoffwerte im Labor bestimmt. Bei der Anpassungstemperatur gelten die Werte in untenstehender Tabelle.

<i>Laserlicht</i>	<i>Anpassungs-Temperatur</i>	<i>dynamische Viskosität</i>	<i>Dichte</i>
grün	$T = 27,4^\circ\text{C}$	$9,91228 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$	$851,3 \text{ kg/m}^3$

**Tabelle 4-2: Stoffdaten für das Medium Shell Flavex 913.**

#### 4.6 Ablauf einer Messung

Mit dem zur Verfügung stehenden 1-Kanal-System konnte zu einer Zeit stets nur eine Geschwindigkeitskomponente gemessen werden. Primär wurde durch das auf die x-Achse senkrecht stehende Fenster gemessen. Nach der Messung der v-Komponente musste die Messoptik zur Messung der w-Komponente lediglich um  $90^\circ$  gedreht werden. Zur Messung der u-Komponente ermöglichte ein Auslegerarm es, die Messoptik vor einem zweiten, auf das erste Fenster senkrecht stehenden Fenster zu positionieren ohne die Traversierung versetzen und neu ausrichten zu müssen.

#### 4.7 Vermessung der Zuströmbedingungen

Während der Mantelzylinder des Modells ein industriell gefertigtes Standardteil ist, sind die Stutzenanschlüsse Glasbläserarbeit. An die Maßhaltigkeit solcher Arbeiten können nicht die aus dem Maschinenbau gewohnten Ansprüche gestellt werden. Insbesondere das Krümmen und Anbringen der Stutzen führte dazu, dass in diesem Bereich unbekannte Maßabweichungen entstanden. Beide Stutzen wurden an eine Aushalsung angebracht, wo nach Zeichnung eine scharfe Kante vorgesehen war. Beim Austrittsstutzen scheint die Aushalsung rund zu sein. Beim Zuströmstutzen ist mit bloßem Auge erkennbar, dass sie eher elliptisch ist, wobei die eine Halbachse mehr als das 1,5-fache der anderen beträgt. Gerade der Zuströmstutzen liegt vor der gesamten Messstrecke und seine exakte Geometrie beeinflusst wesentlich das dahinter liegende zu untersuchende Strömungsgebiet. Eine numerische Modellierung nach Zeichnung hätte nur aufgrund von Geometrieabweichungen bereits zu erheblichen Abweichungen von Messungen und Berechnungen geführt, so dass Schlussfolgerungen aus einem Vergleich schwieriger oder sogar unmöglich geworden wären. Da eine genaue Bestimmung der Stutzengeometrie nur

schwer möglich war [RS04], wurden die Zuströmbedingungen gemessen. Es wurden Messserien mit eingeschobenem Bündel 1 [Bri04] und mit eingeschobenem Bündel 3 [Neu02] bei zwei verschiedenen Volumenströmen durchgeführt. Beim Vergleich beider Datensätze waren nur geringfügige Unterschiede feststellbar [Bri04]. Die ersten Rohrreihen der Bündel sind also weit genug vom Zuströmstutzen entfernt, dass die Strömungsverhältnisse im Stutzen von der exakten Bündelgeometrie nahezu unabhängig sind. Da zum Zeitpunkt der Messungen mit Bündel 3 Probleme mit der Traversierung bestanden, sind die Messungen mit Bündel 1 als zuverlässiger anzusehen. Sie wurden deshalb als Randbedingungen für alle Rohrbündelgeometrien verwendet. Im Folgenden werden exemplarisch Messergebnisse am Zuströmstutzen mit Bündel 1 gezeigt.

In Abbildung 4-4 ist die radial ins Glasmodell gerichtete Geschwindigkeitskomponente auf der Durchstoßfläche des Zuströmstutzens durch den Glaszylinder als 3D-Oberflächendiagramm und als 2D-Farbplot dargestellt. Dabei wurde die Krümmung in Umfangsrichtung zu Darstellungszwecken begradigt. Die Radialkomponente wurde aus der gemessenen  $u$  und  $v$  Komponente errechnet. Hohe (rote, violette) Geschwindigkeiten bedeuten hohe Zuströmung. Negative Geschwindigkeiten bedeuten Rückströmung. Zu Kontrollzwecken wurde durch numerische Integration aus der radialen Geschwindigkeitskomponente der Volumenstrom durch die vermessene Zuströmfläche ermittelt. Die Volumenstromabweichung zur während der Messungen abgelesenen Flowmeteranzeige beträgt lediglich 0,4%. (Ohne die in Abschnitt 4.1 erwähnte Durchgangszeitgewichtung wurde der Volumenstrom um ca. 10% überschätzt.) Es fallen das hohe Geschwindigkeitsmaximum im unteren Bereich des Stutzens und die Rückströmzone im oberen Zuströmbereich auf. Durch die Krümmung des Stutzens liegt keine gewöhnliche Rohrströmung vor. Das Fluid schießt nach dem Krümmer durch seine Trägheit schräg nach unten in den Glaszylinder hinein,

was an dem ausgehalsten Stutzenübergang zu einem Ansaugeneffekt mit Rückströmung führt, vor allem im oberen Bereich. Dies zeigt, wie ungleichförmig Zuströmverhältnisse sein können und macht deutlich, wie wichtig eine genaue Bestimmung der Zuströmbedingungen für die numerischen Simulationen war.

Die statistische Auswertung liefert nicht nur Mittelwerte der Geschwindigkeiten, sondern auch deren Schwankungsgrößen. Aus diesen wurde die turbulente kinetische Energie als Randbedingung für die Turbulenzmodelle in den Strömungssimulationen ermittelt. Mit Hilfe der Autokorrelation wurde zudem am Ort höchster Geschwindigkeit ein turbulentes Längemaß abgeschätzt [RS04], welches ebenfalls zur Bestimmung von Randbedingungen für die Turbulenzmodellierung benötigt wird.

#### 4.8 Vermessung ausgewählter Strömungsebenen

Die Geschwindigkeitsverteilungen auf ausgewählten Ebenen wurden für Volumenströme von 144 l/min und 95,5 l/min gemessen [Spä04, Koc05, Loh05]. Bis auf das unterschiedliche Geschwindigkeitsniveau sind die Ergebnisse sehr ähnlich, so dass hier auf eine Darstellung von Ergebnissen bei 95,5 l/min verzichtet wird. Die Rohrbündelmodelle sind nahezu symmetrisch zur  $x'$ - $z$ -Ebene, d.h. ihre Symmetrieebene teilt den Ölstrom durch das Modell in eine rechte und eine linke Hälfte auf. Wenn  $z$ -Ebenen vermessen wurden, wurde daher aus Sicht des einströmenden Mediums nur die rechte Hälfte der Ebene gemessen. Die Brennweite des verwendeten LDA-Systems betrug 160 mm. Im Öl konnte damit maximal  $160\text{mm} \cdot 1,47 \approx 235\text{mm}$  weit gemessen werden. Mit dem LDA-Messkopf wurde zudem ein kleiner Sicherheitsabstand zu den Glasscheiben des Versuchsstands eingehalten und die Datenraten wurden bei zu hoher Ein-

dringtiefe in das Modell extrem schwach. Da jeder Messpunkt durch zwei Fenster angefahren werden musste, wurden alle Messpunkte entfernt, an denen  $x$  oder  $y$  größer als 38 mm war. Daraus resultiert bei Horizontalschnitten das kuchenstückartige Aussehen der Ergebnisfläche. Eine weitere Beschränkung des Messbereichs ergibt sich durch die sechs Gewindestangen, die die Rohrbündel zusammenhalten und nicht durchsichtig ausgeführt werden konnten. Die Gewindestangen verschatteten vor allem bei Bündel 4 einen großen Teil der Messfläche. Der Versuchsstand, der Messbereich sowie dessen Verschattung in Bündel 4 sind in Abbildung 4-7 dargestellt. Es folgen einige Ergebnisse bei 144 l/min. Weitere Darstellungen sind beim Vergleich von numerischen Berechnungen mit den Messungen in Kapitel 6 zu finden.

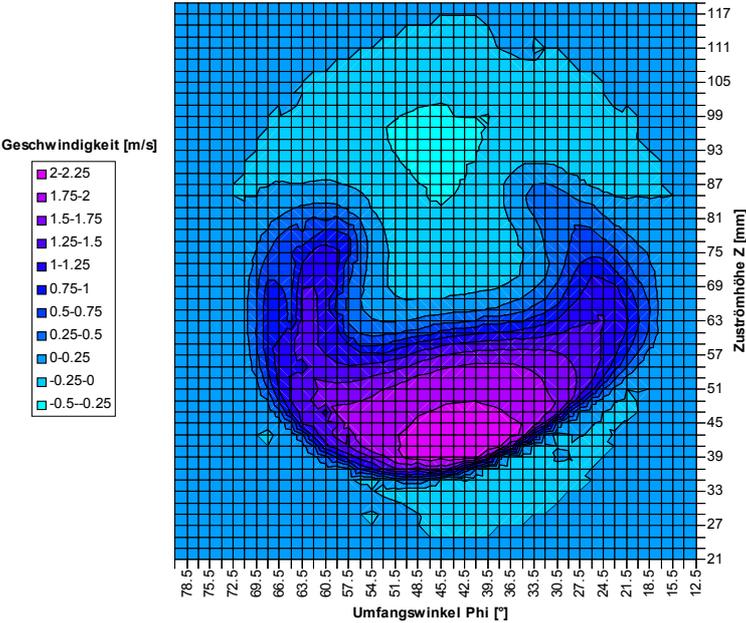
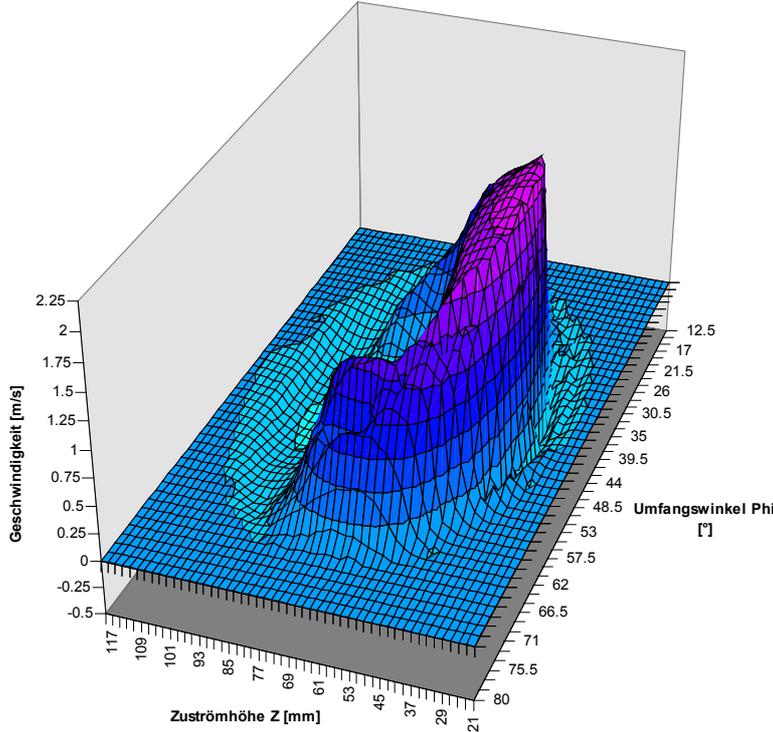


Abbildung 4-4: Volumenstrom 144 l/min; Geschwindigkeitsverteilung am Durchstoßpunkt des Zuströmstutzens durch den Glaszylinder. Dargestellt ist die radial ins Glasmodell gerichtete Geschwindigkeitskomponente auf einer Teilabwicklung der Zylindermantelfläche.

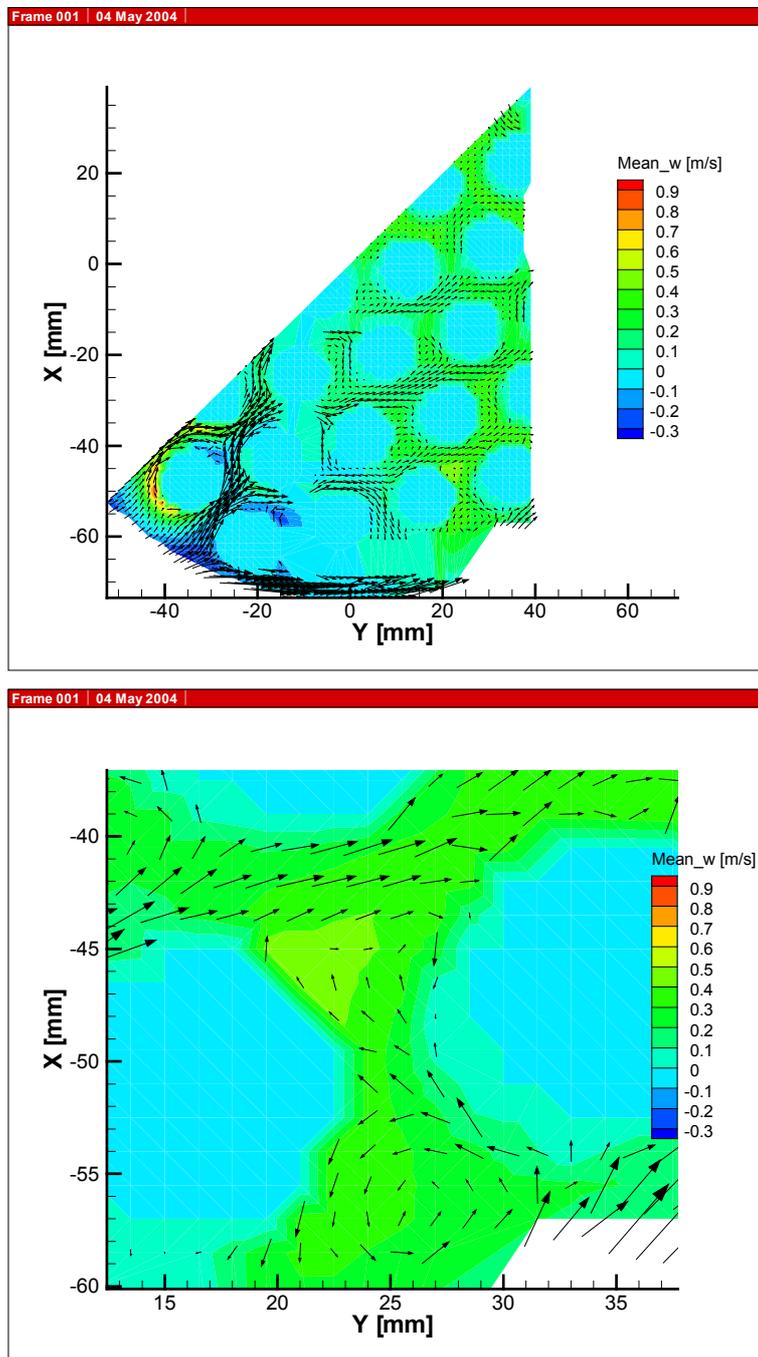


Abbildung 4-5: Bündel 1; Horizontalschnitt bei  $z=62$  mm knapp oberhalb des Zuströmstutzens;  $u$  und  $v$  als Vektoren,  $w$  als Farbe hinterlegt; Zuströmung von links unten; oben: gesamter vermessener Bereich; unten: Detail hinter dem mittleren der oben dargestellten Rohre der dritten Rohrreihe.

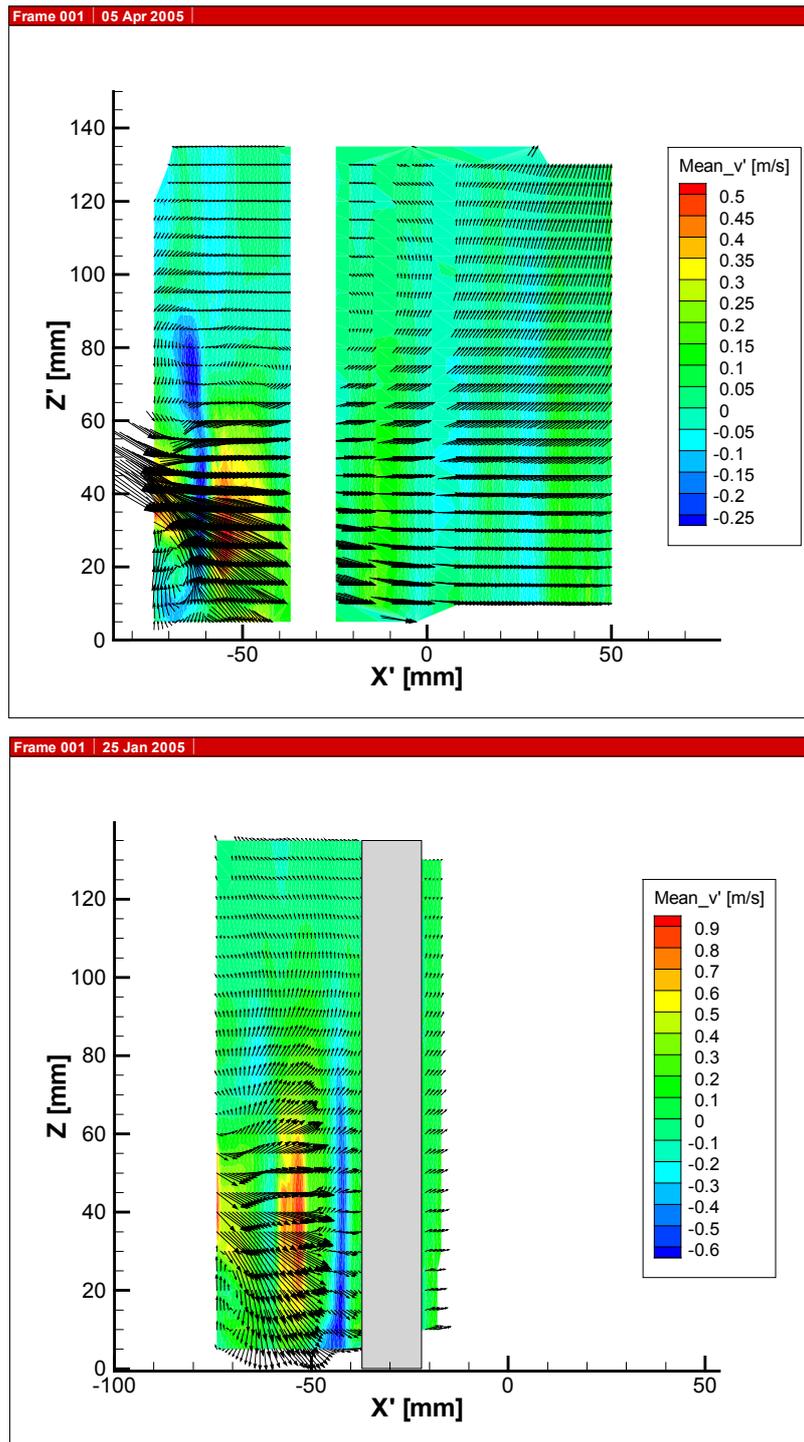


Abbildung 4-6: Vertikalschnitte mit einem Versatz zur Symmetrieebene von  $y' = 9,58$  mm im Zuströmbereich;  $u'$  und  $w$  als Vektoren dargestellt  $v'$  [m/s] farblich hinterlegt; oben: Bündel 3; unten: Bündel 4. Ausgesparte oder grau markierte Bereiche waren durch eine Gewindestange verschattet.

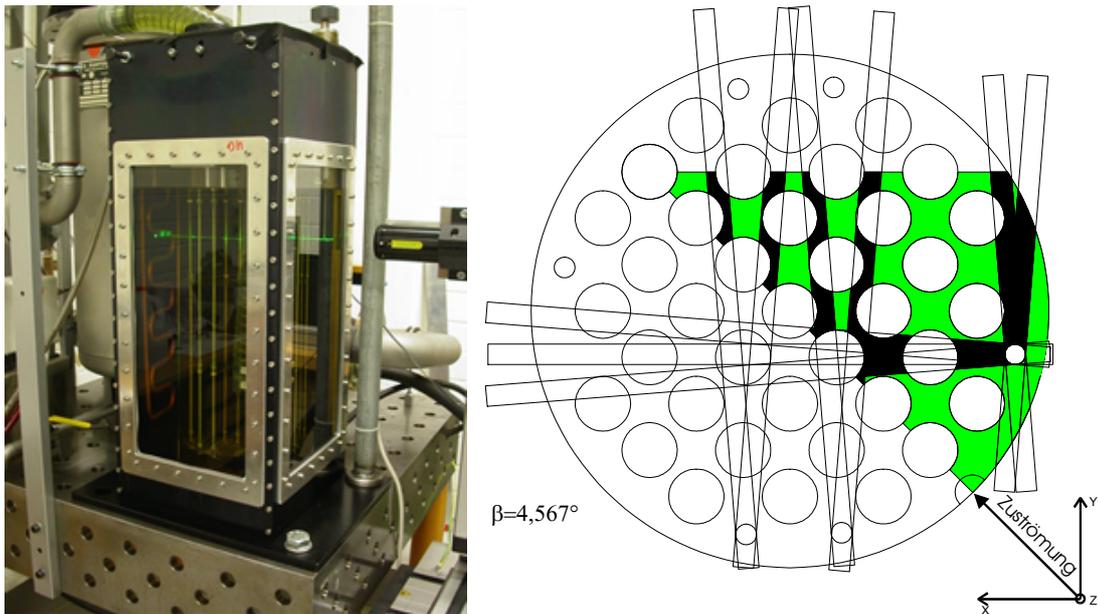


Abbildung 4-7: Messbereich und Schattenwurf bei den Messungen; links: Versuchsstandsanschnitt mit beiden Messfenstern; rechts: Messbereich und dessen Verschattung bei Messung durch beide Fenster am Beispiel von Rohrbündel 4.



Abbildung 4-8: Foto des gesamten Versuchsaufbaus; links: Strömungskreislauf mit Messstrecke; Mitte: 3-Achs-Traversiervorrichtung mit optischem Messkopf; rechts: Laser und Auswerteeinheiten.

## 5 Variantenuntersuchung am Einzelzylinder

### 5.1 Anforderungen an die Turbulenzmodellierung

Staupunkte, wandernde Ablöse- und Wiederanlegepunkte von einer gekrümmten Oberfläche sowie der Umschlag von laminarem zu turbulenterem Verhalten in den Wandgrenzschichten, den abgelösten Scherschichten oder im Strömungsnachlauf sind Strömungsdetails, die in Rohrbündeln und stellvertretend auch am Einzelzylinder vorkommen. Sie stellen hohe Anforderungen an die Turbulenzmodellierung. Aufgrund des großen Einflusses der Turbulenzsituation in den Wandgrenzschichten und den abgelösten Scherschichten auf die Lage von Ablösepunkten, sind Modelle auszuschließen, wenn sie bekannte Schwächen mit Auswirkungen genau auf diese Strömungsregionen besitzen. Daraus ergeben sich konkrete Ausschlusskriterien.

Logarithmische Wandfunktionen überbrücken große Teile der Wandgrenzschicht. Es ist fraglich, ob sich Strömungsablösung auf diese Weise überhaupt vorhersagen lässt. Auf jeden Fall ist es schwer den Wandabstand der wandnächsten Punkte zum einen so zu groß zu wählen, dass das logarithmische Wandgesetz gültig ist und zum anderen dennoch im gesamten Berechnungsgebiet ausreichend nah an der Wand zu bleiben [CW00], so dass z.B. der für Ablösung notwendige Wendepunkt in der Grenzschichtströmung noch aufgelöst werden kann. In eigenen Versuchen wurde mit logarithmischen Wandfunktionen trotz instationärer Rechnung keine periodisch oszillierende Strömung erhalten, sondern ein absolut symmetrisches Strömungsprofil [RS04, RS02]. Verschärfend kommt hinzu, dass Wandfunktionen einen vollturbulenten Strömungszustand in

der Wandgrenzschicht voraussetzen, wohingegen die Zylinderumströmung auch bei sehr hohen Reynolds-Zahlen in der Wandgrenzschicht noch laminare Anteile aufweist [Zdr97]. Turbulenzmodelle, die auf eine logarithmische Wandfunktion angewiesen sind, sind für die Kreiszyylinderumströmung im relevanten Reynolds-Zahlen-Bereich ungeeignet. Es werden im Folgenden ausschließlich Modelle untersucht, die bis zur Wand hin durchintegriert werden können.

Von vielen Standardmodellen ist mittlerweile bekannt, dass sie an Staupunkten zu einer Überproduktion turbulenter kinetischer Energie neigen (z.B. das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell [CW00]). Bereits vom Staupunkt weg wird damit ein erheblicher Fehler bei der Vorhersage des Grenzschichtzustands gemacht. Ohne Modifikationen sind solche Modelle nicht für die Kreiszyylinderumströmung geeignet. Von dieser Modellklasse wird in dieser Arbeit lediglich das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit Wanddämpfungsfunktionen nach Launder und Sharma untersucht, da es als industrielles Standardmodell anzusehen ist.

Turbulenzmodelle, die auf der  $\omega$ -Gleichung basieren, reagieren unphysikalisch empfindlich auf das Niveau von  $\omega$  in der freien Außenströmung [z.B. Wil98]. Auch dadurch wird die Turbulenzsituation in der Grenzschicht verfälscht, was starke Auswirkungen auf die berechneten Strömungskräfte hat [RS02]. Während der Turbulenzgrad und somit die turbulente kinetische Energie einer Zuströmung meist noch bekannt sind, ist  $\omega$  experimentell nur schwer zu bestimmen und in der Praxis meist unbekannt. Dies führte beim Einzelzylinder und anderen umströmten Einzelkörpern dazu, dass die Einströmrandbedingung für  $\omega$  als numerischer Parameter angesehen wurde, mit dem letztendlich der Ablösepunkt eingestellt wurde. Diese Vorgehensweise ist bei Einzelkörpern bereits fragwürdig, in Rohrbindeln ist sie keinesfalls praktikabel, da durch die Wahl von  $\omega$  am Einströmrand unmöglich der Ablösepunkt in jeder Rohrreihe korrekt eingestellt

werden kann. Modelle wie das klassische  $k$ - $\omega$ -Modell, die diesen Nachteil nicht durch Modifikationen beseitigen, werden in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

Um den Strömungsumschlag von laminarem zu turbulentem Verhalten vorherzusagen, werden häufig Standardmodelle eingesetzt, die eigentlich für vollturbulente Strömungen entwickelt wurden. Durch geeignete Wahl von Dämpfungsfunktionen konnte dabei in einzelnen Testfällen akzeptables Umschlagverhalten erhalten werden. Ob diese Modelle auch für umströmte Zylinder geeignet sind, ist unklar. Zwei solcher Modelle werden in dieser Arbeit untersucht. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, ein vollturbulentes Modell mit einem eigenen Umschlagmodell zu koppeln, das das Turbulenzmodell lokal ganz oder teilweise ausschaltet. Dabei konnten sich in anderen Bereichen, vor allem bei den Turbomaschinen, bisher nur Ansätze durchsetzen, die die Umschaltung anhand empirischer Korrelationen vornehmen. Am Einzelzylinder wurden diese Modelle bisher nicht angewendet und bilden deshalb einen Schwerpunkt dieser Arbeit.

## 5.2 Auswahl numerischer Parameter

### 5.2.1 Turbulenzgrad

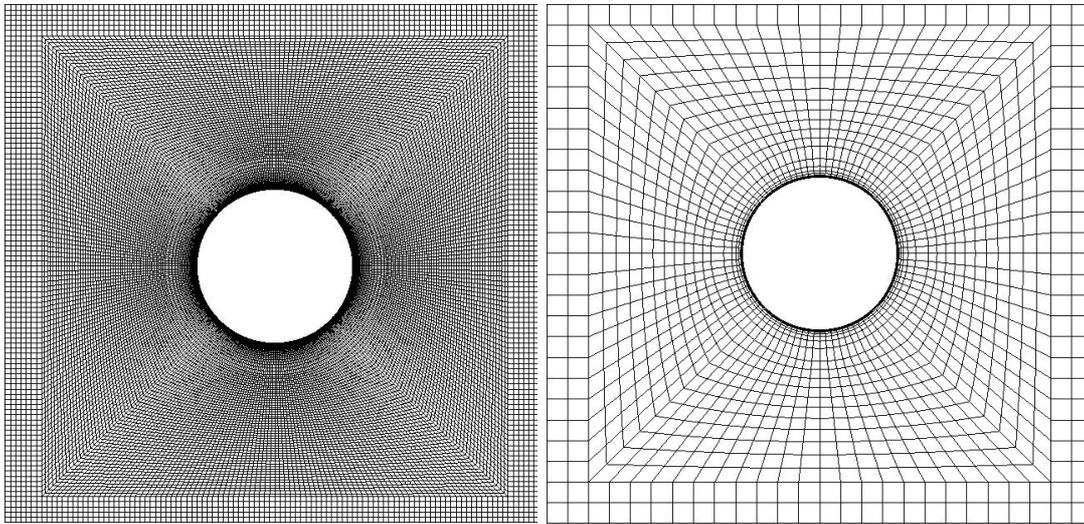
Viele Turbulenzmodelle benötigen einen gewissen Turbulenzgrad in der freien Außenströmung, um in der Grenzschicht turbulent werden zu können [SP91]. Das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit Wanddämpfungsfunktionen nach Launder und Sharma war mit der Vorgabe einer turbulenzfreien Zuströmung nicht in der Lage die Widerstandskrise vorherzusagen. Im Vergleich zu einer Simulation ohne Turbulenzmodell ergaben sich nahezu identische Strömungskräfte [RS03]. Im Hinblick auf die Rohrbündeldurchströmung, bei der stets ein gewisses Turbulenzniveau vorhanden ist, stellt dies keinen

prinzipiellen Nachteil dar. Bei der Wahl eines Testfalls ist allerdings darauf zu achten, dass auch dort ein gewisses Turbulenzniveau vorhanden ist. Bei allen folgenden Parameterstudien am Einzelzylinder wurde deshalb am Einströmrand ein Turbulenzgrad vorgegeben, der ausreichend hoch ist, um allen Modellen zu ermöglichen in der Grenzschicht turbulent zu werden. Gleichzeitig wurde ein möglichst geringer Turbulenzgrad gewählt, da die meisten Versuchsergebnisse am Einzelzylinder bei nahezu turbulenzfreier Zuströmung bestimmt wurden. Schließlich fiel die Wahl genau auf 1,25 %, weil exakt zu diesem Turbulenzgrad, zumindest im Bereich der Widerstandskrise, Versuchsdaten vorhanden sind [WA93].

### 5.2.2 Strömungskanal

Vorstudien [RS04] ergaben, dass der numerische Strömungskanal mindestens 30 Zylinderdurchmesser breit sein muss, um den Einfluss von Versperrungseffekten unmerklich klein werden zu lassen. Einen sogar noch größeren Einfluss hatte der Abstand des Zylinders zum Einströmrand. Ist dieser Abstand zu gering, kann sich der vor dem Hindernis auftretende Geschwindigkeitsdefekt nicht vollständig ausbilden. Der Zylinder wird effektiv mit einer zu hohen Geschwindigkeit umströmt und die Kraftbeiwerte werden überschätzt. Zwischen dem Einströmrand und dem Zylinder ist ein Mindestabstand von 15 Durchmessern einzuhalten, zumindest, wenn am Einströmrand wie üblich ein konstantes Geschwindigkeitsprofil vorgegeben wird. Hinter dem Zylinder wird meist ein großes Berechnungsgebiet gewählt, damit sich eine Wirbelstraße ausbilden kann. In dieser Arbeit wurden für diesen Abstand ebenfalls 15 Durchmesser gewählt und erwiesen sich als ausreichend. Bei allen nachstehend gezeigten Ergebnissen wurde also ein 30 x 30 Durchmesser großes Berechnungsgebiet gewählt, in dessen Mitte der Zylinder platziert wurde.

### 5.2.3 Berechnungsgitter



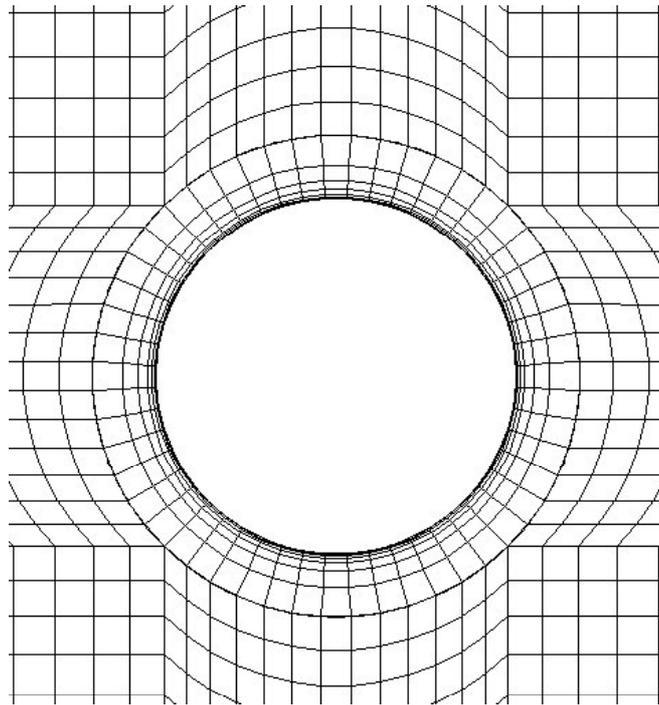
**Abbildung 5-1: Gegenüberstellung des groben und feinen Gitters der Gitterstudie (Ausschnitt um den Zylinder).**

Die Qualitätsansprüche an Strömungsrechnungen werden immer höher. Eine zentrale Forderung ist die nach Gitterunabhängigkeit der Ergebnisse [CW00]. Selbst durch massive Gitterverfeinerung war dieses Ziel nicht vollständig zu erreichen [Haz04]. Abbildung 5-1 zeigt Gitterausschnitte der Studie. Die 2D-Studie wurde mit 500 000 Zellen abgebrochen. Sie wurde absichtlich bei einer Reynolds-Zahl durchgeführt, bei der das verwendete Turbulenzmodell in die Widerstandskrise tritt und folglich die Resultate empfindlich auf kleine Änderungen reagieren. Von ähnlichen Erfahrungen mit Strömungen im Umschlagbereich berichten auch andere Autoren [z.B. TSS<sup>+</sup>99]. Werden reine LES-Modelle eingesetzt, besteht eine noch größere Gitterabhängigkeit [Bre00].

Forderungen nach absoluter Gitterunabhängigkeit, wie sie in [CW00] aufgestellt werden, können für instationäre Berechnungen an so komplexen Geometrien wie Rohrbündeln im Rahmen der vorhandenen Möglichkeiten also nicht erfüllt werden. In den folgenden Diagrammen steckt hinter je-

dem Datenpunkt eine eigene Simulation mit 2500 Zeitschritten. Um so viele Parametervariationen durchführen zu können, wurde auf ein früher erarbeitetes Gitter zurückgegriffen [RS02]. Ausgehend von einem relativ fein aufgelösten zweidimensionalen Gitter war schrittweise vergrößert worden, bis eine schleichende Veränderung in eine drastische Veränderung der Ergebnisse umgeschlagen war. Das Resultat (Gitter 1, 8116 Zellen bei  $Re = 5000$ , 14704 Zellen bei  $Re = 10^6$ ) ist ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und erzielbarer Qualität und ist gleichzeitig repräsentativ für die Auflösung, die in komplexen dreidimensionalen Wärmeübertragermodellen zur Zeit mit vertretbarem Aufwand möglich ist. Das Gitter unterteilt den Zylinderumfang bei einer Reynolds-Zahl von 5000 mit 52 Zellen (siehe Abbildung 5-2). Der Wandabstand wurde so gewählt, dass an jeder Stelle ein dimensionsloser Wandabstand von  $y^+ < 1$  zumindest knapp unterschritten wird. Von der Wand weg wächst der radiale Gitterabstand mit einem relativ großen Expansionsfaktor von 1,85. Für jeden Diagrammpunkt waren so immer noch mehrstündige Simulationsläufe erforderlich, z.B. 6,5 Stunden bei  $Re = 5000$  auf einem 2,8 GHz P4 Prozessor.

Für höhere Reynolds-Zahlen wurden die Gitterabstände in jeder Richtung entsprechend  $Re^{-3/4}$  verkleinert. Eine Skalierung entsprechend der Entwicklung der Grenzschichtdicke ( $\sim Re^{-1/2}$ ) erwies sich nicht als ausreichend [RS04]. Bei einigen Modellvarianten wurde die Zellenanzahl in beiden Richtungen verdoppelt (Gitter 2) bzw. vervierfacht (Gitter 4), was zu 2D-Gittern mit bis zu 235264 Zellen und auf einem 2,2 GHz Opteron Prozessor zu Rechenzeiten von knapp drei Tagen je Diagrammpunkt führte.



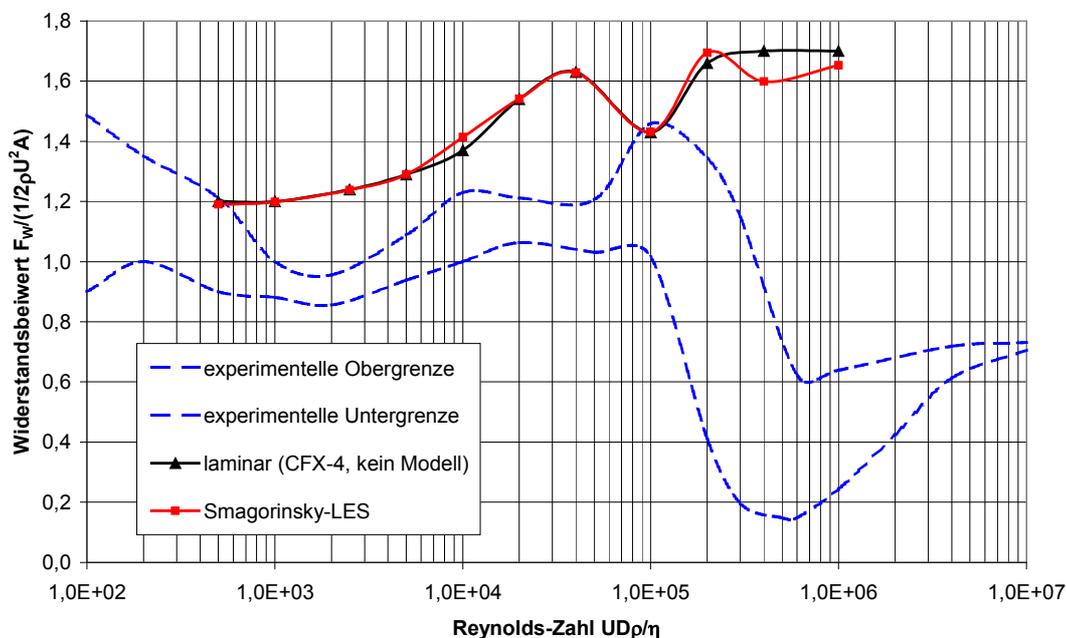
**Abbildung 5-2: Größt mögliches Gitter (Gitter 1) bei  $Re = 5000$ , vergrößerter Ausschnitt.**

#### 5.2.4 Zeitschrittweite

Mit einem vollturbulenten Modell erwiesen sich bei relativ grobem Gitter 50 Zeitschritte je Ablösezyklus als ausreichend, wenn eine Zeitdiskretisierung zweiter Ordnung gewählt wurde [RS02], während mit einem Verfahren erster Ordnung bei 50 Zeitschritten je Ablösezyklus noch keine Unabhängigkeit von der Zeitschrittweite erreichbar war. Alle im Folgenden vorgestellten Studien verwenden deshalb ein quadratisches Zeitschrittverfahren. In den meisten Fällen wurde eine Auflösung von ca. 50 Zeitschritten je Ablösezyklus verwendet. Beim Einsatz von Transitionsmodellen auf verfeinerten Gittern ergaben sich noch Veränderungen, wenn die Zeitschrittweite verkleinert wurde. Für Transitionsmodelle wurde daher eine Auflösung von ca. 100 Zeitschritten je Ablösezyklus gewählt.

### 5.3 2D-Ergebnisse

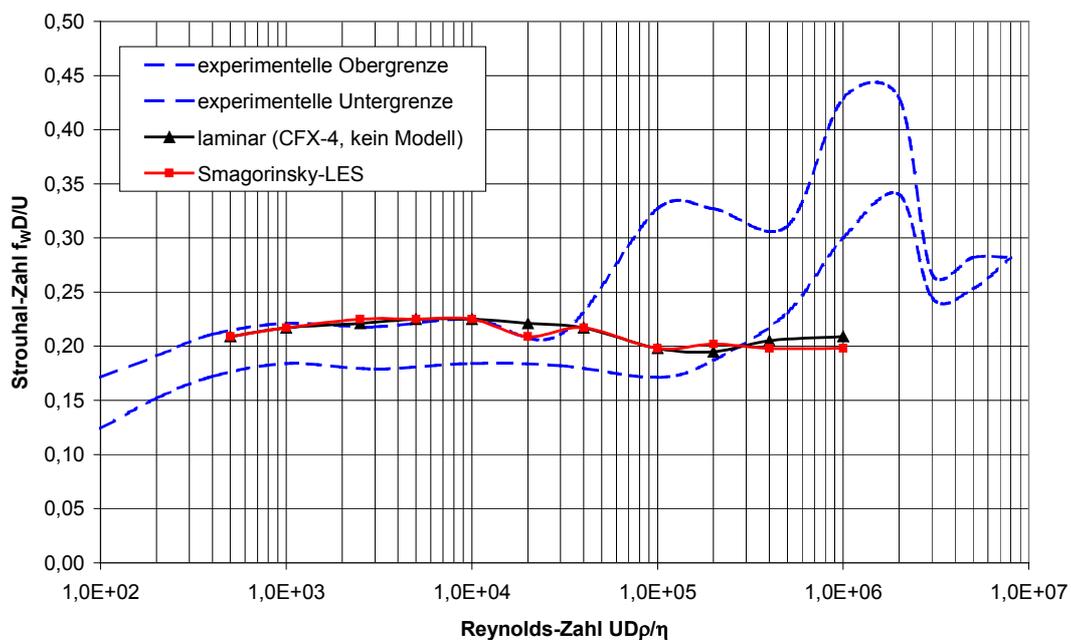
#### 5.3.1 Simulationen ohne Turbulenzmodell und LES auf groben Gittern



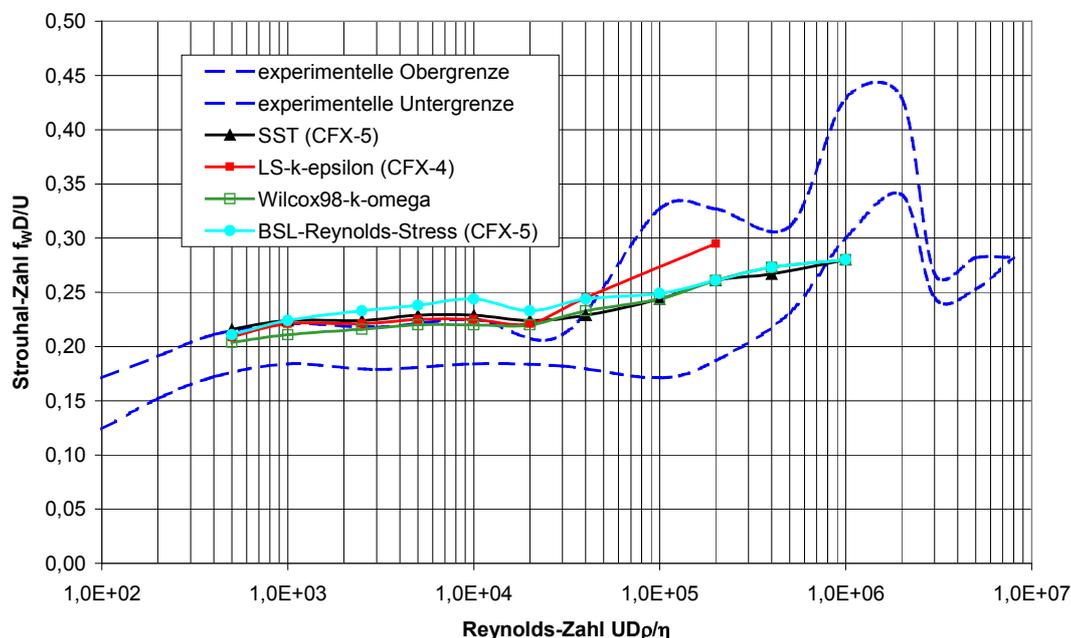
**Abbildung 5-3: Widerstandsbeiwerte des Kreiszyllinders. 2D-Berechnungen auf groben Gittern. Schwarze Dreiecke: Berechnungen ohne Turbulenzmodell; rote Quadrate: Smagorinsky-LES-Modell.**

Abbildung 5-3 zeigt simulierte Widerstandsbeiwerte ohne Turbulenzmodell und mit dem Smagorinsky-Grobstrukturmodell im Vergleich zu experimentellen Daten. Verwendet wurde das Programmpaket CFX-4.4 [CFX4]. Das LES-Modell wurde in Form von FORTRAN-Unterroutinen vom Programmhersteller erhalten. Die Ergebnisse demonstrieren die Notwendigkeit Turbulenzmodelle mit hohem Modellierungsgrad anzuwenden, wenn man gezwungen ist mit groben Gittern zu arbeiten. Während die zu hohen Widerstandsbeiwerte im unteren Reynolds-Zahlen-Bereich noch mit der 2D-Modellierung erklärbar sind, versagen Berechnungen sowohl ohne Turbulenzmodell als auch mit dem Smagorinsky-LES-Modell bei der Vorhersage der Widerstandskrise. Statt bei Reynolds-Zahlen von ca.  $2 \cdot 10^5$  einzubre-

chen, bleiben die berechneten Widerstandsbeiwerte hoch und sind im Extremfall mehr als das 2,5-fache zu groß. Gleiches gilt für die fluktuierenden Auftriebsbeiwerte (nicht dargestellt), wohingegen die Fluktuationsfrequenz der Auftriebskraft, in Abbildung 5-4 dimensionslos aufgetragen als Strouhal-Zahl, im Bereich der Widerstandskrise zu niedrig bestimmt wird. Gerade in Rohrbündeln, wo hohe Turbulenzgrade die Widerstandskrise zu niedrigeren Reynolds-Zahlen verschieben, besteht die Gefahr, dass in der Simulation ein ausreichender Abstand der Wirbelfrequenzen zu den Struktureigenfrequenzen vorhergesagt wird, während im realen Apparat der Resonanzfall bereits erreicht ist.



**Abbildung 5-4: Strouhal-Zahlen des Kreiszyllinders: 2D-Berechnungen ohne Turbulenzmodell (schwarze Dreiecke) und mit dem Smagorinsky-LES-Modell (rote Quadrate) auf groben Gittern.**

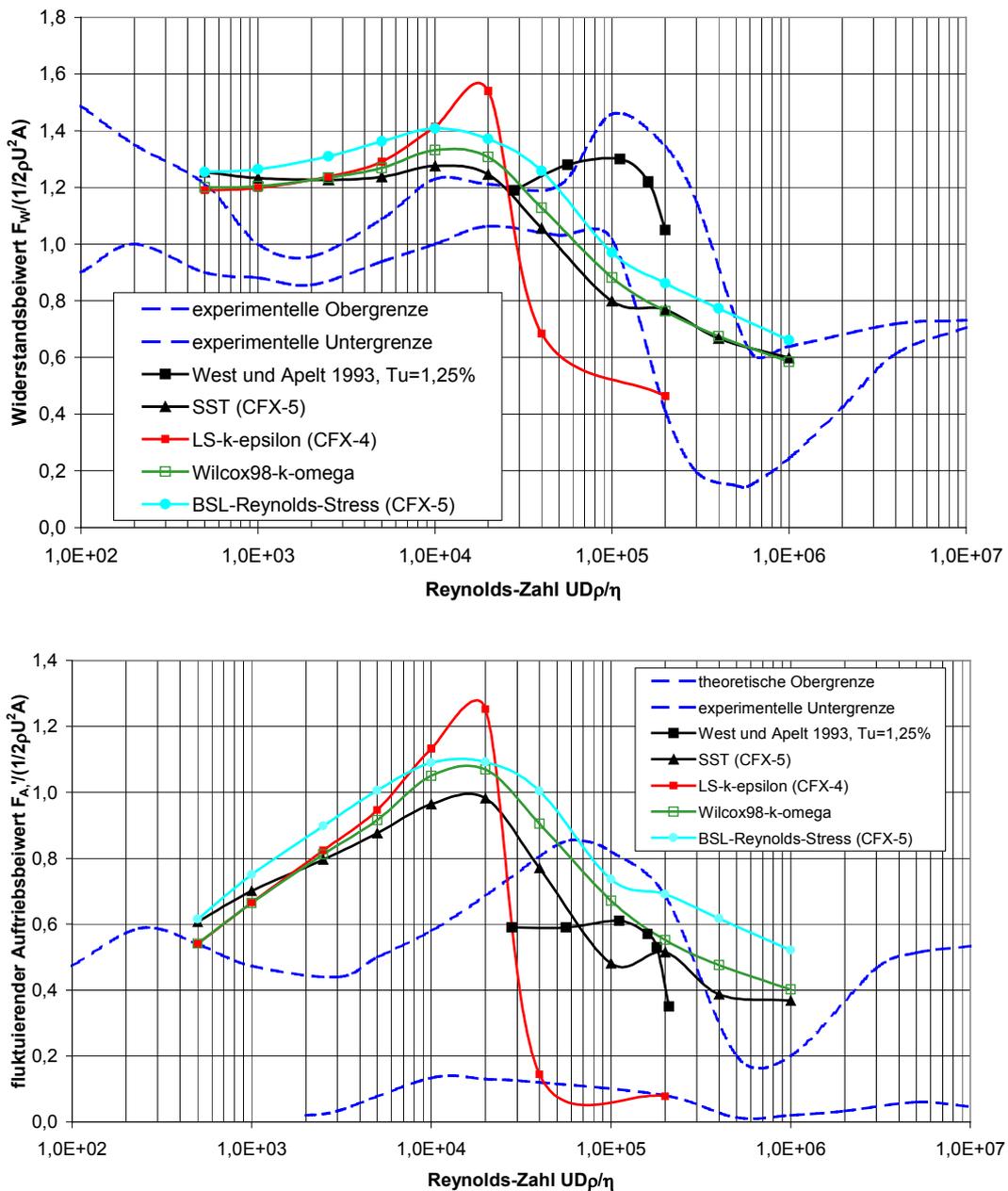
5.3.2 Standard-URANS-Modelle

**Abbildung 5-5: Strouhal-Zahlen bei verschiedenen Reynolds-Zahlen mit Standard-Turbulenzmodellen (2D-Simulationen, grobe Gitter).**

In Abbildung 5-5 werden Ergebnisse verschiedener Standardmodelle mit experimentellen Daten verglichen. Das am häufigsten eingesetzte Turbulenzmodell ist immer noch das  $k-\epsilon$ -Modell von Launder und Spalding. Hier wurde die in CFX-4.4 [CFX4] verfügbare Variante mit Wanddämpfungsfunktionen nach Launder und Sharma untersucht. Die zweitgrößte Modellgruppe neben den  $k-\epsilon$ -Modellen bilden die  $k-\omega$ -Modelle. Hier wurde nicht das ursprüngliche und verbreitete  $k-\omega$ -Modell von Wilcox untersucht, sondern seine 1998 vorgeschlagene Modifikation, in der die bekannte Empfindlichkeit des Modells gegenüber der Wahl von  $\omega$  in der freien Außenströmung durch Dämpfungsfunktionen abgestellt wurde. Das Modell wurde dazu selbst in CFX-4.4 implementiert. Die Modellgleichungen sind ausführlich dokumentiert [Wil98] und wurden unverändert umgesetzt. Das SST-Modell basiert ebenfalls auf einer  $k-\omega$ -Formulierung und erfreut sich

wachsender Beliebtheit. Auch das SST-Modell wurde im Laufe dieser Arbeit in CFX-4.4 implementiert. Die dargestellten Ergebnisse wurden allerdings mit dem Programmpaket ANSYS CFX [CFX5] berechnet. Neben den eben genannten Wirbelviskositätsmodellen wurde auch ein Reynoldsspannungsmodell untersucht. Das in ANSYS CFX verfügbare BSL-Reynoldsstressmodell ist bisher nur wenig verbreitet. Da es aber nicht, wie die meisten Reynoldsspannungsmodelle, eine  $\varepsilon$ -Gleichung zur Bestimmung der turbulenten Dissipationsrate verwendet, sondern eine  $\omega$ -Gleichung, kann es ohne Modifikationen bis zur Wand hin durchintegriert werden.

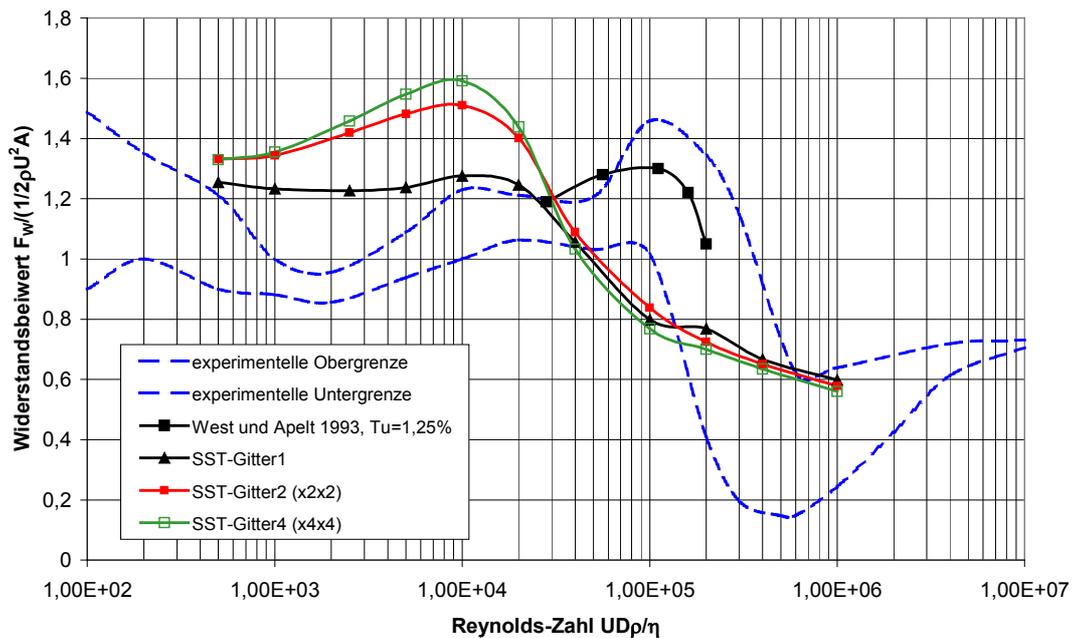
Alle Modelle bringen Verbesserungen bei der Strouhal-Zahl. Dass die Ergebnisse ausschließlich im oberen Bereich der Erwartungen liegen oder sogar leicht darüber, kann an der 2D-Modellierung liegen und ist für die Absicherung gegen Resonanzschwingungen konservativ. Abbildung 5-6 zeigt die zugehörigen Kraftbeiwerte. Das Hauptproblem aller untersuchten Modelle, allen voran das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell, ist das Auftreten der Widerstandskrise bei viel zu geringen Reynolds-Zahlen, was zur Folge hat, dass Widerstandskräfte teilweise bis zu 50% zu gering berechnet werden. Die Auswirkungen auf die fluktuierende Auftriebskraft sind ähnlich. Dabei gilt für den Auftriebsbeiwert noch viel mehr als für den Widerstandsbeiwert: in 2D-Rechnungen fehlende 3D-Effekte können zu hohe Kraftbeiwerte erklären, zu niedrige nicht. Das Wilcox98  $k$ - $\omega$ -Modell und das SST-Modell verhalten sich ähnlich. Das Reynoldsspannungsmodell bringt zwar geringfügige Verbesserungen, neigt aber grundsätzlich genauso dazu, die Widerstandskrise bei viel zu geringen Reynolds-Zahlen vorherzusagen und macht wenig Hoffnung, das Problem alleine durch eine bessere Berücksichtigung der Anisotropie von Turbulenz lösen zu können.



**Abbildung 5-6: Kraftbeiwerte bei verschiedenen Reynolds-Zahlen mit Standard-Turbulenzmodellen (2D-Simulationen, grobe Gitter); oben: Widerstandsbeiwert; unten: Effektivwert oder rms (root mean square) des fluktuierenden Auftriebsbeiwertes.**

Um die geringe Gitterfeinheit als Ursache für die schlechten Resultate auszuschließen, wurden die Berechnungen mit dem SST-Modell auch auf

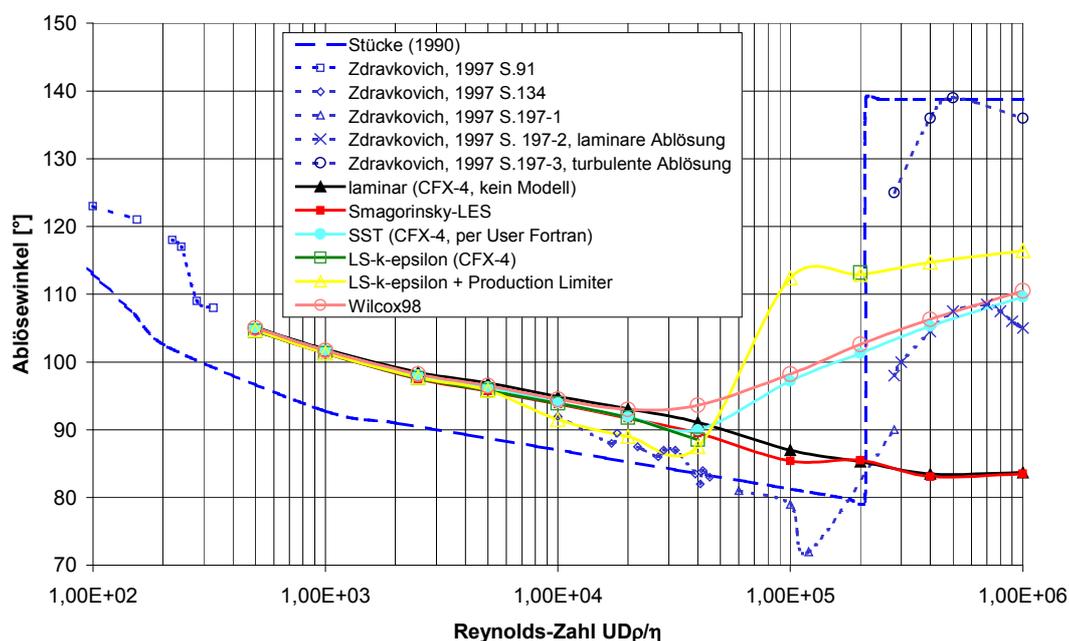
den verfeinerten Gittern durchgeführt. Der Ergebnisvergleich in Abbildung 5-7 zeigt noch eine deutliche Gitterabhängigkeit des groben Gitters. Die Reynolds-Zahl am Anfang der Widerstandskrise bleibt bei allen drei Gittern jedoch gleich und ist weiterhin zu gering.



**Abbildung 5-7: 2D-Gitterstudie am Beispiel des Widerstandsbeiwerts mit dem SST-Modell von ANSYS CFX. Gitter 2 und Gitter 4 gehen aus Gitter 1 durch Verdoppelung bzw. Vervielfachung der Zellenzahl in jeder Raumrichtung hervor.**

Wie in Kapitel 2 bereits beschrieben, verlagern sich in der Widerstandskrise die Ablösepunkte der Strömung zur Zylinderrückseite. Die Lage wird häufig in Form eines Winkels aufgetragen. In dieser Arbeit ist der Ablösewinkel am vorderen Staupunkt zu Null und an der gegenüberliegenden strömungsabgewandten Seite zu  $180^\circ$  definiert. Abbildung 5-8 zeigt die Abhängigkeit des Ablösewinkels der verschiedenen Berechnungsmodelle von der Reynolds-Zahl im Vergleich zu Anpassungskurven von Stücke [Stü90] und aus dem Buch von Zdravkovich [Zdr97] extrahierten Ver-

suchsergebnissen. Deutlich ist zu erkennen, dass sowohl die laminare Modellierung als auch das LES-Modell auf groben Gittern nicht in der Lage ist, das Wandern des Ablösepunktes zur Zylinderrückseite wiederzugeben. Bei der laminaren Rechnung wird die Grenzschicht nicht turbulent und löst deshalb früh ab. Ähnliche Probleme hat offenbar das LES-Modell.



**Abbildung 5-8: Ablösewinkel mit verschiedenen Modellen (Linien) im Vergleich zu experimentellen Daten (gestrichelt). Das Diagramm enthält ausschließlich in CFX-4.4 verfügbare oder selbst implementierte Modelle, da nur dort eigene Routinen zur Bestimmung des zeitlichen Mittels des Ablösewinkels [Pag03] verfügbar waren.**

Bei allen RANS-Modellen in Abbildung 5-8 beginnt der Ablösewinkel bereits bei zu geringen Reynolds-Zahlen nach hinten zu wandern. Die Grenzschicht kann länger am Zylinder anliegen, weil die Modelle zu früh turbulent werden. Wilcox [Wil98] analysiert in seinem Buch die Eigenschaften seines  $k-\omega$ -Modells. Durch Umstellen der Modellgleichungen

zeigt er, dass in diesen der Übergang von Nullturbulenz zu vollturbulenten Bedingungen, also Transitionsverhalten, angelegt ist, allerdings bei viel zu geringen Reynolds-Zahlen. Diese theoretischen Betrachtungen werden in Abbildung 5-8 durch Ergebnisse des SST- und des Wilcox98-Modells - beides  $k-\omega$ -Modelle - bestätigt. Schmidt und Patankar [SP91] berichten von zu frühem Umschlagen verschiedener Varianten des  $k-\varepsilon$ -Modells in der Plattengrenzschicht. Saghafian et al. [SSS<sup>+</sup>03] stellten bei 2D-Untersuchungen der Zylinderumströmung im Reynolds-Zahlen-Bereich von 1000 bis 10 Mio. ebenfalls fest, dass beim Launder-Sharma  $k-\varepsilon$ -Modell die Wandgrenzschicht nicht laminar bleibt und ein zu früher Sprung des Ablösewinkels zur Zylinderrückseite stattfindet. Beim CFX-4.4  $k-\varepsilon$ -Modell führten zudem Stabilitätsprobleme dazu, dass bei höheren Reynolds-Zahlen teilweise keine Simulationsergebnisse erhalten werden konnten.

### 5.3.3 Modifikationen von Standardmodellen

Die Überproduktion von Turbulenz an Staupunkten führt zu früher Grenzschichttransition [z.B. Sko03] und kann damit zu einem verfrühten Eintritt in die Widerstandskrise führen. Wie bereits erwähnt begegnen dem viele Modelle mit Korrekturen. Beim SST-Modell beschränkt der sogenannte Production Limiter den Produktionsterm turbulenter kinetischer Energie

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

in der  $k$ -Gleichung auf  $c_l \cdot \varepsilon$ . Wird die Konstante  $c_l$  unter ihren

Standardwert von 10 verringert, wirkt der Production Limiter früher und es kann auf diese Weise versucht werden, einen zu frühen Umschlag der Grenzschicht von laminarem zu turbulentem Verhalten zu verhindern. Zusätzlich zum Standardwert 10 wurden die Werte 5 und 3 getestet. Die Resultate unterscheiden sich kaum [RS04].

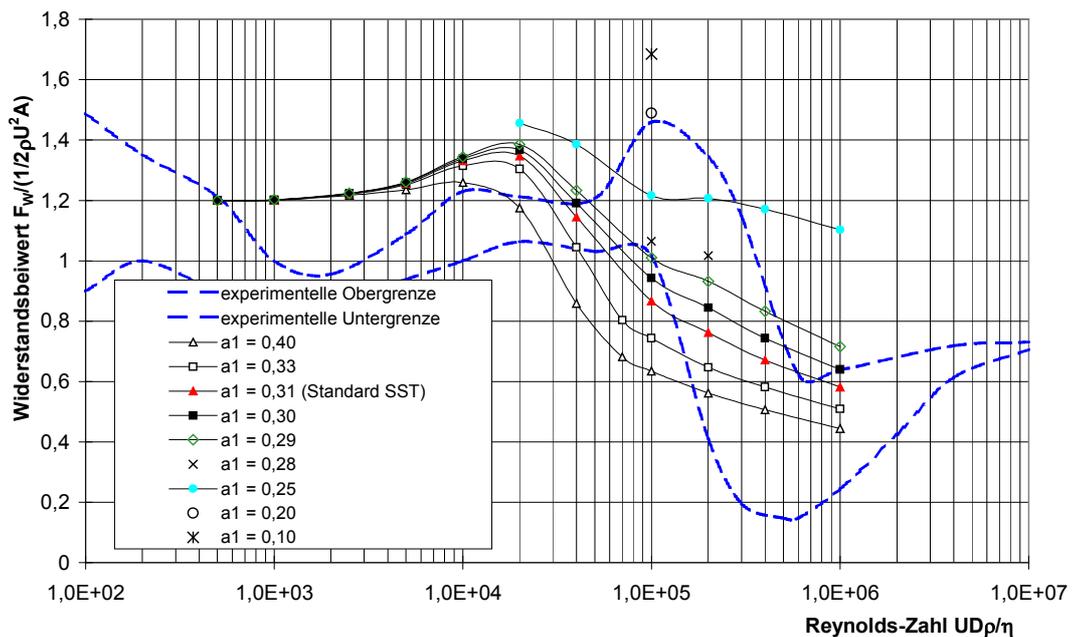
Das in CFX-4.4 verfügbare low-Reynolds-number  $k$ - $\varepsilon$ -Modell unterbindet nicht das Staupunktproblem. Es wurde deshalb um den Production Limiter des SST-Modells erweitert. Alternativ wurde es mit der  $C_\mu$ -Modifikation von Moore und Moore [MM99] versehen. Beide Modifikationen beseitigen die Stabilitätsprobleme des Modells. Durch den Production Limiter nähert sich das Verhalten des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells dem des SST-Modells an, aber das Modell tritt weiterhin zu früh in die Widerstandskrise. Abbildung 5-8 zeigt, dass der Ablöswinkel beim  $k$ - $\varepsilon$ -Modell auch mit Production Limiter bei zu geringen Reynolds-Zahlen zur Zylinderrückseite wandert. Die hier nicht dargestellte  $C_\mu$ -Modifikation andererseits unterdrückt die Turbulenz des Modells zu stark. Die Widerstandskrise tritt bei einer Reynolds-Zahl von  $10^6$  noch nicht auf und die Ergebnisse unterscheiden sich kaum von denen laminarer Rechnungen [RS04]. Von ähnlichen Erfahrungen mit der  $C_\mu$ -Modifikation bei Turbomaschinensimulationen berichtet Breitbach [Bre02].

In der Veröffentlichung seines SST-Modells [Men94] zeigt Menter auf, dass gewöhnliche Zweigleichungsmodelle bei gegengerichtetem Druckgradienten, der auch bei der Kreiszyklinderumströmung auftritt, eine zu große Scherspannung berechnen. Er übernimmt daher einen Ansatz aus dem Johnson-King-Modell [JK85]. Der Ansatz beruht auf der Annahme von Bradshaw, dass die Scherspannungen in einer Grenzschicht proportional zur turbulenten kinetischen Energie  $k$  sind. Durch eine Modifikation der Wirbelviskosität in Wandnähe erreicht Menter letztendlich, dass die Scherspannung  $\tau$  dort auf

$$\tau = \rho a_1 k \quad (5-1)$$

beschränkt bleibt. Der Standardwert für den Proportionalitätsfaktor  $a_1$  ist 0,31. Durch Variation von  $a_1$  kann versucht werden zu verhindern, dass zu

viel Turbulenz aus der freien Außenströmung in die Grenzschicht transportiert wird. Abbildung 5-9 zeigt, dass auf diese Weise zwar bei höheren Reynolds-Zahlen Veränderungen erreichbar sind, der Beginn der Widerstandskrise aber nicht zu höheren Reynolds-Zahlen verlagert werden konnte.



**Abbildung 5-9: Variation der Modellkonstante  $a_1$  des SST-Modells<sup>4</sup>.**

Genauso wie der Einsatz eines Reynoldsspannungsmodells brachten also auch Veränderungen an der Scherspannungsbeschränkung des SST-Modells, die das Verhalten des SST-Modells dem von Reynoldsspannungsmodellen annähern sollen, keine Lösung des Grundproblems. Andere populäre Ansätze, wie z.B. das  $k - \varepsilon - v^2 - f$ -Modell von Durbin [DP00]

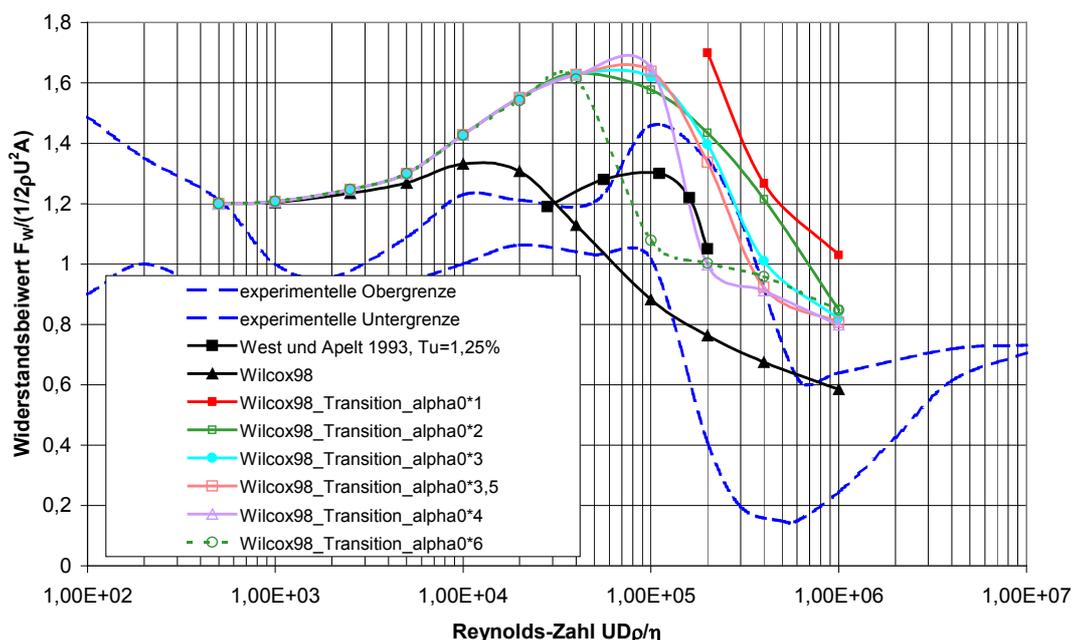
<sup>4</sup> Die Variationen wurden mit der eigenen Implementierung des SST-Modells in CFX-4.4 durchgeführt. Für  $a_1 = 0,31$  (Standard-SST) entspricht der Kurvenverlauf daher nicht exakt dem bereits gezeigten, der mit ANSYS CFX berechnet wurde.

oder nichtlineare Zweigleichungsmodelle, die hauptsächlich versuchen das Modellverhalten dem von Reynoldsspannungsmodellen anzugleichen, wurden deshalb nicht weiter verfolgt.

#### 5.3.4 Transitionsmodelle

Bei den bisher untersuchten Modellvarianten wurde versucht, Verbesserungen durch die Anpassung der Modellkonstanten der vollturbulenten Modelle zu erreichen. Im Bereich des Grenzschichtumschlags von laminar zu turbulent war dies nicht erfolgreich. Die im Folgenden untersuchten Varianten behandeln mit ihren Modifikationen gezielt das Umschlagverhalten des Modells und sind deshalb um einiges vielversprechender.

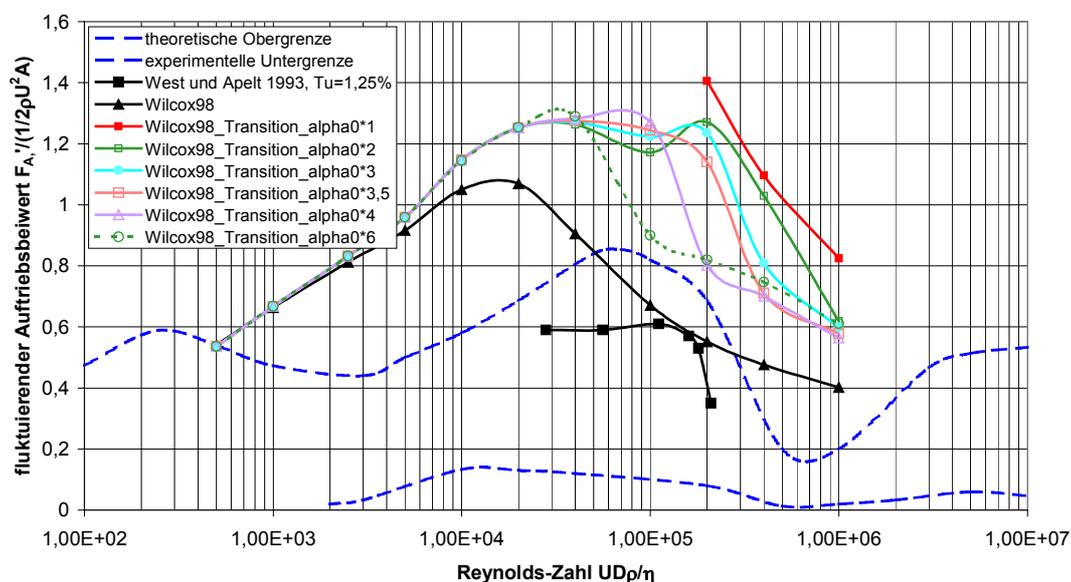
Im einfachsten Fall werden die Modifikationen ausschließlich durch den Eingriff in die beiden Modellgleichungen eines Zweigleichungsmodells angebracht. Wilcox beschreibt in seinem Buch [Wil98] ein solches Transitionsmodell, das auf die neue Wilcox98-Version seines  $k-\omega$ -Modells angewendet werden kann. Es wurde zunächst ohne Modifikationen implementiert. Weiterführendes zum Transitionsmodell von Wilcox ist seinen früheren Veröffentlichungen [Wil92, Wil77] zu entnehmen. Testrechnungen mit diesem Modell bei  $Re = 2 \cdot 10^5$ ,  $4 \cdot 10^5$  und  $1 \cdot 10^6$  zeigten, dass das Modell die Widerstandskrise auch bei zu hohen Reynolds-Zahlen unterbindet. Weitere Tests ergaben auch, dass das Modell erst bei einer Reynolds-Zahl von  $1 \cdot 10^6$  umschlägt, selbst wenn eine sehr große Dissipationslänge am Eintritt vorgegeben wird.



**Abbildung 5-10: Variation der Modellkonstante  $\alpha_0^*$  des Transitionsmodells von Wilcox. Im Vergleich zum ursprünglichen Modell wurde die Modellkonstante um die Faktoren 2, 3,  $3\frac{1}{2}$ , 4 und 6 erhöht.**

In der Herleitung seines Modells legt Wilcox eine aus der Blasius-Grenzschicht abgeleitete kritische Reynolds-Zahl von  $(Re_x)_k = 9 \cdot 10^4$  fest. Bei dieser kritischen Reynolds-Zahl bilden sich erste Tollmien-Schlichting-Wellen an der ebenen Platte. Wilcox weist nach, dass die Produktion turbulenter kinetischer Energie für  $Re_T = k/\omega v \rightarrow 0$  seines  $k$ - $\omega$ -Transitionsmodells genau bei  $(Re_x)_k = 9 \cdot 10^4 \cdot \beta_0^*/\alpha^*$  startet. Er wählt die Modellkonstanten so, dass  $\beta_0^*/\alpha^*$  für  $Re_T \rightarrow 0$  gegen 1 geht. Soll  $k$  sich weiterhin in Wandnähe asymptotisch konsistent seinem exakten Verhalten annähern, darf die Modellkonstante  $\beta_0^*$  nicht verändert werden. Um das Umschlagverhalten des Modells zu beeinflussen, wurde  $(Re_x)_k$  durch Modifikation der Modellgröße  $\alpha^*$  abgesenkt.  $\alpha^*$  nähert sich für  $Re_T \rightarrow 0$  der Modellkonstanten  $\alpha_0^*$  an. In einer Testserie wurde  $\alpha_0^*$  um unterschiedliche

Faktoren vergrößert. In Abbildung 5-10 sind die berechneten Widerstandsbeiwerte für das Transitionsmodell mit und ohne Modifikationen dem ursprünglichen Wilcox98-Modell gegenübergestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass das Transitionsmodell den Beginn der Widerstandskrise erfolgreich verzögert und dass es in gewissen Grenzen möglich ist, das Modell für die Zylinderumströmung zu optimieren. Die Notwendigkeit, relativ große Veränderungen an der Modellkonstanten vornehmen zu müssen und vor allem die in Abbildung 5-11 dargestellten Auftriebsbeiwerte gaben Anlass dazu, weitere Modelle zu untersuchen.



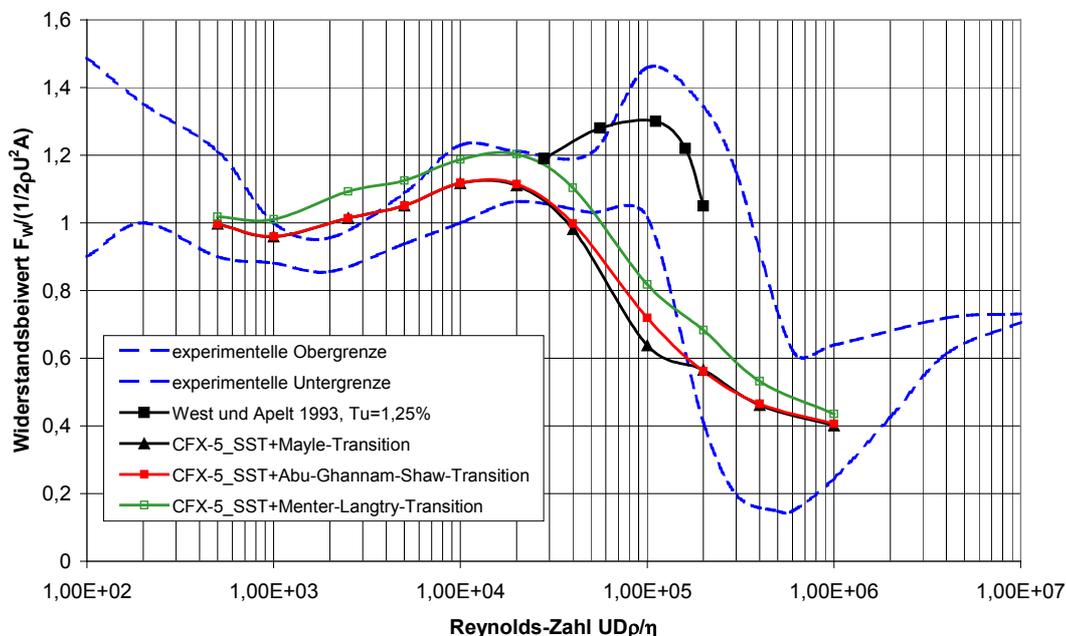
**Abbildung 5-11: Auftriebsbeiwerte bei Variation der Modellkonstante  $\alpha_0^*$  des Transitionsmodells von Wilcox.**

Für die Transitionsvorhersage konnten sich bisher nur empirische Transitionsmodelle etablieren. Entwicklung und Einsatz der Modelle fanden vor allem im Turbomaschinenbereich statt. Sie sind dort zum Teil sehr erfolgreich [z.B. Mü00]. Anhand empirischer Korrelationen, in die meist der Turbulenzgrad und der Druckgradient der freien Außenströmung eingehen, wird eine auf der Impulsverlustdicke basierende Grenz-Reynolds-Zahl für

den Umschlagbeginn und daraus letztendlich lokal die Intermittenz  $\gamma$  bestimmt. Sie stellt den Zeitanteil turbulenten Strömungsverhaltens an einem Ort dar.  $\gamma$  ist also gleich Null in laminaren und gleich Eins in vollturbulenten Bereichen. Die Intermittenz  $\gamma$  wird dann benutzt, um lokal ein Turbulenzmodell ganz oder teilweise auszuschalten, indem  $\gamma$  als Vorfaktor der turbulenten Scheinviskosität oder, wie z.B. auch in ANSYS CFX, als Vorfaktor der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie verwendet wird. Der größte Nachteil dieser Modelle ist, dass zur Bestimmung von  $\gamma$  nichtlokale Größen bekannt sein müssen, wie der Turbulenzgrad, der Druckgradient der freien Außenströmung und die Grenzschichtdicke. Bisher waren dafür Suchalgorithmen notwendig, die in wandnormaler Richtung den Grenzschichtrand bestimmen. Während ohnehin niemals vollständige Einigkeit herrschte, anhand welcher Kriterien dieser Grenzschichtrand letztendlich gefunden werden sollte, waren beim Einsatz empirischer Kriterien in komplexen Geometrien wie Rohrbündeln unlösbare Probleme zu erwarten, so dass die Modelle in ihrer ursprünglichen Form nicht berücksichtigt wurden. Auch die schlechte Parallelisierbarkeit durch den Zugriff auf nichtlokale Größen sprach gegen die klassische Form der empirischen Transitionsmodelle.

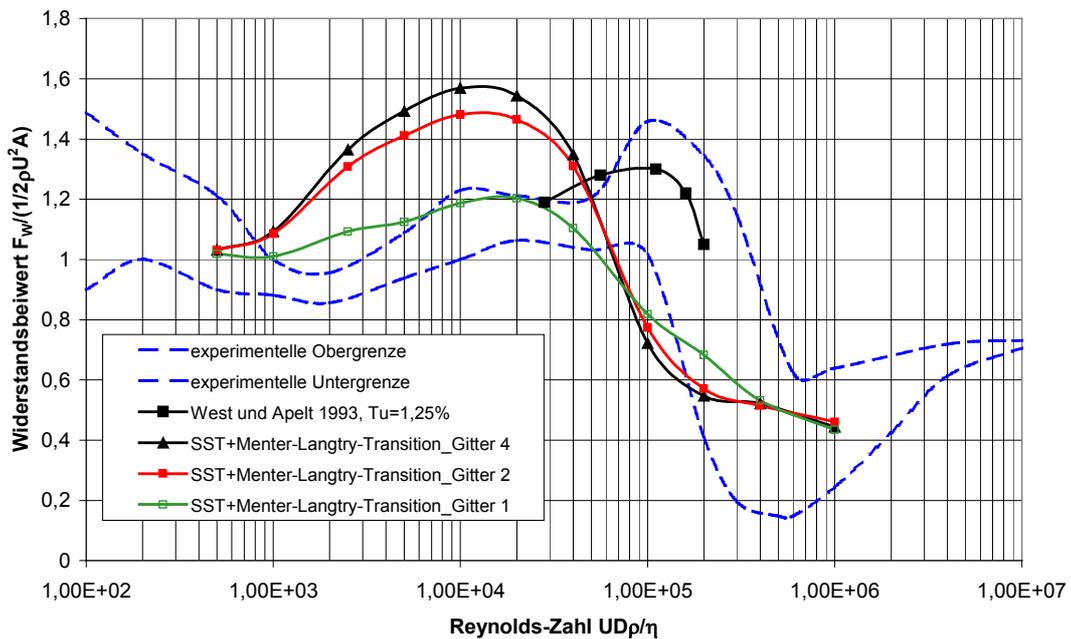
In der neuesten Version von ANSYS CFX (CFX-10.0) wird durch die Einführung von Transportgleichungen für die Intermittenz und die Transitions-Reynolds-Zahl eine Möglichkeit geboten, empirische Kriterien auch in komplexen Geometrien und parallelisierten Verfahren zu verwenden. Das Transitionsmodell ist an das SST-Modell gekoppelt. Einige etablierte Kriterien sind bereits standardmäßig verfügbar. Eine ausführliche Beschreibung ist in der Code-Dokumentation [CFX5] oder bei Menter und Langtry [ML05] zu finden. Zu einer leicht abweichenden Vorgängerversion wurden Nachrechnungen von Testfällen veröffentlicht [MLL<sup>+</sup>04a, MLL<sup>+</sup>04b]. In ersten Testrechnungen am Zylinder erfüllten die

ten Testrechnungen am Zylinder erfüllten die Modellvarianten allerdings nicht die Erwartungen (Abbildung 5-12).



**Abbildung 5-12: Widerstandsbeiwerte mit den in ANSYS CFX verfügbaren empirischen Transitionsmodellen. Die Beziehungen von Mayle [May91] und Abu-Ghannam und Shaw [AS80] wurden mit der CFX-5.7-Version des Modells getestet ( $\gamma - Re_{\theta}$ -Modell, CFX-v-1.0), das empirische Kriterium von Menter und Langtry mit der CFX-10.0-Version des Modells ( $\gamma - Re_{\theta}$ -Modell, CFX-v-1.1).**

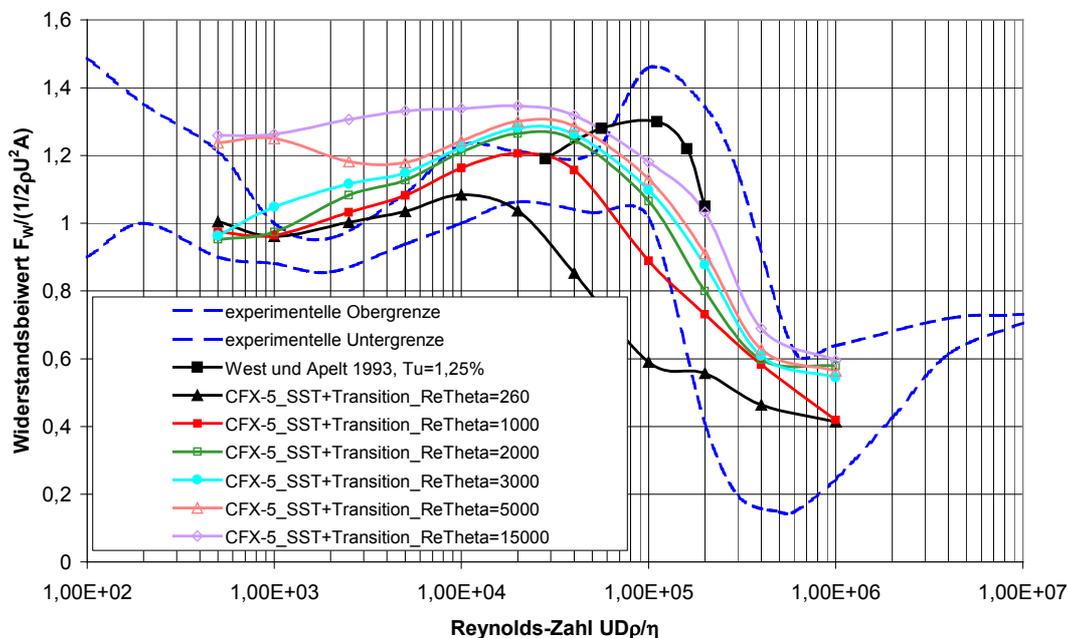
Noch mehr als vollturbulente Modelle sind Transitionsmodelle auf eine ausreichende Gitterfeinheit angewiesen. Die Gitterverfeinerungen in Abbildung 5-13 zeigen das vom SST-Modell bereits gewohnte Bild: vom groben zum nächstfeineren Gitter bestehen zwar noch große Unterschiede, die Resultate der zwei Verfeinerungsstufen liegen aber nahe beieinander und die Widerstandskrise beginnt auf allen drei Gittern bei einer zu geringen Reynolds-Zahl.



**Abbildung 5-13: Gitterstudie am  $\gamma - Re_{\ominus}$ -Modell, CFX-v-1.1 mit den empirischen Korrelationen von Menter und Langtry.**

Da empirische Korrelationen sich oft bewährt haben, sind die schlechten Resultate vermutlich nicht auf die Korrelationen für den Transitionsbeginn zurückzuführen, sondern auf die spezielle Umsetzung in ANSYS CFX, die nicht immer bis ins Detail nachvollziehbar dokumentiert ist. Hierbei ist zu bedenken, dass sich die Modelle noch im Entwicklungsstadium befinden und die Testrechnungen teilweise mit Beta-Programmversionen durchgeführt wurden. Das Transitionsmodell in ANSYS CFX bietet nicht nur die Möglichkeit empirische Korrelationen zu verwenden. Es kann auch einfach eine konstante auf der Impulsverlustdicke beruhende Reynolds-Zahl  $Re_{\ominus}$  für den Transitionsbeginn angegeben werden. Mit dieser Option wurde experimentiert. Die berechneten Widerstandsbeiwerte in Abbildung 5-14 belegen, dass das ANSYS CFX Transitionsmodell vom Grundsatz her funktioniert. Durch die Wahl wesentlich zu hoher Werte von  $Re_{\ominus}$  bei Tran-

sitionsbeginn wird wahrscheinlich eine andere Schwäche der Modellformulierung kompensiert.



**Abbildung 5-14: Vorgabe verschiedener Impulsverlustdicke-Reynolds-Zahlen für den Transitionsbeginn in ANSYS CFX.**

Unter Einbeziehung der berechneten Widerstandsbeiwerte, Auftriebsbeiwerte und Strouhal-Zahlen wurde  $Re_{\theta} = 3000$  als aussichtsreichste Variante ausgewählt und einer Gitterstudie unterzogen (Abbildung 5-15). Im Vergleich zu den Ergebnissen des SST-Modells ergeben sich erhebliche Verbesserungen. Lediglich im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen wird die Strouhal-Zahl zu niedrig und vom SST-Modell besser vorhergesagt.

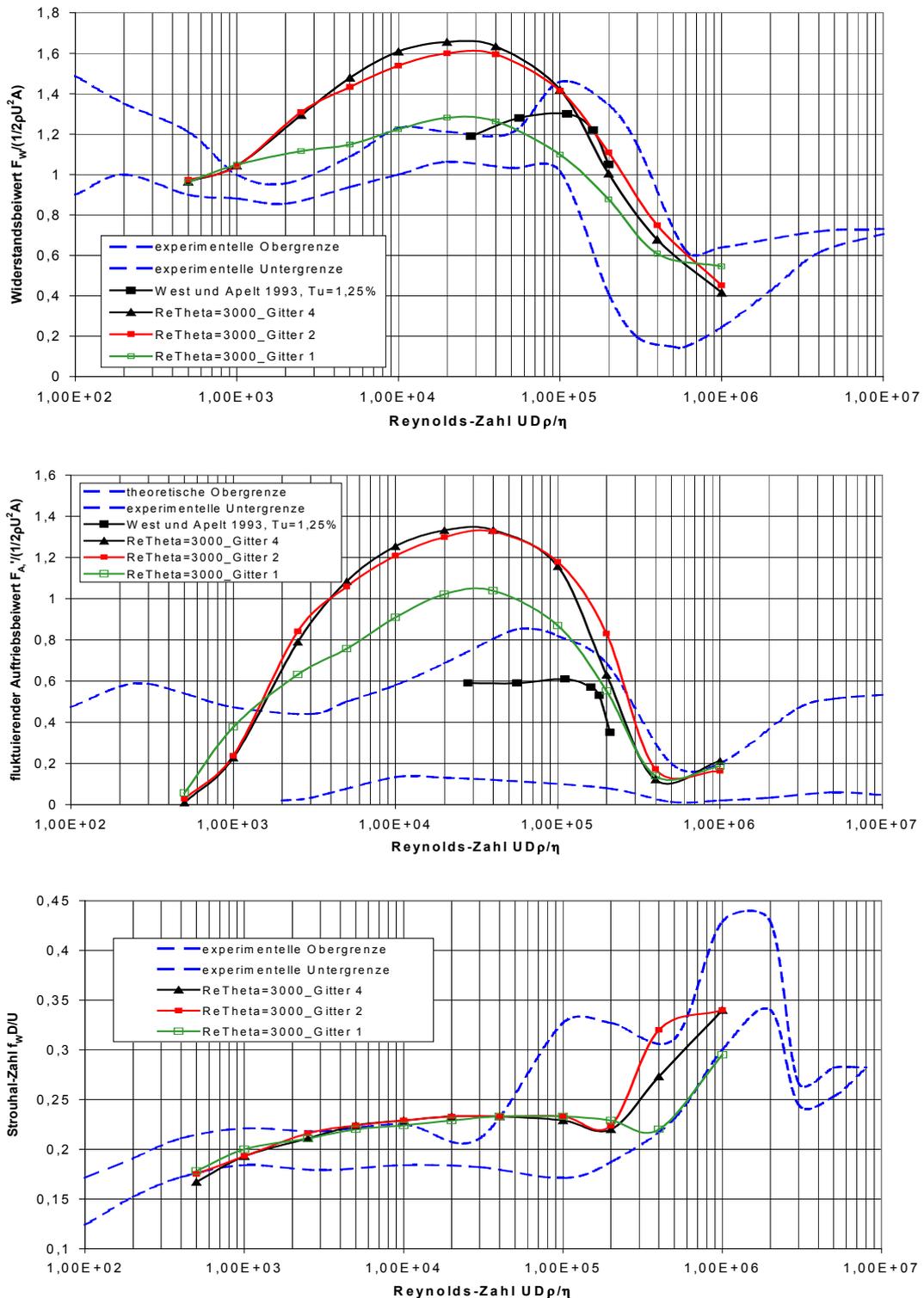
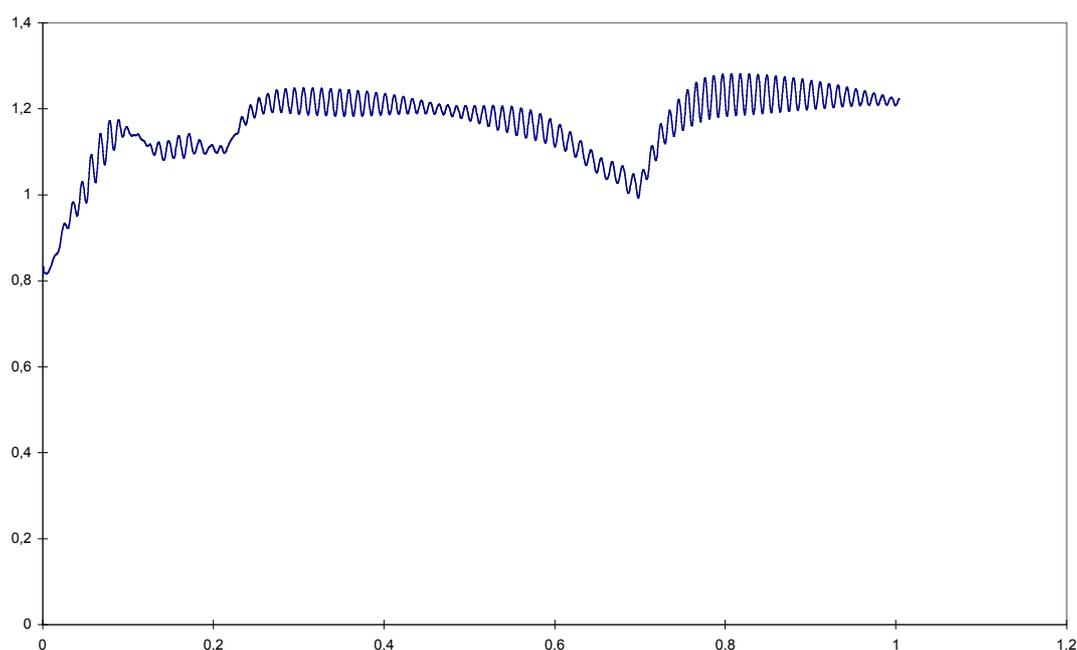


Abbildung 5-15: Gitterstudie mit dem  $\gamma - Re_\Theta$ -Modell, CFX-v-1.0 und  $Re_\Theta = 3000$  bei Transitionsbeginn.

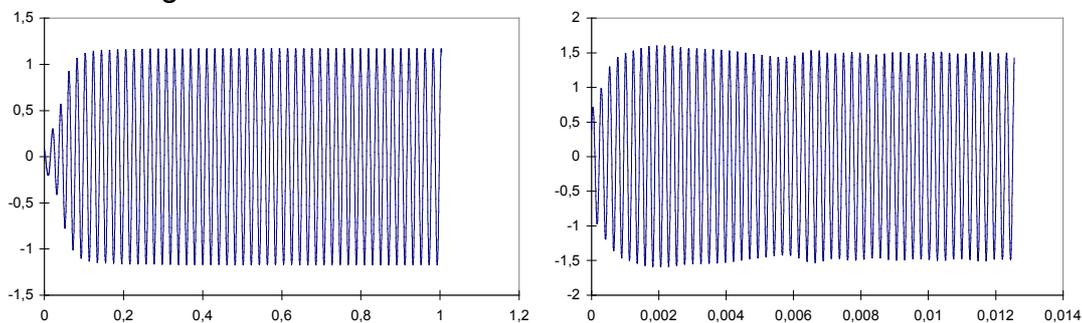
## 5.4 3D-Simulationen

Um den Einfluss dreidimensionaler Effekte einschätzen zu können, wurden 3D-Simulationen durchgeführt. Als Turbulenzmodell wurde die zum damaligen Zeitpunkt vielversprechendste Variante ausgewählt: das Wilcox98-Modell mit Transitionserweiterung und einer um den Faktor 3,5 erhöhten Modellkonstante  $\alpha_0^*$ . Es wurde mit Gitterstudien bei den Reynoldszahlen 2500 und 200000 begonnen. Bei geringer Auflösung in Zylinderlängsrichtung waren die Ergebnisse nicht von 2D-Simulationen zu unterscheiden. Erst bei feinerer Auflösung in Zylinderlängsrichtung stellten sich 3D-Effekte und unregelmäßige Kraftverläufe wie z.B. der Verlauf des Widerstandsbeiwerts in Abbildung 5-16 ein.

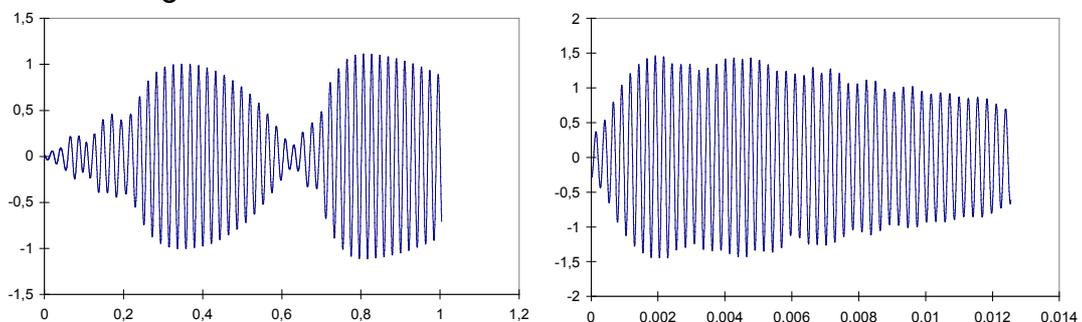


**Abbildung 5-16: Zeitverlauf des Widerstandsbeiwertes eines sieben Durchmesser langen Zylinders, berechnet mit dem Wilcox98  $k-\omega$ -Modell mit Transitionserweiterung und einer um den Faktor 3,5 erhöhten Modellkonstante  $\alpha_0^*$  bei einer Reynoldszahl von 2500 auf einem Gitter mit 8 Zellen in Längsrichtung auf jedem Zylinderabschnitt der Länge eines Durchmessers.**

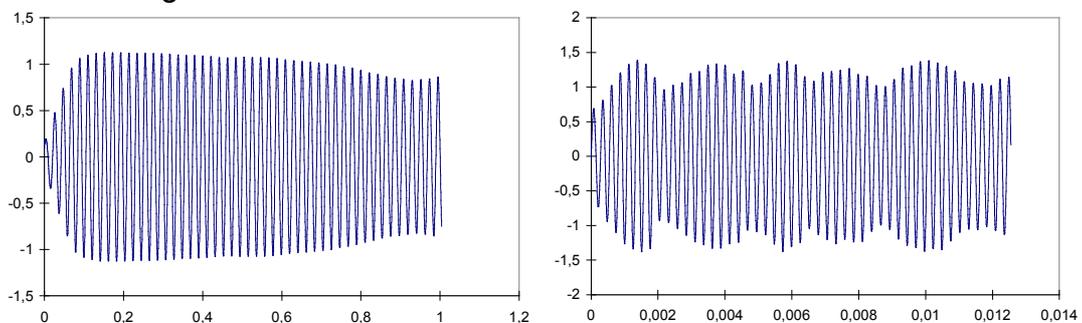
2 Zellen in Längsrichtung auf jedem Zylinderabschnitt, der einen Durchmesser lang ist



8 Zellen in Längsrichtung auf jedem Zylinderabschnitt, der einen Durchmesser lang ist



16 Zellen in Längsrichtung auf jedem Zylinderabschnitt, der einen Durchmesser lang ist



**Abbildung 5-17: 3D-Studie zur notwendigen Gitterfeinheit in Zylinderlängsrichtung an einem sieben Durchmesser langen Zylinder mit dem Transitionsmodell von Wilcox und der Modellkonstante  $\alpha_0^*$  gesetzt auf das 3,5-fache ihres Standardwertes. Dargestellt sind Auftriebsbeiwerte über der Zeit; linke Spalte: Reynolds-Zahl 2500; rechte Spalte: Reynolds-Zahl 200 000.**

Die größten Auswirkungen traten beim Auftriebsbeiwert auf. In Abbildung 5-17 ist dies deutlich zu erkennen. Bei beiden Reynolds-Zahlen verhalten sich die Simulationen bei geringer Gitterdichte in Längsrichtung wie 2D-Berechnungen. Mit höherer Zellenanzahl in Längsrichtung treten Modulationen des Auftriebsbeiwerts auf und der mittlere Auftriebsbeiwert sinkt.

Die Berechnungsergebnisse zeigen, dass Wirbelviskositätsmodelle durchaus in der Lage sind 3D-Effekte zu reproduzieren, zumindest mit Transitionserweiterung, und erklären warum 2D-Berechnungen zu hohe Kraftbeiwerte liefern. Selbst mit 16 Zellen in Zylinderlängsrichtung konnte noch keine Gitterunabhängigkeit gezeigt werden und die Gitterstudie wurde abgebrochen, da für weitere Verfeinerungen nicht die notwendigen Kapazitäten vorhanden gewesen wären. Für die Berechnung komplexer dreidimensional durchströmter Rohrbündel bedeutet dies, dass die Auflösung sämtlicher 3D-Effekte nicht möglich ist. Bei der Modellierung wird deshalb angestrebt zwar die einzelnen Strömungsebenen ausreichend fein aufzulösen, aber nur die wichtigsten globalen 3D-Effekte wie die ungleichmäßige Anströmung von Rohren oder den Abbau von Geschwindigkeitsspitzen durch das Ausweichen der Strömung in Zylinderlängsrichtung, z.B. in der Nähe von Zuströmstutzen, zu erfassen.

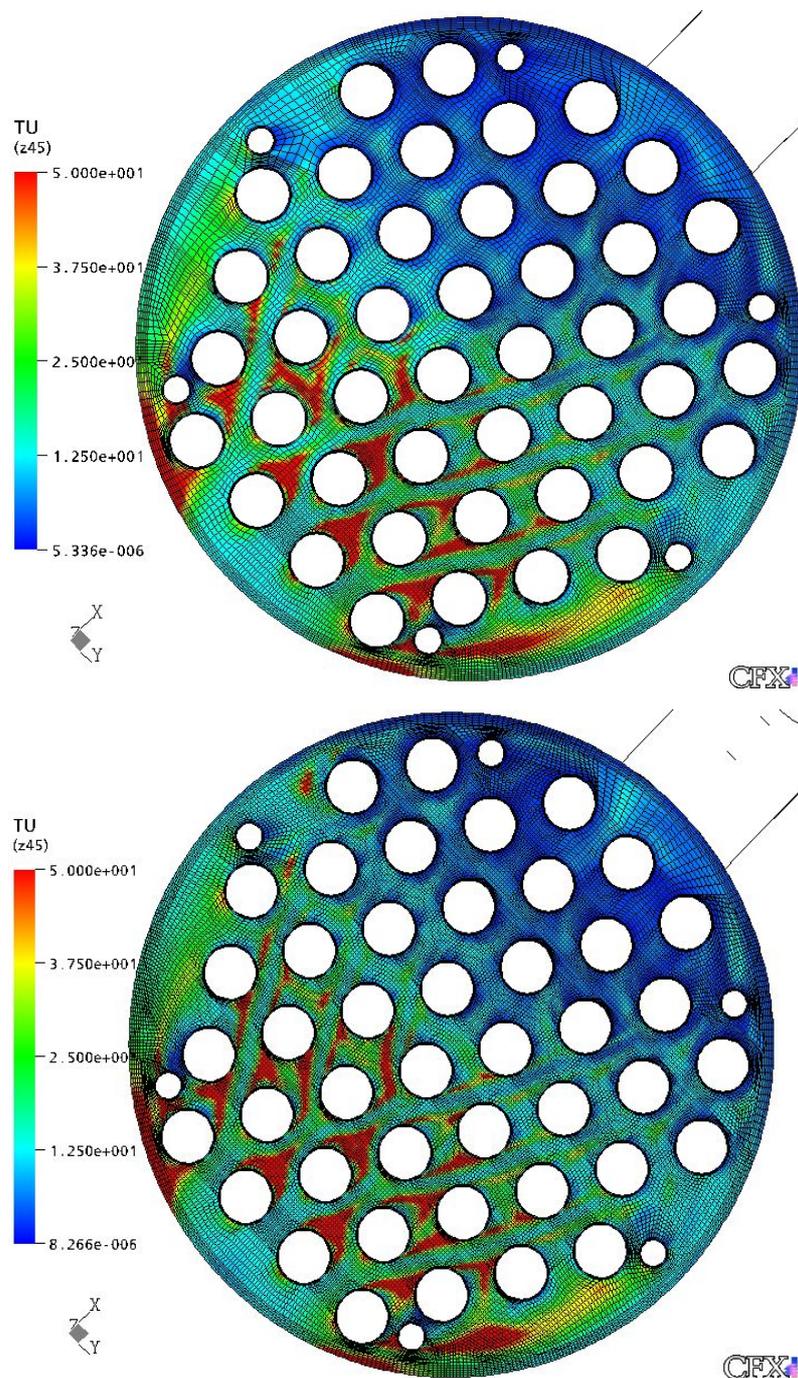
Die Untersuchungen am Einzelzylinder zeigen das große Potential von Transitionsmodellen auf. Da Transitionsmodelle Gegenstand der aktuellen Entwicklung in der Strömungsmechanik sind, konnte allerdings noch kein ideales Modell ausfindig gemacht werden. Gerade die Abweichungen bei der Strouhal-Zahl im unteren Bereich der Reynolds-Zahlen stellen eine Verschlechterung gegenüber klassischen Modellen dar und müssen noch beseitigt werden. Die weiteren Untersuchungen beschränken sich deshalb auf relativ niedrige Reynolds-Zahlen. Dort konnte mit dem SST-Modell ein Standardmodell für die folgenden Validierungsrechnungen ausgewählt

werden, das gut dokumentiert und mittlerweile in vielen Strömungscodes verfügbar ist.

## 6 Simulation der Mantelraumströmung starrer Rohrbündel

### 6.1 Gestaltung der Berechnungsgitter

Während des Projektzeitraums standen vor allem Rechensysteme mit zwei Gigabyte Hauptspeicher zur Verfügung, was Gittergrößen bis zu 1 Mio. Zellen möglich machte. Unter dieser Voraussetzung wäre es bei der Übertragung der Ergebnisse der Gitterstudien am Einzelzylinder auf die Rohrbündel lediglich möglich gewesen, die Modelle in Rohrlängsrichtung durch 26 Ebenen zu unterteilen, selbst wenn die einzelnen Ebenen entsprechend Gitter 1 gestaltet wurden, also dem größt möglichen Gitter am Einzelzylinder. Bei stationären Testrechnungen stellte sich heraus, dass diese Auflösung in z-Richtung nicht einmal in der Lage ist, die großräumige Strömungsstruktur im Rohrbündel richtig wiederzugeben. Wurde andererseits innerhalb der Ebenen weiter vergrößert, dann wurden Kraftfluktuationen auf die Rohre unterdrückt, die auf dem feineren Gitter noch feststellbar waren [RS04]. Da experimentell ohnehin immer nur eine Rohrbündelhälfte vermessen wurde, wurde bei den numerischen Modellen das Gitter der anderen Hälfte vergrößert. Stationäre Testrechnungen zeigten, dass die verringerte Gitterfeinheit der einen Modellhälfte keine Auswirkungen auf die Berechnungsergebnisse der fein aufgelösten Modellhälfte hat (siehe Abbildung 6-1). Auf diese Weise war es möglich die Wärmeübertragermodelle in z-Richtung in 40 Strömungsebenen zu unterteilen, womit eine adäquate Auflösung der großräumigen Strömungsstruktur möglich war.



**Abbildung 6-1:** Vergleich des stationär errechneten Turbulenzgrads auf der Ebene  $z = 45$  mm von Bündel 1 mit zwei verschiedenen Gittern. Die Zuströmung erfolgte jeweils von links unten. Das obere Gitter ist asymmetrisch, wobei es im feinen Bereich dieselbe Auflösung aufweist wie das untere. Von der Zuströmung aus gesehen auf der linken Seite des Wärmeübertragers ist das Gitter gröber gestaltet.

## 6.2 Weitere Parameter

Zum Startzeitpunkt der Untersuchungen an Rohrbündelmodellen hatte sich das SST-Turbulenzmodell bei den vorliegenden Reynolds-Zahlen von ca. 5000 als aussichtsreich herauskristallisiert. Die zeitaufwendigen Validierungsrechnungen an den Rohrbündeln wurden deshalb mit dem SST-Modell durchgeführt.

Die Geschwindigkeitsrandbedingungen am Modelleintritt für den Volumenstrom von 144 l/min sind aus dem experimentellen Teil bekannt und wurden mittels FORTRAN-Unterroutinen eingelesen und aufgegeben. Die verwendeten Turbulenzmodelle erfordern es außerdem, am Einströmrand die turbulente kinetische Energie und deren Dissipationsrate vorzugeben. Die turbulente kinetische Energie  $k$  wurde an jedem Messort aus den gemessenen Schwankungen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten berechnet und entsprechend aufgegeben. Anstelle der Dissipationsrate wurde über den gesamten Eintritt ein Dissipationslängenmaß vorgegeben, aus dem sich ANSYS CFX dann in Abhängigkeit von  $k$  die lokale Dissipationsrate abschätzt. Das Längenmaß wurde zum einen nur am Ort der maximalen Einströmgeschwindigkeit gemessen und konnte zum anderen mit dem vorhandenen 1-Punkt Messsystem nur abgeschätzt werden [RS04]. Es war somit mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Stationäre Testrechnungen mit dem 2,7-fachen und mit einem Drittel des gemessenen Längenmaßes zeigten bei Bündel 1 mit dem SST-Modell keinen entscheidenden Einfluss auf das Berechnungsergebnis [RS04]. Bei allen folgenden Berechnungen wurde deshalb der gemessene Wert von 0,0084 m als Dissipationslängenmaß vorgegeben. Das ist das 0,21-fache des Durchmessers des Einströmstutzens und bei Bündel 1 und 3 das 0,7-fache bzw. bei Bündel 4 das 0,525-fache des Durchmessers der angeströmten Glasstäbe.

Für alle Bündel wurden zeitabhängige Berechnungen durchgeführt. Ausgehend von einer stationären Startlösung wurden dabei Variablenverläufe beobachtet und nach einem stationären oder quasistationären Zustand gesucht.

### 6.3 Mittelung der zeitabhängigen Berechnungen

Durch LDA-Messungen kann nur das stationäre Verhalten der Strömung bestimmt werden. Sie repräsentieren ein zeitliches Mittel des Strömungsfelds. Alle Fluktuationen, auch sehr große instationäre Grobstrukturwirbel, werden durch die Auswertungsroutinen der Messung nicht von stochastischen Fluktuationen unterschieden und ihre Energie wird vollständig in die turbulente kinetische Energie hineininterpretiert. Andere Verhältnisse liegen bei einer numerischen Berechnung mit Turbulenzmodell vor. Am Ende einer instationären Berechnung erhält man eine Momentaufnahme des Geschwindigkeitsfelds, die nicht direkt mit den LDA-Messungen vergleichbar ist. Fluktuationsenergie ist in zwei unterschiedlichen Formen enthalten. Zum einen in den instationär aufgelösten Wirbeln und zum anderen in der turbulenten kinetischen Energie des Turbulenzmodells. Um Vergleichbarkeit zwischen Messungen und Berechnungen zu erhalten, wurde wie folgt vorgegangen:

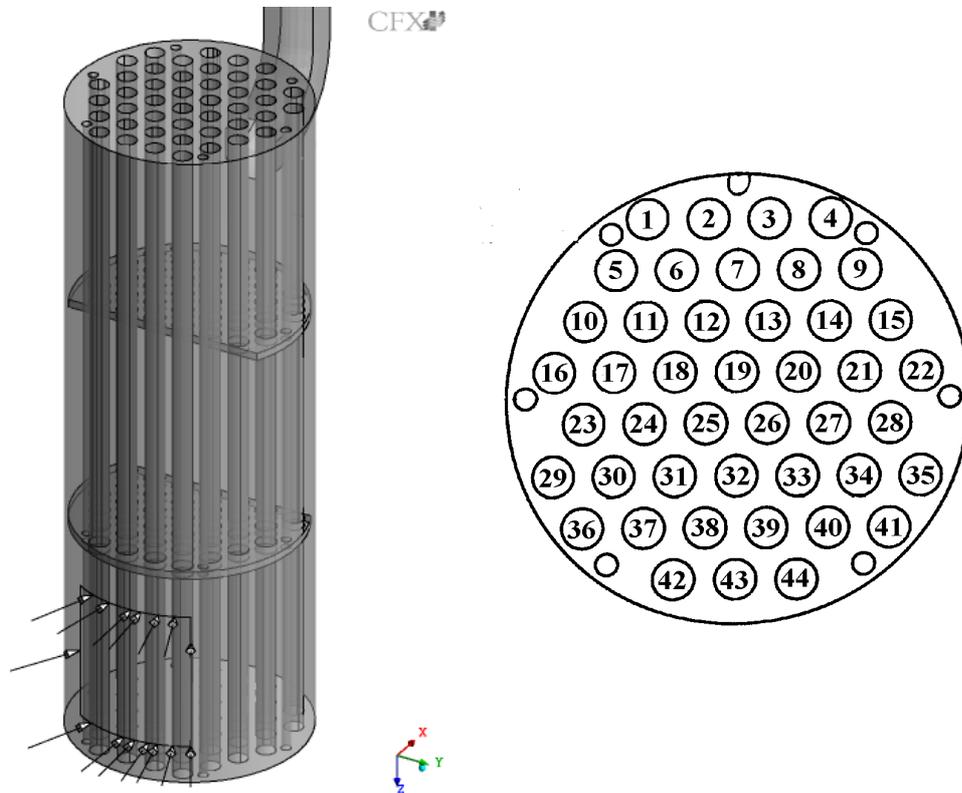
- instationäre Simulation bis zum Einsetzen einer quasistationären Lösung (Kontrolle mittels Monitorpunkte)
- Abschätzung der vorhandenen Frequenzen
- Fortsetzung der Rechnung über einige zur dominierenden Frequenz gehörende Zyklen, dabei:
- zeitliche Mittelung des Geschwindigkeitsfelds und der turbulenten kinetischen Energie des Turbulenzmodells

- Bestimmung der Effektivwerte (engl.: root mean square, rms) der simulierten Fluktuationen von  $u, v$  und  $w$
- Berechnung der von der Simulation aufgelösten Fluktuationsenergie aus den Effektivwerten
- Addition von aufgelöster und modellierter Fluktuationsenergie zu einer Gesamtenergie

Die auf diesem Weg erhaltenen mittleren Geschwindigkeitsfelder und Felder der Gesamtenergien können direkt mit den Daten der Messung verglichen werden. Wenn im Folgenden Berechnungsergebnisse dargestellt werden, dann handelt es sich bereits um die mit Messungen vergleichbare Form.

## 6.4 Bündel 1

### 6.4.1 Strömungsmodell



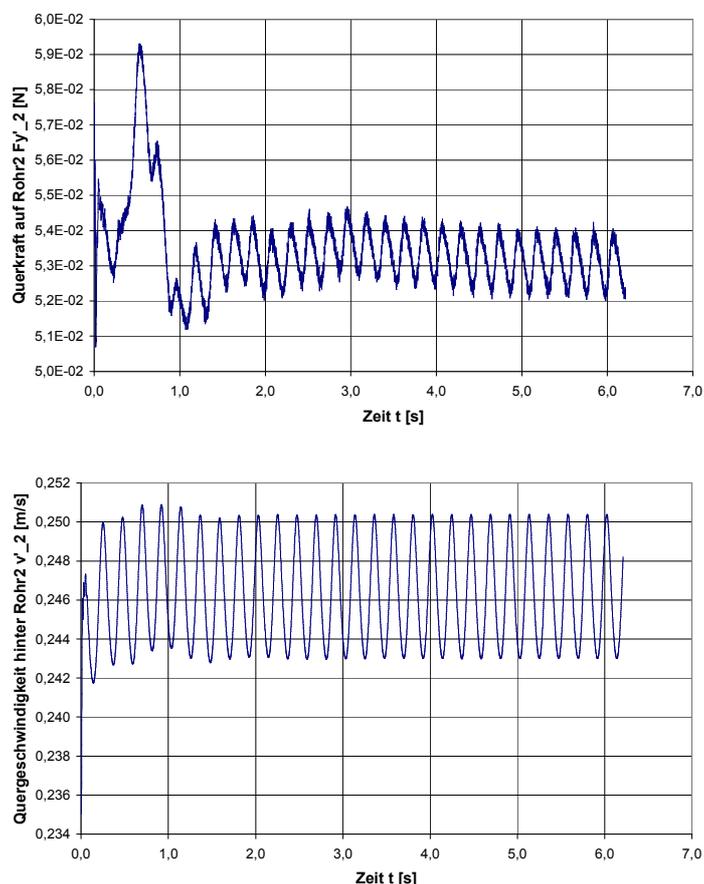
**Abbildung 6-2: Bündel 1; links: Strömungsmodell; auf der mit Pfeilen markierten Fläche wurden die gemessenen Randbedingungen vorgegeben; rechts: Rohrnummerierung bei Zuströmung von oben.**

Abbildung 6-2 zeigt das Strömungsmodell von Bündel 1 und nochmals die versetzte Rohranordnung ( $30^\circ$ -Teilung). In die Abbildung wurde eine Rohrnummerierung eingetragen.

### 6.4.2 Strömungsfrequenzen

Bei Bündel 1 stellte sich sehr schnell ein quasistationärer Strömungszustand ein - in der Nähe des Zuströmstutzens bereits nach drei Sekunden bzw. 3000 Zeitschritten. Dies verdeutlicht der Geschwindigkeitsverlauf an

einem Monitorpunkt hinter Rohr 2 der ersten Rohrreihe (siehe Abbildung 6-3 rechts). Der Monitorpunkt befindet sich im Zuströmbereich. Da sich der Kraftverlauf auf das Rohr 2 auch aus Bereichen bestimmt, die etwas weiter vom Zuströmbereich entfernt liegen, dauerte es beim Kraftverlauf länger, bis ein periodisches Verhalten mit einer Frequenz von ca.  $4,1\text{ Hz}$  erreicht wurde (siehe Abbildung 6-3 links). Auch unter Berücksichtigung weiterer Monitorvariablen konnte jedoch nach vier Sekunden mit der Mittelung begonnen werden. Es wurde insgesamt über 2,21 Sekunden gemittelt. Das entsprach genau neun Zyklen.



**Abbildung 6-3: Zeitverlauf der Querkräft auf Rohr 2 der ersten Rohrreihe (oben) und Verlauf der Gesamtgeschwindigkeit an einem Monitorpunkt hinter Rohr 2 auf Höhe der Zuströmbzone (unten).**

Die gewählte Zeitschrittweite von  $0,001s$  löst einen Zyklus mit ca. 245 Zeitschritten auf und wurde daher ausreichend klein gewählt.

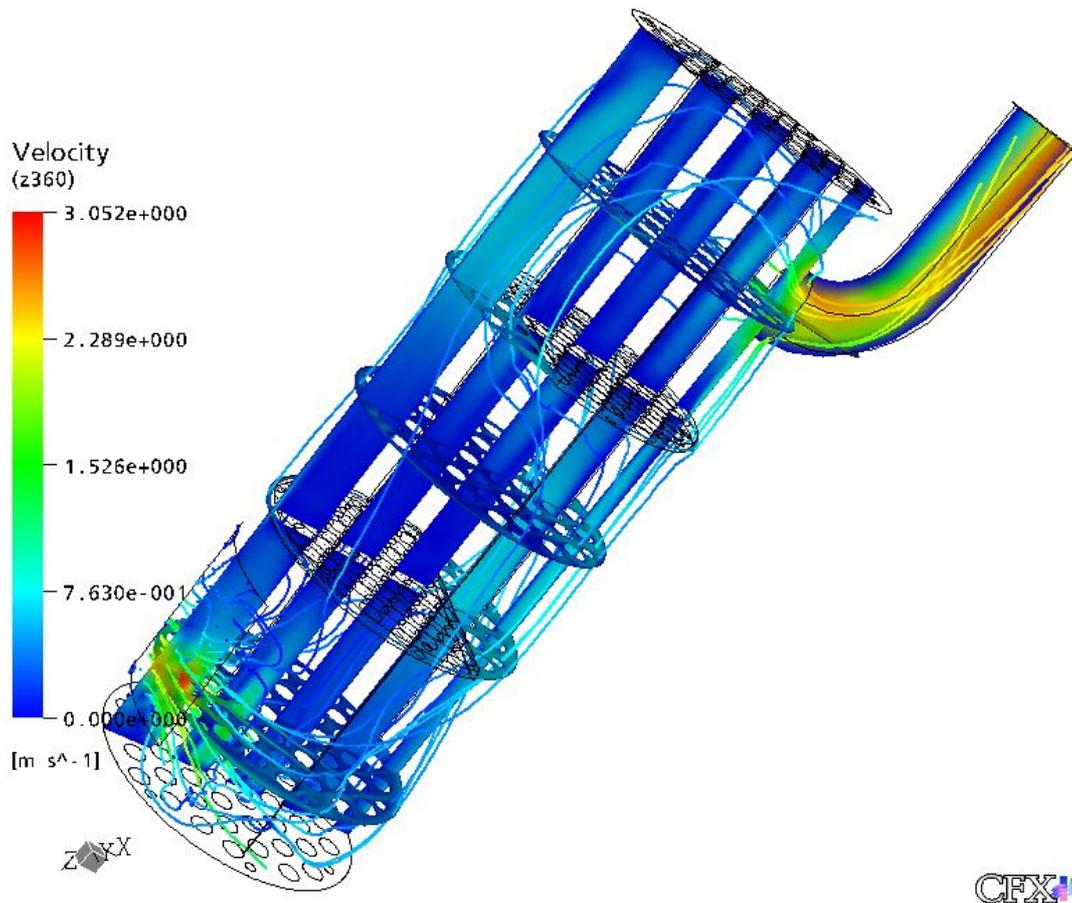
Das mit  $4,1Hz$  periodische Verhalten der Strömung ist aufgrund der geringen Reynolds-Zahl nur schwach ausgeprägt. Die einzige sicher in Messungen feststellbare Frequenz liegt mit  $18Hz$  zu hoch [Ung05]. Allerdings sind die  $18Hz$  bereits deutlich vor der ersten Rohrreihe messbar, so dass ihre Ursache vermutlich im Versuchsstand vor der eigentlichen Messstrecke zu suchen ist. Zur Bestimmung von Ablösefrequenzen in Rohrbündeln existieren empirische Methoden. Die Beziehungen im VDI-Wärmeatlas [VDI97b] erscheinen sehr konservativ. Unter der Annahme, dass das Fluid mit seiner Stutzengeschwindigkeit auf die erste Rohrreihe trifft und dort durch den Versperrungsgrad in den Spalten zwischen den Rohren beschleunigt wird, ohne zur Seite, nach oben oder nach unten auszuweichen, berechnet man eine unrealistisch hohe Spaltgeschwindigkeit und folglich eine Wirbelfrequenz von  $148Hz$ . Aber selbst mit den in der zweiten Rohrreihe gemessenen Spaltgeschwindigkeiten errechnet sich nach VDI-Wärmeatlas immer noch eine Wirbelfrequenz von  $21,1Hz$  [Ung05]. Die Berechnungsmethode des TEMA Standards [TEMA99] hingegen wurde speziell für Wärmeübertrager der in dieser Arbeit untersuchten Bauart konzipiert. In die Berechnung geht unter anderem der Manteldurchmesser des Wärmeübertragers, der Abstand der Leitbleche und die Größe der Leitblechfenster ein. Zusätzlich werden Korrekturen für den Bypassstrom am Rohrbündel vorbei sowie für axiale Leckströme angebracht, sowohl zwischen Leitblechen und Wärmeübertragemantel als auch in den Leitblechbohrungen. Mit Hilfe des TEMA Standards berechnet sich eine Wirbelfrequenz von  $3,9Hz$ . Dies macht die  $4,1Hz$  aus der Simulation plausibel. Allerdings berücksichtigt der TEMA Standard in keiner Weise die Geometrie des Zuströmstutzens und weist darauf hin, dass die Methode im

Bereich des Zuströmstutzens in ungünstigen Fällen nicht abdeckend ist. Das bessere Abschneiden des TEMA Standards in diesem einen Fall kann also nicht ohne weiteres verallgemeinert werden.

### 6.4.3 Strömungsverteilung

#### **6.4.3.1 Großräumige Strömungsverteilung**

Abbildung 6-4 zeigt das Gesamtmodell mit Stromlinien und Farbverteilungen der Strömungsgeschwindigkeit in einzelnen Ebenen. Die beiden Umlenkplatten zwingen die Hauptströmung, das Rohrbündel mäanderförmig zu durchströmen. In den Leitblechfenstern wird das Fluid beschleunigt. Oberhalb des Zuströmstutzens ist Rückströmung zu erkennen. Einige Stromlinien folgen der mäanderförmigen Hauptströmung. Genauso sind aber Leckageströmungen zwischen Umlenkblech und Wärmeübertragermantel und durch die Spalte in den Umlenkblechbohrungen zu erkennen. Ein gewisser Strömungsanteil weicht dem Widerstand des Stabbüdels aus und legt sich an die Seitenwände des Mantelzylinders an.



**Abbildung 6-4: Stromlinienverlauf und Geschwindigkeitsverteilung in Bündel 1. Die Zuströmung erfolgt von links unten.**

#### **6.4.3.2 Vertikalschnitte im Zuström- und Abströmbereich**

Vertikalschnitte zeigen vor allem, ob das globale Strömungsgeschehen korrekt wiedergegeben wird. Der optische Vergleich von Messungen mit dem Berechnungsergebnis in Abbildung 6-5 und Abbildung 6-6 zeigt zufriedenstellende Übereinstimmung bei der Geschwindigkeitsverteilung.

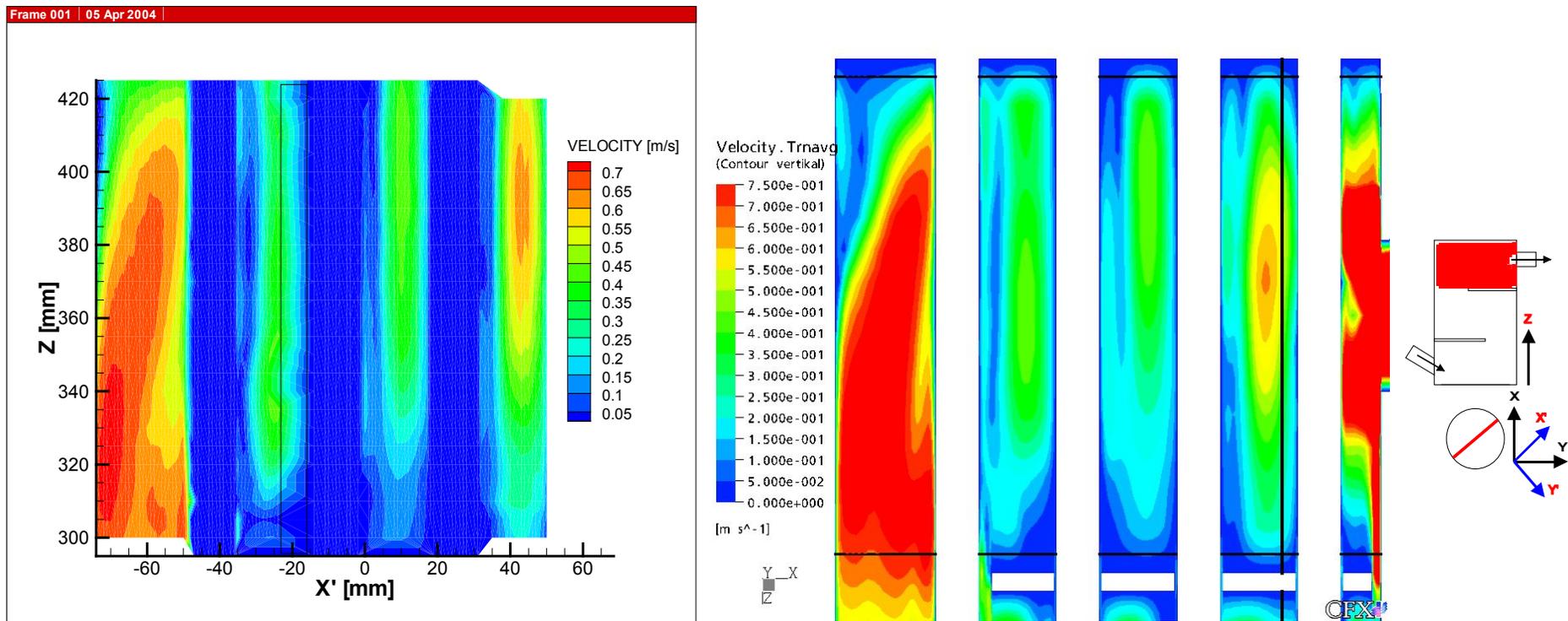


Abbildung 6-5: Bündel 1, Vertikalebene in der Symmetrieebene des Modells, Abströmbereich im oberen Drittel des Modells; Farbplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

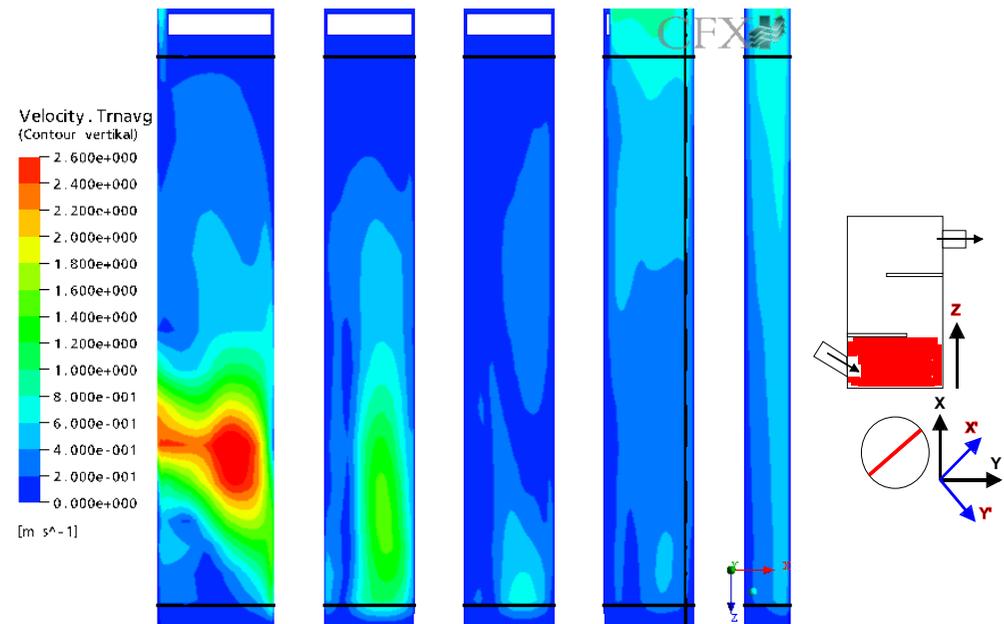
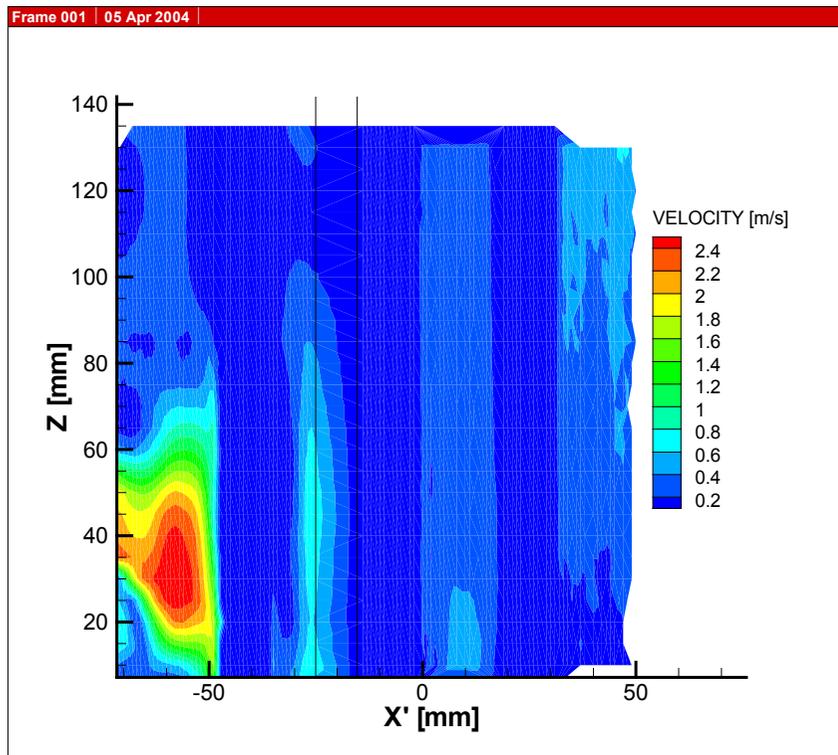


Abbildung 6-6: Bündel 1, Vertikalebene in der Symmetrieebene des Modells, Zuströmbereich im unteren Drittel des Modells; Farbplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

#### **6.4.3.3 Horizontalschnitte auf Höhe des Zuströmstutzens**

In Abbildung 6-8 und Abbildung 6-8 sind Geschwindigkeitsverteilungen aus Versuch und Rechnung auf Horizontalebene im Zuströmbereich einander gegenübergestellt. Strömungsdetails, wie Geschwindigkeitsüberhöhungen in Spalten oder das Ausbilden von Strömungsgassen werden gut wiedergegeben. Auch die quantitative Übereinstimmung ist sehr gut.

#### **6.4.3.4 Horizontalschnitte im mittleren und oberen Modelldrittel**

Auch im zweiten und dritten Modellabschnitt bestätigt sich das bisherige Ergebnis. Mit dem SST-Modell und den übrigen gewählten Parametern sind die Geschwindigkeitsverhältnisse in guter Übereinstimmung mit den LDA-Messungen vorhersagbar (siehe Abbildung 6-9 und Abbildung 6-10).

Druck- und Geschwindigkeitsfeld sind eng miteinander gekoppelt. Eine gute Übereinstimmung bei der Geschwindigkeitsverteilung lässt vermuten, dass auch das Druckfeld gut wiedergegeben wird. Dies ist für die Vorhersage von Rohrbündelschwingungen wichtig, weil die resultierenden Druckkräfte den Großteil der Strömungskräfte auf die Rohre ausmachen.

Die bisherigen Vergleiche wurden bei einem Volumenstrom von 144 l/min vorgenommen. Weitere Ergebnisse zu Bündel 1 enthält der AiF-Forschungsbericht [RS04]. Mit einem Volumenstrom im Versuchsstand von 95,5 l/min zeigte sich dort eine ähnlich gute Übereinstimmung bei den Geschwindigkeitsverteilungen wie mit 144 l/min. Beim Turbulenzgrad zeigten sich mit beiden Volumenströmen große Abweichungen zwischen LDA-Messungen und Simulationen. Das Turbulenzniveau ist in den Berechnungen meistens zu gering oder klingt zu schnell wieder ab. Stellenweise schlägt das SST-Modell auch zu früh zu turbulentem Verhalten um, wird aber dann trotzdem zu langsam vollturbulent.

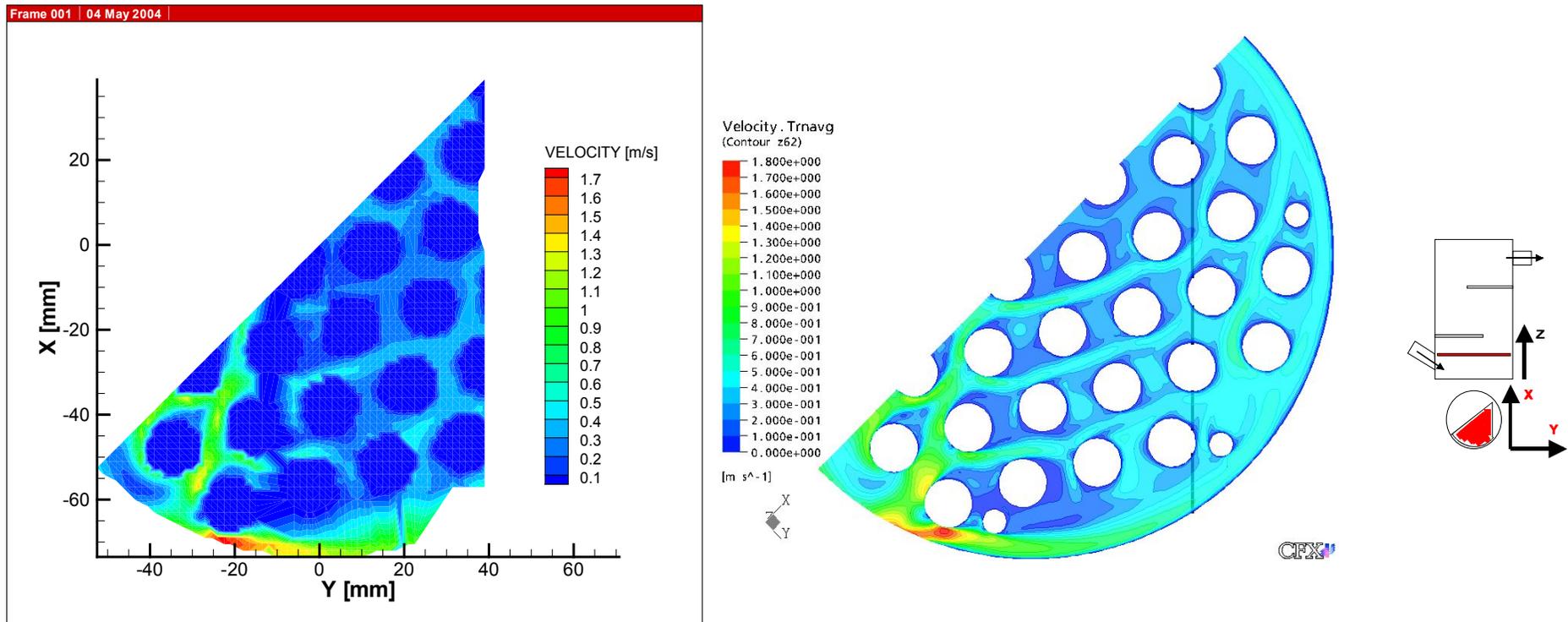


Abbildung 6-7: Bündel 1, Horizontalebene bei  $z = 62$  mm im Bereich des Zuströmstutzens; Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

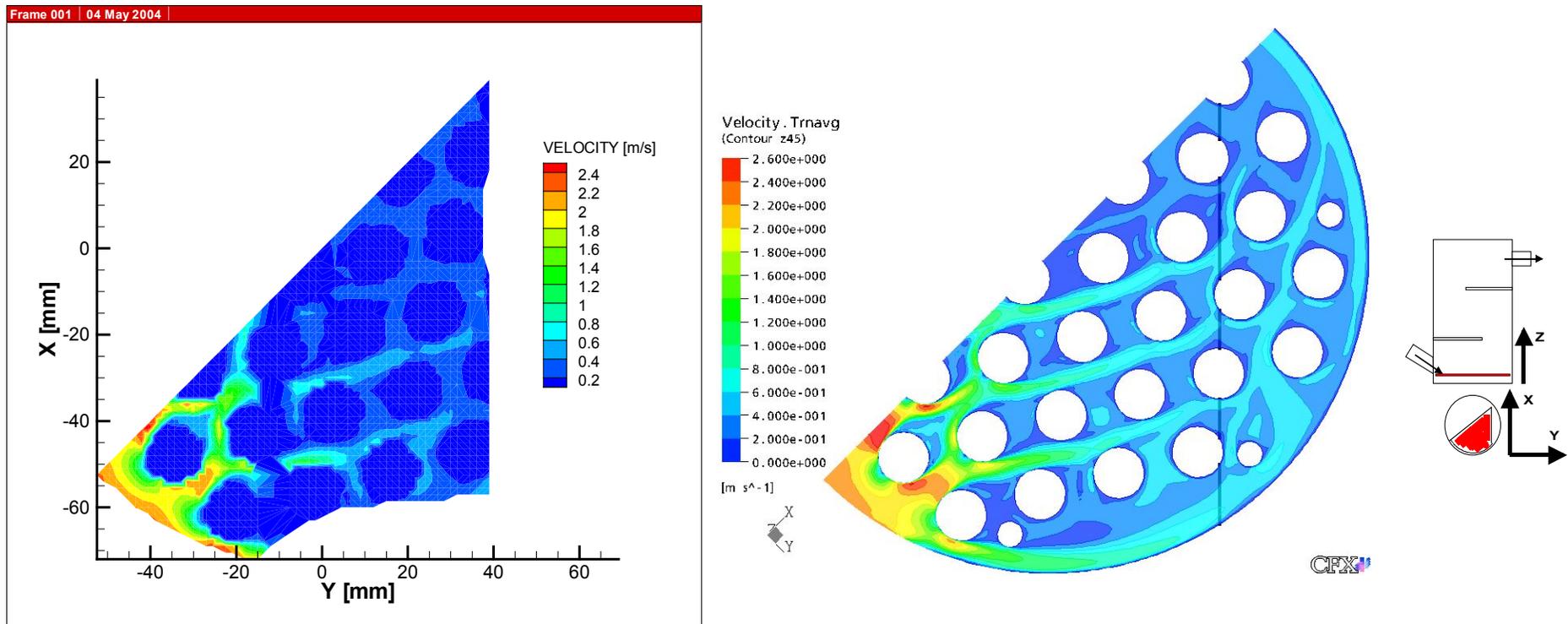


Abbildung 6-8: Bündel 1, Horizontalebene bei  $z = 45$  mm knapp unterhalb des Zuströmstutzens; Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

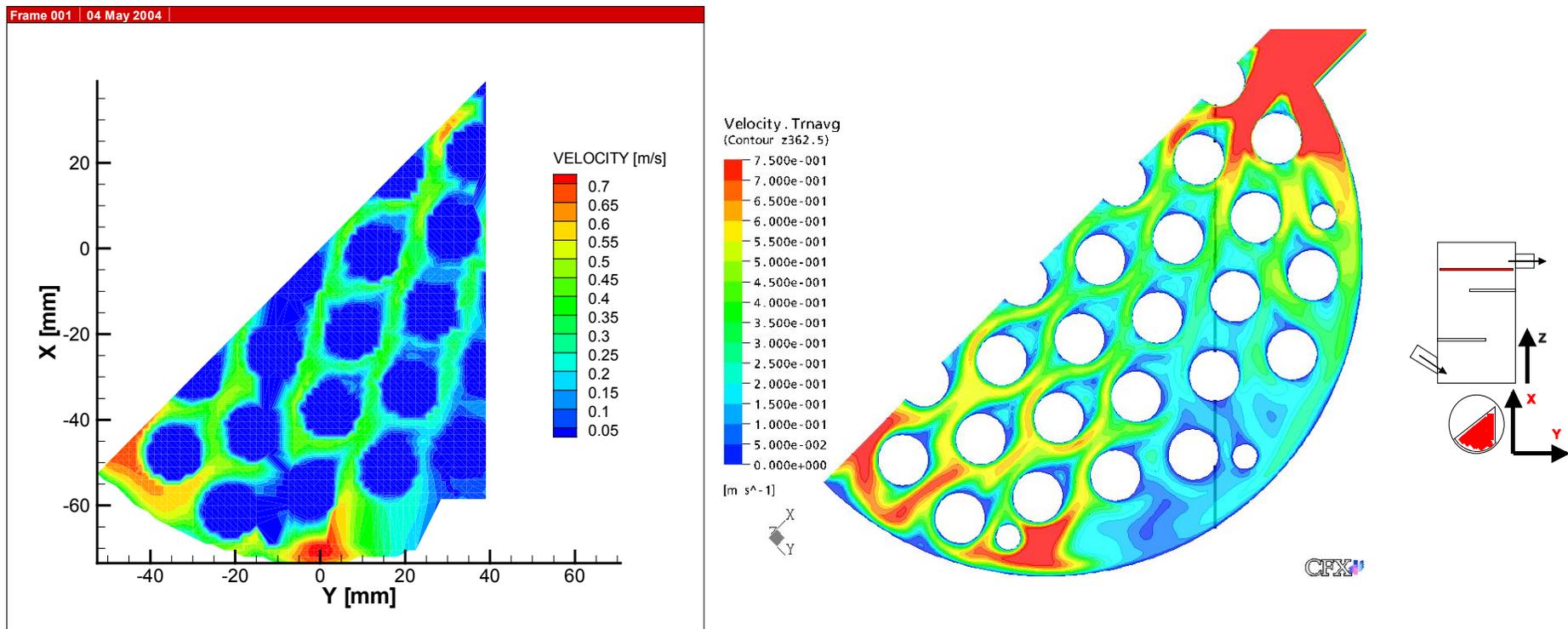


Abbildung 6-9: Bündel 1, Horizontalebene bei  $z = 362,5$  mm (Abströmbereich im oberen Modelldrittel); Farbplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

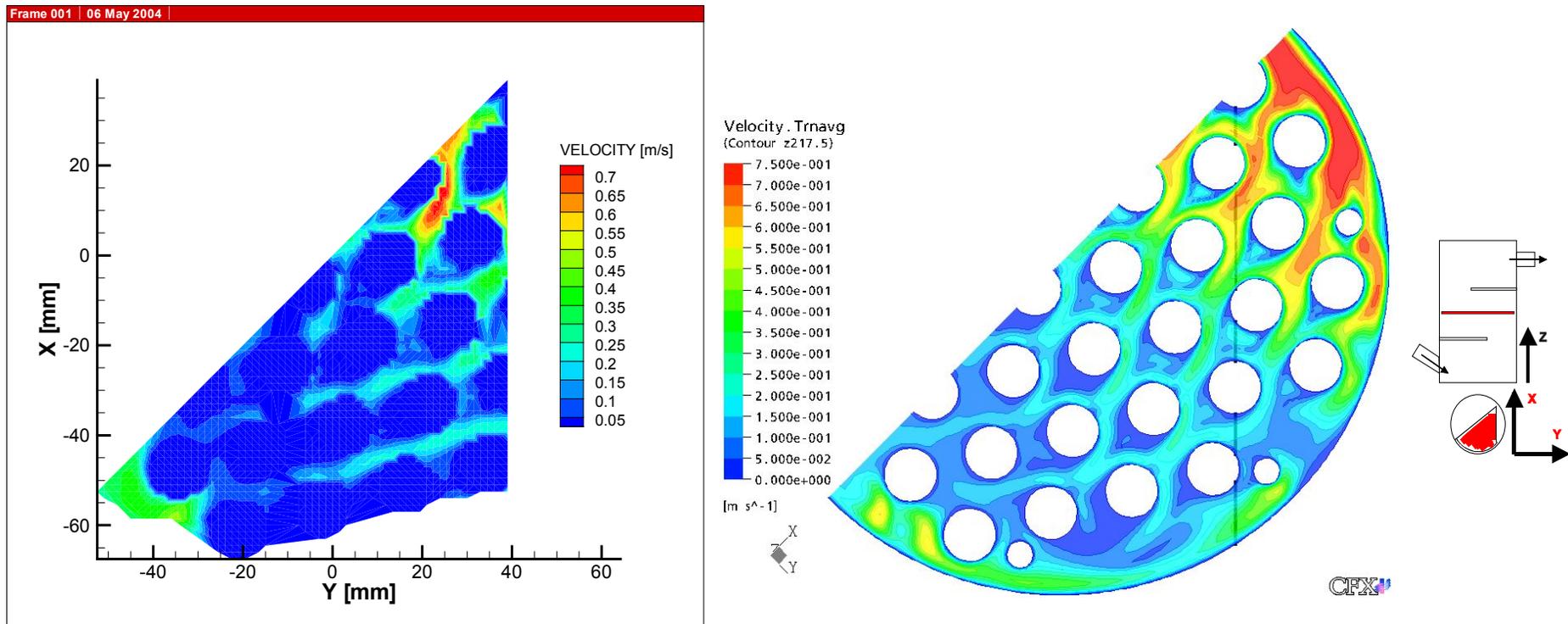


Abbildung 6-10: Bündel 1, Horizontalebene bei  $z = 217,5$  mm (Querströmbereich in Modellmitte); Farbplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

## 6.5 Bündel 4

### 6.5.1 Zu erwartende Strömungsfrequenzen und Strömungsmodell

Bei dem Volumenstrom von  $144 \text{ l/min}$  aus dem Experiment treten bei Bündel 4 maximale Geschwindigkeiten von  $3,8 \text{ m/s}$  auf. Zur Abschätzung der zu wählenden Zeitschrittweite für die Berechnung wurde auf den VDI-Wärmeatlas [VDI97b] zurückgegriffen. Bei dem engen Teilungsverhältnis von  $\tau = 1,2$  und der fluchtenden Rohranordnung sind keine Wirbelfrequenzen zu erwarten. Durch Extrapolation kann man dennoch eine Strouhal-Zahl der Wirbelfrequenz von ca.  $Sr = 0,06$  für fluchtend und  $Sr = 0,32$  für unter  $45^\circ$  angeströmte Bereiche abschätzen. Aus der Definition der Strouhal-Zahl in Gleichung (2-2) ergibt sich mit der Maximalgeschwindigkeit und dem Rohrdurchmesser von  $D = 16 \text{ mm}$  eine maximal mögliche Wirbelfrequenz von  $f_w = 14,3 \text{ Hz}$  für fluchtende bzw.  $f_w = 76,0 \text{ Hz}$  für  $45^\circ$ -Anströmung. Für die Berechnungen wurde eine Zeitschrittweite von  $0,001 \text{ s}$  gewählt. Damit wäre ein Zyklus der Wirbelablösung mit 70 bzw. 13 Zeitschritten aufgelöst. Bei der instationären Simulation stellte sich mit dem verwendeten SST-Modell ein stationärer Zustand ein. Dies belegen in Abbildung 6-11 die Geschwindigkeitsverläufe hinter Zylinder 2 in der Zuströmebene und hinter Zylinder 36 auf der Höhe des Abströmstutzens. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit eigenen Messungen an Bündel 4 und mit dem VDI-Wärmeatlas [VDI97b], der bei diesem engen Teilungsverhältnis keine Wirbelfrequenzen mehr vorhersagt.

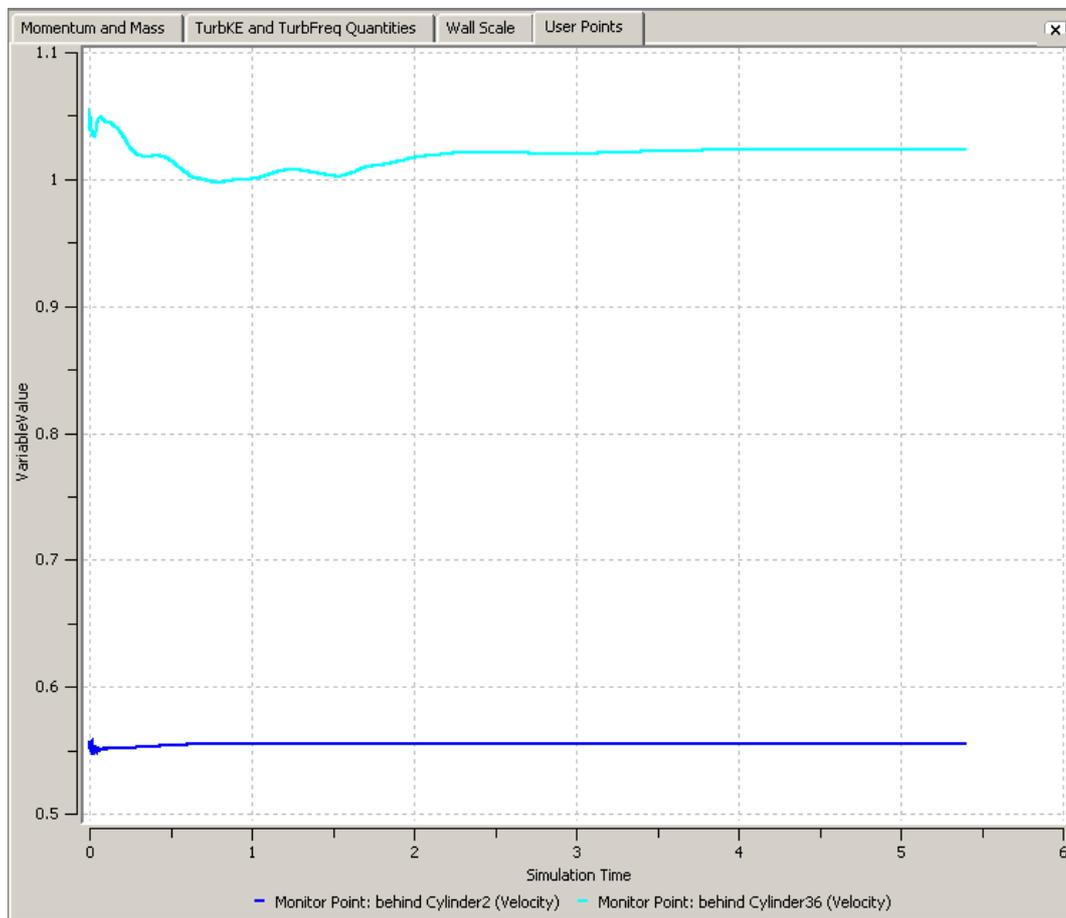
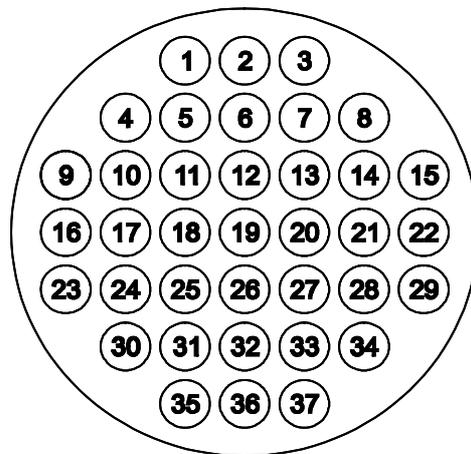


Abbildung 6-11: Bündel 4; oben: Rohrnummerierung bei Zuströmung von oben; unten: Zeitverlauf verschiedener Berechnungsgrößen; dunkelblau: Geschwindigkeit hinter Zylinder 2; hellblau: Geschwindigkeit hinter Zylinder 36.

In Bündel 4 stellt sich also eine stationäre Strömung ein. Sobald der stationäre Zustand in der Berechnung erreicht ist, ist das Ergebnis zu jedem beliebigen Zeitpunkt repräsentativ für das Strömungsgeschehen. Bei Bündel 4 wurde deshalb das Berechnungsergebnis direkt mit den LDA-Messungen verglichen, ohne Mittelwerte oder andere statistische Größen der berechneten Geschwindigkeiten bilden zu müssen.

### 6.5.2 Strömungsverteilung

#### **6.5.2.1 Großräumige Strömungsverteilung**

Abbildung 6-12 zeigt das Gesamtmodell mit Stromlinien und Vektorplots der Strömungsgeschwindigkeit in der Höhe des Ein- und des Ausströmstutzens. Die beiden Umlenkplatten zwingen die Hauptströmung des Rohrbündel mäanderförmig zu durchströmen. Oberhalb und unterhalb des Zuströmstutzens ist Rückströmung zu erkennen. Ein relativ großer Strömungsanteil weicht dem Widerstand des Stabbündels aus und legt sich an die Seitenwände des Mantelzylinders an. Dies ist sowohl am Verlauf der Stromlinien als auch an den Vektorplots zu erkennen.

Die großräumigen Strömungsverhältnisse stimmen gut mit Messungen und mit dem Strömungseindruck überein, den man erhält, wenn das Strömungsmedium absichtlich zum Schäumen gebracht wird.

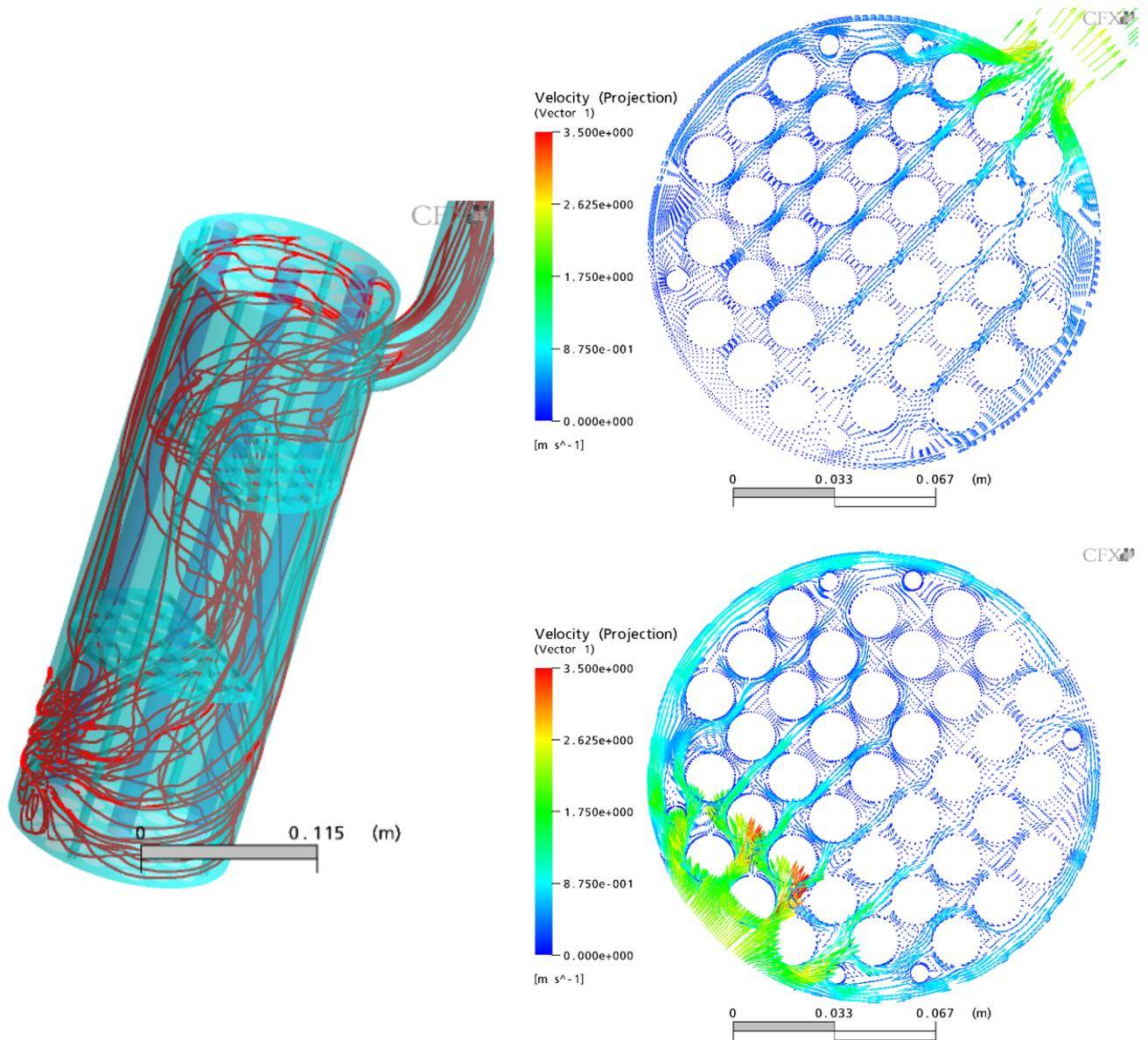


Abbildung 6-12: Bündel 4; links: Gesamtmodell mit Stromlinien; rechts oben: Geschwindigkeitsvektoren auf Höhe des Ausströmstutzens ( $z = 360$  mm); rechts unten: Geschwindigkeitsvektoren knapp unterhalb des Zuströmstutzens ( $z = 45$  mm); Zuströmung von links unten.

### **6.5.2.2 Vertikalschnitte im Zuströmbereich**

In Abbildung 6-13 und Abbildung 6-14 werden die Berechnungsergebnisse in einer Vertikalebene im unteren Drittel des Modells Messergebnissen gegenübergestellt. Die Geschwindigkeitsverteilung wird von der Simulation gut getroffen. Das Turbulenzniveau ist zu gering.

### **6.5.2.3 Vertikalschnitte im Abströmbereich**

Der Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen aus der Berechnung und der Messung auf zwei Vertikalebene im oberen Drittel des Modells in Abbildung 6-23 und Abbildung 6-16 zeigt eine befriedigende Übereinstimmung. Die nicht dargestellten Turbulenzniveaus sind allerdings wieder zu gering.

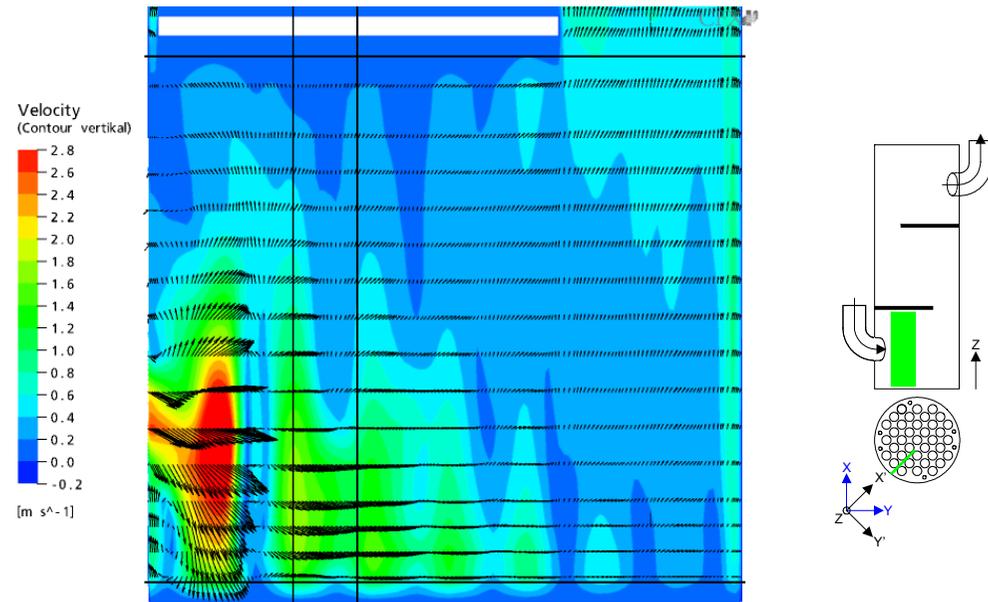
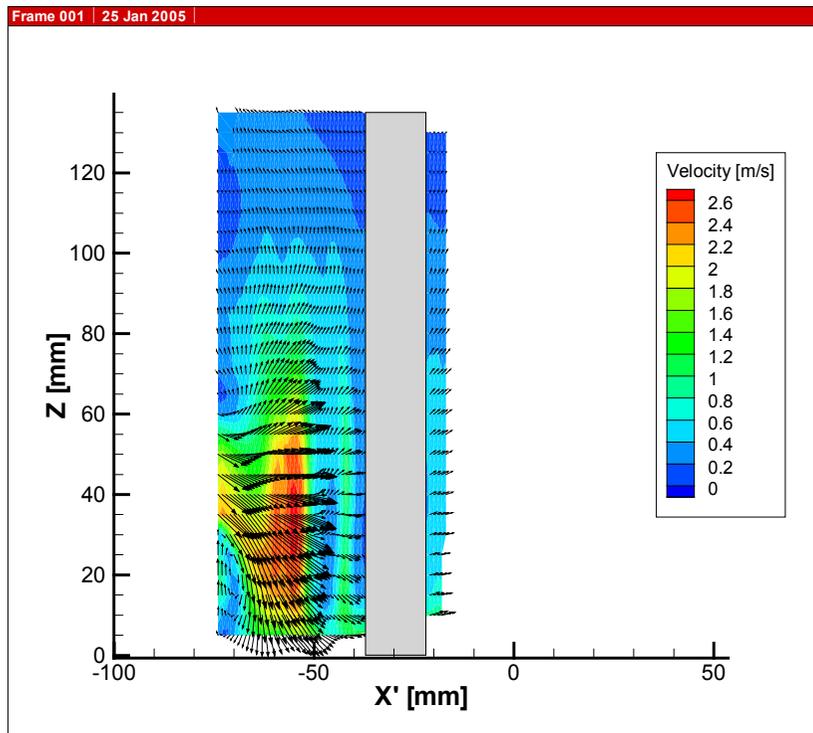


Abbildung 6-13: Bündel 4, unteres Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in die nächste Gasse zwischen den Rohren; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

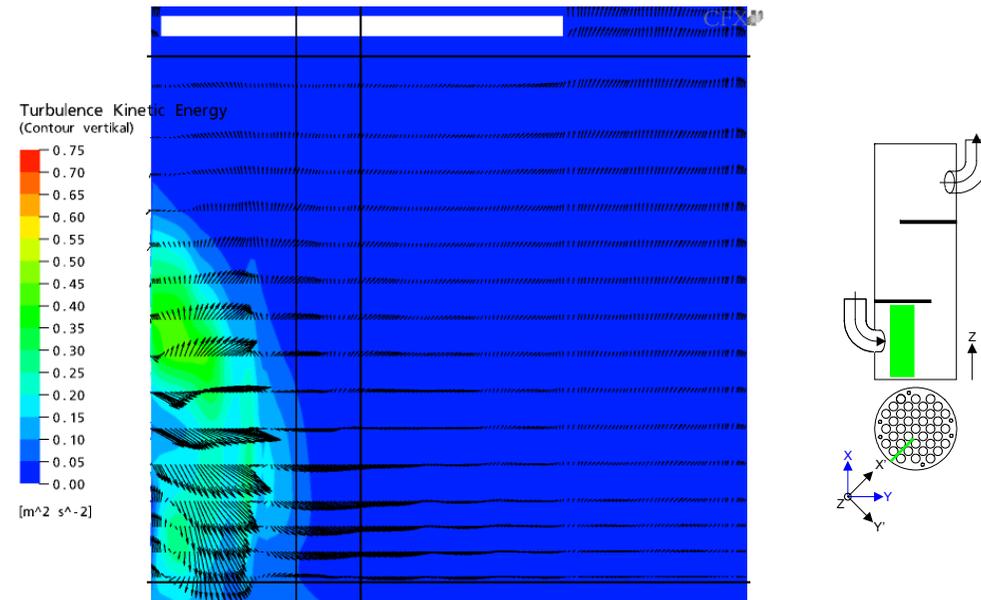
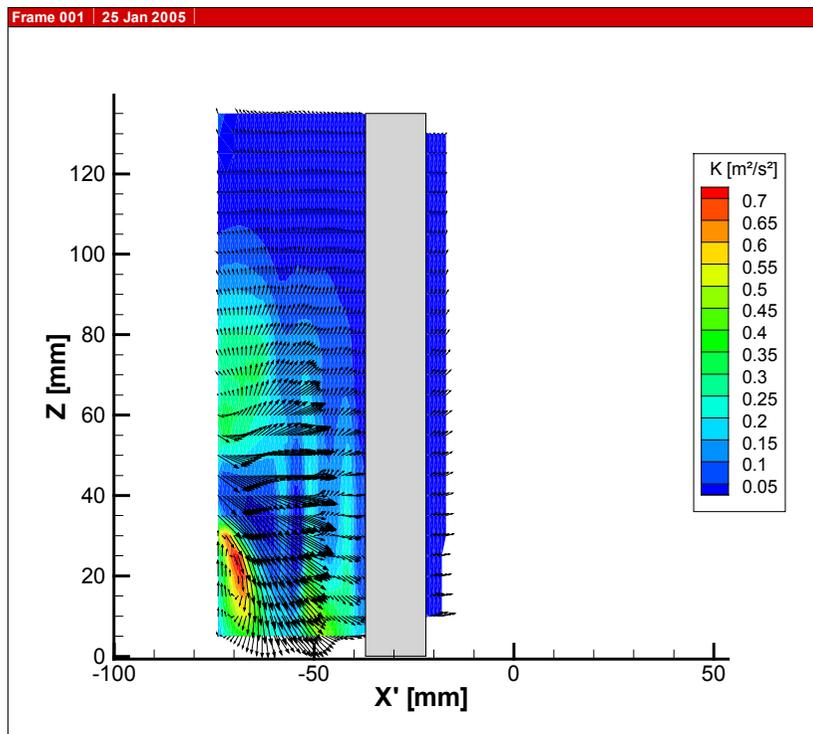


Abbildung 6-14: Bündel 4, unteres Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in die nächste Gasse zwischen den Rohren; Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

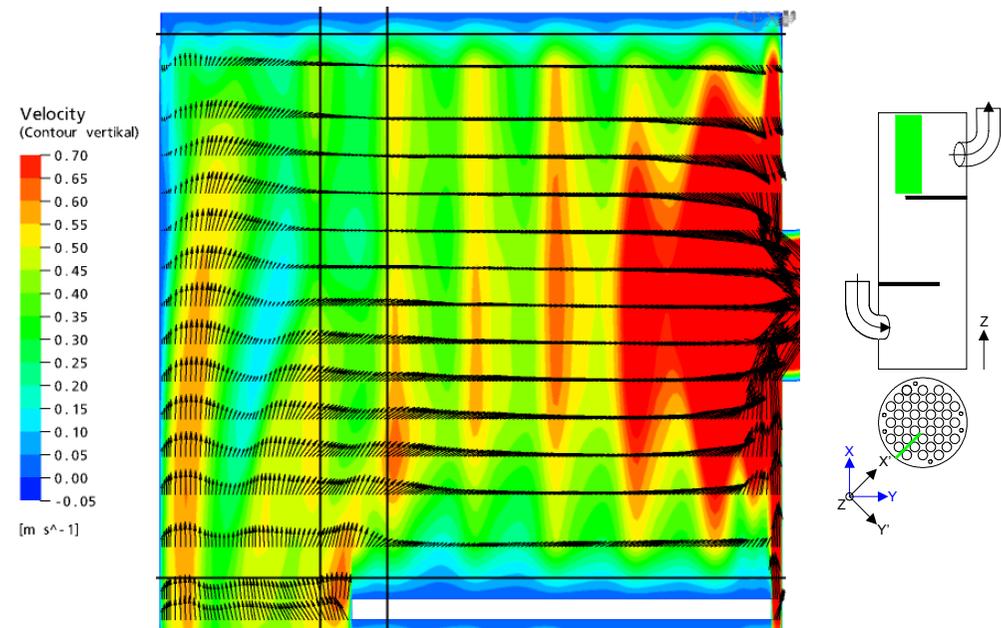
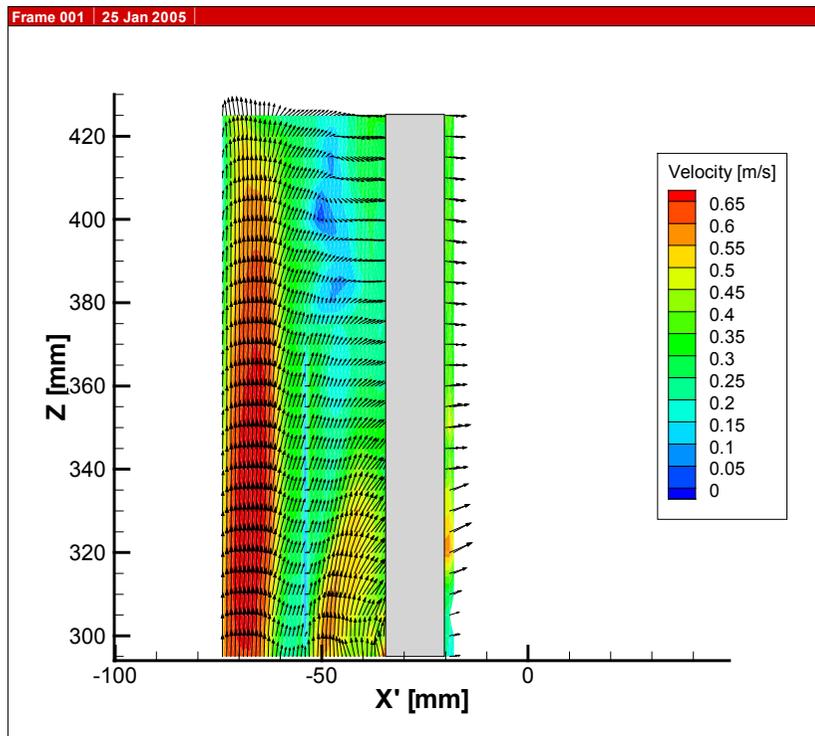


Abbildung 6-15: Bündel 4, oberes Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in eine Gasse zwischen den Rohren; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit Messungen (links).

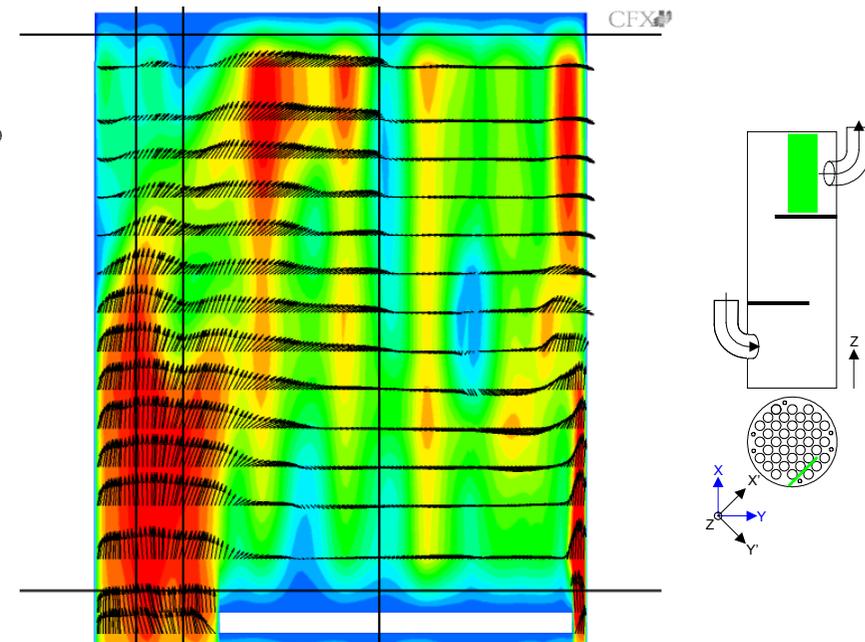
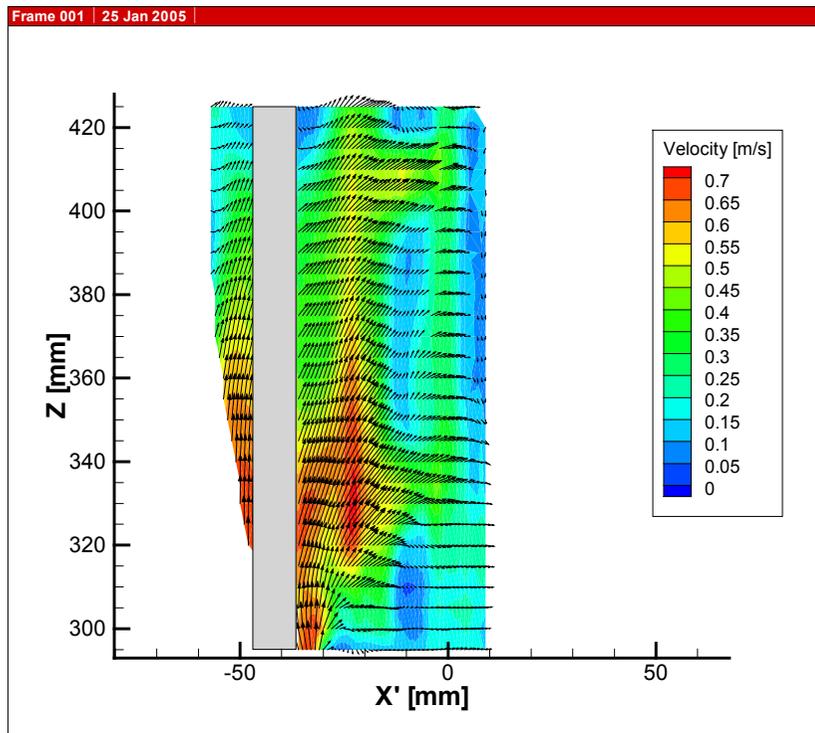


Abbildung 6-16: Bündel 4, oberes Drittel; Vertikalebene um 47,9 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in eine Gasse zwischen den Rohren; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit Messungen (links).

#### **6.5.2.4 Horizontalschnitt auf Höhe des Zuströmstutzens**

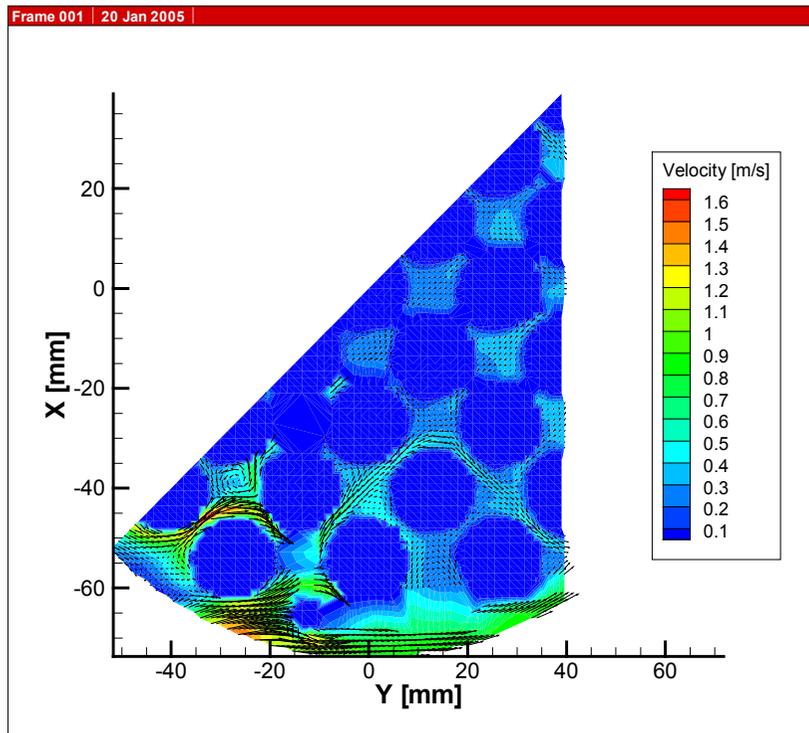
Im Horizontalschnitt auf Höhe des Zuströmstutzens ( $z = 65 \text{ mm}$ ) zeigt sich sowohl bei der Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 6-25 als auch bei der turbulenten kinetischen Energie in Abbildung 6-18 eine gute Übereinstimmung, wahrscheinlich wegen der Nähe zum Eintritt, bei dem genau das gemessene Turbulenzniveau vorgegeben wird.

#### **6.5.2.5 Horizontalschnitt in der Modellmitte**

In Abbildung 6-28 und Abbildung 6-20 zeigt sich wieder das gewohnte Bild. Beim Vergleich von Berechnungsergebnissen und LDA-Messungen in einem Horizontalschnitt in der mittleren Querströmzone des Modells ( $z = 217,5 \text{ mm}$ ) besteht eine gute Übereinstimmung bei den Geschwindigkeitsverhältnissen. Das Turbulenzniveau ist in den Berechnungen stellenweise zu gering.

#### **6.5.2.6 Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens**

In einem Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens ( $z = 362,5 \text{ mm}$ ) zeigt sich bei der Geschwindigkeitsverteilung (Abbildung 6-21) wieder eine gute Übereinstimmung. Das Niveau der turbulenten kinetischen Energie (Abbildung 6-33) wird auch in dieser Ebene von der Simulation unterschätzt.



CFX

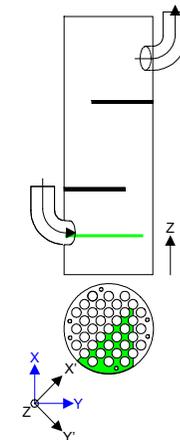


Abbildung 6-17: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 65$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST Modell (rechts) im Vergleich zu LDA-Messungen (links).

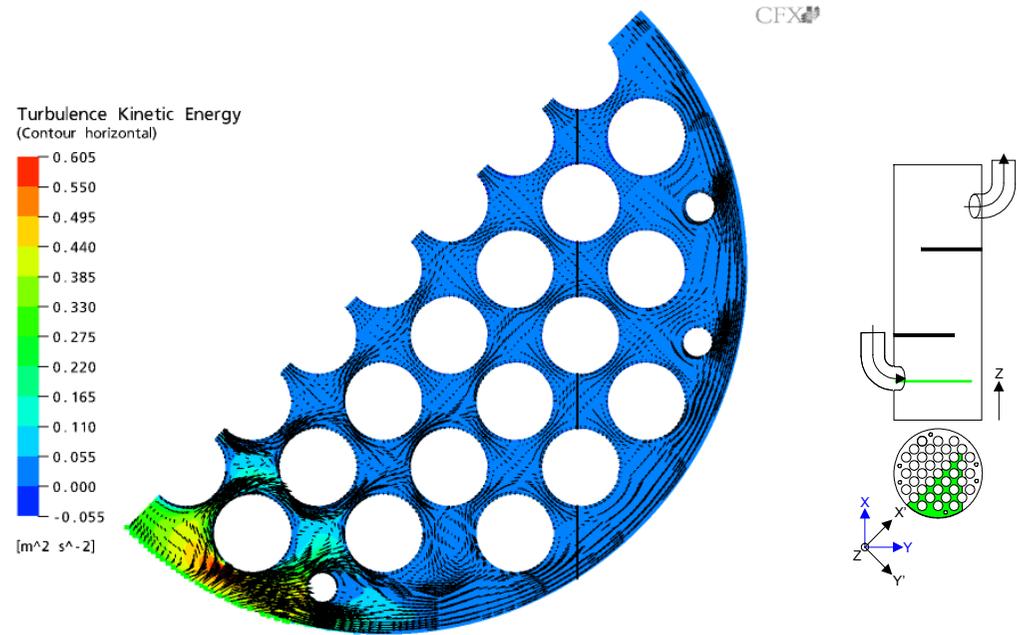
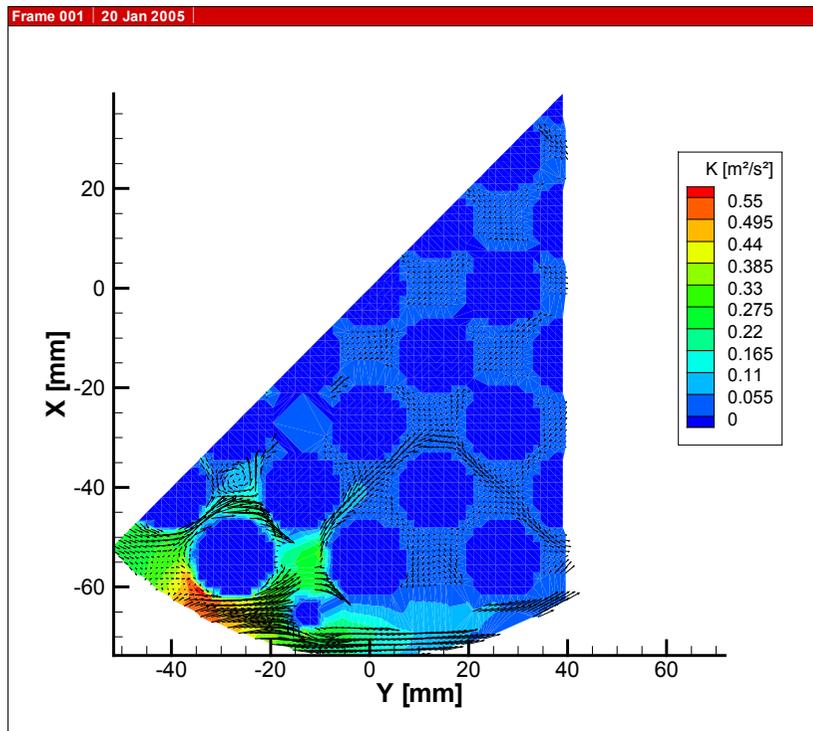


Abbildung 6-18: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 65$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST Modell (rechts) im Vergleich zu LDA-Messungen (links).

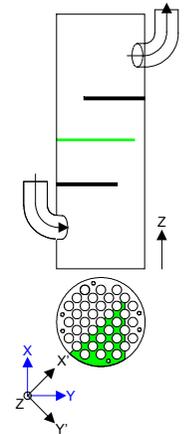
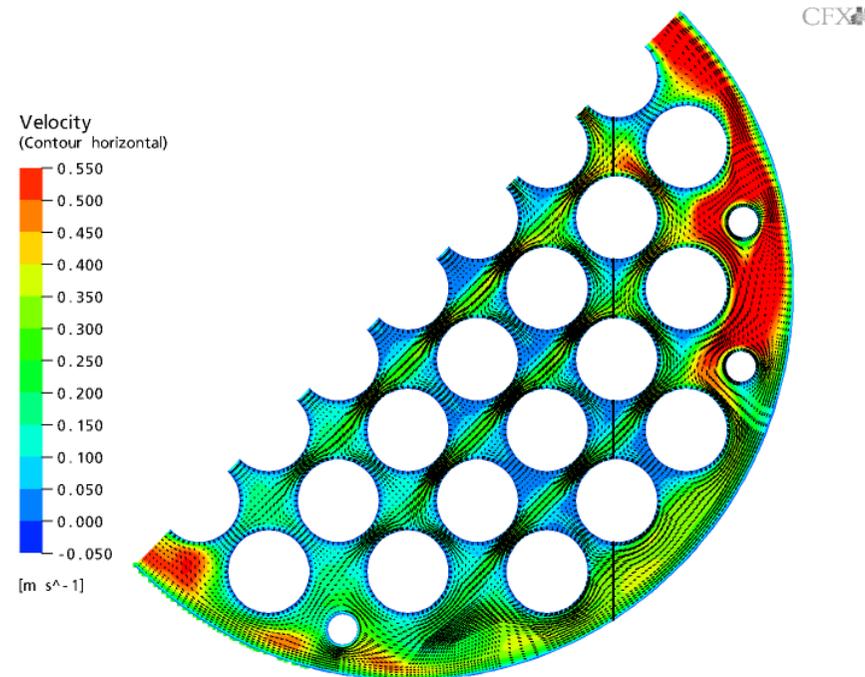
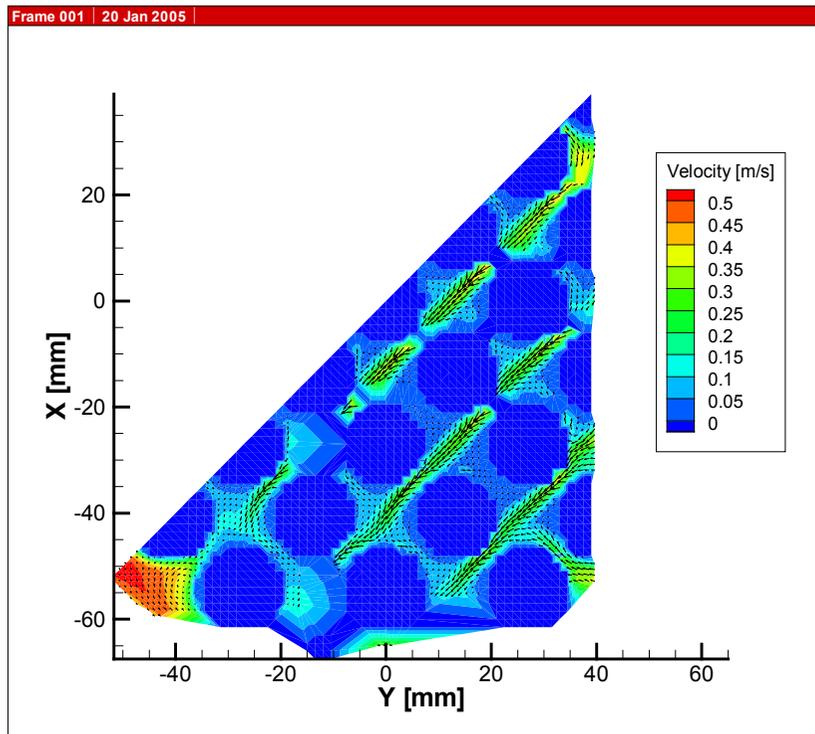


Abbildung 6-19: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 217,5$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

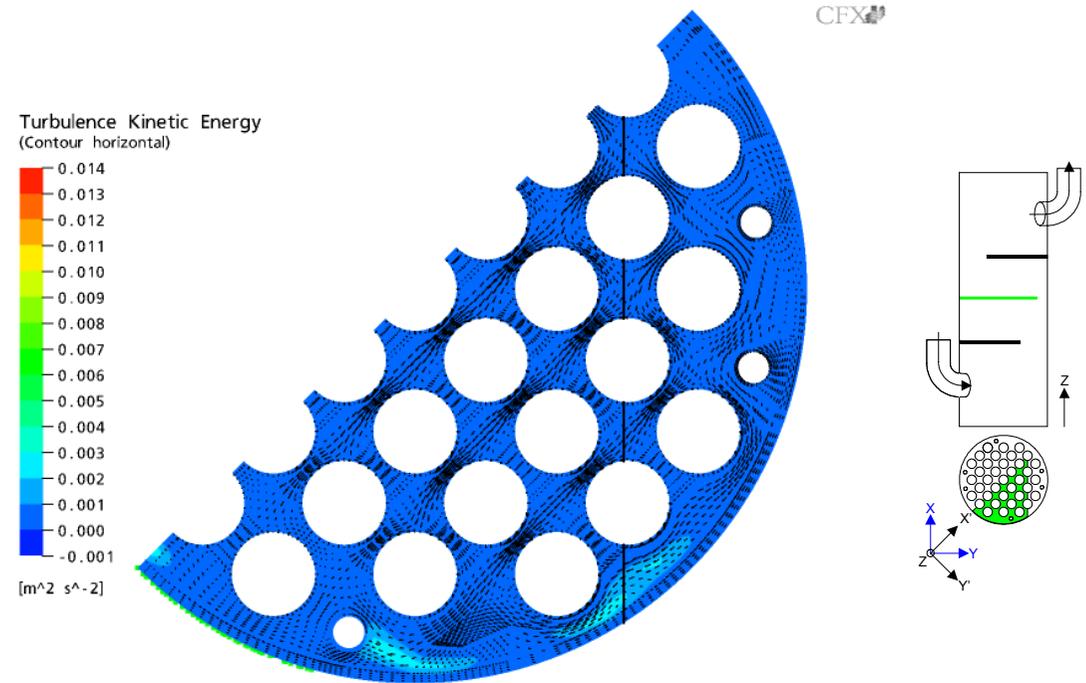
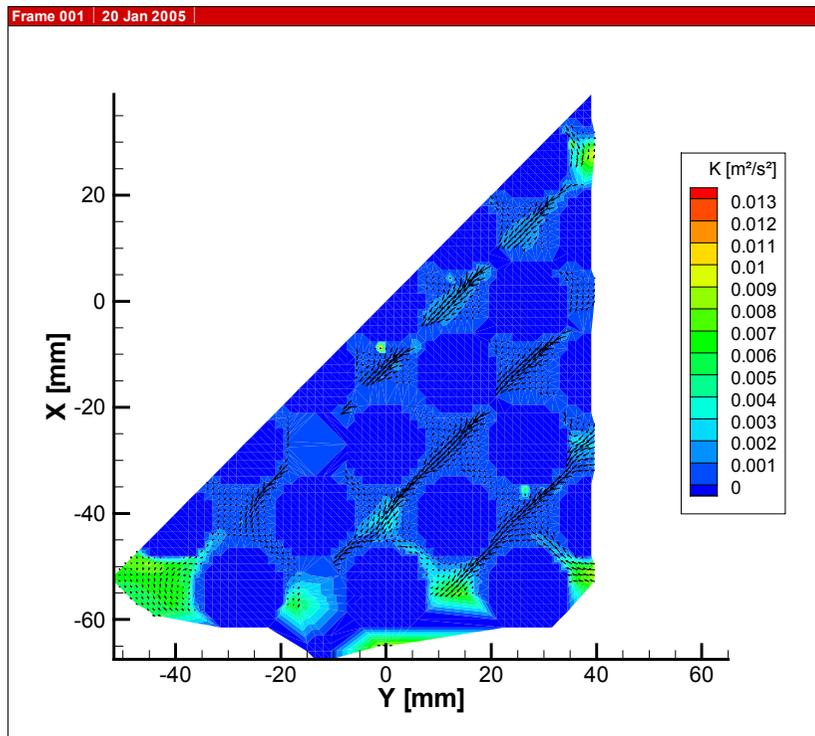


Abbildung 6-20: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 217,5$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

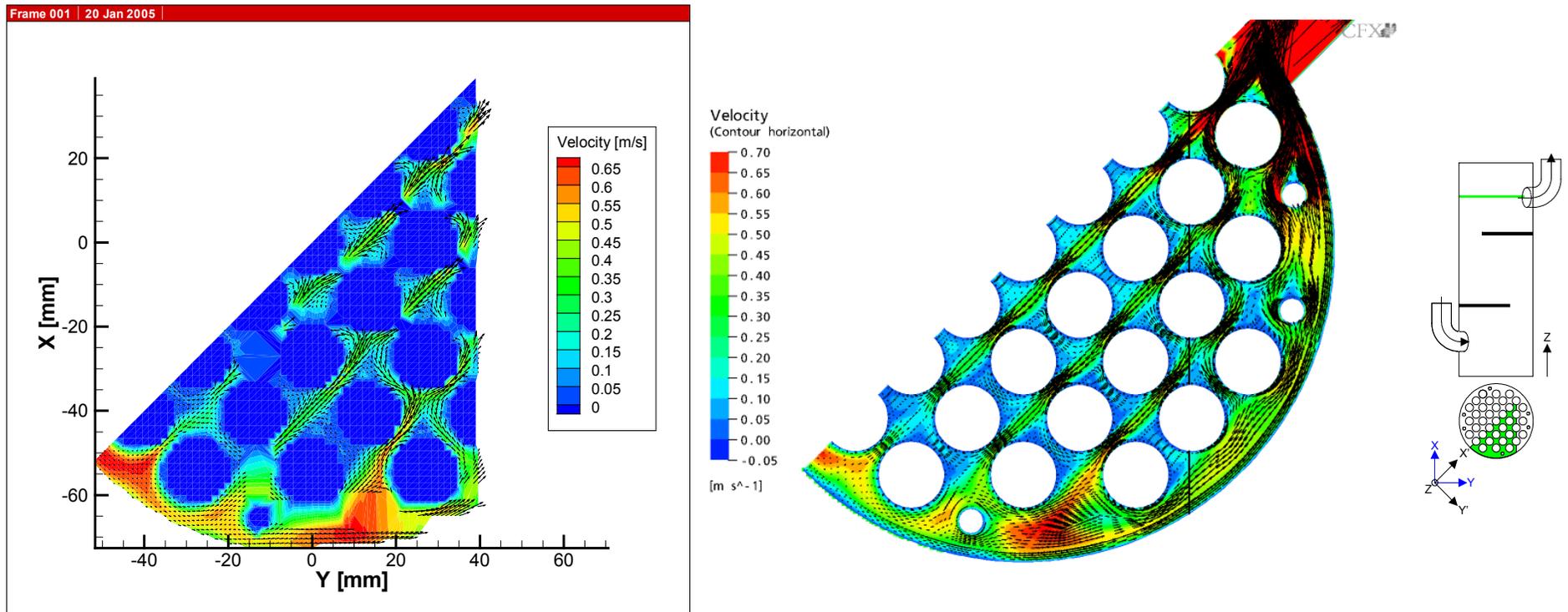


Abbildung 6-21: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 362,5$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

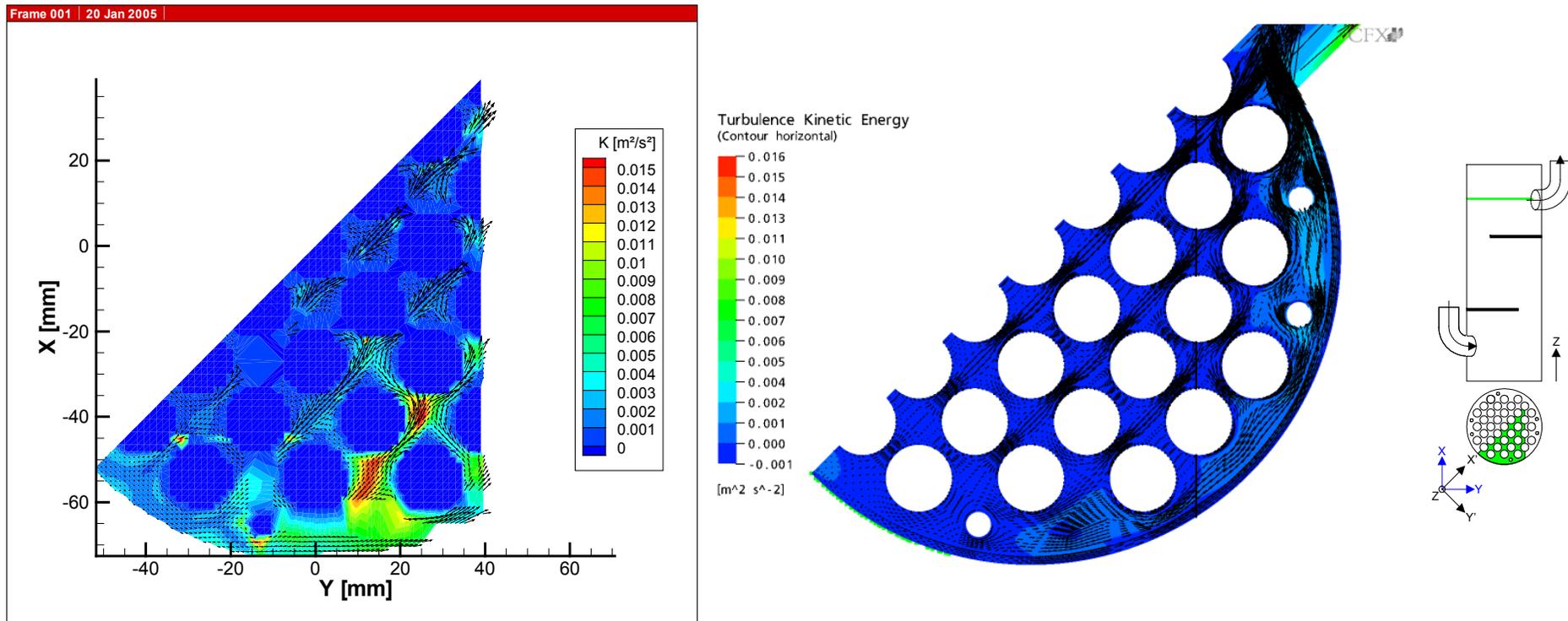
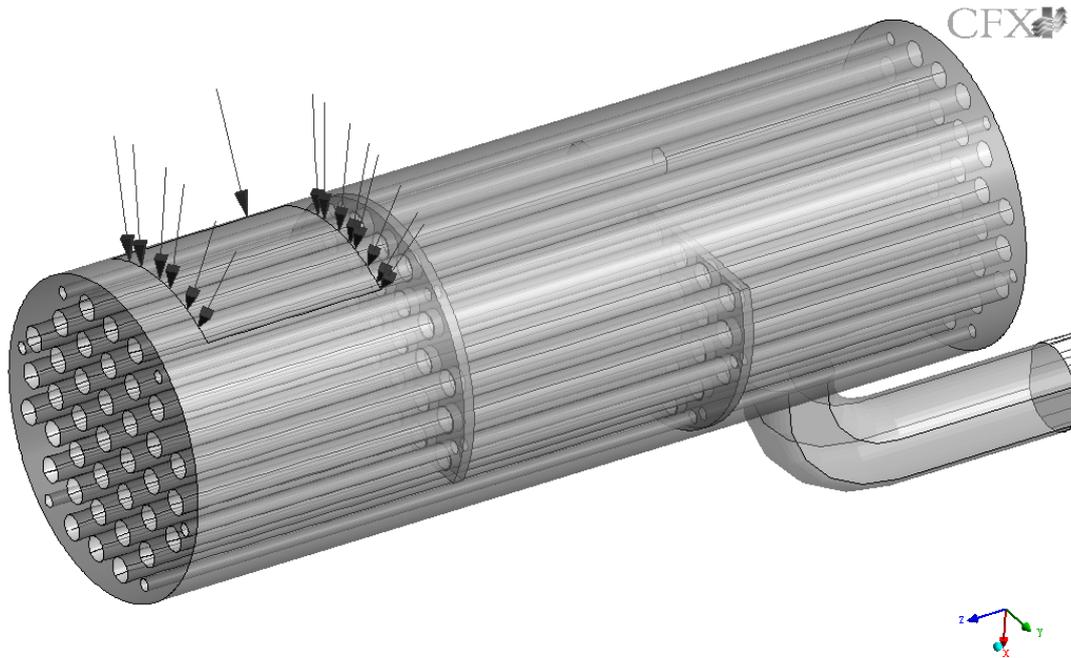


Abbildung 6-22: Bündel 4; Horizontalebene bei  $z = 362,5$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

## 6.6 Bündel 3

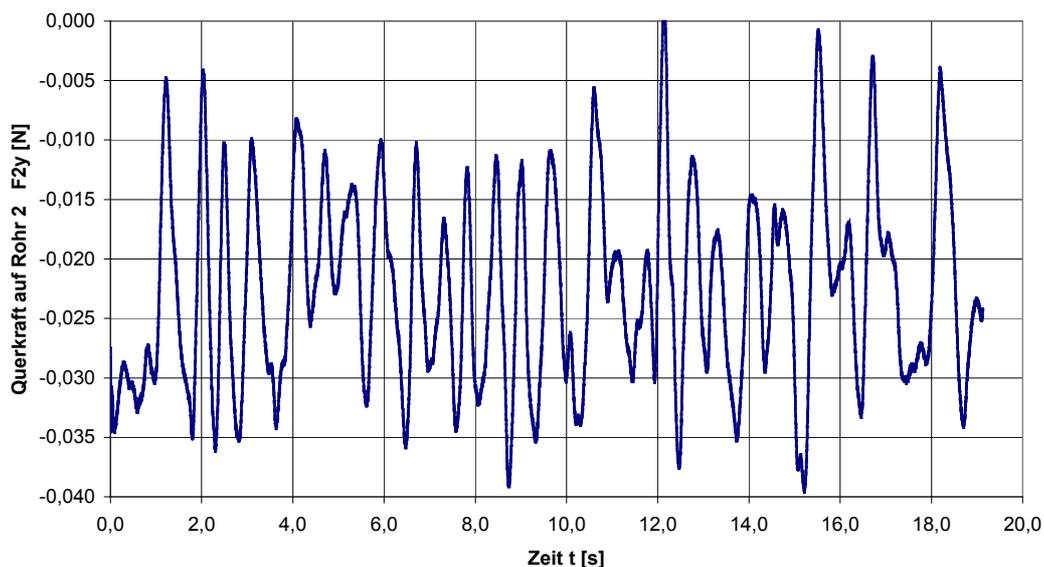
### 6.6.1 Strömungsmodell und Strömungsfrequenzen



**Abbildung 6-23: Modellgeometrie von Bündel 3.**

In Abbildung 6-23 ist die Modellgeometrie von Bündel 3 dargestellt. Die Rohrpositionen in Bündel 3 und 4 sind identisch. Auch bei Bündel 3 handelt es sich also um eine  $90^\circ$  Anordnung mit fluchtenden Rohren. Die Nummerierung der Rohre entspricht der in Abbildung 6-11. Der kleinere Durchmesser der Glasstäbe von  $12\text{ mm}$  führt bei Bündel 3 zu dem größeren Teilungsverhältnis von  $\tau = 1,6$  und folglich bei identischem Volumenstrom von  $144\text{ l/min}$  zu geringeren maximalen Spaltgeschwindigkeiten von ca.  $3,0\text{ m/s}$ . Die maximalen Strouhal-Zahlen von 0,26 und 0,45 ergeben sich nach VDI Wärmeatlas wiederum in Bereichen mit  $45^\circ$ -Anströmung. Die Obergrenze der erwarteten Wirbelfrequenzen lässt sich

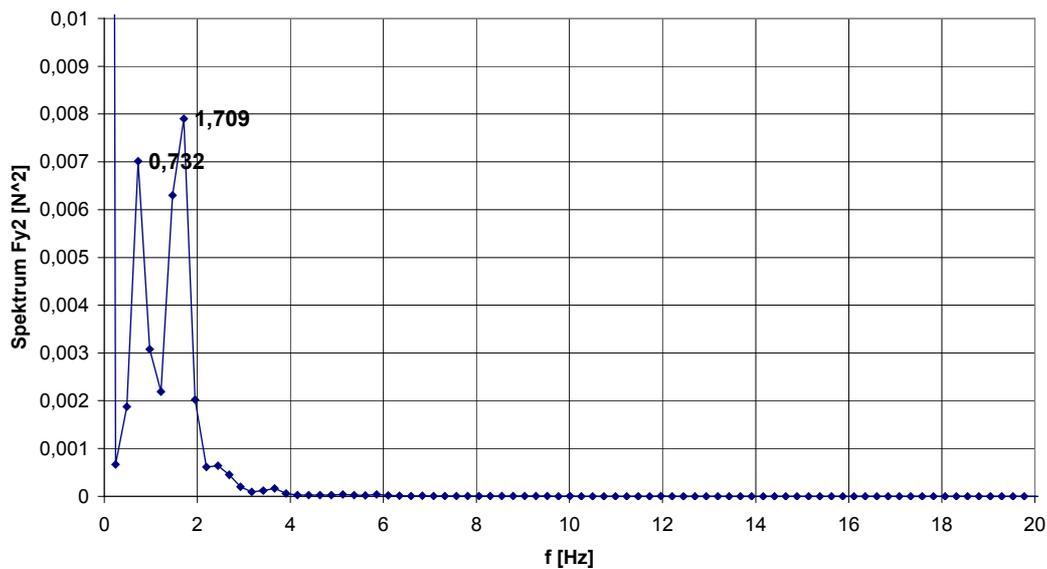
so mit der Maximalgeschwindigkeit und Gleichung (2-2) zu  $112\text{ Hz}$  abschätzen. Die Zeitschrittweite wurde in diesem Fall zu  $0,002\text{ s}$  gewählt. Damit ist gewährleistet, dass die abgeschätzte Maximalfrequenz zumindest mit 4,5 Schritten je Ablösezyklus aufgelöst werden kann und nicht durch die Wahl des Zeitschritts unterdrückt wird. Da Wirbelablösung vor allem in gleichmäßig durchströmten Bereichen stark ausgeprägt ist, sind Wirbelablösefrequenzen am ehesten im Bereich von  $3\text{ Hz}$  oder bei etwas höheren Frequenzen zu suchen. Den Wert  $3\text{ Hz}$  erhält man bei dem vorliegenden Bündel, wenn man fluchtende Durchströmung voraussetzt und den Volumenstrom von  $144\text{ l/min}$  gleichmäßig über den maximalen freien Querschnitt einer Querströmsektion verteilt. Nach TEMA-Standard wäre eine Frequenz von  $4,4\text{ Hz}$  zu erwarten.



**Abbildung 6-24: Bündel 3, berechnete Querkraft auf das Rohr 2.**

Der berechnete Kraftverlauf auf Rohr 2 ist in Abbildung 6-24 dargestellt. Aufgetragen ist die Kraftkomponente quer zur Ein- und Ausströmrichtung des Rohrbündels. Das zugehörige Frequenzspektrum aus der Fourierana-

lyse in Abbildung 6-25 zeigt hohe Ausschläge bei den Frequenzen  $0,73\text{ Hz}$  und  $1,71\text{ Hz}$ . Der deutliche Abstand zu den wenigstens erwarteten  $3\text{ Hz}$  lässt darauf schließen, dass bei Rohr 2 ein anderer Mechanismus als Wirbelablösung dominierend sein muss.



**Abbildung 6-25: Frequenzspektrum der Querkraft auf Rohr 2.**

Die gesuchten Frequenzen findet man eher bei Rohr 36, das sehr weit vom Zuströmstutzen entfernt liegt. In Abbildung 6-26 sind der Kraftverlauf und das Frequenzspektrum dargestellt. Das Spektrum enthält Anteile bei  $1\text{ Hz}$ , aber auch bei  $3\text{ Hz}$ ,  $4,2\text{ Hz}$  und  $4,9\text{ Hz}$ . Die Auswertung anderer Lösungsvariablen ergab weitere Frequenzen im Bereich zwischen  $0,5\text{ Hz}$  und  $6\text{ Hz}$ .

Das Auftreten mehrerer Frequenzen in der Simulation machte das Erreichen eines quasi-stationären Zustands nahezu unmöglich. Dies verdeutlichen auch die Kraftverläufe in Abbildung 6-24 und Abbildung 6-26. Nach ca. 10000 Zeitschritten wurde nicht weiter versucht einen solchen Zustand

zu erreichen. Entsprechend schwierig war die Festlegung eines Zeitintervalls für die Mittelung der Berechnungsgrößen.

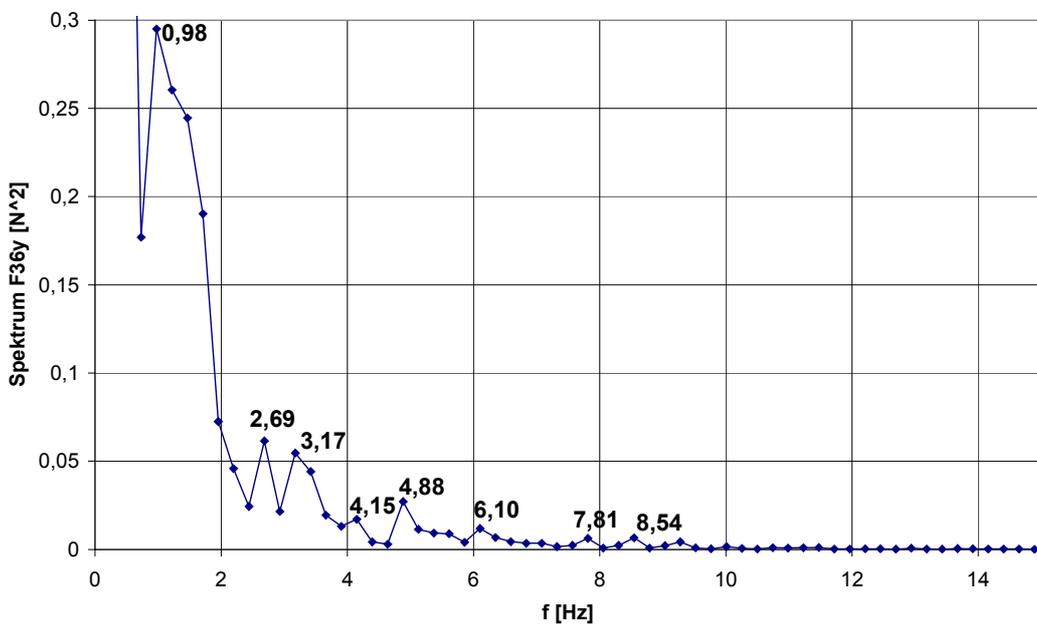
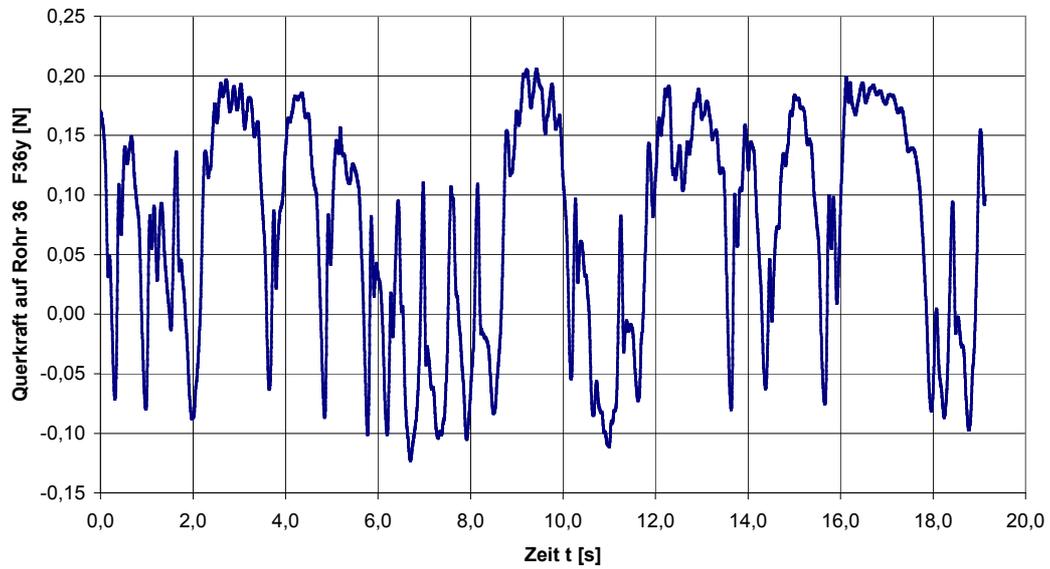


Abbildung 6-26: Bündel 3; Kraftverlauf (oben) und Frequenzspektrum (unten) der Querkräft auf Rohr 36.

Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse wurden durch eine Mittelung über 1563 Zeitschritte oder 3,126 Sekunden erhalten. Die kleinste bei Rohr 36 festgestellte Frequenz von  $0,98\text{ Hz}$  wurde dadurch zumindest noch mit nahezu drei Periodenlängen abgebildet, die Frequenz von  $3,17\text{ Hz}$  bei Rohr 36 mit zehn Periodenlängen. Mit diesem Mittelungsintervall wurden auf einem Pentium 4 Prozessor mit 3,4 GHz Taktung, von der ersten stationären Startlösung bis zum Ende der Mittelung bereits 132 Tage Rechnerleistung benötigt, also mehr als vier Monate.

### 6.6.2 Strömungsverteilung

Die großräumige Durchströmung von Bündel 3 unterscheidet sich nicht grundsätzlich von der Durchströmung von Bündel 1 und 4. Auf eine Darstellung wird deshalb verzichtet. Von größerem Interesse ist der Vergleich der Berechnungsergebnisse mit LDA-Messungen auf ausgewählten Ebenen.

#### **6.6.2.1 Vertikalschnitt im Zuströmbereich**

Abbildung 6-27 und Abbildung 6-28 zeigen eine Gegenüberstellung der Berechnungs- und Messergebnisse in einer Vertikalebene im unteren Drittel des Modells. Wie bei den anderen Rohrbündeln wird die Geschwindigkeitsverteilung von der Simulation gut getroffen. Das Turbulenzniveau ist deutlich zu gering.

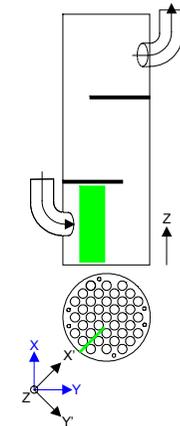
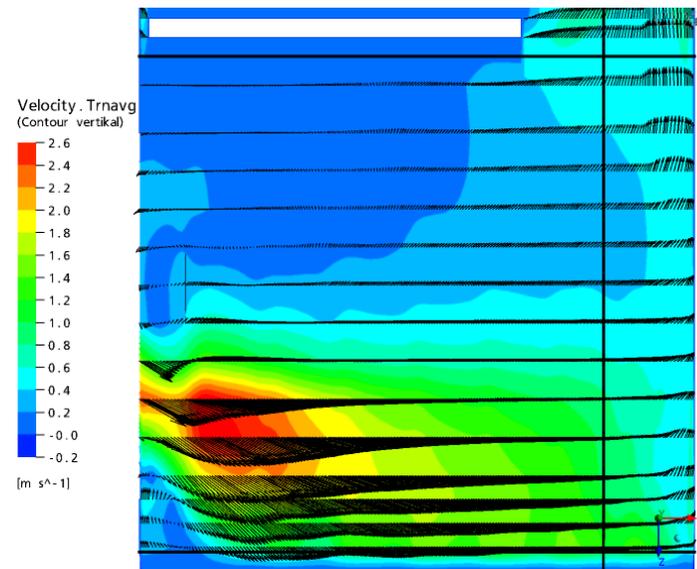
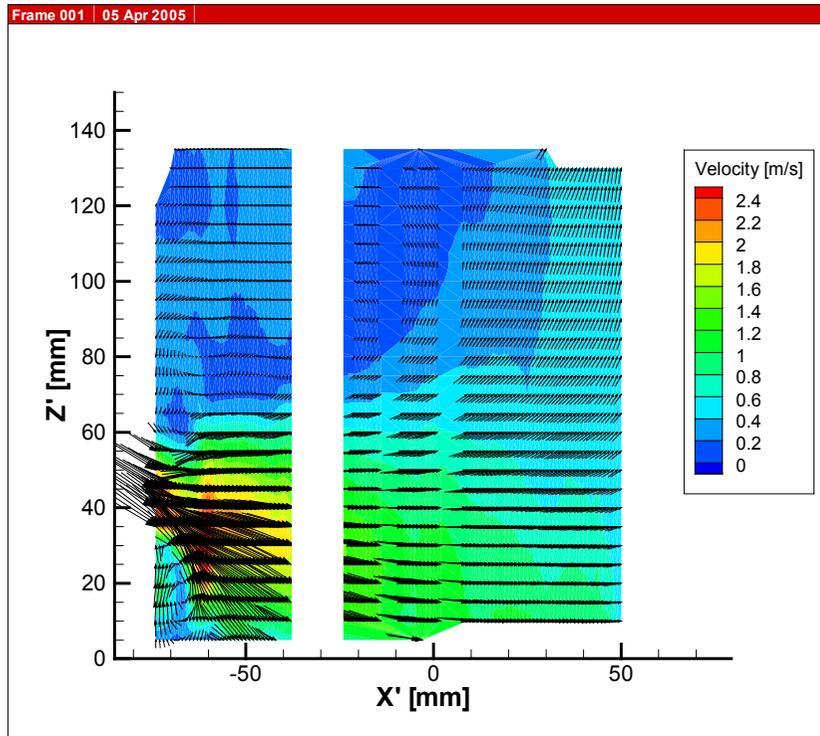


Abbildung 6-27: Bündel 3, unteres Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in die nächste Gasse zwischen den Rohren; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

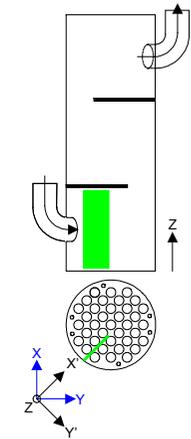
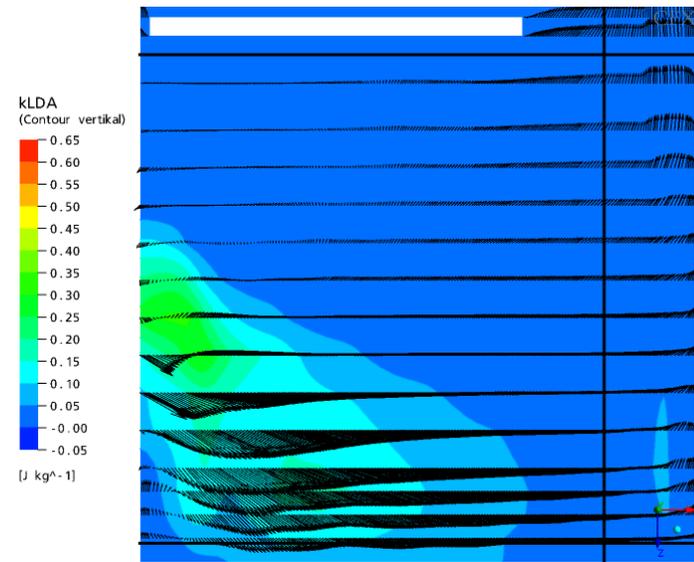
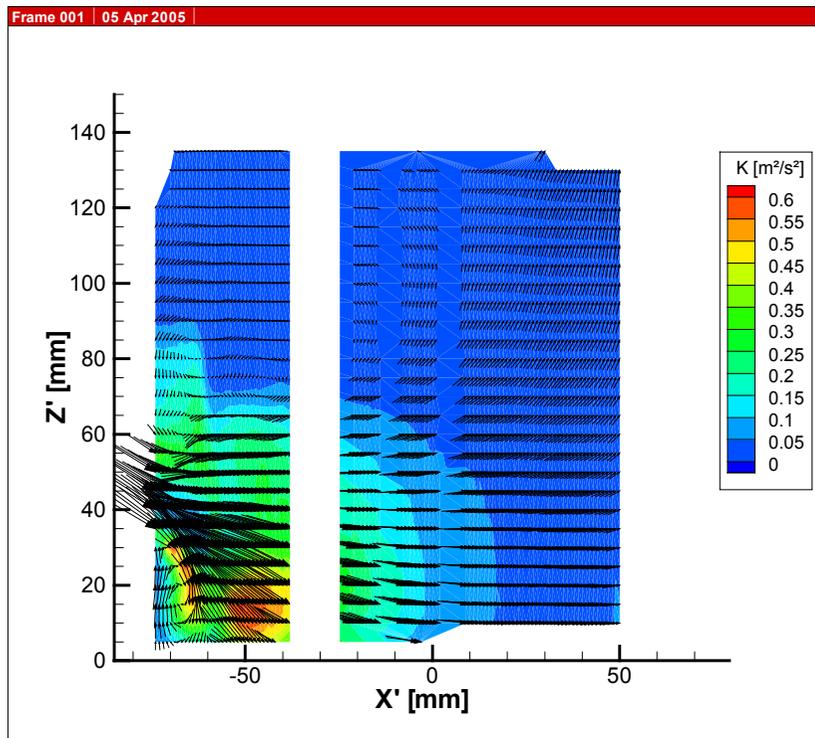


Abbildung 6-28: Bündel 3, unteres Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in die nächste Gasse zwischen den Rohren; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

### 6.6.2.2 Vertikalschnitt im Abströmbereich

In Abbildung 6-29 wird die gemessene Geschwindigkeitsverteilung in einer Vertikalebene im oberen Drittel des Modells Messergebnissen gegenübergestellt. Diese Ebene ist eine der wenigen Ausnahmen, bei der erhebliche Abweichungen bestehen. Die Spaltgeschwindigkeiten werden in der Berechnung deutlich höher vorhergesagt als gemessen. Zusätzlich bildet sich in der linken oberen Ecke ein Wirbel aus, der in den Messungen nicht feststellbar ist. Eine mögliche Ursache sind Vereinfachungen bei der numerischen Modellierung. Der Spalt zwischen der oberen Rohrplatte und dem Glaszylinder wurde dabei vernachlässigt, im Versuchsstand aber nicht verschlossen. Wurde Bündel 3 aufgrund des vorhandenen Spiels beim Einschieben in den Versuchsstand etwas verkantet, ist bei Bündel 3 eventuell genau in der Hochströmzone des Fluids ein besonders großer Spalt zwischen der oberen Rohrplatte und dem Glaszylinder entstanden. Im Versuchsstand konnte dann das nach oben schießende Fluid durch den Spalt in die Haube gelangen und an anderer Stelle zurückströmen. Im numerischen Modell ist dies nicht möglich. Das Fluid prallt auf die Rohrplatte und muss irgendwo zurückströmen. Deshalb bildet sich ein deutlicher Wirbel aus. Die Abweichungen müssen also nicht unbedingt eine schlechte Qualität der Simulationsergebnisse bedeuten. Dass nicht zu vernachlässigende Anteile des Fluids im Versuch einen anderen Weg als den durch das Bündel nehmen, wird auch im Horizontalschnitt in Abbildung 6-37 deutlich. Die berechneten Spaltgeschwindigkeiten sind auf der gesamten Ebene höher als die gemessenen.

Bei der Turbulenzenergieverteilung (Abbildung 6-30) zeigt sich in den meisten Bereichen das gewohnte Bild: die gemessene Verteilung wird in ihrer Höhe von der Berechnung deutlich unterschätzt. Der Turbulenzfleck links oben ist auf den Wirbel in der Berechnung zurückzuführen.

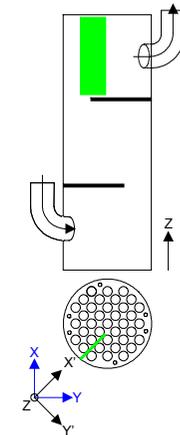
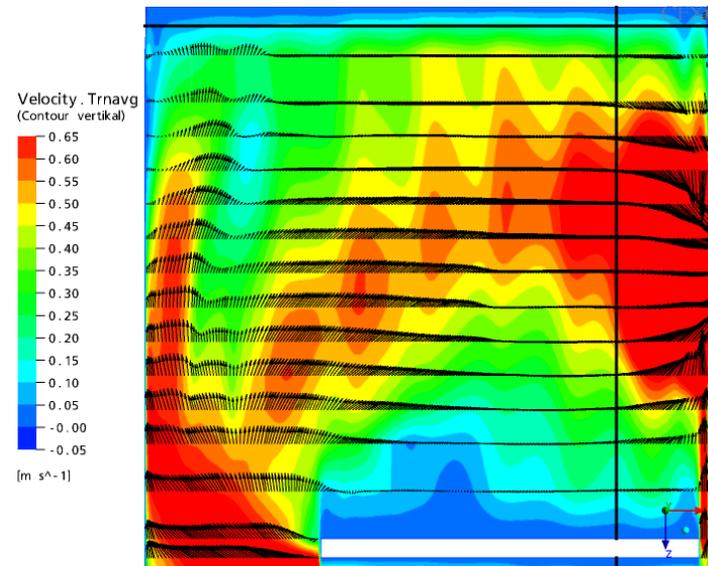
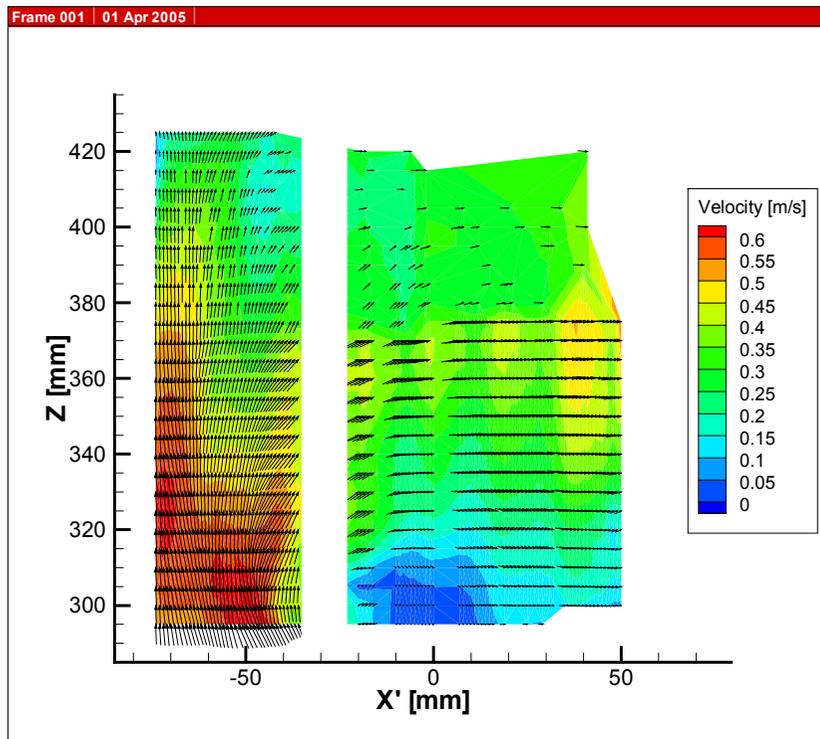
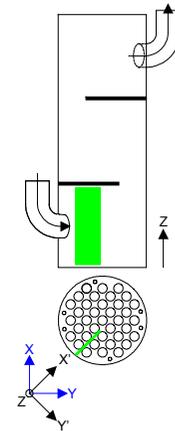
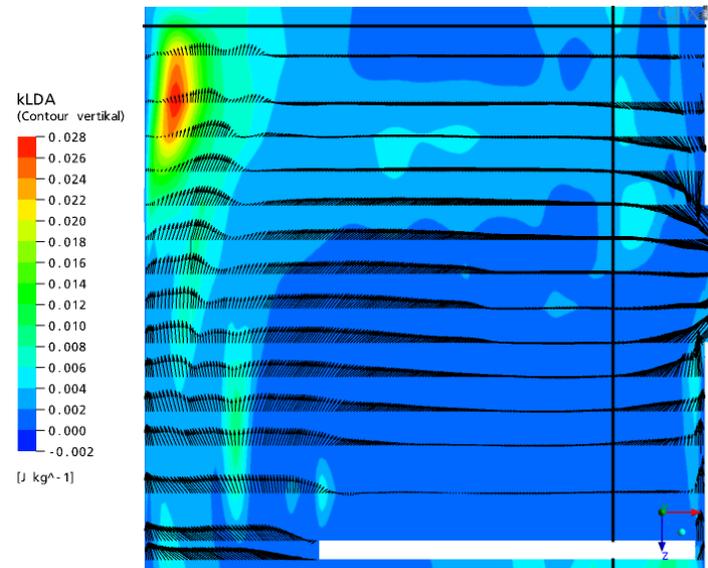
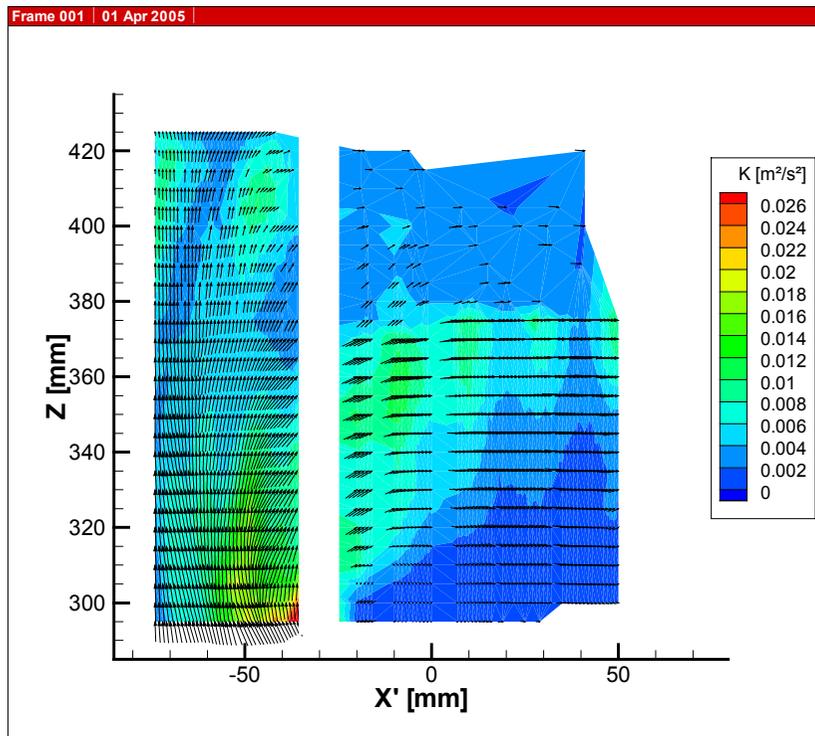


Abbildung 6-29: Bündel 3, oberes Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in eine Gasse zwischen den Rohren; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit Messungen (links).



**Abbildung 6-30: Bündel 3, oberes Drittel; Vertikalebene um 9,58 mm aus der Symmetrieebene des Zuströmstutzens heraus verlegt in eine Gasse zwischen den Rohren; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit Messungen (links).**

### **6.6.2.3 Horizontalschnitte auf Höhe des Zuströmstutzens**

In Horizontalschnitten auf Höhe des Zuströmstutzens ( $z = 45 \text{ mm}$  und  $z = 62 \text{ mm}$ ) in Abbildung 6-31, Abbildung 6-32, Abbildung 6-33 und Abbildung 6-34 zeigt sich sowohl bei der Geschwindigkeitsverteilung als auch bei der turbulenten kinetischen Energie eine gute Übereinstimmung, wahrscheinlich wegen der Nähe zum Eintritt, bei dem genau das gemessene Turbulenzniveau vorgegeben wurde.

### **6.6.2.4 Horizontalschnitt in der Modellmitte**

In Abbildung 6-35 und Abbildung 6-36 zeigt sich wieder das gewohnte Bild. Beim Vergleich von Berechnungsergebnissen und LDA-Messungen in einem Horizontalschnitt in der mittleren Querströmzone des Modells ( $z = 217,5 \text{ mm}$ ) besteht eine gute Übereinstimmung bei den Geschwindigkeitsverhältnissen. Das Turbulenzniveau ist in den Berechnungen etwas zu gering.

### **6.6.2.5 Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens**

Auch im Horizontalschnitt auf Höhe des Abströmstutzens ( $z = 362,5 \text{ mm}$ ) wird das Niveau der turbulenten kinetischen Energie von der Simulation unterschätzt (siehe Abbildung 6-38). Bei der Geschwindigkeitsverteilung (Abbildung 6-37) besteht qualitativ eine gute Übereinstimmung. Quantitativ sind die berechneten Geschwindigkeiten auf dieser Ebene höher als im Versuch. Ein Erklärungsversuch wurde bereits in Abschnitt 6.6.2.2 unternommen.

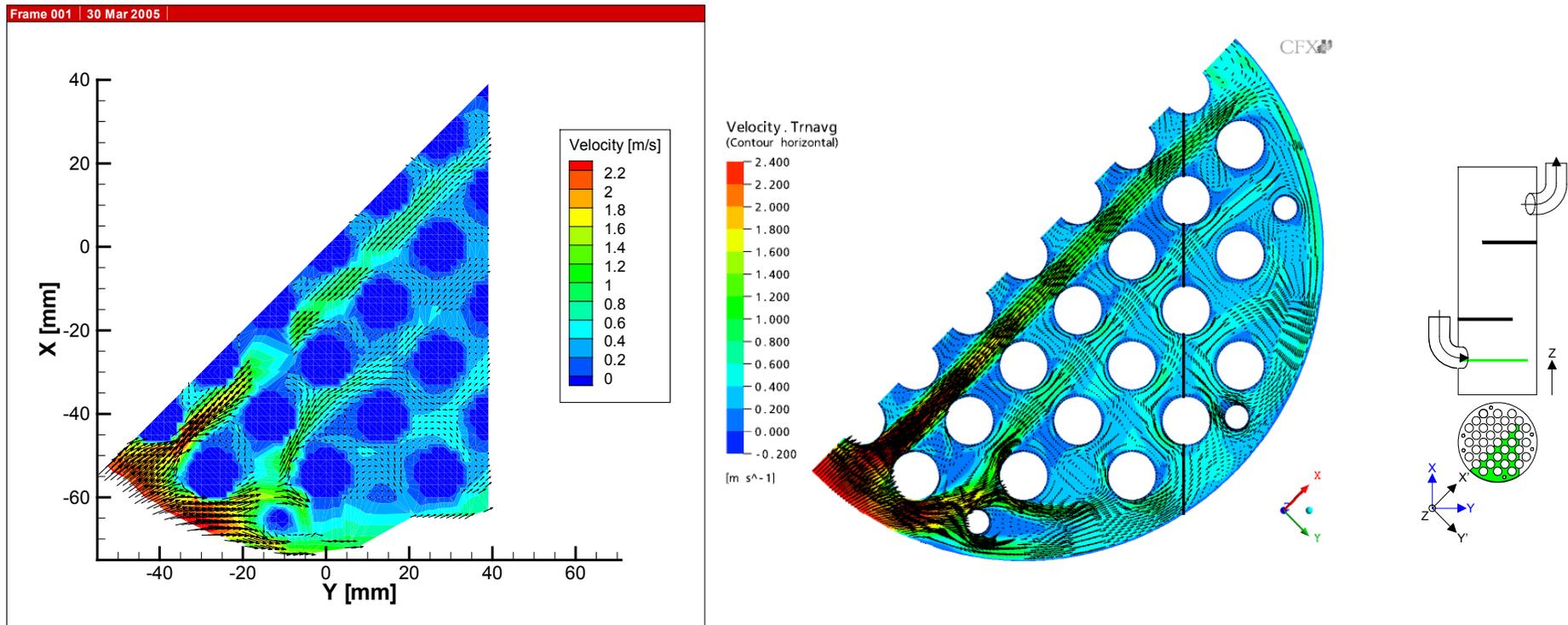


Abbildung 6-31: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 45$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

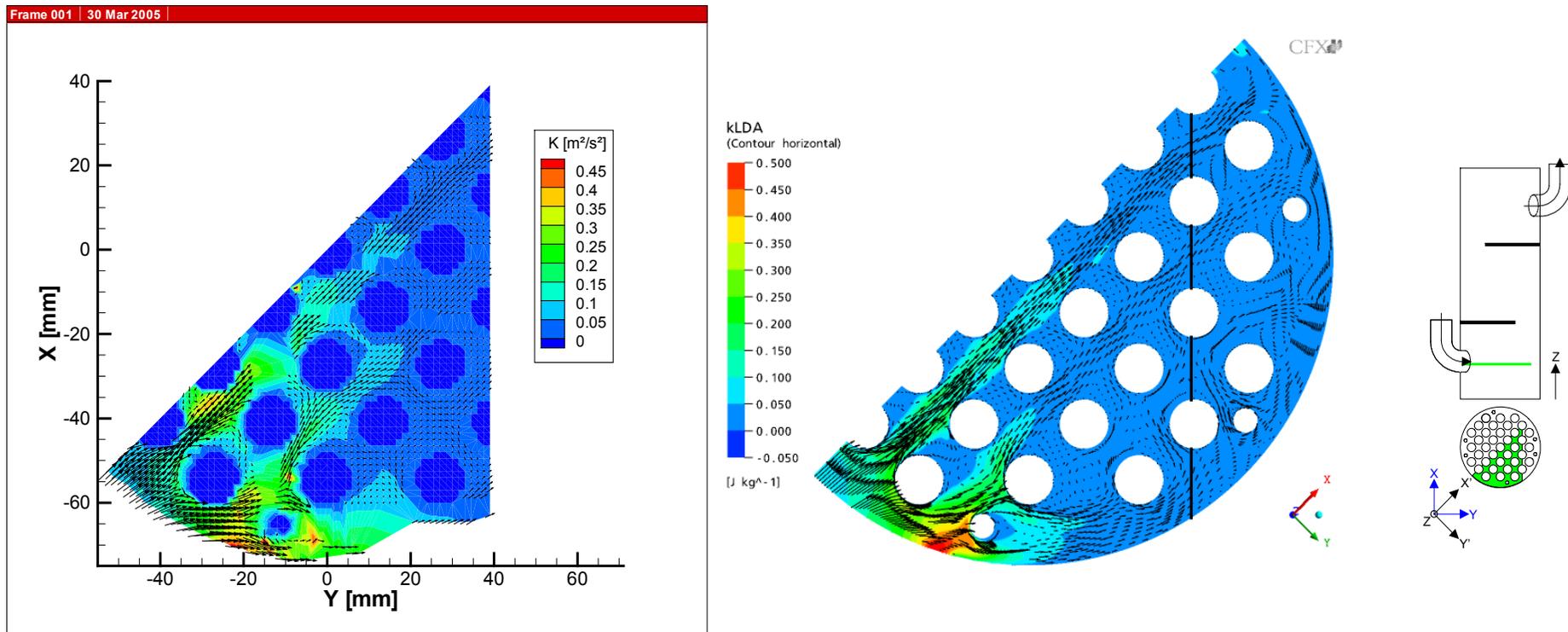


Abbildung 6-32: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 45$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

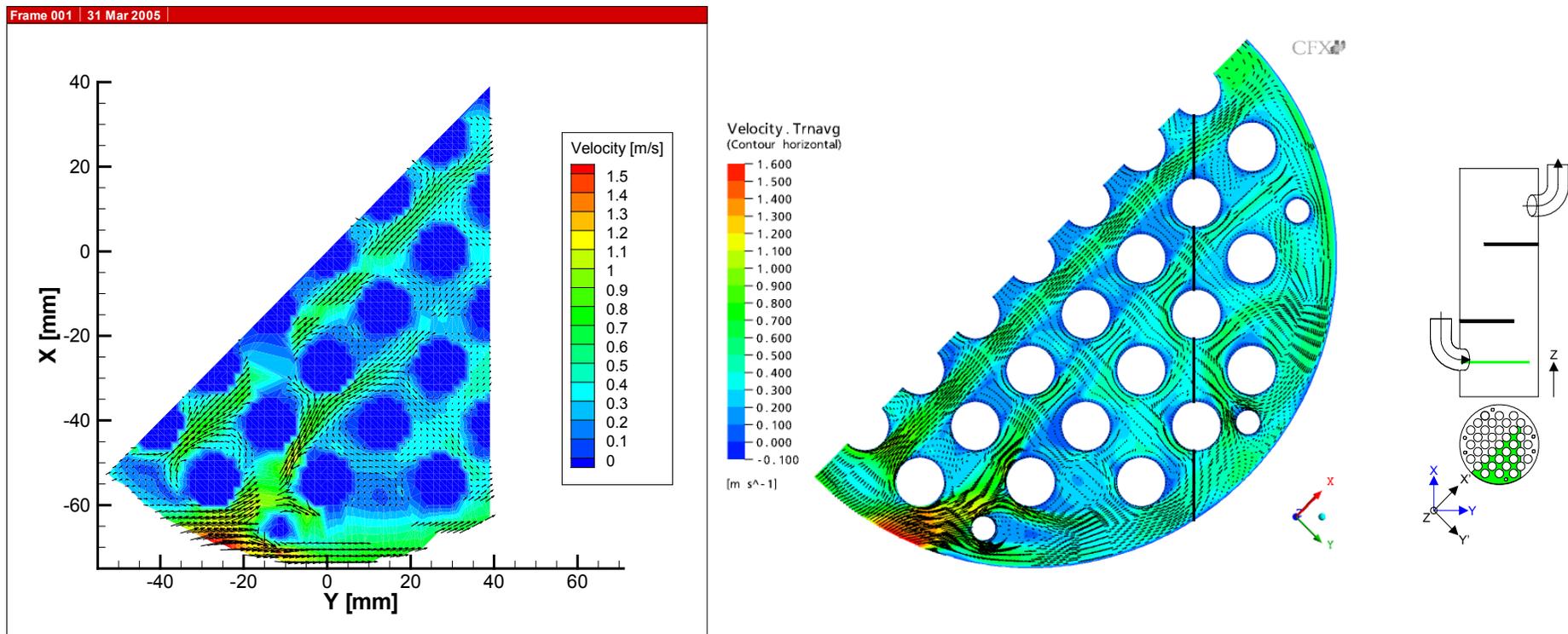


Abbildung 6-33: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 62$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

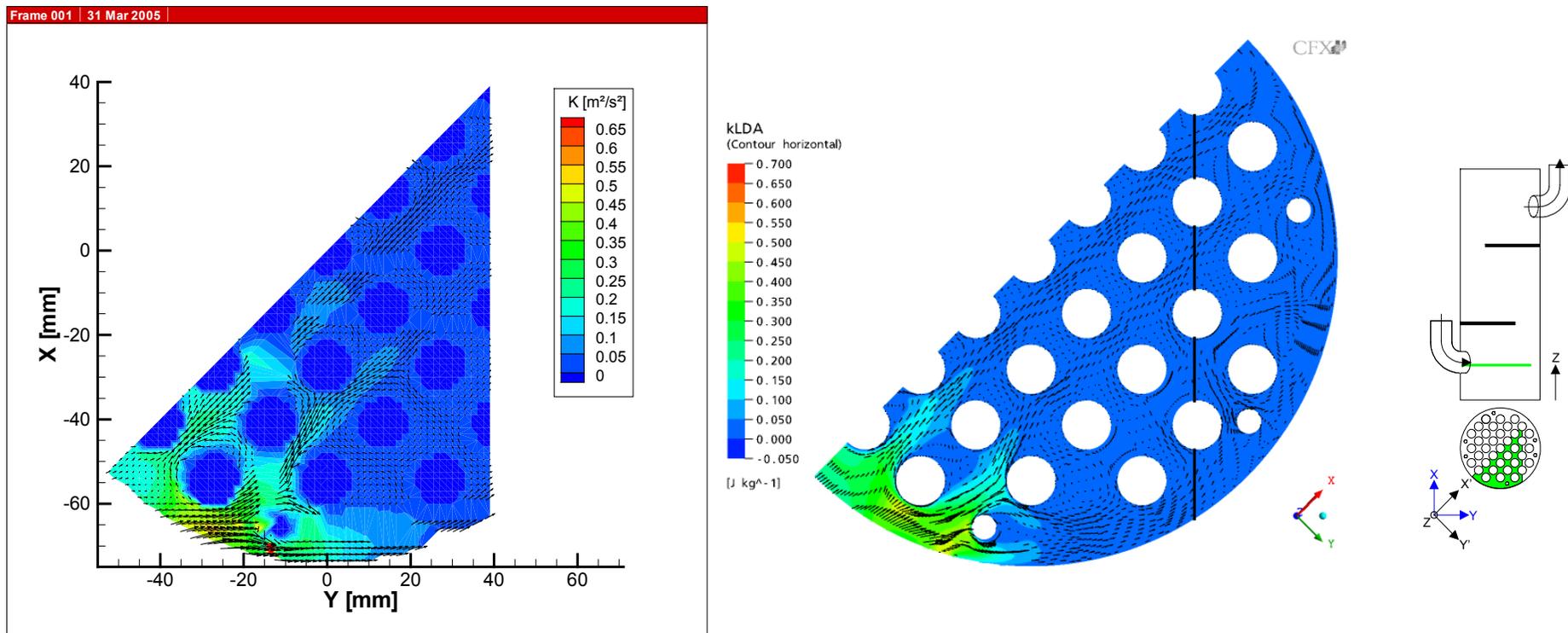


Abbildung 6-34: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 62$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

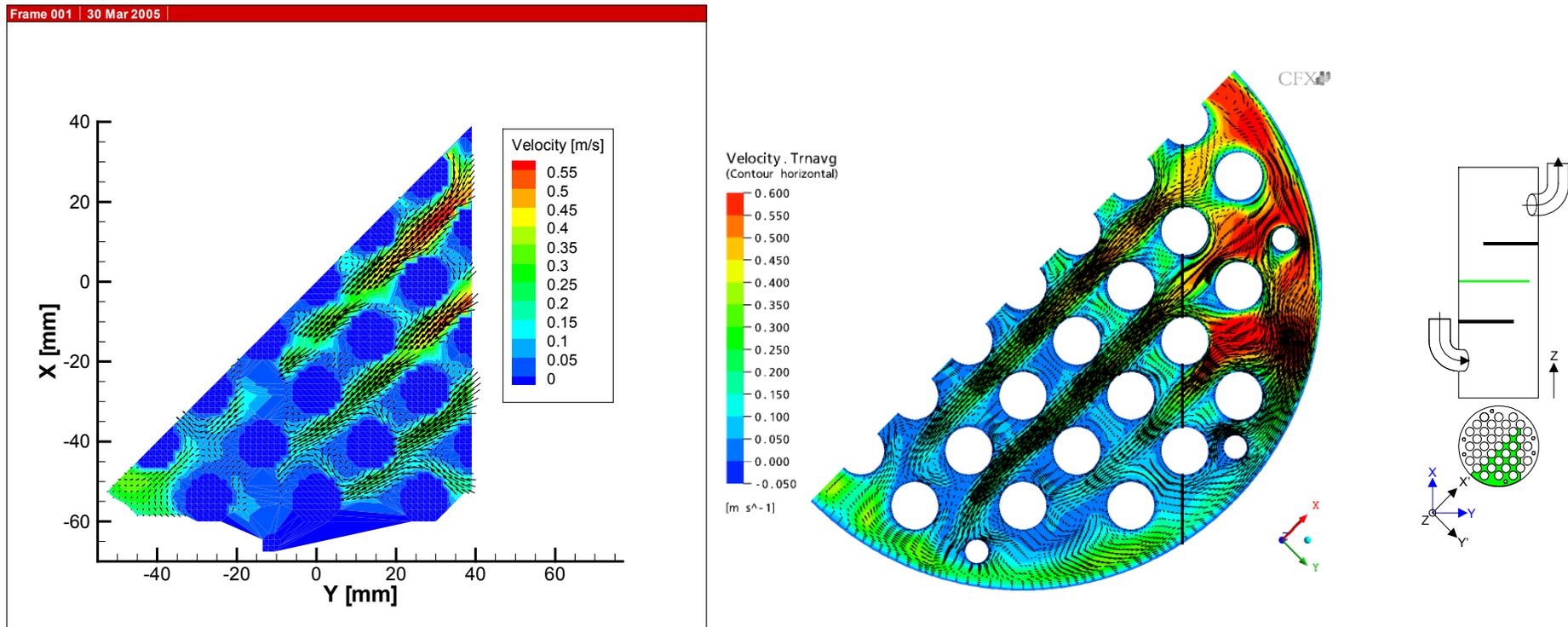


Abbildung 6-35: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 217,5$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

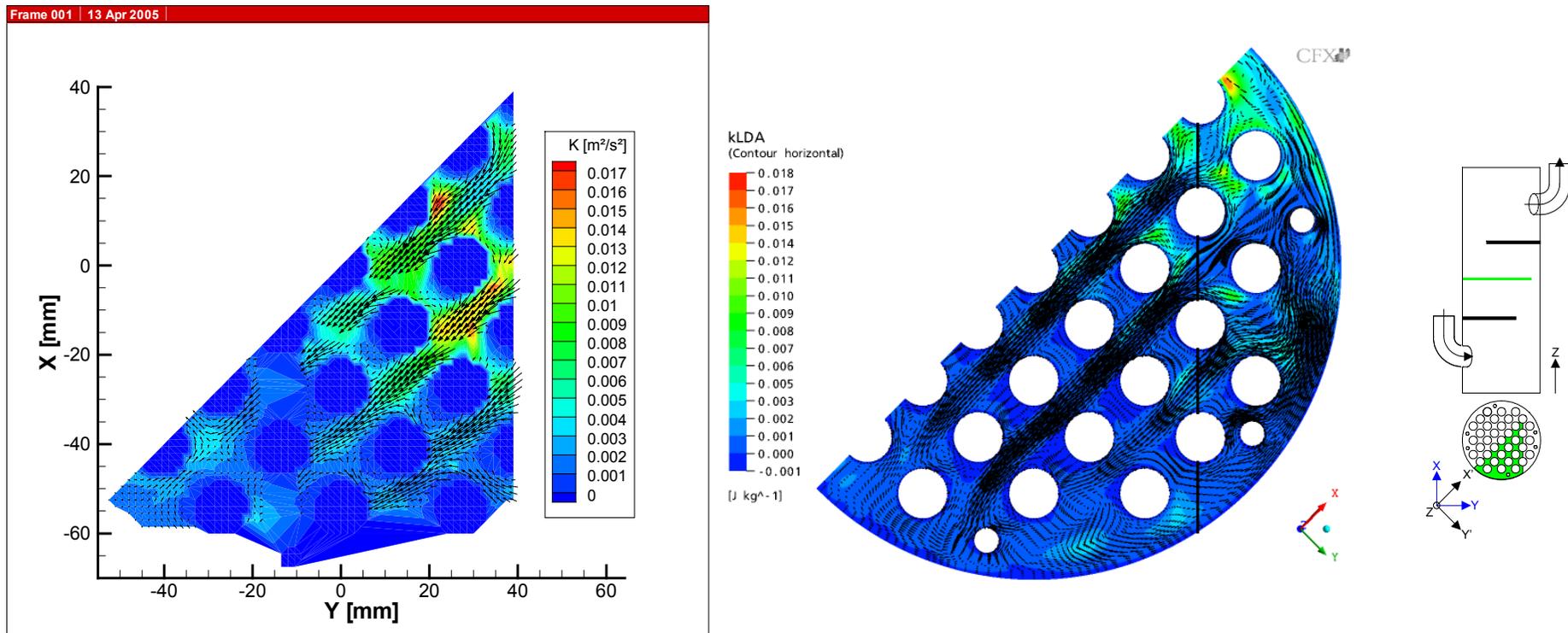


Abbildung 6-36: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 217,5$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

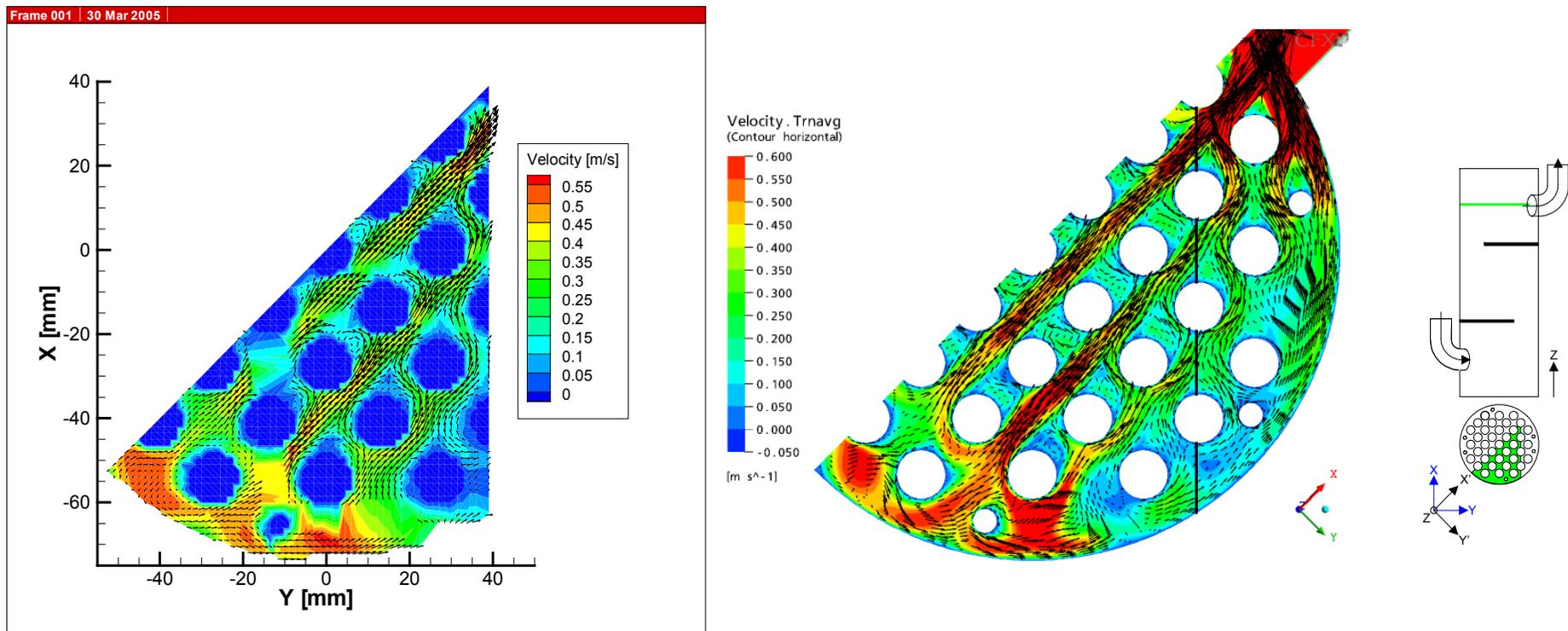


Abbildung 6-37: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 362,5$  mm; Farb- und Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

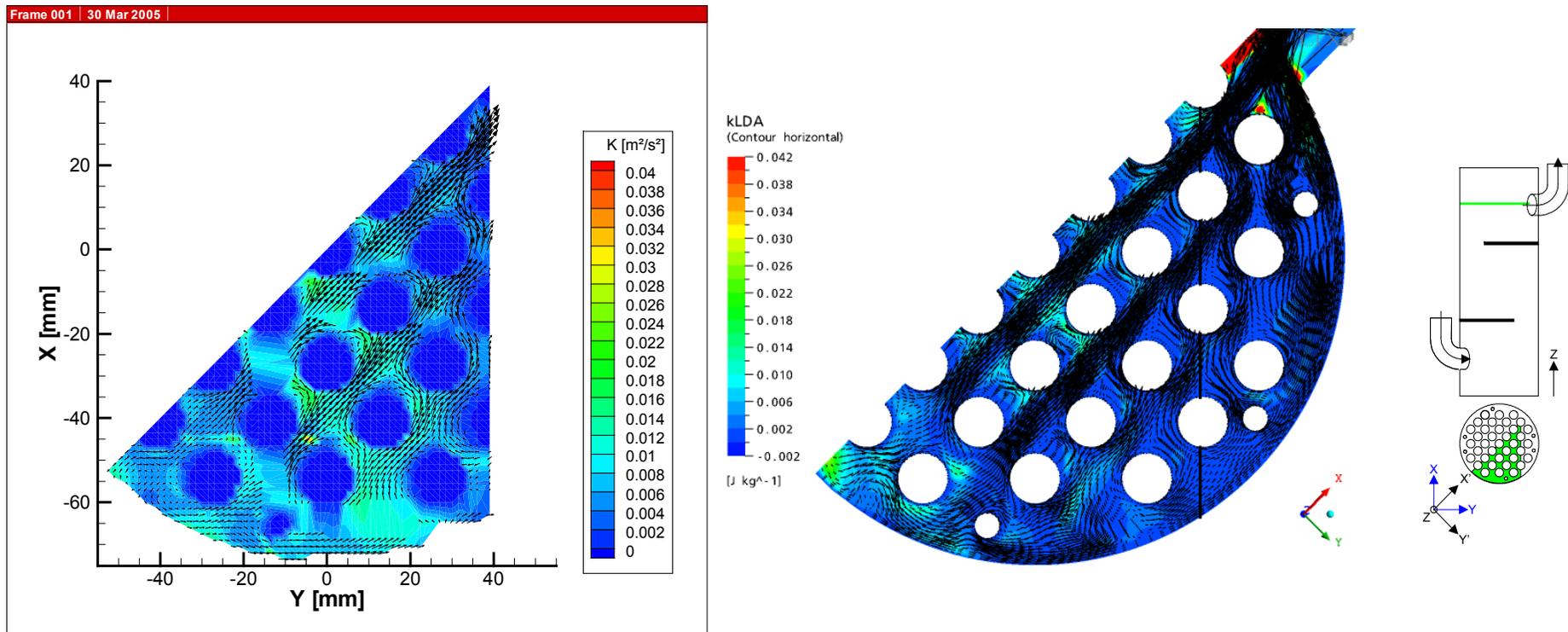


Abbildung 6-38: Bündel 3; Horizontalebene bei  $z = 362,5$  mm; Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung und Farbplot der turbulenten kinetischen Energie aus der Simulation mit dem SST-Modell (rechts) im Vergleich mit LDA-Messungen (links).

## 6.7 Zusammenfassung und Bedeutung der Ergebnisse

Bis auf die Abweichungen in der Abströmzone von Bündel 3 konnten mit dem gewählten SST-Turbulenzmodell und den übrigen am Einzelzylinder erarbeiteten Modellierungsparametern die Geschwindigkeitsverteilungen in den Rohrbündeln gut vorhergesagt werden. Sowohl der globale Strömungscharakter als auch die Strömungsdetails wurden gut erfasst. Daraus kann geschlossen werden, dass in ähnlichen Berechnungen mit dieser Modellierung auch die Druckverteilung und damit die Kräfte auf die Rohre ausreichend genau bestimmbar sind.

Solange die instationären Kräfte auf die Rohre korrekt bestimmt werden, ist es für ein Berechnungsverfahren für Rohrbündelschwingungen zunächst von untergeordneter Bedeutung, dass das Turbulenzniveau bei allen Testfällen stark unterschätzt wurde. Die gewählte Modellierung scheint zur Berechnung von Rohrbündelschwingungen geeignet. Für Vermischungs- oder Verteilungsrechnungen sollte sie jedoch nicht eingesetzt werden. Dass URANS Modelle und von diesen vor allem Zweigleichungsmodelle wie das SST-Modell das Turbulenzniveau in Rohrbündeln unterschätzen, ist bekannt und wurde in der Literaturübersicht bereits diskutiert.

Nachdem die gewählte Modellierung sich an starren Rohrbündeln bewährt hat, kann zu bewegten Rohren übergegangen werden.

## 7 Berechnungsverfahren für Fluid-Struktur-Schwingungen

Zur Entwicklung des vorliegenden Verfahrens mussten vier Hauptaufgaben gelöst werden: die Modellierung der Strömungsseite, die Modellierung der Strukturseite, die Anpassung der numerischen Gitter an die Strukturverformung und die saubere Kopplung von Struktur- und Strömungsseite. Die einzelnen Teilbereiche können zunächst getrennt voneinander betrachtet werden.

### 7.1 Auswahl eines CFD-Codes

Ursprünglich war geplant den lehrstuhleigenen Code FIVSIC3D von Fischer [Fis01] mit den Erkenntnissen aus den Variationsrechnungen am Einzelzylinder und den Validierungsrechnungen an starren Rohrbündeln zu optimieren. Im Zuge der Bearbeitung wurde jedoch klar, dass Verbesserungen gegenüber der bisherigen Modellierung in FIVSIC3D nur durch eine massive Verfeinerung des Berechnungsgitters um die Zylinder zu erwarten waren. Um den Berechnungsaufwand einigermaßen erträglich zu halten, kam nur eine lokale Verfeinerung des Gitters in Frage. FIVSIC3D war aufgrund seiner Struktur für eine solche lokale Verfeinerung ungeeignet. Teile der Berechnungen am Einzelzylinder und alle Berechnungen starrer Rohrbündel waren bereits mit dem kommerziellen Code ANSYS CFX [CFX5] durchgeführt worden. Es wurde deshalb beschlossen, für das Fluid-Struktur-gekoppelte Berechnungsverfahren auf der Strömungsseite weiterhin ANSYS CFX zu verwenden und mittels USER FORTRAN aufbauend auf dem Strukturmodell in FIVSIC3D ein eigenes Strukturmodell in ANSYS CFX zu implementieren. Berger [Ber05] konnte mit einer ähnlichen Vorgehensweise erfolgreich ein Simulationsverfahren für Rührwerksschwingungen realisieren. Allerdings benutzte Berger den zu

ANSYS CFX vollkommen unterschiedlichen Code CFX-4, der mittlerweile vom Codehersteller nicht mehr unterstützt wird.

Mit der Entscheidung für ANSYS CFX stand das als Referenzmodell ausgewählte SST-Turbulenzmodell zur Verfügung und der Schwerpunkt der Arbeit konnte auf die Einbindung des Strukturmodells in ANSYS CFX gelegt werden. Viele rein strömungsmechanische Problemstellungen, wie die geeignete räumliche und zeitliche Diskretisierung der Strömungsgleichungen, ein effizienter Mehrgitter-Gleichungslöser, aber auch eine für bewegte Gitter geeignete Formulierung der Strömungsgleichungen und die allgemeine Validierung der verwendeten Methoden sind durch den Einsatz des kommerziell entwickelten Strömungsprogramms bereits gewährleistet. Außerdem werden bei ANSYS CFX zur Zeit erhebliche Entwicklungsanstrengungen im Bereich der Turbulenzmodellierung unternommen, zum einen bei der hier bereits als aussichtsreich identifizierten Transitionsmodellierung, zum anderen werden neueste Trends vom Codehersteller schnell aufgegriffen und stehen dann dem Berechnungsverfahren ohne weiteren Aufwand zur Verfügung. Auch ohne eigene Entwicklungsanstrengungen wachsen also die Möglichkeiten des Gesamtverfahrens, solange der Code ANSYS CFX weiterentwickelt wird. Als Beispiel sei hier nur der Trend in Richtung hybrider RANS-LES-Methoden genannt. Diese werden für Rohrbündel dann interessant, wenn darauf abgezielt wird, auch Turbulenzerregung oder akustische Phänomene zu erfassen. In ANSYS CFX wurden während des Bearbeitungszeitraums dieser Arbeit mit der Detached-Eddy Simulation (DES) und der Scale-Adaptive Simulation (SAS) bereits zwei Varianten hybrider Ansätze verfügbar.

## 7.2 Strukturmodell für Rohr- und Rohrbündelschwingungen

### 7.2.1 Formulierung des Strukturmodells

Gerade das Strukturmodell von FIVSIC3D hat sich für die Berechnung von Rohrbündelschwingungen bewährt [Fis01]. Grundzüge der Formulierung und vor allem die grundsätzliche Methodenauswahl wurden deshalb bei der Implementierung in ANSYS CFX übernommen. Einige Teilaspekte des FIVSIC3D-Strukturmodells erwiesen sich jedoch beim Einsatz von FIVSIC3D als ungünstig oder unnötig. In manchen Bereichen waren Erweiterungen notwendig, um den uneingeschränkten Einsatz mit ANSYS CFX gewähren oder spezielle Versuchsaufbauten nachrechnen zu können. Auch wenn Teile der Formulierung übernommen werden konnten, musste die Umsetzung in ANSYS CFX USER FORTRAN dennoch vollständig neu erfolgen. An dieser Stelle wird deshalb nochmals das gesamte Strukturmodell beschrieben.

#### **7.2.1.1 Strukturmechanische Grundgleichung**

Fischer [Fis01] verwendet für sein Rohrschwingungsmodell die Euler-Bernoullische Theorie des schubstarren Biegebalkens mit eben bleibenden Querschnitten. Aus dem dynamischen Momenten- und Kräftegleichgewicht an einem infinitesimalen Balkenelement leitet er eine Differentialgleichung für die Bewegung eines Balkens her, der mit veränderlichen axialen und radialen Kräften beaufschlagt ist. Dabei vernachlässigt er die Rotationsträgheit des infinitesimalen Elements und unterstellt, dass die Querschnittsgrößen Massenbelegung  $m$ , innere längenbezogene Strukturdämpfung  $d$  und Biegesteifigkeit  $EI$  des Balkens entlang dessen Längsachse konstant bleiben. Die Axialkraft wird in Wärmeübertragern in der Regel durch Zug- oder Druckkräfte an den Rohrenden dominiert, ändert sich entlang der Rohrlängsachse also kaum. In diesem Fall muss in

axialer Rohrrichtung  $z$  keine Strukturgleichung gelöst werden, was eine deutliche numerische Vereinfachung mit sich bringt. Fischer gelangt schließlich zu der Bewegungsgleichung

$$m \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + d \frac{\partial w}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} - F_{ax} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = q \quad (7-1)$$

für ein geschwindigkeitsproportional gedämpftes, vorgespanntes Rohr, die in dieser Arbeit als Grundlage dienen soll. Die Gleichung gilt für beide senkrecht zur Zylinderlängsachse stehenden Raumrichtungen. Dabei steht  $w$  stellvertretend für die Verschiebungen  $\Delta x$  und  $\Delta y$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung.  $F_{ax}$  bezeichnet die axiale Zugkraft und  $q$  die externen Streckenlasten auf das Rohr in der jeweiligen Raumrichtung. Diese Längsstreckenlasten  $q$  quer zur Rohrachse setzen sich aus Lagerkontaktkräften und aus Fluidkräften der Mantelraumströmung zusammen. Bei dem numerischen Berechnungsverfahren sind in den Fluidkräften bereits die Trägheitskräfte des Mantelraumfluids enthalten. Die Massenbelegung  $m$  im Trägheitsterm muss daher neben der Masse des Rohrwerkstoffs nur noch die Masse des im Rohrrinneren mitbewegten Fluids berücksichtigen, das auf der Strömungsseite des Berechnungsverfahrens nicht abgebildet wird.

Das Dämpfungsverhalten des Balkens kann experimentell durch Ausschwingversuche ermittelt werden. Dazu muss aus den Amplituden zweier um  $k$  Perioden auseinanderliegender Schwingungsmaxima  $w^j$  und  $w^{j+k}$  oder alternativ dem Verhältnis der Beschleunigungsamplituden das logarithmische Dekrement

$$\Lambda = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{w^j}{w^{j+k}} \right) = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{\ddot{w}^j}{\ddot{w}^{j+k}} \right) \quad (7-2)$$

bestimmt werden. In Analogie zum gedämpften Einpunkt-Masseschwinger kann die innere Strukturdämpfung  $d$  dann auch für den Fall der Kontinuumsleichung (7-1) mittels

$$d = 2mf_d\Lambda \quad (7-3)$$

berechnet werden, wenn für  $m$  eine Massenbelegung statt einer Punktmasse eingesetzt wird. Dabei ist die erste Eigenfrequenz  $f_d$  des gedämpften Systems ebenfalls aus dem Ausschwingversuch bestimmbar. Näherungsweise kann die Frequenz des ungedämpften Systems verwendet werden.

#### **7.2.1.2 Räumliche Diskretisierung**

Die Diskretisierung der Bewegungsgleichung (7-1) wird mit Hilfe von Finiten-Differenzen (FD) vorgenommen. Das Gesamtverfahren wird später eine Kopplung der axialen Diskretisierung des Balkens und der Unterteilung des Strömungsgitters in Balkenlängsrichtung mit sich bringen. Um sich dennoch eine gewisse Flexibilität bei der Vernetzung des Strömungsraums zu bewahren, wurde bei der Strukturdiskretisierung eine ungleichmäßige Teilung des Balkens zugelassen. Im Gegensatz zu Fischer [Fis01] wurde der Balken also nicht in äquidistante sondern in  $NL - 1$  Abschnitte unterschiedlicher Länge unterteilt. Die Balkenform wird somit durch Verschiebungen an  $NL$  Berechnungsknoten approximiert. Abbildung 7–1 verdeutlicht die Diskretisierung und die dabei verwendeten Variablenbezeichnungen.

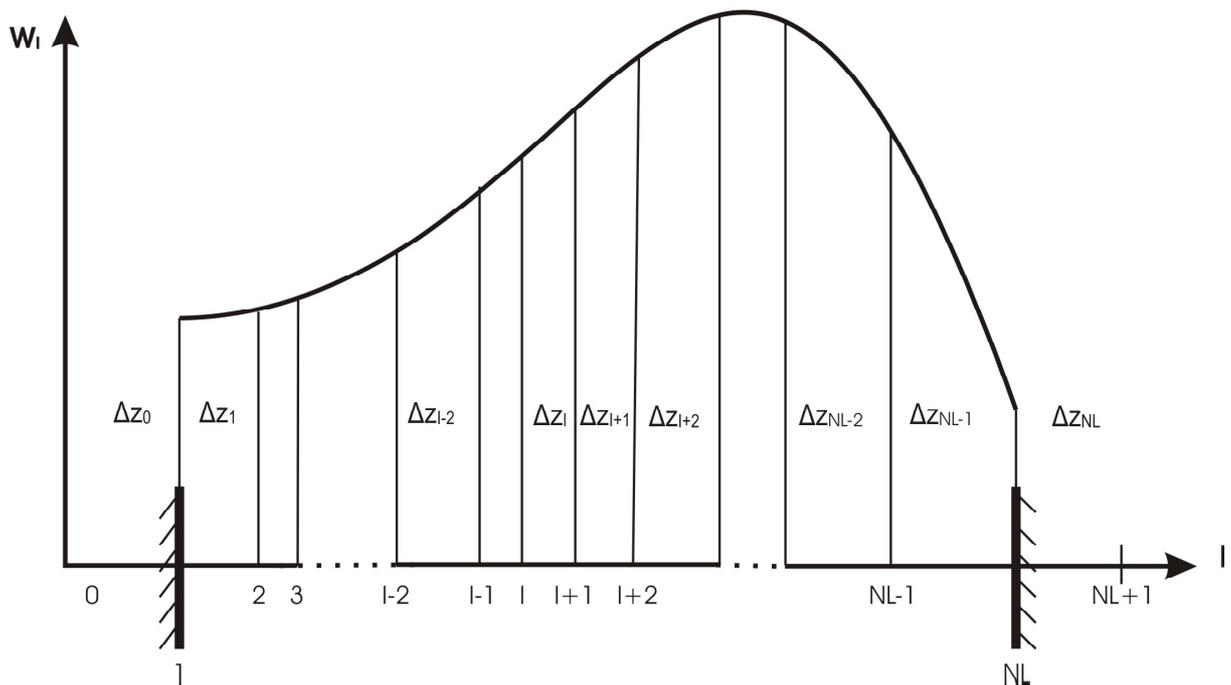


Abbildung 7–1: Ortsdiskretisierung der Rohrbewegungsgleichung [Str05].

Die Ableitungen nach dem Ort an der Stelle  $I$ , z.B. zum Zeitpunkt  $n+1$  werden durch

$$\left( \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)_I = \hat{a}_{1,I} w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{2,I} w_I^{n+1} + \hat{a}_{3,I} w_{I+1}^{n+1} \quad (7-4)$$

und

$$\left( \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} \right)_I = \hat{a}_{4,I} w_{I-2}^{n+1} + \hat{a}_{5,I} w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{6,I} w_I^{n+1} + \hat{a}_{7,I} w_{I+1}^{n+1} + \hat{a}_{8,I} w_{I+2}^{n+1} \quad (7-5)$$

angenähert. Dabei wurde der Einfluss der Knotenabstände in den Koeffizienten  $\hat{a}_{k,I}$  zusammengefasst. Es gilt z.B.

$$\begin{aligned}
 \hat{a}_{1,I} &= \frac{2\Delta z_I}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)} \\
 \hat{a}_{2,I} &= -\frac{2(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)} \\
 \hat{a}_{3,I} &= \frac{2\Delta z_{I-1}}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)}
 \end{aligned} \tag{7-6}$$

Die Koeffizienten  $\hat{a}_{4,I}$  bis  $\hat{a}_{8,I}$  in der Approximation der vierten Ortsableitung bestehen im allgemeinen Fall der nicht äquidistanten Teilung aus umfangreichen Ausdrücken, so dass die vollständige Darstellung in den Anhang verlegt wurde. Die Herleitung der Koeffizienten wurde mit dem Programmpaket Mathematica durchgeführt [Str05].

Für eine allgemeine Stelle  $I$  zum Zeitpunkt  $n+1$  gelangt man zu

$$\begin{aligned}
 m\ddot{w}_I^{n+1} + d\dot{w}_I^{n+1} - F_{ax} \cdot (\hat{a}_{1,I}w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{2,I}w_I^{n+1} + \hat{a}_{3,I}w_{I+1}^{n+1}) + \\
 + EI \cdot (\hat{a}_{4,I}w_{I-2}^{n+1} + \hat{a}_{5,I}w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{6,I}w_I^{n+1} + \hat{a}_{7,I}w_{I+1}^{n+1} + \hat{a}_{8,I}w_{I+2}^{n+1}) = q_I^{n+1}
 \end{aligned} \tag{7-7}$$

Der Einfluss der Axialkraft kann durch Umgruppieren als zusätzliche Steifigkeit interpretiert werden

$$\begin{aligned}
 m\ddot{w}_I^{n+1} + d\dot{w}_I^{n+1} + \\
 + \hat{K}_{1,I}w_{I-2}^{n+1} + \hat{K}_{2,I}w_{I-1}^{n+1} + \hat{K}_{3,I}w_I^{n+1} + \hat{K}_{4,I}w_{I+1}^{n+1} + \hat{K}_{5,I}w_{I+2}^{n+1} = q_I^{n+1}
 \end{aligned} \tag{7-8}$$

mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned}
 \hat{K}_{1,I} &= EI\hat{a}_{4,I} \\
 \hat{K}_{2,I} &= EI\hat{a}_{5,I} - F_{ax}\hat{a}_{1,I} \\
 \hat{K}_{3,I} &= EI\hat{a}_{6,I} - F_{ax}\hat{a}_{2,I} \\
 \hat{K}_{4,I} &= EI\hat{a}_{7,I} - F_{ax}\hat{a}_{3,I} \\
 \hat{K}_{5,I} &= EI\hat{a}_{8,I}
 \end{aligned} \tag{7-9}$$

Durch die Einführung fiktiver Knoten bei  $I = 0$  und  $I = NL + 1$  sind die Koeffizienten  $\hat{a}_{k,I}$  und  $\hat{K}_{j,I}$  auch bei  $I = 2$  und  $I = NL - 1$  definiert. Im einfachsten Fall werden dabei die Knotenabstände zu  $\Delta z_0 = \Delta z_1$  bzw.  $\Delta z_{NL} = \Delta z_{NL-1}$  gesetzt. Bei  $I = 1$  und  $I = NL$  sind die Rohrenden in der Regel fixiert. Dort muss nicht gerechnet werden und für die Knotenverschiebungen gelten die Randbedingungen

$$w_1^{n+1} = 0, w_{NL}^{n+1} = 0 \quad (7-10)$$

Die zweite notwendige Randbedingung ergibt sich aus der Einspannsituation. Analytisch können dabei zwei Grenzfälle beschrieben werden. Bei gelenkiger Einspannung gilt  $w_1^{n+1} = 0$  bzw.  $w_{NL}^{n+1} = 0$  und bei fester Einspannung  $w_1'^{n+1} = 0$  bzw.  $w_{NL}'^{n+1} = 0$ , was schließlich auf

$$w_2^{n+1} \pm w_0^{n+1} = 0 \text{ bzw. } w_{NL+1}^{n+1} \pm w_{NL-1}^{n+1} = 0 \quad (7-11)$$

führt, wobei die Pluszeichen bei gelenkiger und die Minuszeichen bei fester Einspannung zu verwenden sind. In Gleichung (7-8) lassen sich am linken Rohrende bei  $I = 2$  und am rechten Rohrende bei  $I = NL - 1$  mit den Gleichungen (7-10) und (7-11) die fiktiven Knotenverschiebungen  $w_0^{n+1}$  bzw.  $w_{NL+1}^{n+1}$  eliminieren

$$m\ddot{w}_2^{n+1} + d\dot{w}_2^{n+1} + \hat{\lambda}_l w_2^{n+1} + \hat{K}_{4,2} w_3^{n+1} + \hat{K}_{5,2} w_4^{n+1} = q_2^{n+1} \quad (7-12)$$

$$m\ddot{w}_{NL-1}^{n+1} + d\dot{w}_{NL-1}^{n+1} + \hat{K}_{1,NL-1} w_{NL-3}^{n+1} + \hat{K}_{2,NL-1} w_{NL-2}^{n+1} + \hat{\lambda}_r w_{NL-1}^{n+1} = q_{NL-1}^{n+1}$$

Dabei gilt für die Lagerfaktoren

$$\hat{\lambda}_l = \hat{K}_{3,2} \mp \hat{K}_{1,2} \quad (7-13)$$

$$\hat{\lambda}_r = \hat{K}_{3,NL-1} \mp \hat{K}_{5,NL-1}$$

wobei die Minuszeichen nun bei gelenkiger und die Pluszeichen bei fester Einspannung zu verwenden sind.

Eine Verallgemeinerung ist durch die Einführung von Momentaufnahmefaktoren  $MF_l$  und  $MF_r$  an der linken und der rechten Einspannstelle möglich, die bei gelenkiger Einspannung zu Null und bei fester Einspannung zu Eins gesetzt werden. Dazwischen liegende Einspannzustände werden anschaulich durch Faktoren zwischen Null und Eins beschrieben. Die Lagerfaktoren  $\hat{\lambda}_l$  und  $\hat{\lambda}_r$  errechnen sich dann nach der Vorschrift

$$\hat{\lambda}_l = \hat{K}_{3,2} + \hat{K}_{1,2} \cdot (2MF_l - 1) \quad (7-14)$$

$$\hat{\lambda}_r = \hat{K}_{3,NL-1} + \hat{K}_{5,NL-1} \cdot (2MF_r - 1)$$

Der Lösungsvektor muss die beweglichen Knoten umfassen.

$$\vec{w} = \begin{pmatrix} w_2 \\ w_3 \\ \vdots \\ w_{NL-1} \end{pmatrix} \quad (7-15)$$

Mit der Diagonal-Massenmatrix und der Diagonal-Dämpfungsmatrix

$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} m & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & m \end{pmatrix} \text{ und } \hat{\mathbf{D}} = \begin{pmatrix} d & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & d \end{pmatrix} \quad (7-16)$$

sowie der Pentadiagonal-Steifigkeitsmatrix

$$\hat{\mathbf{K}} = \begin{pmatrix} \hat{\lambda}_l & \hat{K}_{4,2} & \hat{K}_{5,2} & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \hat{K}_{2,3} & \hat{K}_{3,3} & \hat{K}_{4,3} & \hat{K}_{5,3} & 0 & & & & \vdots \\ \hat{K}_{1,4} & \hat{K}_{2,4} & \hat{K}_{3,4} & \hat{K}_{4,4} & \hat{K}_{5,4} & 0 & & & \vdots \\ 0 & \hat{K}_{1,5} & \hat{K}_{2,5} & \hat{K}_{3,5} & \hat{K}_{4,5} & \hat{K}_{5,5} & 0 & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & 0 & \hat{K}_{1,NL-4} & \hat{K}_{2,NL-4} & \hat{K}_{3,NL-4} & \hat{K}_{4,NL-4} & \hat{K}_{5,NL-4} & 0 \\ \vdots & & & 0 & \hat{K}_{1,NL-3} & \hat{K}_{2,NL-3} & \hat{K}_{3,NL-3} & \hat{K}_{4,NL-3} & \hat{K}_{5,NL-3} \\ \vdots & & & & 0 & \hat{K}_{1,NL-2} & \hat{K}_{2,NL-2} & \hat{K}_{3,NL-2} & \hat{K}_{4,NL-2} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & \hat{K}_{1,NL-1} & \hat{K}_{2,NL-1} & \hat{\lambda}_r \end{pmatrix} \quad (7-17)$$

lautet die diskretisierte Bewegungsgleichung für den Zeitpunkt  $n+1$  schließlich

$$\hat{\mathbf{M}}\ddot{\vec{w}}^{n+1} + \hat{\mathbf{D}}\dot{\vec{w}}^{n+1} + \hat{\mathbf{K}}\vec{w}^{n+1} = \vec{q}^{n+1} \quad (7-18)$$

### 7.2.1.3 Sonderfall freies Rohrende

In speziellen Fällen sind die Wärmeübertragerrohre nur einseitig fest eingespannt, z.B. bei den experimentellen Untersuchungen von Kassera [Kas97]. Um auch solche Fälle berechnen zu können, wird das Strukturmodell um ein freies Rohrende am Knoten  $I = NL$  erweitert. Die Auslenkung dieses Knotens liegt dann nicht fest und er muss in das Berech-

nungsverfahren mit einbezogen werden. Der Vektor  $\vec{w}$  in Gleichung (7-18) enthält in diesem Fall nicht die Auslenkungen der Knoten 2 bis  $NL-1$ , sondern die Auslenkungen der Knoten 2 bis  $NL$ . Die Matrizen  $\hat{M}$ ,  $\hat{D}$  und  $\hat{K}$  müssen entsprechend erweitert werden. Die Randbedingungen für ein freies Rohrende lauten  $w_{NL}^{n+1} = 0$  und  $w_{NL}^{m+1} = 0$  [z.B. GHS<sup>+</sup>95]. Um diese Randbedingungen einbringen zu können, wird gedanklich ein weiterer Pseudoknoten an der Stelle  $NL+2$  eingeführt, wobei die Pseudoknoten mit  $\Delta z_{NL+1} = \Delta z_{NL} = \Delta z_{NL-1}$  wiederum äquidistant platziert wurden, um die Herleitung möglichst unkompliziert zu halten. In Finiten Differenzen formuliert folgt aus  $w_{NL}^{n+1} = 0$

$$w_{NL+1} - 2w_{NL} + w_{NL-1} = 0 \quad (7-19)$$

Die Randbedingung  $w_{NL}^{m+1} = 0$  kann nicht in einfacher Weise aus den Verschiebungen der umliegenden Knoten approximiert werden. Stattdessen wird an der Stelle  $NL+$  genau zwischen dem Knoten  $NL$  und dem ersten Pseudoknoten  $NL+1$  die dritte Ortsableitung  $w_{NL+}^{m+1} = 0$  gesetzt. Man erhält

$$w_{NL+2} - 3w_{NL+1} + 3w_{NL} - w_{NL-1} = 0 \quad (7-20)$$

Gleichung (7-19) und (7-20) lassen sich auflösen zu

$$w_{NL+1} = 2w_{NL} - w_{NL-1}, \quad w_{NL+2} = 3w_{NL} - 2w_{NL-1} \quad (7-21)$$

womit sich die Verschiebungen der Pseudoknoten aus den Berechnungsvorschriften für die ordentlichen Strukturknoten eliminieren lassen<sup>5</sup>. Genauso wie der Lagerfaktor  $\hat{\lambda}_r$  bei gelenkiger bis fester Einspannsituation auch als korrigierter Koeffizient  $\hat{K}'_{3,NL-1}$  interpretiert werden kann, lassen sich mit Gleichung (7-21) auch für das freie Rohrende entsprechende Korrekturen an den Koeffizienten ableiten. Wurden zunächst die  $\hat{a}_{k,I}$  und  $\hat{K}_{j,I}$  für alle Knoten von 1 bis  $NL$  nach der allgemeinen Vorschrift (7-9) bestimmt, ergeben sich die folgenden korrigierten Koeffizienten an den Stellen  $NL-1$

$$\begin{aligned}\hat{K}'_{3,NL-1} &= \hat{K}_{3,NL-1} - \hat{K}_{5,NL-1} \\ \hat{K}'_{4,NL-1} &= \hat{K}_{4,NL-1} + 2\hat{K}_{5,NL-1} \\ \hat{K}'_{5,NL-1} &= 0\end{aligned}\tag{7-22}$$

und  $NL$

$$\begin{aligned}\hat{K}'_{2,NL} &= \hat{K}_{2,NL} - \hat{K}_{4,NL} - 2\hat{K}_{5,NL} \\ \hat{K}'_{3,NL} &= \hat{K}_{3,NL} + 2\hat{K}_{4,NL} + 3\hat{K}_{5,NL} \\ \hat{K}'_{4,NL} &= 0 \\ \hat{K}'_{5,NL} &= 0\end{aligned}\tag{7-23}$$

---

<sup>5</sup> Der Ansatz  $w_{NL+}^{m,n+1} = 0$  ist nicht ganz korrekt, lieferte aber im Gegensatz zu dem Ansatz  $w_{NL-1+}^{m,n+1} = 0$  in numerischen Ausschwingversuchen korrekte Rohreigenfrequenzen. Strenggenommen müsste  $w_{NL}^{m,n+1}$  durch Interpolation zwischen  $w_{NL+}^{m,n+1}$  und  $w_{NL-1+}^{m,n+1}$  bestimmt werden. Letztendlich wäre dann  $w_{NL+2}$  nicht durch  $w_{NL+2} = 3w_{NL} - 2w_{NL-1}$  zu eliminieren, sondern durch  $w_{NL+2} = 4w_{NL} - 4w_{NL-1} + w_{NL-2}$ . Die hierfür notwendige Voraussetzung  $\Delta z_{NL-2} = \Delta z_{NL-1}$  bezieht sich nicht auf Pseudoknoten, sondern stellt eine unerwünschte Restriktion für die Strukturknoten bei  $NL-2$  und  $NL-1$  dar. Der genauere Ansatz wurde deshalb verworfen.

#### 7.2.1.4 Übergang zu einer Formulierung mit Punktgrößen

Aus dem Strömungsteil erhält man Absolutkräfte auf einzelne Rohrabschnitte. Um zu vermeiden, diese Kräfte bei der Lösung von Gleichung (7-8) oder (7-18) in jedem Iterationsschritt wieder in Streckenlasten umwandeln zu müssen, wird zu einer Formulierung mit Punktmassen, Punktdämpfungen und Punktlasten übergegangen. Dazu wird jede Zeile  $I$  in Gleichung (7-18) mit  $0,5 \cdot (\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)$  multipliziert. Man erhält schließlich

$$\mathbf{M}\ddot{\bar{\mathbf{w}}}^{n+1} + \mathbf{D}\dot{\bar{\mathbf{w}}}^{n+1} + \mathbf{K}\bar{\mathbf{w}}^{n+1} = \bar{\mathbf{F}}^{n+1} \quad (7-24)$$

Dabei fasst der Vektor  $\bar{\mathbf{F}}^{n+1}$  nun genau die vom Strömungsmodul ANSYS CFX gelieferten Kräfte auf die einzelnen Rohrabschnitte zusammen, zu denen sich eventuell noch externe Zusatzkräfte addieren können. In unserem Fall sind dies nur Kontaktkräfte.

$$F_I^{n+1} = q_I^{n+1} \cdot 0,5 \cdot (\Delta z_{I-1} + \Delta z_I) = F_{I,CFX}^{n+1} + F_{I,Kontakt}^{n+1} \quad (7-25)$$

Die einzelnen Terme auf den Diagonalen der neuen Massenmatrix  $\mathbf{M}$  und der neuen Dämpfungsmatrix  $\mathbf{D}$

$$M_I = m \cdot 0,5 \cdot (\Delta z_{I-1} + \Delta z_I), \quad D_I = d \cdot 0,5 \cdot (\Delta z_{I-1} + \Delta z_I) \quad (7-26)$$

lassen sich anschaulich als zusammengezogene Punktgrößen interpretieren, die lediglich zu Beginn der Berechnung einmal berechnet und zwischengespeichert werden müssen<sup>6</sup>. Die veränderten Koeffizienten  $K_{1,I}$  bis

---

<sup>6</sup> Die anschauliche Interpretation erweckt den Anschein, bei  $I$  zusätzlich angebrachte Punktmassen könnten durch einfache Addition zu  $M_I$  berücksichtigt werden. Dies wurde

$K_{5,I}$  der neuen Steifigkeitsmatrix  $\mathbf{K}$  gehen ebenfalls aus  $\hat{\mathbf{K}}$  hervor. Bei der programmtechnischen Umsetzung wurden bereits um den Faktor  $0,5 \cdot (\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)$  korrigierte Koeffizienten  $a_{1,I}$  bis  $a_{8,I}$  berechnet, was im Vergleich zu  $\hat{a}_{1,I}$  bis  $\hat{a}_{8,I}$  einfachere Terme ergab. Die einzelnen  $K_{j,I}$  und Lagerfaktoren  $\lambda_l$  und  $\lambda_r$  von  $\mathbf{K}$  ergeben sich dann sinngemäß aus den Gleichungen (7-9), (7-13), (7-14), (7-22) und (7-23).

### 7.2.1.5 Zeitdiskretisierung

Fischer [Fis01] hatte nach intensiven Untersuchungen bereits das Verfahren nach Newmark [New59] als am geeignetsten ausgewählt. Das Verfahren heißt mit der Standardbelegung der Newmark-Konstanten  $\alpha = 1/4$  und  $\delta = 1/2$  „Verfahren der konstanten mittleren Beschleunigung“, weist dann in der Energiebilanz einen Fehler von Null auf, hat einen sehr kleinen Fehler bei der Bestimmung der Periodenlänge und ist für alle Zeitschrittweiten stabil, die das 0,318-fache der kürzesten vorkommenden Periodendauer nicht überschreiten. Die energieerhaltende Eigenschaft des Verfahrens äußert sich darin, dass im Gegensatz zu vielen anderen Verfahren bei einem numerischen Ausschwingversuch eines ungedämpften Rohres die Schwingungsamplituden konstant bleiben und nicht abnehmen. Das Verfahren ist also frei von numerischer Dämpfung. Ein weiterer Vorteil ist, dass in jedem Zeitschritt eine andere Zeitschrittweite verwendet werden kann. Es ist auch möglich  $\delta > 1/2$  zu setzen. Aus Stabilitätsgründen sollte dann

$$\alpha = 1/4(\delta + 1/2)^2 \quad (7-27)$$

---

nie nachgewiesen. Vielmehr waren über die Rohrlänge konstante Querschnittsgrößen eine Voraussetzung bei der Herleitung der Ausgangsgleichung (7-1).

gewählt werden. Hierbei ergibt sich ein geringer Perioden- und Dämpfungsfehler. Dafür können auf diese Weise unphysikalische Oszillationen im zeitlichen Beschleunigungsverlauf verhindert werden.

Der Ansatz von Newmark approximiert die Geschwindigkeiten und Auslenkungen zum Zeitpunkt  $n+1$  aus den Werten des vorherigen Zeitschritts und aus einem gewichteten Mittel der Beschleunigungen des alten und neuen Zeitschritts.

$$\bar{w}^{n+1} = \bar{w}^n + \dot{w}^n \Delta t + \left[ (1-2\alpha)\ddot{w}^n + 2\alpha\ddot{w}^{n+1} \right] \frac{\Delta t^2}{2} \quad (7-28)$$

$$\dot{w}^{n+1} = \dot{w}^n + \left[ (1-\delta)\ddot{w}^n + \delta\ddot{w}^{n+1} \right] \Delta t \quad (7-29)$$

Umformungen der drei Gleichungen (7-24), (7-28) und (7-29) führen schließlich zu dem linearen Gleichungssystem

$$\begin{aligned} (\mathbf{M} + \delta \Delta t \mathbf{D} + \alpha \Delta t^2 \mathbf{K}) \bar{w}^{n+1} &= \alpha \Delta t^2 \bar{F}^{n+1} + \\ &+ (\mathbf{M} + \delta \Delta t \mathbf{D}) \bar{w}^n + \Delta t (\mathbf{M} + (\delta - \alpha) \mathbf{D}) \dot{w}^n + \\ &+ \frac{\Delta t^2}{2} ((1-2\alpha)\mathbf{M} + (\delta - 2\alpha)\Delta t \mathbf{D}) \ddot{w}^n \end{aligned} \quad (7-30)$$

Bis auf den Kraftterm ist die rechte Seite von Gleichung (7-30) aus dem vorherigen Zeitschritt bekannt. Die Kräfte setzen sich aus Strömungs- und Kontaktkräften zusammen, wobei die Strömungskräfte nur durch das Ergebnis der Strömungsrechnung des letzten Iterationsschritts angenähert werden können. Dies macht bei der Lösung innerhalb eines Zeitschritts einen iterativen Wechsel zwischen Struktur- und Strömungsmodul notwendig. Unter der Voraussetzung, dass die rechte Seite bekannt ist, kann Gleichung (7-30) gelöst werden. Dies wäre theoretisch mit einem direkten Lösungsverfahren möglich. Eine iterative Vorgehensweise hat sich jedoch

bewährt [Fis01] und wird in dieser Arbeit beibehalten. Sind die neuen Verschiebungen bekannt, können aus Gleichung (7-28) die zugehörigen Beschleunigungen und mit Gleichung (7-29) die neuen Geschwindigkeiten bestimmt werden, bevor in den nächsten Zeitschritt gewechselt wird.

#### **7.2.1.6 Behandlung von Zwischenlagern**

Prinzipiell bestehen zwei Möglichkeiten Zwischenlager zu modellieren. Bei der numerisch stabileren Variante wird die Strukturverschiebung der Lagerknoten zu Null gesetzt und durch Modifikationen an der Steifigkeitsmatrix ein spielfreies Spitzenlager modelliert. Die Eigenfrequenz des gelagerten Rohres wird dadurch gut wiedergegeben. Eigenfrequenzabsenkungen durch Aussetzen des Lagerkontakts und die Anregung höherer Rohreigenfrequenzen durch Lagerstöße können auf diese Weise nicht modelliert werden. Bei der zweiten Variante bleibt die Struktur des zu lösenden Gleichungssystems (7-30) unverändert. Im Kontaktfall werden den externen Kräften  $\vec{F}^{n+1}$  in Gleichung (7-24) oder (7-30) Lagerkräfte aufgeschlagen. Die Bestimmung dieser Lagerkräfte kann beliebig aufwändig gestaltet werden. In FIVSIC3D werden zusätzlich zu oberflächennormalen Kräften auch Reibkräfte zwischen Rohr und Stützblech berücksichtigt. Fischer [Fis01] schlägt sogar vor, den Verkippungswinkel der Rohre in die Bestimmung der Kontaktkräfte einfließen zu lassen. Zudem konnte der Quetschfilm im Spalt zwischen Rohr und Stützblechbohrung im Strömungsteil von FIVSIC3D nicht aufgelöst werden und musste durch einen analytischen Ansatz modelliert werden. Dies führte letztendlich dazu, dass bei FIVSIC3D im praktischen Einsatz aus Stabilitätsgründen die Normalkräfte wieder unabhängig vom Verkippungswinkel der Rohre gemacht und die Reibkräfte von der Normalkraft entkoppelt werden mussten. Die für Kontaktberechnungen sehr kleinen notwendigen Zeitschritte führten oft sogar dazu, dass wieder auf die Modellierung als spielfreie Spitzenlager

zurückgegangen wurde. Bei dem hier vorgestellten Verfahren wird deshalb nicht das gesamte Lagermodell von Fischer [Fis01] übernommen. Vielmehr wird die im Folgenden vorgestellte Modellierung von Zwischenlagern an die speziellen Eigenschaften des Gesamtverfahrens angepasst und basierend auf den Erfahrungen mit FIVSIC3D ein Optimum hinsichtlich Stabilität und erreichbarer Modellierungsgenauigkeit in einem generell einsetzbaren Verfahren umgesetzt.

Der Strömungsteil dieses Verfahrens löst die Rohrgrenzschichten ohnehin fein auf. Die Gitterstruktur ist deshalb geeignet, auch den Spalt zwischen Rohr und Stützblech aufzulösen. Die Quetschfilmkräfte ergeben sich dann ohne großen Mehraufwand direkt aus der Strömungsrechnung und müssen nicht analytisch modelliert werden.

Um numerische Stabilität und eine allgemeine Anwendbarkeit zu gewährleisten, musste sich die Modellierung wieder auf das wesentliche konzentrieren. Die Reibkraft im Lager führt zu einer starken Kopplung der beiden Rohrbewegungsrichtungen und beeinflusst dadurch die Stabilität des Berechnungsverfahrens negativ. Gleichzeitig ist sie für das allgemeine Schwingungsverhalten des Rohres von untergeordneter Bedeutung<sup>7</sup>. Bei Rohrkontakt in der Stützblechbohrung wird daher nur eine Normalkraft

$$F_n = k_n \Delta n^{\alpha_n} + \zeta_n \dot{w}_n \quad (7-31)$$

berechnet. Das von Fischer [Fis01] ausgewählte Modell kann in Anlehnung an Hertz [Her82] einen nichtlinearen Anstieg der Kontaktkraft durch

---

<sup>7</sup> Die Reibkraft wird bei der Bestimmung des Lagerverschleißes wichtig. Sollen später zusammen mit dem hier vorgestellten Berechnungsverfahren Verschleißmodelle eingesetzt werden, so kann und muss die Reibkraft dort modelliert werden.

eine entsprechende Wahl des Exponenten  $\alpha_n$  über der Annäherung (Abplattung)  $\Delta n$  modellieren. So gilt  $\alpha_n = 1,5$  bei idealer Punktberührung und  $\alpha_n = 1,08$  bei idealer Linienberührung [Nie81]. Häufig wird für  $\alpha_n$  vereinfacht der Wert 1,0 verwendet. Der aus numerischen Gründen angebrachte Dämpfungsterm [AAB<sup>+</sup>90] wurde zwar implementiert, die Dämpfungskonstante  $\zeta_n$  konnte bei Testrechnungen jedoch stets zu Null gesetzt werden.

Die Untersuchungen von Fischer [Fis01] zeigen, dass sich die Kontaktsteifigkeit  $k_n$  im Lager bereits bei kleinen Rohrverkipfungswinkeln sehr schnell vom Wert für Linienberührung entfernt und dem Wert für Punktberührung annähert. Die Kontaktsteifigkeit kann für diesen Fall analytisch gemäß [Luk79, AAV88]

$$k_n = 1,919 \frac{Ee^2}{D} \sqrt{\frac{e}{D}} \quad (7-32)$$

aus dem Elastizitätsmodul  $E$ , der Wanddicke  $e$  und dem Außendurchmesser  $D$  des Rohres abgeschätzt werden [Fis01]. Eine vom Rohrverkipfungswinkel abhängige Formulierung der Kontaktsteifigkeit hatte sich beim praktischen Einsatz von FIVSIC3D nicht bewährt und wurde deshalb nicht übernommen.

Weist das Stützblech einen anderen Elastizitätsmodul  $E_L$  als das Rohr auf, so kann dem in Gleichung (7-31) durch die Verwendung eines Ersatzelastizitätsmoduls [Nie81]

$$\bar{E} = \frac{2E \cdot E_L}{E + E_L} \quad (7-33)$$

Rechnung getragen werden.

Allein die Beschränkung auf das Wesentliche bei der Modellierung brachte noch nicht die gewünschte Stabilität des Gesamtverfahrens. Unterrelaxation, also ein schrittweises annähern der Kontaktkräfte vom alten Wert auf den neu berechneten innerhalb mehrerer Strukturiterationen eines Zeitschritts, brachte zwar Verbesserungen, aber nicht die gewünschte allgemeine Anwendbarkeit. Als Hauptursache sind die wesentlich größeren Zeitschritte anzusehen, die das streng implizite Zeitschrittverfahren auf der Strömungsseite möglich macht. Im Gegensatz zum explizit formulierten FIVSIC3D ist die Strömungsseite keinem Stabilitätskriterium unterworfen, das den Zeitschritt diktiert. Der Zeitschritt muss nur noch so klein gewählt werden, dass die Physik, also z.B. Rohrschwingungen auf der Strukturseite oder periodische Wirbelablösung auf der Strömungsseite, adäquat aufgelöst werden. Dies bringt eine erhebliche Reduktion des Berechnungsaufwands mit sich, wovon unbedingt Gebrauch gemacht werden sollte. Es können dann aber die extrem harten und kurzen Schläge in den Lagerstellen durch den relativ großen Strömungszeitschritt nicht mehr ordentlich aufgelöst werden. Eine Lösung ergab sich schließlich durch die Einführung eigener Strukturzeitschritte innerhalb eines Strömungszeitschritts. Durch die Unterteilung eines Strömungszeitschritts in bis zu 100 Strukturzeitschritte konnte bei Berechnungen mit Lagerkontakt stabiles numerisches Verhalten erreicht werden. Der Zeitbedarf für die Lösung des Strukturmodells war dabei immer noch vernachlässigbar klein gegenüber dem Aufwand für die Strömungsseite.

### 7.2.2 Test des Strukturmodells

Für den Euler-Bernoulli-Balken und den Feder-Masse-Dämpfer-Oszillator sind aus der Mechanik in vielen Sonderfällen analytische Lösungen bekannt. Die Nachrechnung solcher Sonderfälle und der Vergleich mit den analytischen Lösungen ermöglichen es, das Strukturmodell zu überprüfen.

### 7.2.2.1 Ausschwingversuche

Für die erste Eigenfrequenz  $f_1$  eines ungedämpften Euler-Bernoulli-Balkens der Länge  $L$  gilt [z.B. Str01]

$$f_1 = \frac{\beta_1^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{mL^4}} \quad (7-34)$$

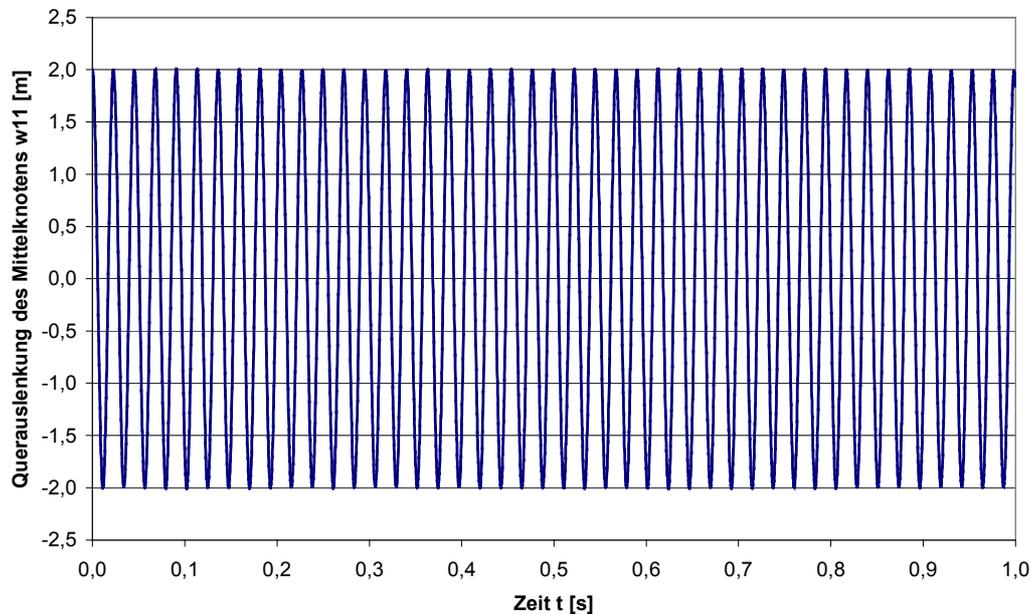
Der Eigenwert  $\beta_1$  ist dabei abhängig von der Einspannsituation. Für die Eigenform der Schwingung können ebenfalls analytische Lösungen bestimmt werden [z.B. GHS<sup>+</sup>95]. Für einen numerischen Ausschwingversuch kann dem Balken seine erste Struktureigenform aufgeprägt werden. Anschließend wird er sich selbst überlassen. Dabei werden die Axialkraft, die Strömungskräfte und die Strukturdämpfung zu Null gesetzt. Tabelle 7-1 fasst die Parameter und erwarteten Eigenfrequenzen einiger solcher Testfälle zusammen.

Lagerungsfall	$\beta_1$	$L$	$\sqrt{EI/m}$	$f_1$ , analytisch	numerisch
fest-fest	4,730	10 m	1250 m/s	44,5 Hz	44,1 Hz
fest-fest	4,730	0,35 m	3,44 m/s	100 Hz	99,4 Hz
fest-frei	1,875	0,35 m	379 m/s	100 Hz	100 Hz
fest-gelenkig-fest	3,927	0,35 / 2 m	1,25 m/s	100 Hz	98,9 Hz

**Tabelle 7-1: Vergleich numerischer simulierter Eigenfrequenzen mit analytischen Lösungen für verschiedene Lagerungsfälle.**

In Abbildung 7–2 ist die berechnete Strukturantwort der Balkenmitte eines beidseitig fest eingespannten Balkens dargestellt. Die Parameter des Testfalls sind in der ersten Zeile von Tabelle 7-1 zu finden. Der Kurvenverlauf verdeutlicht die besondere Eigenschaft des verwendeten Verfahrens

nach Newmark: es ist keinerlei numerische Dämpfung feststellbar. Die Amplitudenhöhe bleibt über der Zeit konstant.



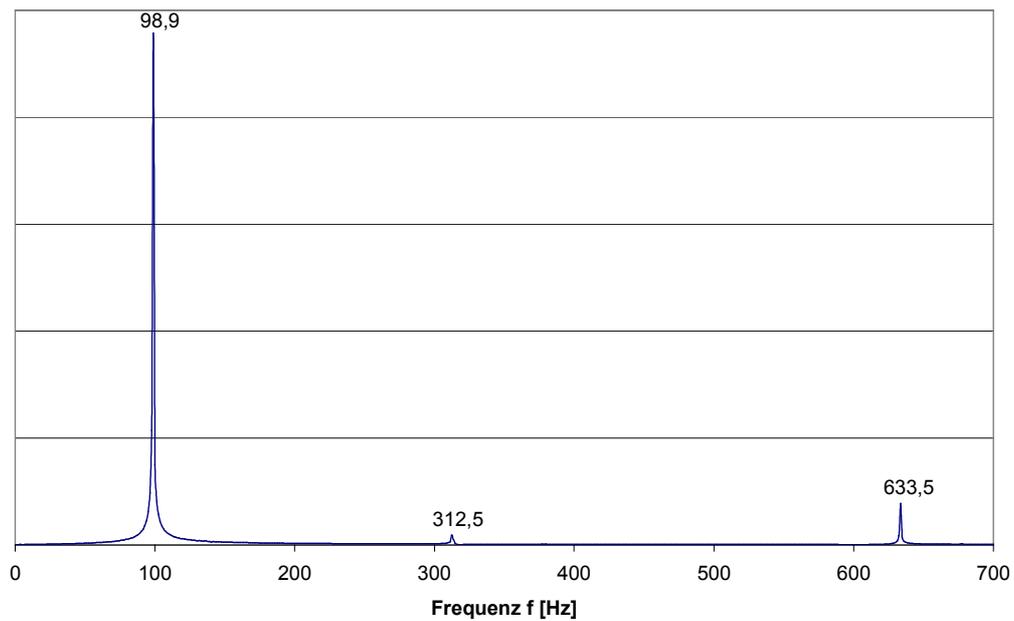
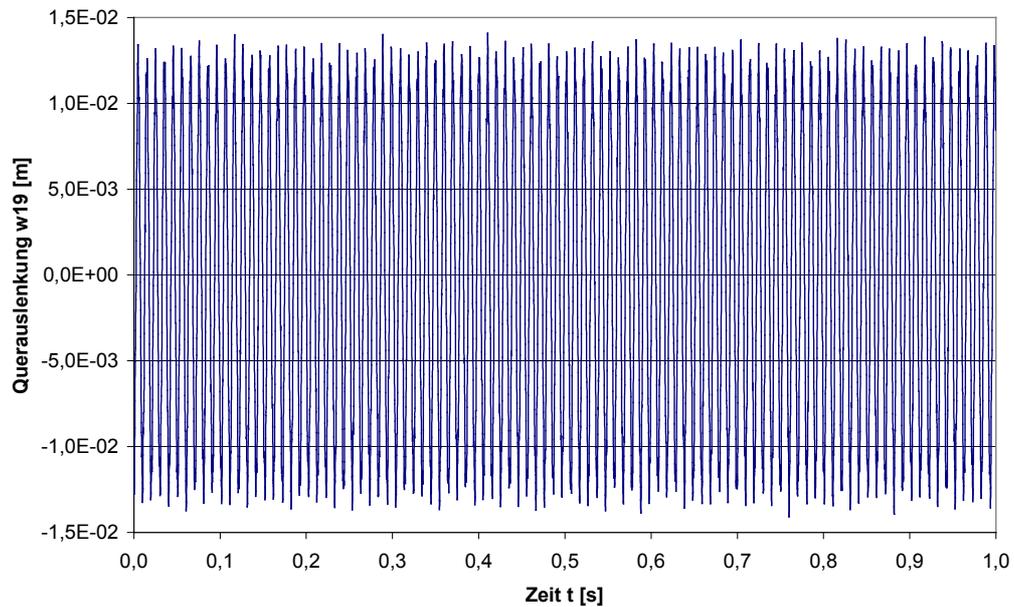
**Abbildung 7–2: Berechnete Strukturantwort des Balkens mit einer erwarteten Eigenfrequenz von  $f_1 = 44,5$  Hz. Dargestellt ist die Auslenkung in Balkenmitte. Dort wurde um 2,0 m ausgelenkt, an den übrigen Positionen entsprechend der ersten Eigenform.**

Die berechnete Eigenfrequenz liegt bei 44,1 Hz und trifft damit die analytisch erwartete Eigenfrequenz von 44,5 Hz sehr genau. Die Abweichung ist geringer als ein Prozent und das Ergebnis ist nahezu unabhängig davon, ob eine äquidistante oder eine nicht äquidistante Verteilung der Berechnungsknoten auf dem Balken verwendet wird [Str05]. Die übrigen Testfälle zeigen eine ähnlich gute Übereinstimmung.

Zwischenlager, z.B. in Stützblechen, weisen in der Regel ein gewisses Spiel auf. Bei geringen Schwingungsamplituden hat das Rohr keinen Kontakt im Zwischenlager und es schwingt wie ein ungestütztes Rohr mit der

entsprechenden Eigenfrequenz nach Gleichung (7-34). Bei größeren Rohramplituden schlägt das Rohr im Stützblech an. Durch den Kontakt ändert sich die Lagerungssituation. Die zu erwartende Eigenfrequenz kann analytisch angenähert werden. Der Eigenwert ist  $\beta_1 = 3,927$ , wenn in Gleichung (7-34) für  $L$  die Stützweite eingesetzt wird, also der Abstand zweier Lager bzw. die halbe Rohrlänge. Durch die harten Schläge zwischen Rohr und Stützblech können auch höhere Rohreigenfrequenzen angeregt werden.

Um dem analytischen Fall einer gelenkigen Lagerung sehr nahe zu kommen, wird in einem numerischen Testfall am Zwischenlager ein Lagerspalt von nur  $10^{-4} \text{ mm}$  vorgegeben. Dabei werden die Strömungskräfte weiterhin unterdrückt. Die Kontaktkräfte im Zwischenlager hingegen werden dem Strukturmodell aufgeprägt. Die Massenbelegung wird so angepasst, dass für das im Zwischenlager unterstützte Rohr eine Eigenfrequenz von  $100 \text{ Hz}$  zu erwarten ist. Der Fall wurde ebenfalls in Tabelle 7-1 aufgenommen. Abbildung 7-3 oben zeigt die Strukturantwort eines in der Mitte zwischen dem Randlager und dem Zwischenlager gelegenen Berechnungsknotens für den numerischen Ausschwingversuch. Darunter befindet sich das mittels Fourier-Analyse bestimmte Frequenzspektrum der Strukturantwort. Die Simulation zeigt die Anregung höherer Frequenzen durch die harten Schläge im Stützblech. Die dominierende Frequenz von  $98,9 \text{ Hz}$  stimmt sehr gut mit dem idealen Fall des gelenkig gelagerten Rohrs überein. Die geringe Abweichung von den analytisch bestimmten  $100 \text{ Hz}$  lässt sich durch die Dämpfungswirkung der Schläge des Rohrs im Zwischenlager erklären.



**Abbildung 7–3: zeitabhängige Strukturantwort (oben) und Frequenzspektrum (unten) der numerischen Simulation eines Rohrs mit Leitblechkontakt im Ausschwingversuch.**

### 7.2.2.2 Fremderregung

Der Sonderfall eines harmonisch durch die Linienlast  $q$  in der Nähe seiner ersten Eigenfrequenz angeregten Balkens kann analytisch durch ein Feder-Masse-Dämpfer-Ersatzsystem angenähert werden:

$$M\ddot{w} + d_{2D}\dot{w} + cw = F_{2D} \quad (7-35)$$

Soll z.B. die Bewegung der Balkenmitte eines beidseitig fest eingespannten Balkens beschrieben werden, sind folgende Werte für Ersatzkraft, Ersatzfedersteifigkeit, Ersatzmasse und Ersatzdämpfung zu wählen [z.B. RSD03, AuY01, Big64].

$$F_{2D} = 0,52318 \cdot L \cdot q \quad (7-36)$$

$$c = 0,52318 \cdot 384 \cdot EI / L^3 \quad (7-37)$$

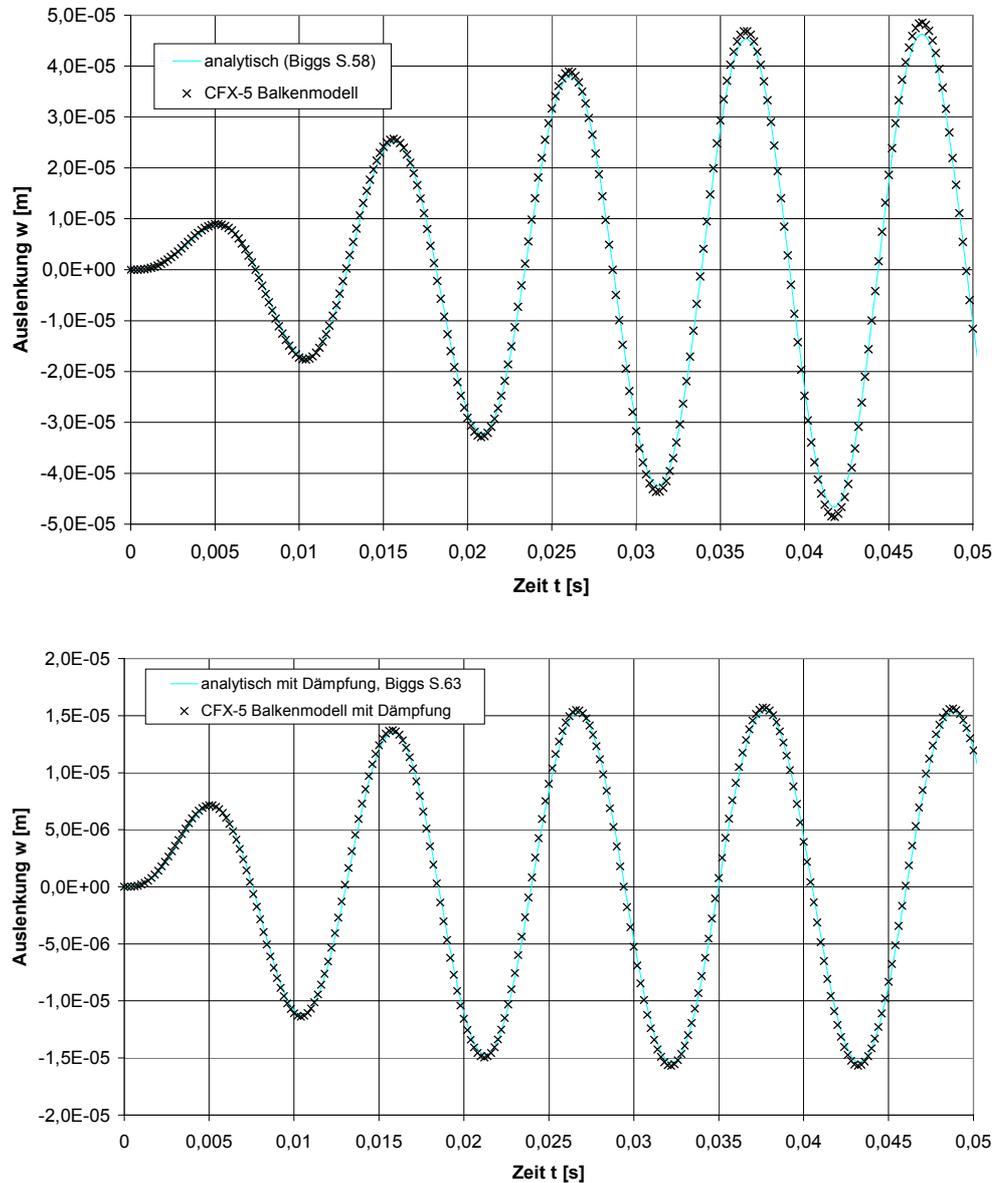
$$M = 0,40136 \cdot L \cdot m \quad (7-38)$$

$$d_{2D} = 0,40136 \cdot L \cdot d \quad (7-39)$$

Ist  $\omega_1 = 2\pi \cdot f_1$  die Kreiseigenfrequenz eines ungedämpften Balkens oder Ersatzsystems, so ist für eine harmonische Zwangserregung  $F_{2D} = F_{\max} \cdot \sin(\Omega \cdot t)$  eine analytische Lösung möglich [Big64, WTY90]. Diese vereinfacht sich für einen zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Nulllage ruhenden Körper zu

$$w = \frac{F_{\max}}{M} \left( \frac{\sin(\Omega t)}{\omega_1^2 - \Omega^2} - \frac{\Omega}{\omega_1} \frac{\sin(\omega_1 t)}{\omega_1^2 - \Omega^2} \right) \quad (7-40)$$

Auch für ein gedämpftes System gibt Biggs [Big64] eine analytische Lösung an. Auf einen Abdruck wird aus Platzgründen verzichtet.



**Abbildung 7–4: Fremderregung eines Balkens der Eigenfrequenz 101,6 Hz mit einer Linienlast der Frequenz 90 Hz: Strukturantworten des Mittelknotens im Vergleich zu analytischen Lösungen; oben: ungedämpft; unten: System mit Strukturdämpfung.**

In Abbildung 7–4 sind Berechnungsergebnisse des Strukturmodells für harmonische Anregung analytischen Lösungen gegenübergestellt. Im ersten Fall wurde eine ungedämpfte im zweiten eine gedämpfte Struktur betrachtet. Die numerischen und analytischen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung und bestätigen die Qualität des Strukturmodells.

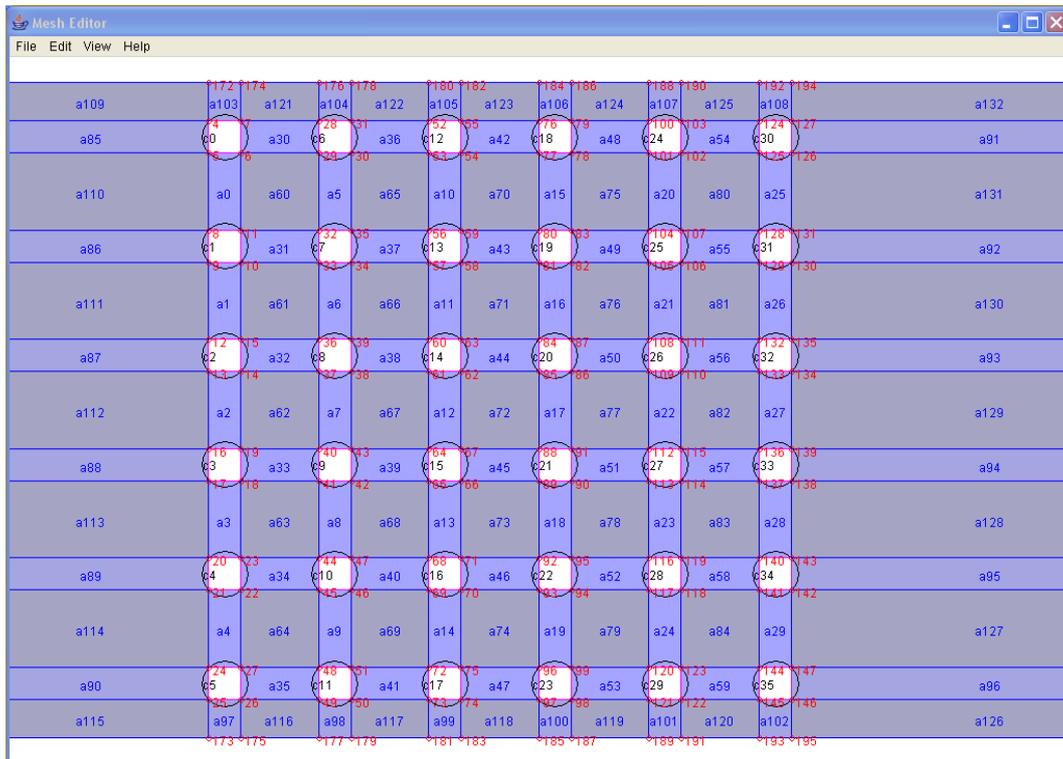
### 7.3 Verfahren zur Gitterverzerrung

Die großen Amplituden bei Rohrbündelschwingungen stellen hohe Anforderungen an die Gitterverzerrungsmethode, insbesondere wenn die Grenzschicht um die Rohre sehr fein aufgelöst wird. Der Benutzer kann in ANSYS CFX eine allgemeingültige Standardmethode aktivieren. Dabei muss er lediglich die Verschiebung einer Oberfläche, also z.B. einer Rohrwand, vorgeben. ANSYS CFX weist dann durch das Lösen einer Diffusionsgleichung jedem Knoten im Berechnungsgebiet eine Verschiebung zu. Die Verformungen diffundieren also ausgehend von einer bewegten Oberfläche in das Berechnungsgebiet hinein. Leider erwies sich die Methode in Testfällen als ungeeignet. Bereits bei moderaten Auslenkungen wurden Zellen invertiert. Die resultierenden negativen Zellvolumina führten zu einem Abbruch des Gleichungslösers. Auch Versuche durch lokale Variation des Diffusionskoeffizienten der Verschiebungsgleichung Verbesserungen zu erzielen brachten keinen wesentlichen Erfolg.

Die alternativ in dieser Arbeit benutzte Methode benutzt Interpolationsroutinen, um jedem Gitterpunkt explizit eine Verschiebung zuzuweisen. Damit ist es möglich, das Gitter wesentlich stärker zu verzerren. Auch bei großen Rohramplituden muss nicht neu vernetzt werden. Die Rohre müssen erst kurz vor dem Aneinanderschlagen oder dem Anschlagen im Leitblech gestoppt werden. Dabei wird auf Routinen von Herrmann [Her04] zurückgegriffen. Die Routinen ermöglichen es, die Verschiebung eines jeden belie-

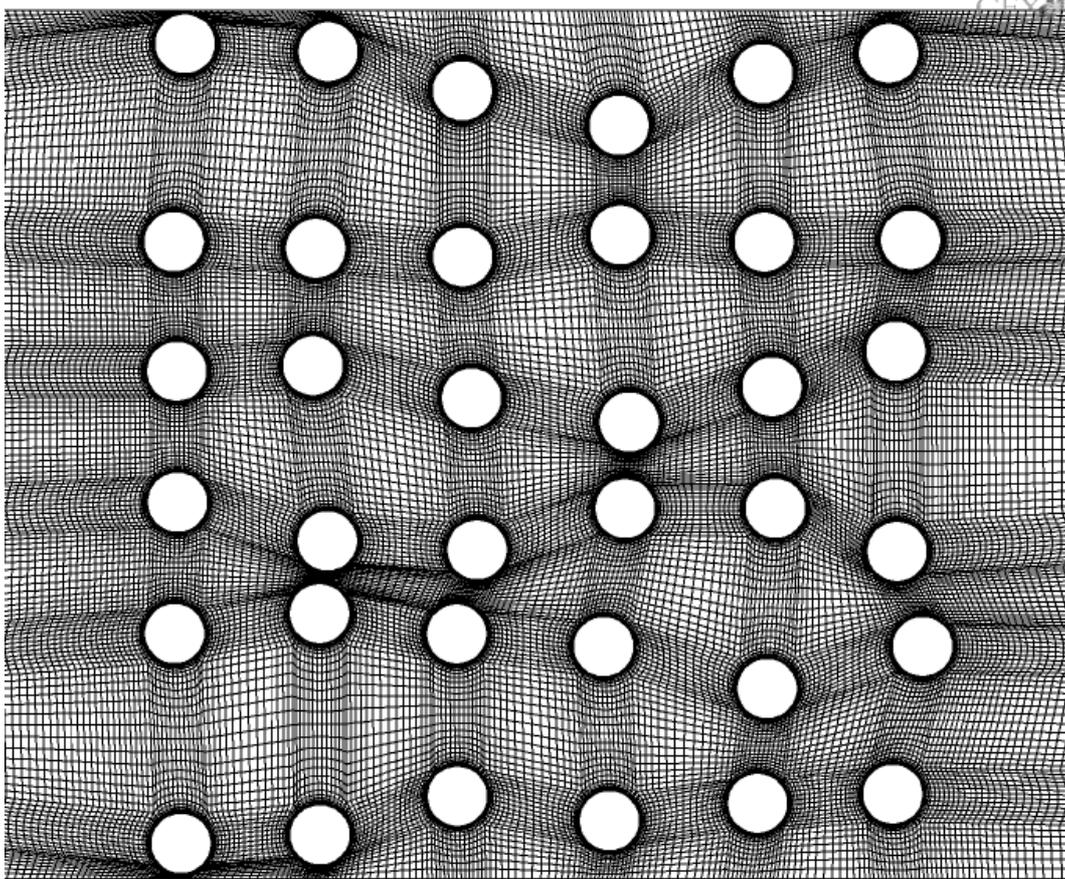
bigen Punktes innerhalb eines Vierecks durch Interpolation aus den Verschiebungen der vier Eckpunkte zu bestimmen. Eine Kante oder zwei gegenüberliegende Kanten des Vierecks können außerdem ein beliebiger Kreisbogen anstatt einer Geraden sein. Die Routinen wurden geringfügig angepasst und um eine Routine zur Interpolation innerhalb eines Dreiecks erweitert. Mit diesen Grundelementen ist es möglich eine Interpolationsstruktur über jede Gitterebene eines Wärmeübertragermodells zu legen. Die einzelnen Dreiecke und Vierecke müssen dabei so platziert werden, dass die Verschiebungen ihrer Eckpunkte bekannt sind, z.B. weil sie auf einem unbewegten Rand oder auf einem bewegten Zylinder liegen. Die Hauptaufgabe bestand darin, die Definition der Interpolationsbereiche zu erleichtern und die Zuordnung einzelner Gitterknoten zu den Interpolationsflächen zu verwalten.

Die einzelnen Zylinder werden für das Strukturmodell ohnehin in einer Eingabedatei definiert. Mithilfe eines eigens erstellten Java-Programms kann diese Eingabedatei eingelesen werden. Auf einer grafischen Oberfläche können der Wärmeübertragermantel und weitere Geometrien ergänzt und anschließend die Interpolationsstruktur erstellt werden. In Abbildung 7–5 ist die Bedienungsfläche des Java-Programms mit der fertigen Interpolationsstruktur eines Rohrbündelkanals dargestellt. Das Programm kann die Interpolationsstruktur speichern und Datensätze für die Weiterverarbeitung in ANSYS CFX ausschreiben.



**Abbildung 7–5: Java-Programm zur Festlegung der Interpolationsstruktur in der Anwendung für einen Rohrbündelkanal.**

Abbildung 7–6 demonstriert, wie extrem die Gitterstauchung werden kann, bevor das Interpolationsverfahren negative Volumina und einen Programmabsturz verursacht.



**Abbildung 7–6: Ausschnitt des letzten Berechnungsgitters vor dem Auftreten negativer Volumina bei einer Schwingungsberechnung.**

#### **7.4 Ablauf des gekoppelten Gesamtverfahrens**

Für das Gesamtverfahren werden vor der eigentlichen Zeitschleife aus den Geometriedaten die Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrix berechnet, insbesondere die Koeffizienten  $K$  des Strukturmodells. Das undeformierte Startgitter für die Strömungsrechnung und die Zylinderpositionen sowie weitere Eingabedaten werden geladen. In einem einmaligen Schritt wird für jeden Strömungsberechnungsknoten die zugehörige Interpolationsfläche für die Gitterverzerrung gesucht und die Zuordnung für

spätere Gitteraktualisierungen gespeichert. Die eigentliche Zeitschleife hat den folgenden Ablauf:

1. Start eines Strömungszeitschritts
2. Strukturzustand des letzten Strömungszeitschritts zwischenspeichern
3. Start einer Strömungsiterationsschleife
  - 3.1. Aktualisieren des Strömungsgitters
  - 3.2. Lösen der Strömungsgleichungen durch ANSYS CFX
  - 3.3. Aktualisieren der Strömungskräfte
  - 3.4. Holen des Strukturzustands von der vorherigen Strömungsiteration
  - 3.5. Start eines Unterzeitschritts für die Struktur
    - 3.5.1. Berechnung der Kontaktkräfte
    - 3.5.2. Start einer Relaxationsschleife für die Kontaktkräfte
      - 3.5.2.1. Iterative Strukturlösung bis zum Erreichen der Abbruchbedingung
      - 3.5.2.2. Berechnung der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen
    - 3.5.3. Fortsetzung oder Abbruch der Relaxationsschleife
    - 3.5.4. Verschieben der Strukturdaten in den alten Strukturzeitschritt
  - 3.6. Vorrücken um einen Strukturzeitschritt oder Ende der Strukturschleife
  - 3.7. Abspeichern des Strukturzustands am Strömungsiterationsschrittsende
4. Nächster Strömungsiterationsschritt oder Abbruch bei Konvergenz
5. Vorrücken zum nächsten Strömungszeitschritt

Im Zusammenhang mit diesem Verfahren hat es sich bewährt, die entscheidenden Schwingungsvorgänge durch 50 bis 100 Strömungszeitschritte aufzulösen, einen Strömungszeitschritt in 100 Strukturzeitschritte zu unterteilen und in der innersten Strukturschleife solange zu iterieren, bis sich die auf den Zylinderdurchmesser bezogenen Verschiebungen an keinem der Strukturknoten von einem auf den anderen Iterationsschritt um mehr als  $10^{-7}$  ändern. Mit diesen Einstellungen erwies sich das Verfahren in allen bisherigen Testfällen als stabil und genau. Der Zeitbedarf für die

Lösung der Strukturgleichungen blieb dennoch vernachlässigbar im Vergleich mit dem Aufwand für den Strömungsteil. In Fällen, die stark von den Testfällen abweichen, sind eventuell andere Einstellungen für das Strukturmodell notwendig. Bei sehr langen Rohren mit vielen Kontaktstellen in Stützblechen kann der Rechenzeitbedarf für das Strukturmodell ansteigen, so dass er eine gleiche Größenordnung wie der Zeitbedarf für den Strömungsteil erreichen kann.

## 8 Simulation strömungsinduzierter Zylinderschwingungen

### 8.1 Auswahl eines Testfalls

In experimentellen Untersuchungen strömungsinduzierter Einzelzylinderschwingungen wird häufig eine quasi zweidimensionale Zylinderbewegung erzwungen, indem der Zylinder an seinen Enden elastisch aufgehängt wird [z.B. Gog82, KW96]. In den meisten Fällen treten durch die weiche Lagerung sehr hohe Amplituden auf. Das auch in dieser Arbeit als Standardmodell verwendete SST-Turbulenzmodell berechnet im Rahmen einer 2D-Modellierung in solchen Fällen realistische Amplituden [GQ00, GQ04]. Durch die großen zweidimensionalen Amplituden wird die Strömung in Versuch und Simulation entlang der Zylinderachse korreliert.

In realen Wärmeübertragern hingegen sind die Rohre an den Enden fest eingespannt. Die Zylinderamplituden sind entlang der Rohrachse stark unterschiedlich. Die Amplitudenhöhe ist durch die steife Einspannung stellenweise äußerst gering und nicht immer in der Lage die Strömung entlang der gesamten Rohrachse zu korrelieren. Die Folge sind dreidimensionale Strömungsstrukturen, die die auf den Zylinder wirkenden Strömungskräfte erheblich beeinflussen. Ein beidseitig fest eingespannter Zylinder kommt daher der Situation in Wärmeübertragern näher. Er stellt wesentlich höhere Anforderungen an die Strömungsberechnung und erfordert den Einsatz eines dreidimensionalen Fluid-Struktur-gekoppelten Verfahrens.

Deshalb wurden die Experimente von So, Zhou und Liu [SZL00] als Testfall ausgewählt. Sie haben ein beidseitig fest eingespanntes 350 mm lan-

ges Acrylrohr mit 6 mm Durchmesser in einem Rechteckkanal mit Luft angeströmt. Durch Variieren der Anströmgeschwindigkeit wurde mit der Anregungsfrequenz der Strömung der Resonanzbereich des Rohres durchfahren und dabei an verschiedenen Positionen die Rohramplituden mit einem Laser-Vibrometer vermessen. Dabei ergab sich für Anregungsfrequenzen in der Nähe der Rohreigenfrequenz von 99 Hz ein deutlicher Amplitudenanstieg. Selbst die Spitzenamplituden bleiben jedoch im Bereich von einem Tausendstel des Zylinderdurchmessers.

## 8.2 Numerische Modellierung

Die physikalischen Vorgaben für das Strukturmodell wurden direkt aus den Versuchsdaten übernommen: eine freie Länge von  $L = 0,35 \text{ m}$  bei beidseitig fester Einspannung, eine Massenbelegung von  $m = 0,018 \text{ kg/m}$  und eine Biegesteifigkeit von  $EI = 9,22 \text{ Nm}^2$ . Aus dem Dämpfungsverhältnis von 0,030 ergibt sich nach Umrechnung eine vorzugebende Dämpfung von  $0,6718 \text{ Ns/m}^2$ .

Auf der Strömungsseite wurde der Zylinder senkrecht in der Mittelebene eines 350 mm hohen und breiten Kanals platziert mit einem Abstand von 200 mm zum Einströmrand und 300 mm zum Ausströmrand. Die Reynolds-Zahl wurde durch die Vorgabe einer über den ganzen Einströmquerschnitt konstanten Strömungsgeschwindigkeit variiert. Am Einströmrand wurde stets der im Versuchsstand gemessene Turbulenzgrad von 0,2% vorgegeben. Zur Turbulenzmodellierung wurde das SST-Modell verwendet. Zum einen ohne Transitionserweiterung und zum anderen erweitert um das ANSYS CFX Transitionsmodell, wobei die auf der Impulsverlustdicke basierende Reynolds-Zahl, wie in Kapitel 5.3.4 erarbeitet, auf den unphysikalisch hohen Wert von 3000 gesetzt wurde, um einen zu frü-

hen Modellumschlag zu turbulentem Verhalten in der Grenzschicht zu unterdrücken. Die Berechnungen wurden inkompressibel durchgeführt.

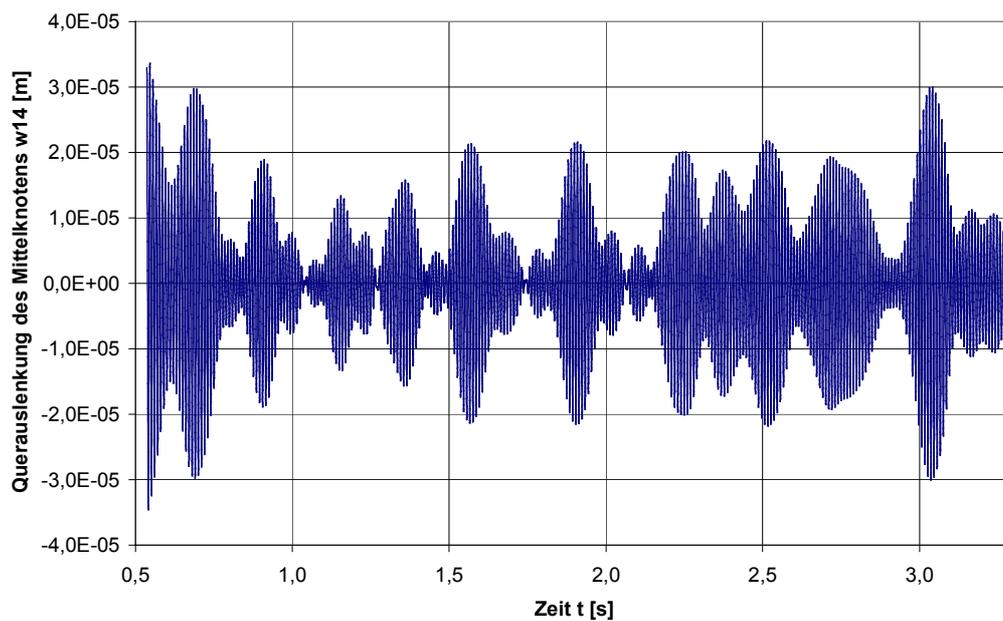
Die Auflösung der Strömungsgrenzschicht in Radial- und in Umfangsrichtung erfolgte entsprechend den Voruntersuchungen am starren Zylinder. Damit konnte in Rohrlängsrichtung mit dem zur Verfügung stehenden Speicherplatz nur noch in 26 Strömungsebenen unterteilt werden. Das Rohr wurde entsprechend durch 27 Strukturknoten äquidistant diskretisiert. Da kein Kontaktmodell verwendet wurde, konnte die Zeitschrittweite für die Struktur mit  $2,0 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  identisch zur Zeitschrittweite der Strömungsberechnung gewählt werden. In Parametervariationen ergab ein halbiertes Zeitschritt ca. 2,5% höhere Amplituden, während es nahezu unerheblich war, ob die Strömungskräfte des letzten Zeitschritts verwendet wurden oder innerhalb eines Zeitschritts ausiteriert wurde.

Bei den Berechnungen wurde die Reynolds-Zahl sowohl mit dem SST-Modell als auch mit dem Transitionsmodell schrittweise um fünf erhöht und jeweils in einer neuen Simulation der anfangs in Ruhelage befindliche Zylinder quer angeströmt. Auf diese Weise konnte der Resonanzfall bzw. die Anströmgeschwindigkeit, die maximale Amplituden hervorruft, gefunden werden. Der hohe Berechnungsaufwand für die Simulationen erlaubte es nur für diesen Resonanzfall eine längere Zeitspanne zu simulieren.

### 8.3 Ergebnisse

Abbildung 8–1 zeigt einen typischen Amplitudenverlauf. Dargestellt ist die Auslenkung der Zylindermittle quer zur Anströmrichtung für den Resonanzfall. Die ersten 0,5 Sekunden der Berechnung sind nicht aufgetragen, da sich das Rohr erst ausgehend von der Ruhelage aufschaukeln musste.

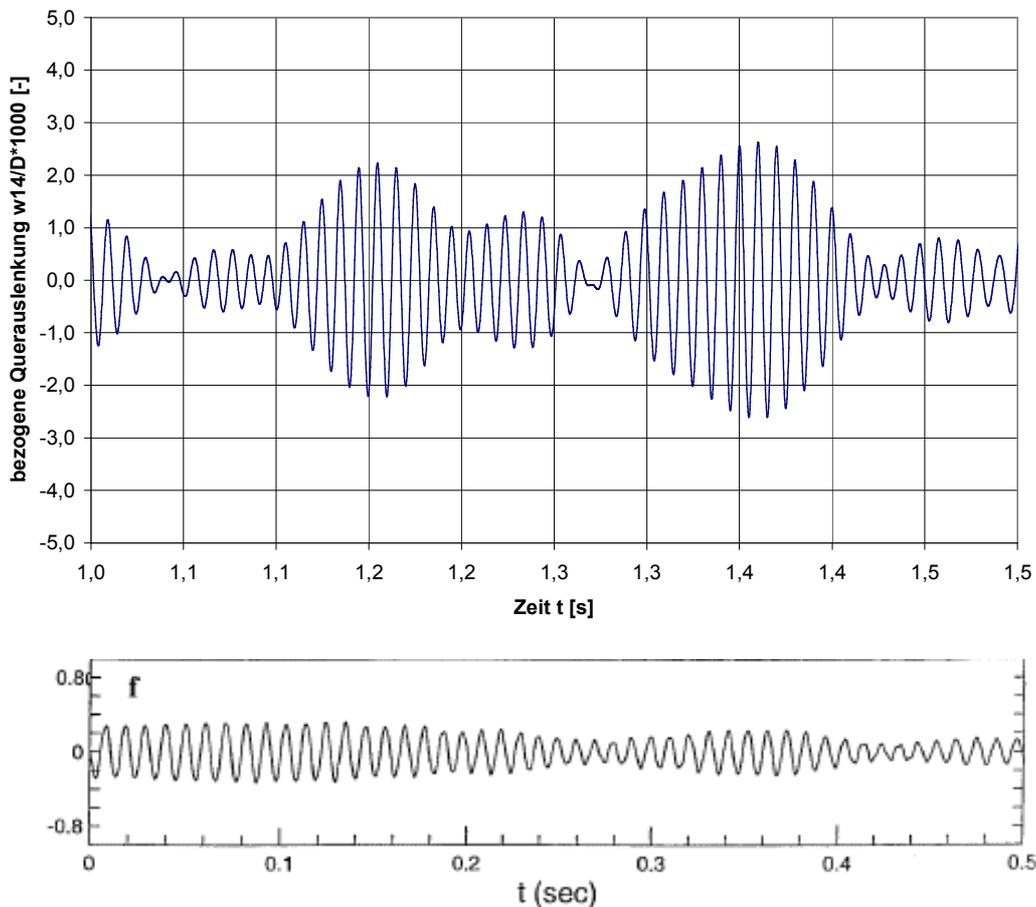
Auffallend sind die starken Amplitudenmodulationen. Solche Modulationen treten typischerweise bei der Überlagerung zweier nahe beieinander liegender Frequenzen auf. Der Vergleich in Abbildung 8–2 demonstriert, dass im Experiment ähnliche Modulationen wie in der Simulation feststellbar sind.



**Abbildung 8–1: Berechneter Zeitverlauf der Querauslenkung des Zylindermittelknotens im Resonanzfall (Reynolds-Zahl 1045, Anströmgeschwindigkeit 3,05 m/s, SST-Modell).**

Ursache für die Modulationen kann zum einen eine geringe Differenz zwischen der Strömungs- und der Strukturfrequenz oder das Auftreten verschiedener Frequenzen auf verschiedenen Strömungsebenen sein, wobei ersteres als unwahrscheinlich anzusehen ist, weil bei Gruber [Gru03] mit einer 2D-Modellierung für denselben Testfall keine Amplitudenmodulationen auftraten. Abbildung 8–3 zeigt, dass das SST-Modell mit und ohne Transitionserweiterung dreidimensionale Strukturen im Zylindernachlauf

ausbildet. Solche Ablösezoneen entlang der Zylinderachse können phasenverschoben sein und unterschiedliche Frequenzen aufweisen.



**Abbildung 8–2: Ausschnitt des Verlaufs der Queramplitude 9,6 Durchmesser oberhalb der Zylindermittle im Resonanzfall. Berechnung (oben) im Vergleich zu Messungen von So, Zhou und Liu [SZL00] (unten).**

Qualitativ werden die auftretenden Phänomene also gut von der Simulation getroffen. Um quantitativ mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können, muss die Standardabweichung (root mean square oder rms-Wert)  $w_{rms}$  der berechneten Querauslenkungen gebildet werden. Dazu wird zunächst über einem Zeitintervall der Mittelwert  $\bar{w}$  bestimmt und dann aus den  $N$  einzelnen Simulationsergebnissen zu unterschiedlichen

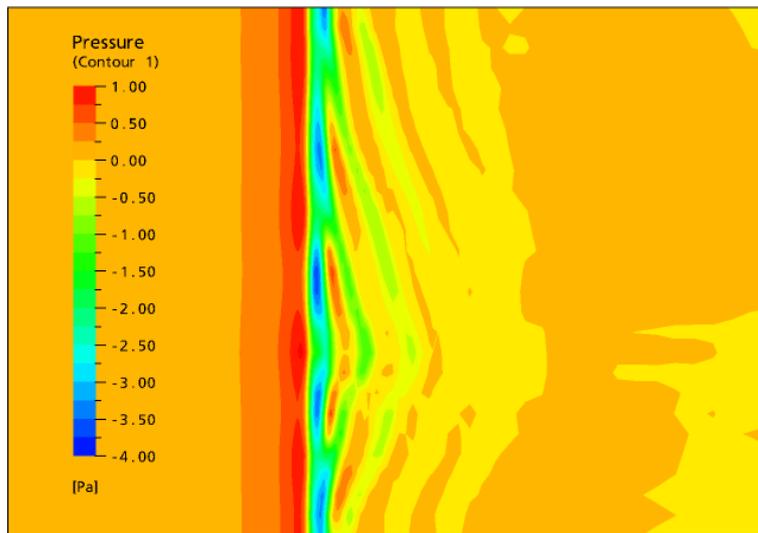
Zeitpunkten des Zeitintervalls die Standardabweichung (rms-Wert) berechnet

$$w_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N [w(t_n) - \bar{w}]^2} \quad (8-1)$$

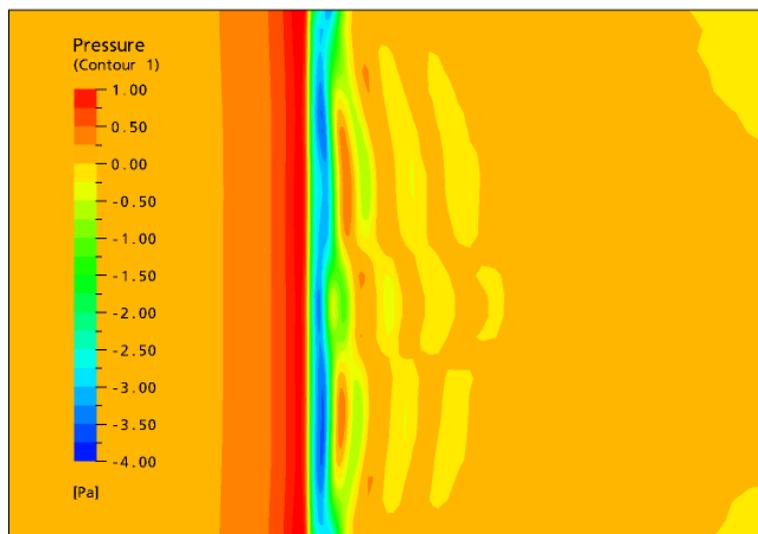
Aufgrund der starken Amplitudenmodulationen lässt sich eine Abhängigkeit des rms-Wertes von der Wahl des betrachteten Zeitintervalls nicht vollständig vermeiden. Da der Zylinder in der Querrichtung um seine Nulllage schwingt, wurde zumindest darauf geachtet, das Zeitintervall so zu wählen, dass sich ein Mittelwert von  $\bar{w} = 0$  berechnet. In Abbildung 8–1 ist genau der für das SST-Modell verwendete Mittelungszeitraum dargestellt.

In Tabelle 8-1 sind Ergebnisse verschiedener Modellierungsvarianten dem experimentellen Ergebnis gegenübergestellt. In die Tabelle wurde auch ein Ergebnis von Gruber [Gru03] aufgenommen. Sein zweidimensionales CFX-4.4-Modell wurde später von Jones [Jon04] in ANSYS CFX übertragen. Die Ergebnisse änderten sich dadurch nur unwesentlich. Im Vergleich zum Experiment tritt Resonanz bei dem 2D-Modell bereits bei einer geringeren Reynolds-Zahl auf. Bei allen 3D-Modellen geschieht dies erst bei deutlich zu hohen Reynolds-Zahlen. Die Amplituden werden vom 2D-Modell massiv überschätzt. 3D-Modelle senken die Zylinderamplituden zwar um mehr als das dreifache ab, liegen aber im Vergleich zum Experiment immer noch ca. um denselben Faktor zu hoch, wobei die Amplituden des Transitionsmodells dem Experiment näher kommen als Berechnungen mit dem SST-Modell allein. Dafür weicht das Transitionsmodell bei der Resonanz-Reynolds-Zahl noch weiter vom experimentellen Ergebnis ab als das SST-Modell.

CFX



CFX



**Abbildung 8–3:** 3D Strukturen im Zylindernachlauf; Druckfeld in einer zur Zuströmung parallelen Ebene mit einem Versatz zur Zylinderachse von einem Durchmesser; oben: Resonanzfall mit dem SST Modell,  $Re = 1045$ ; unten: Resonanzfall mit Transitionsmodell,  $Re = 1155$ .

	Resonanz- Reynolds-Zahl	$\Delta y_{rms} / D \cdot 1000$
Experiment [SZL00]	994	0,43
2D-Modell [Gru03]	943	5,5
SST-Modell [Str05]	1045	1,53
SST + Transition [Str05]	1155	1,17

**Tabelle 8-1: Resonanz-Reynolds-Zahlen und normierte rms-Werte der Querauslenkung am Mittelknoten, berechnet mit verschiedenen Modellierungsvarianten, im Vergleich zu experimentellen Daten.**

#### 8.4 Interpretation der Ergebnisse

Hinsichtlich der Resonanz-Reynolds-Zahl scheint auf den ersten Blick die 2D-Modellierung genauso gute Ergebnisse zu liefern wie die 3D-Modellierung. Resonanz tritt dann ein, wenn die Strömungs- und die Struktureigenfrequenz übereinstimmen. Tritt Resonanz erst bei einer höheren Reynolds-Zahl, also Anströmgeschwindigkeit, ein, ist die folgende Interpretation naheliegend: die Strömungssimulation sagt die Wirbelfrequenz zu gering voraus und dies muss, unter Ausnutzung der nahezu linearen Beziehung zwischen Anströmgeschwindigkeit und Wirbelfrequenz, durch eine Steigerung der Reynolds-Zahl kompensiert werden. Diese Interpretation trifft in jedem Fall für das Transitionsmodell zu, dessen Resonanz-Reynolds-Zahl deutlich höher als die des SST-Modells liegt. Sie deckt sich auch mit den Erfahrungen am starren Einzelzylinder (siehe Abbildung 5-16), wo das Transitionsmodell genau im Bereich geringer Reynolds-Zahlen zu geringe Strouhal-Zahlen, also Wirbelfrequenzen, aufweist. Wie wir später sehen werden, liegt dies nicht am Transitionsmodell selbst, sondern an einer speziellen Umsetzung des Modells. Eine Modellschwäche, die abgestellt werden kann. Als die Schwingungssimulatio-

nen des Einzelrohrs durchgeführt wurden, war jedoch die verwendete Modellvariante die beste verfügbare.

Das SST-Modell liefert am starren Einzelzylinder bei Reynolds-Zahlen um 1000 gute Vorhersagen der Wirbelfrequenzen. Hierbei ist jedoch bekannt, dass speziell 2D-Simulationen tendenziell etwas zu hoch liegen. Es ist deshalb die Interpretation möglich, dass die 2D-Modellierung durch die Berechnung zu hoher Wirbelfrequenzen im Endresultat die experimentelle Resonanz-Reynolds-Zahl besser trifft als die 3D-Modellierung, weil sie einen anderen Einfluss kompensiert. Ein solcher Einfluss können Dämpfungseffekte sein. Darauf deuten die im Vergleich zum Experiment deutlich höheren Amplituden der Simulationen hin. Zusätzliche Dämpfungseffekte im Experiment wirken nicht nur auf die Schwingungsamplituden absenkend, sondern auch auf die Struktureigenfrequenz. Fehlt dieser Effekt in der Simulation, ist eine erhöhte Anströmgeschwindigkeit erforderlich um Resonanz zu erreichen. Im Hinblick auf die Ergebnisse der Variationen am starren Einzelzylinder ist also davon auszugehen, dass das SST-Modell in einer 3D-Simulation korrekte Wirbelfrequenzen berechnet und auch die Resonanz-Reynolds-Zahl gut treffen würde, wenn alle relevanten Dämpfungseffekte korrekt erfasst würden. Die Dämpfungsproblematik scheint ein spezielles Problem des Acrylzylinders zu sein und wird später nochmals aufgegriffen.

Im Übrigen zeichnen die Ergebnisse ein gemischtes Bild. Der Wechsel von der 2D- zur 3D-Modellierung bringt klare Verbesserungen. Anstatt sich wie bei den 2D-Berechnungen im Resonanzfall zu einer Schwingung mit konstanter Amplitude aufzuschaukeln, modulieren die Auslenkungen in den 3D-Berechnungen. Ein Verhalten, das auch in dem nachgerechneten Versuch feststellbar war und auf das bereits in der Literaturübersicht eingegangen wurde. Das mit der Strömungsebene veränderliche Ablösever-

halten in der 3D-Simulation führt entlang der Rohrlängsachse zu Frequenzverschiebungen der angreifenden Strömungskräfte. Die Überlagerung mehrerer nahe beieinander liegender Wirbelfrequenzen kann dann das modulierende Schwingungsverhalten erklären.

Noch wichtiger sind die Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Ablösezonen. Die Strömungskräfte wirken zu einem Zeitpunkt in unterschiedliche Richtungen und können sich in Summe gegenseitig aufheben. Die Fähigkeit der 3D-Modellierung dieses Phänomen wiederzugeben ist hauptverantwortlich für die deutliche Absenkung der berechneten Schwingungsamplituden und bringt die Simulationsergebnisse ein deutliches Stück näher an die Messergebnisse heran.

Im Hinblick auf die Amplituden scheint das Transitionsmodell noch einmal eine Verbesserung gegenüber dem SST-Modell zu bringen. Die relativ großen Korrelationslängen der Ablösezonen beider Modelle in Abbildung 8–3 ähneln jedoch eher experimentellen Beobachtungen bei niedrigeren Reynolds-Zahlen [z.B. Zdr97, Zdr03]. Bei den vorliegenden Reynolds-Zahlen von ca. 1000 ist die Ausdehnung von Korrelationszonen entlang der Längsachse in der Realität wesentlich geringer. Die verfügbare Speicherkapazität setzte der Simulation an dieser Stelle Grenzen. Mit der gewählten Zellengröße in Zylinderlängsrichtung von ca. 2,25 Durchmessern war es nicht möglich, so kleine Korrelationszonen aufzulösen. Doch selbst mit der 16-fachen Auflösung konnte am starren Zylinder bei einer Reynolds-Zahl von 2500 noch keine ausreichende Auflösung nachgewiesen werden (siehe Abbildung 5-17). Wegen der zu groben Auflösung kann mit den hier vorgestellten Untersuchungen nur vermutet, jedoch nicht allgemeingültig gefolgert werden, das Transitionsmodell hätte Vorzüge gegenüber dem SST-Modell allein.

Die mangelnde Auflösung entlang der Zylinderlängsachse ist eine mögliche Erklärung für die mit dem 3D-Modell noch um einen Faktor drei überhöhten Amplituden. Gegen diese Interpretation spricht die deutliche Amplitudenabsenkung, die bereits durch den Wechsel von der 2D- zur 3D-Modellierung erfolgt ist. Auch ein gewisser Fehler durch ein ungünstig gewähltes Mittelungsintervall kann Abweichungen um einen Faktor drei nur schwer erklären. Zumindest zu einem Teil muss die immer noch bestehende Abweichung zwischen Berechnungen und Versuch eine weitere Ursache haben. Die bereits erwähnten zusätzlichen Dämpfungseffekte im Experiment liefern eine plausible Erklärung. Die Experimentatoren haben selbst Nachrechnungen ihres Versuchs durchgeführt [WSL01]. Gerade im Resonanzfall liegen auch sie mit ihren Amplituden um ca. das dreifache zu hoch, während sie bei der Nachrechnung von nicht resonanten Fällen eine wesentlich bessere Übereinstimmung feststellen. Sie weisen darauf hin, dass der untersuchte Acrylzylinder aus gewöhnlichen „off-the-shelf“ Acrylrohren hergestellt wurde und vermutlich nichtlineares Dämpfungsverhalten aufweist. Bei den höheren Amplituden im Resonanzfall würde die Dämpfung im Versuchsstand überproportional ansteigen. Das Simulationsmodell unterstellt lineares Dämpfungsverhalten und kann diesen Dämpfungsanstieg nicht berücksichtigen. Ein Dämpfungsanstieg bei höheren Amplituden stimmt auch schlüssig mit dem bereits erwähnten Unterschied experimentell und numerisch bestimmter Resonanz-Reynolds-Zahlen überein. Wang, So und Liu [WSL01] führen weiterhin an, dass im Experiment der Resonanzfall eventuell nicht exakt getroffen wurde und dadurch aufgrund des steilen Anstiegs der Amplituden mit der Reynolds-Zahl im Resonanzbereich eine zu geringe Amplitude bestimmt wurde.

Zusammenfassend werden zwar die experimentellen Amplituden immer noch um einen Faktor drei übertroffen, die Ausbildung dreidimensionaler Strömungsstrukturen hinter dem Zylinder und die deutliche Amplitudenab-

senkung durch den Wechsel von der 2D- zur 3D-Modellierung stellen jedoch klare Verbesserungen dar. Sie sind Beleg für die Fähigkeiten des numerischen Modells und ein starkes Indiz dafür, dass die Ursache für die Abweichungen in einer Besonderheit des nachgerechneten Versuchs mit einem Acrylrohr zu suchen sind. Ein nichtlinearer Anstieg der Dämpfung mit der Amplitude in relevantem Ausmaß ist bei Wärmeübertragerrohren aus Stahl nicht zu erwarten und wurde deshalb in dem verwendeten Strukturmodell nicht vorgesehen.

## 9 Simulation von Rohrbündelschwingungen

### 9.1 Auswahl eines Testfalls

Kassera [Kas96] erzielte mit seinem 2D-Verfahren bei Rohrbündeln mit engen Teilungsverhältnissen bereits gute Übereinstimmung mit den Rohramplituden, die er an Testrohrbündeln experimentell bestimmt hatte. Er führt die gute Übereinstimmung darauf zurück, dass bei engem Teilungsverhältnis der Mechanismus der fluidelastischen Instabilität überwiegt und dieser mit einem 2D-Verfahren offenbar gut wiedergegeben werden kann.

Bei Rohrbündeln mit großen Teilungsverhältnissen berechnete das 2D-Verfahren deutlich überhöhte Amplituden bzw. einen Beginn des Amplitudenanstiegs bei viel zu geringen Anströmgeschwindigkeiten. Kassera begründet die großen Abweichungen damit, dass bei diesen Teilungsverhältnissen große Freiräume zwischen den Rohren bestehen. Ablösewirbel können sich deutlich ausbilden und wirbelinduzierte Schwingungen dominieren. Ein 2D-Verfahren kann diesen Mechanismus, vor allem die sich ausbildenden dreidimensionalen Strukturen, offensichtlich nicht korrekt wiedergeben und überschätzt deshalb die auftretenden Rohramplituden deutlich.

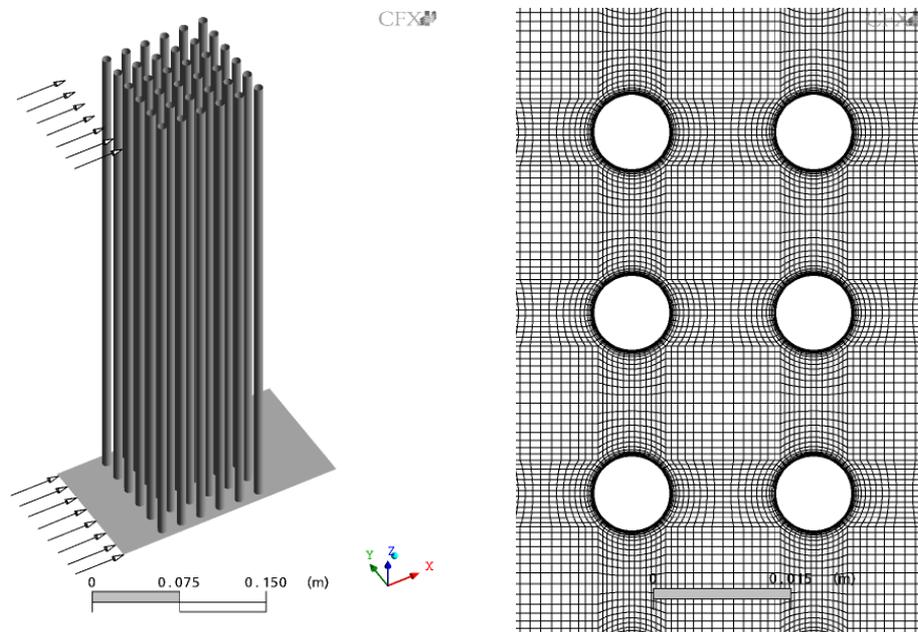
Zum Test des hier entwickelten 3D-Verfahrens wurde von den Versuchen Kasseras das Bündel 03 ausgewählt. Es handelt sich um ein Bündel bei dem sechs Reihen zu je sechs Stahlrohren einseitig fest in einer Grundplatte eingespannt und in einem Strömungskanal montiert wurden. Die Rohre haben jeweils einen Außendurchmesser von  $D = 8 \text{ mm}$  und stehen genau um  $L = 500 \text{ mm}$  aus der Grundplatte hervor. Die Kanalhöhe ist gering-

fällig höher als diese  $500\text{ mm}$ , so dass die Rohre an ihrem nicht eingespannten Ende frei schwingen können. Eine genauere Beschreibung der Versuche ist bei Kassera [Kas96] zu finden. Die Wahl fiel auf Bündel 03 wegen seines sehr großen Teilungsverhältnisses von  $\tau = 2,4$  und der fluchtenden Rohranordnung. Beide Umstände begünstigen wirbelinduzierte Schwingungen, also den Fall, der 2D-Verfahren Probleme bereitet. Im Diagramm von Abbildung 9–6 ist die Rohranordnung von Bündel 03 abgebildet. Die Kanalgeometrie stellt eine gleichmäßige Anströmung des Bündels sicher. Die Anströmgeschwindigkeit  $u$  kann dabei variiert werden. Diese Arbeit konzentriert sich vor allem auf die Anströmgeschwindigkeit  $u = 0,35\text{ m/s}$ . Bei dieser Geschwindigkeit berechnet das 2D-Verfahren von Kassera bereits einen Amplitudenanstieg, den er in seinen Versuchen erst bei ca.  $0,4\text{ m/s}$  feststellen konnte.

## 9.2 Modellierung und Auswertung

Das Rohrbündel und die Kanalbreite sind in der Simulation originalgetreu abgebildet. Lediglich der Spalt zwischen den freien Rohrenden und der Kanaldecke wird vernachlässigt und die Kanaldecke als reibungsfrei modelliert. Die Modellgrenzen liegen  $5,5$  Rohrdurchmesser vor der ersten und neun Rohrdurchmesser hinter der letzten Rohrreihe. Über dem gesamten Eintrittsquerschnitt wird die konstante Geschwindigkeit  $u$  vorgegeben. Am Abströmquerschnitt wird ein konstanter mittlerer Druck gesetzt und Rückströmung zugelassen (ANSYS CFX Opening). Das Gitter wurde anhand der Erfahrungen am Einzelzylinder in den einzelnen Strömungsebenen so grob wie möglich gestaltet. Abbildung 9–1 zeigt das Berechnungsmodell und den Gitterausschnitt einer Strömungsebene. Aufgrund der limitierten verfügbaren Rechnerkapazität beschränkt sich das Modell

auf 550 000 Berechnungsknoten. Damit ist in Rohrlängsrichtung eine Unterteilung in zehn Strömungsebenen möglich.



**Abbildung 9–1: Berechnungsmodell für Rohrbündelschwingungen; links: Bündel mit Kanalboden; rechts: Gitterausschnitt.**

Als Strömungsmedium wurde inkompressibles Wasser bei 25°C vorgegeben. Für die zwei Millimeter starken Rohre berechnen sich mit Standardwerten für Stahl eine Biegesteifigkeit von  $EI = 26,8 \text{ Nm}^2$  und eine Massenbelegung von  $m = 0,202 \text{ kg/m}$ . Dabei wurde bei der Massenbelegung sowohl der Rohrleitungsstahl als auch die Wasserfüllung der Rohre berücksichtigt, nicht aber die Wassermasse um die Rohre.

Da es sich um ein flüssigkeitsdurchströmtes Bündel handelt, dominiert die Fluiddämpfung gegenüber der Strukturdämpfung<sup>8</sup>. Die Fluiddämpfung

---

<sup>8</sup> Der VDI-Wärmeatlas [VDI97b] gibt für die Material- und Lagerdämpfung ein logarithmisches Dekrement von 0,005 bis 0,02 an. Demgegenüber steht ein Wert von ca. 0,04, der

verzeichnet zudem bei hohen Amplituden einen nichtlinearen Anstieg. Es ist ausreichend die Strukturdämpfung abzuschätzen. Weil aber in jedem Fall vermieden werden sollte, durch eine zu hohe Strukturdämpfung eventuelle Modellschwächen bei der Berechnung der Fluiddämpfung zu kompensieren, wurde für die Strukturdämpfung ein logarithmisches Dekrement von lediglich  $\Lambda = 0,005$  verwendet. Das ist der niedrigste Wert, den der VDI-Wärmeatlas für Material- und Lagerdämpfung angibt [VDI97b]. Für die einseitig fest eingespannten Rohre berechnet sich nach Gleichung (7-34) eine Eigenfrequenz im ungedämpften Fall von  $f_1 = 25,8 \text{ Hz}$ . Die im Strukturmodell vorzugebende Dämpfung konnte dann mit Gleichung (7-3) und  $m$ ,  $\Lambda$  sowie näherungsweise  $f_1$  zu  $d = 0,0521 \text{ Ns/m}^2$  abgeschätzt werden. Tabelle 9-1 fasst die Vorgaben für die Fluid- und Strukturseite zusammen.

Fluidseite		Strukturseite	
Fluiddichte	$\rho = 997,0 \text{ kg/m}^3$	Biegesteifigkeit	$EI = 26,80171 \text{ Nm}^2$
Dyn. Viskosität	$\eta = 0,8899 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$	Massenbelegung	$m = 0,2020044 \text{ kg/m}$
		Dämpfung	$d = 0,0520768 \text{ Ns/m}^2$

**Tabelle 9-1: Vorgaben für das Strömungs- und Strukturmodell**

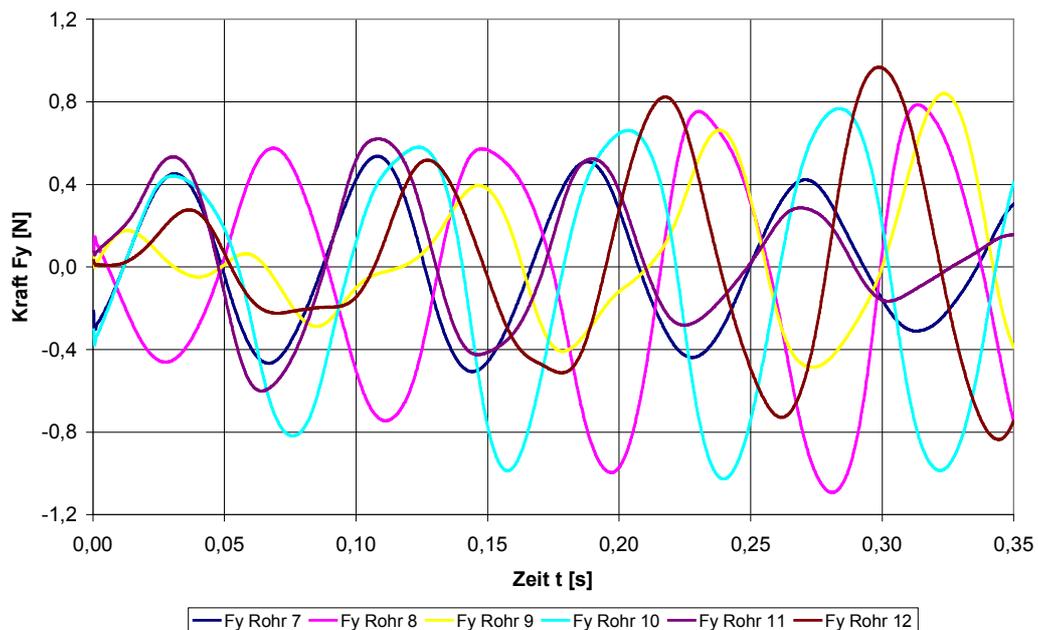
Mit  $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  wurde genau das Doppelte der Zeitschrittweite von Kassera verwendet. Die Periodendauern der erwarteten Strömungsfrequenzen sowie der ersten Struktureigenfrequenz werden dadurch mit knapp einhundert Zeitschritten ausreichend aufgelöst.

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse untereinander und mit Ergebnissen von Kassera [Kas96] zu gewährleisten, wurde dessen Vorgehenswei-

---

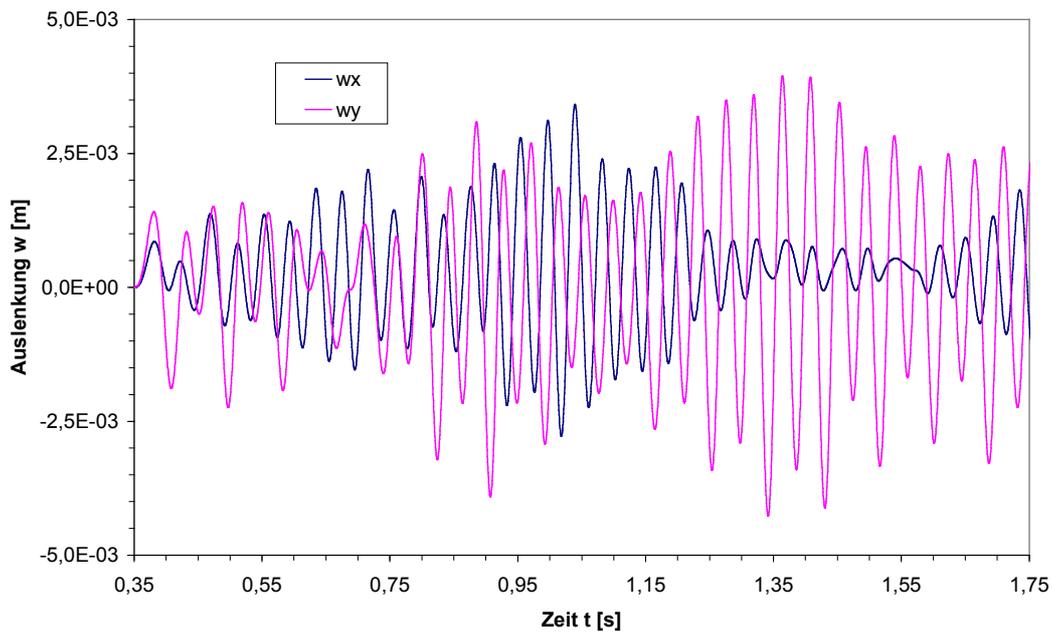
sich im hier konkret vorliegenden Fall für die viskose Dämpfung zwischen dem Fluid und dem schwingenden Rohr ebenfalls mit dem VDI-Wärmeatlas abschätzen lässt.

se bei den Simulationen exakt übernommen. Bei feststehenden Rohren wird insgesamt ein Zeitraum von  $0,35\text{ s}$  simuliert. Abbildung 9–2 zeigt, wie sich in diesem Zeitraum fluktuierende Kräfte im Bündel aufbauen.



**Abbildung 9–2: Querkräfte auf die Rohre der zweiten Reihe bei fixierten Rohren und einer Anströmgeschwindigkeit von  $0,35\text{ m/s}$ .**

Anschließend werden die Rohre losgelassen und die Schwingungsreaktion des Fluid-Struktur-gekoppelten Systems wird für einen Zeitraum von weiteren  $1,4\text{ s}$  berechnet. In Abbildung 9–3 sind beispielhaft die x- und y-Komponente des Schwingungsverlaufs eines Rohres aus dem Bündel dargestellt. Das System braucht dabei eine gewisse Zeit, um sich einzuschwingen, so dass für die Auswertung schließlich die letzten  $0,7\text{ s}$  herangezogen werden.



**Abbildung 9–3: Simulierte Auslenkungen eines Rohrendes in der Mitte der 3. Rohrreihe (Rohr 15) bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,35 m/s.**

Zum Ergebnisvergleich wird aus den Auslenkungen der Rohrenden in beiden Raumrichtungen ein bezogener Effektivwert der Gesamtamplitude  $A_{rms}$  berechnet. Dazu wird zunächst für jede Raumrichtung unabhängig das arithmetische Mittel  $\bar{w}$  der Auslenkung bestimmt. Mit Gleichung (8-1) können die Standardabweichungen (rms-Werte)  $\Delta x_{rms}$  und  $\Delta y_{rms}$  für die einzelnen Raumrichtungen gebildet werden. Der Effektivwert der Gesamtamplitude

$$A_{rms} = \frac{\sqrt{\Delta x_{rms}^2 + \Delta y_{rms}^2}}{D} \cdot 100 \quad (9-1)$$

ausgedrückt als prozentualer Anteil des Rohraussendurchmessers ist dann ein gutes Maß für das Schwingungsverhalten eines Rohres.

### 9.3 Berechnungsaufwand

Bei den Berechnungen erfolgte innerhalb der einzelnen Zeitschritte bei jedem Strömungsiterationsschritt ein Austausch der Strömungskräfte und Strukturverschiebungen zwischen Strömungs- und Strukturseite. Es wurde erst in den nächsten Zeitschritt gewechselt, wenn das System gut ausiteriert war. Die Berechnungen brauchten dafür im Durchschnitt ca. acht Iterationsschritte je Zeitschritt. Dies stellt für das Lösungsverfahren von ANSYS CFX einen sehr hohen Wert dar und darf nicht mit Druckkorrekturverfahren wie z.B. SIMPLEC verglichen werden. Dieser Umstand führte zu langen Berechnungszeiten. Selbst auf dem schnellsten zur Verfügung stehenden Rechner, ein Pentium 4 Prozessor mit 3,4 GHz Taktung, beanspruchte eine Berechnung etwas mehr als drei Monate Rechenzeit.

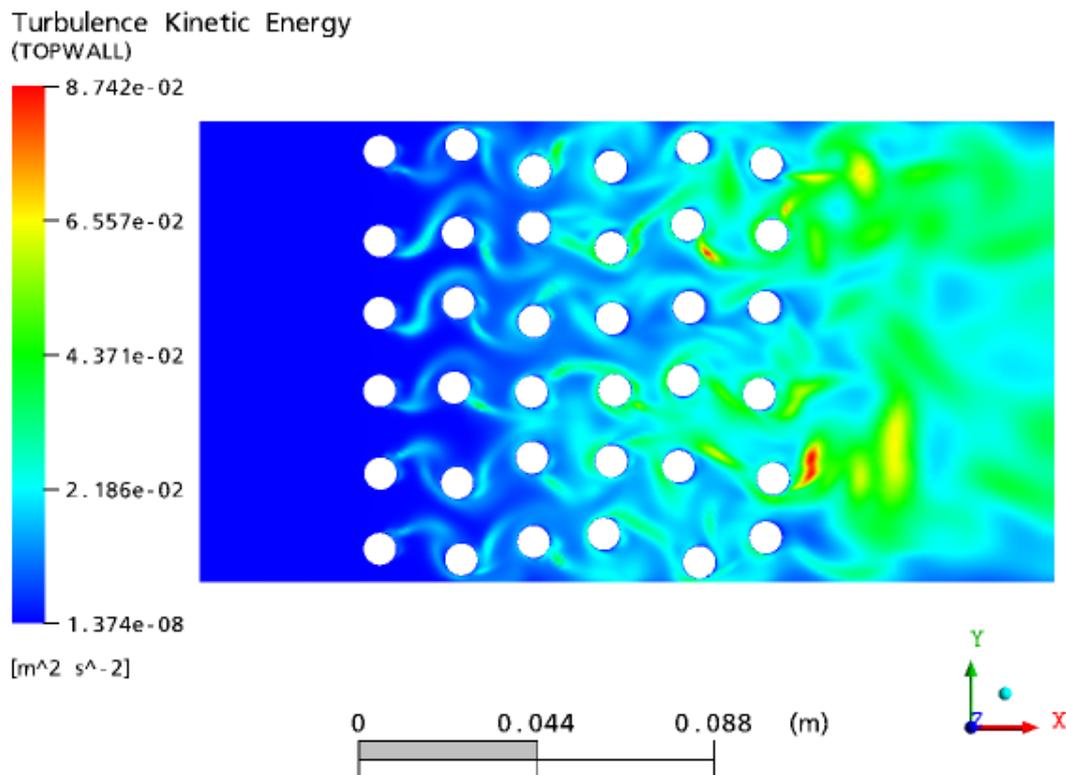
### 9.4 Ergebnisse

#### 9.4.1 Standardmodell

Als Standardmodell wurden eine reibungsfreie Wand an der Kanaldecke, eine Auflösung in Rohrlängsrichtung mit 10 Strömungsebenen und das SST-Turbulenzmodell ausgewählt. Das SST-Modell konnte an starren Rohrbündeln bereits zeigen, dass es bei den vorliegenden Spalt-Reynolds-Zahlen von ca. 5000 in der Lage ist, globale Strömungseffekte gut wiederzugeben. Außerdem liefert es in diesem Reynolds-Zahlen-Bereich gute Wirbelfrequenzen.

Mit dem Standardmodell wurden Berechnungen mit Anströmgeschwindigkeiten  $u$  von 0,35 m/s, 0,4 m/s, 0,45 m/s und 0,5 m/s gestartet. Die bereits in Abbildung 9–2 dargestellten Kraftverläufe deuten auf deutliche Wirbelbildung im Rohrbündel hin. Diese Wirbelbildung ist auch in der Verteilung

der turbulenten kinetischen Energie in Abbildung 9–4 zu erkennen. Die Abbildung zeigt außerdem die durch die Wirbelkräfte hervorgerufenen Auslenkungen. Ein typischer Zeitverlauf der Auslenkungen wurde bereits in Abbildung 9–3 dargestellt.



**Abbildung 9–4:** Verteilung der mit dem SST-Modell berechneten turbulenten kinetischen Energie und Auslenkungen der Rohrenden kurz nach dem Loslassen der Rohre bei 0,5 m/s Anströmgeschwindigkeit.

Wirbelstrukturen lassen sich auch gut mit der Wirbelstärke Visualisieren. In der Bilderserie in Abbildung 9–5 ist der Gesamtbetrag des Wirbelstärkevektors bei einer Zuströmgeschwindigkeit von 0,35 m/s zu unterschiedlichen Zeitpunkten dargestellt. Die Strömungsebenen befinden sich 250, 350 und 450 mm über der Bodenplatte des Rohrbündels.

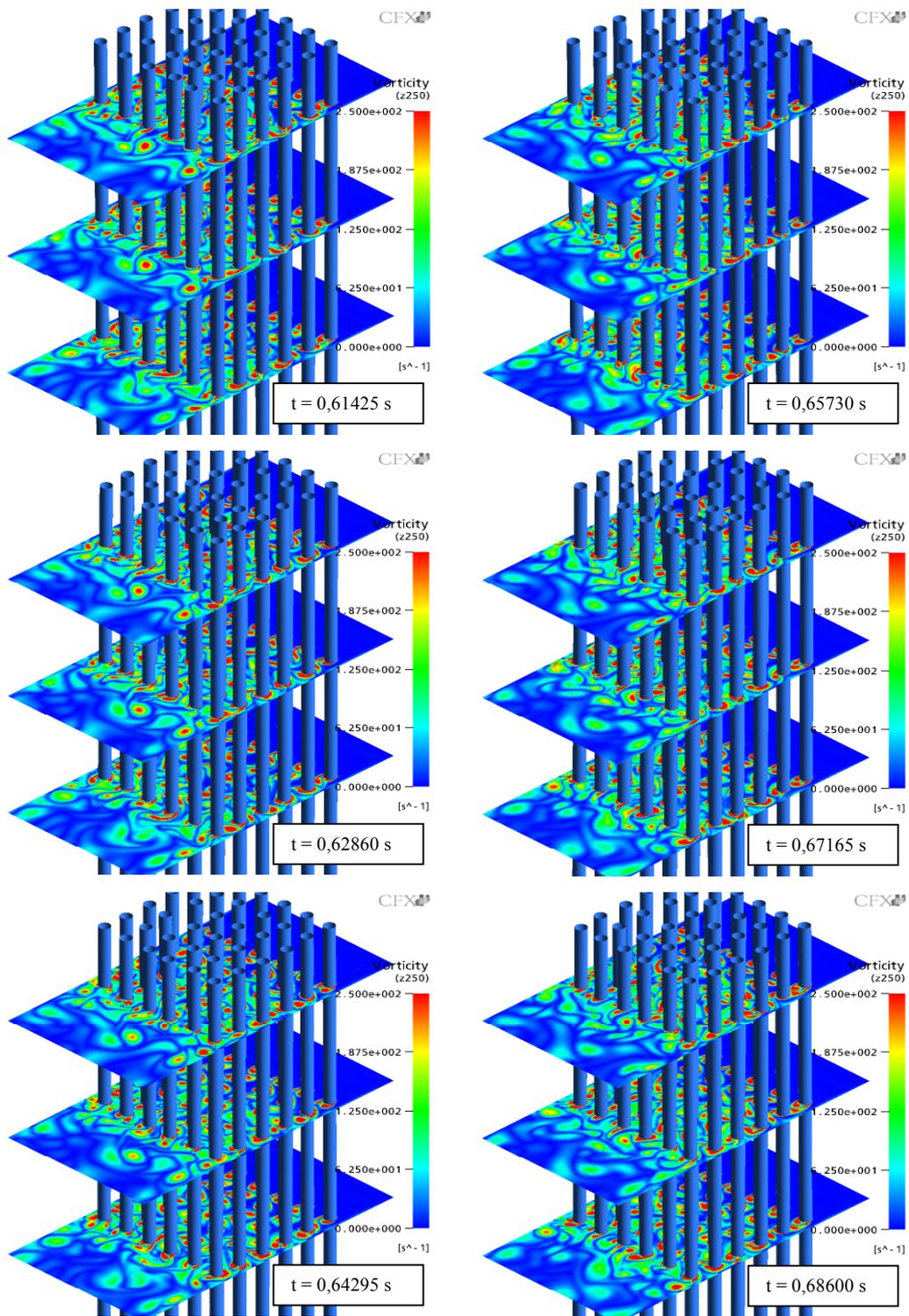
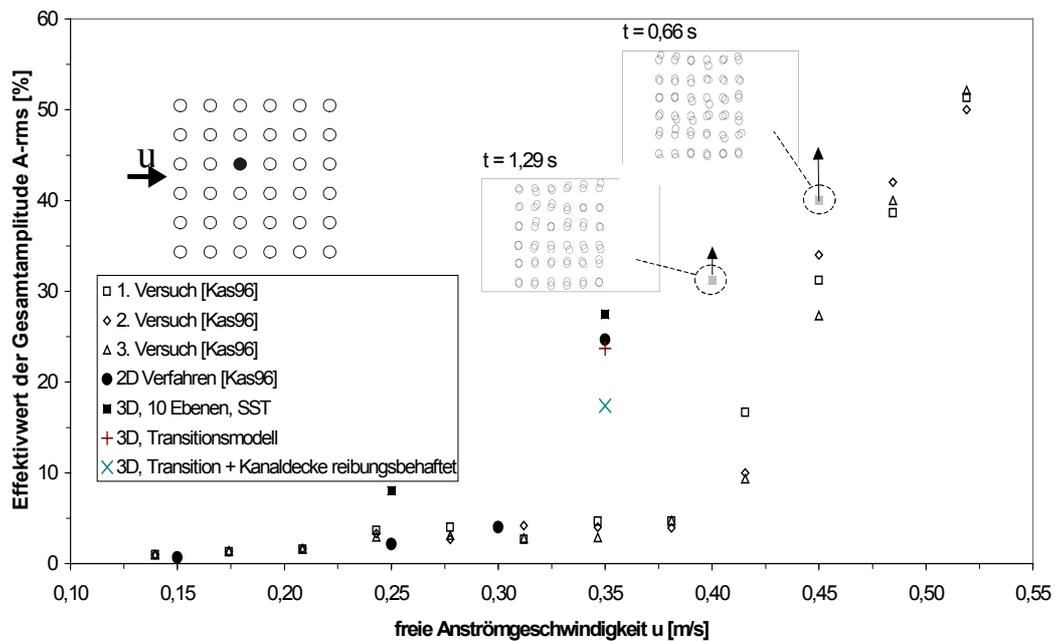


Abbildung 9–5: Bilderserie der Wirbelstärke bei 0,35 m/s; SST-Modell.

Das Ergebnis der Bewegung von Rohr 15 für 0,35 m/s wird in Abbildung 9–6 experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Es deckt sich nahezu mit dem Simulationsergebnis von Kassera [Kas96].



**Abbildung 9–6: Eigene 3D Berechnungsergebnisse im Vergleich zu Versuchs- und Simulationsergebnissen an Bündel 03 von Kassera [Kas96]. Bei Berechnungsabbruch wegen negativer Volumina, konnte nur bis zum Abbruch ausgewertet werden (graue Markierungen).**

Bis auf die Berechnung mit 0,35 m/s wuchsen bei allen höheren Anströmgeschwindigkeiten die Amplituden so stark an, dass Rohre durch die Kanalwand traten und die Berechnungen wegen negativer Volumina vorzeitig abbrachen. Mit 0,4 m/s Anströmgeschwindigkeit war dies 0,943 s nach dem Loslassen der Rohre der Fall, mit 0,45 m/s 0,313 s nach dem Loslassen und mit 0,5 m/s bereits nach 0,044 s. Für 0,5 m/s konnte deshalb kein Ergebnis in das Diagramm eingetragen werden. Bei 0,4 m/s konnte durch Anpassung und Aktivierung des Kontaktmodells für die Rohre 25 und 31 sowie die symmetrisch dazu liegenden Rohre verhindert werden, dass

diese Rohre die Kanalwand durchdringen. Nach kurzer Zeit hatten sich jedoch andere Rohre so weit aufgeschaukelt, dass sie wiederum zu negativen Volumina und einem Abbruch der Rechnung führten. Da kein Sinn darin besteht, solche im Betrieb unerwünschten Fälle nachzurechnen, wurden keine weiteren Versuche unternommen die Berechnung zu stabilisieren. Die Rohramplituden für 0,4 m/s und 0,45 m/s konnten nur aus den bis zum Abbruch berechneten Auslenkungsverläufen bestimmt werden. Sie wurden daher grau in Abbildung 9–6 eingetragen und mit einem Pfeil versehen, der andeutet, dass die wahren Amplituden bei längerer Rechnung tendenziell höher ausgefallen wären. In demselben Diagramm sind für beide Fälle zusätzlich die Rohrauslenkungen zum Zeitpunkt des Berechnungsabbruchs dargestellt.

#### 9.4.2 Interpretation der Ergebnisse

Das Berechnungsergebnis für 0,35 m/s deckt sich nahezu mit dem Ergebnis von Kassera. Der geringfügige Abstand beider Ergebnisse ist, verglichen mit dem Abstand zu den experimentellen Werten, vernachlässigbar. Er kann damit erklärt werden, dass die Strukturdämpfung bei den hier vorgestellten Berechnungen nicht dazu benutzt wurde, Berechnungsergebnisse anzupassen, sondern absichtlich ein sehr kleiner Wert gewählt wurde und dass die Newmark-Diskretisierung auf der Strukturseite absolut frei von numerischer Dämpfung ist.

Dass das hier vorgestellte wesentlich aufwendigere 3D-Verfahren sich im Ergebnis nicht von dem 2D-Verfahren von Kassera unterscheidet, ist zwar ein Anzeichen dafür, dass beide Verfahren korrekt umgesetzt wurden, lässt aber die erhoffte Amplitudenabsenkung vermissen. Drei Hauptursachen konnten für das ähnliche Verhalten der beiden Verfahren ausfindig gemacht werden.

1. Das von Kassera verwendete  $k-\omega$ -Modell ist ein Vorgängermodell des hier ausgewählten SST-Modells und Kassera benutzte außer in der Grenzschicht eine ähnlich feine Gitterauflösung in der Strömungsebene wie das hier vorgestellte Verfahren. Bei der Strömungsberechnung sind sich beide Verfahren sowohl bei der Wahl des Turbulenzmodells als auch bei der räumlichen Auflösung sehr ähnlich.
2. Bei dem Testfall handelt es sich um eine nahezu zweidimensionale Geometrie. Der Vorteil der hier gewählten Modellierung, globale dreidimensionale Strömungseffekte auflösen zu können, kommt bei diesem speziellen Testfall kaum zum Tragen.
3. Neben globalen 3D-Effekten führen gerade Sekundärwirbelstrukturen, wie z.B. in Abbildung 8–3 zu einer erheblichen Reduzierung von Strömungskräften und Amplituden. Limitiert durch die verfügbare Rechnerkapazität wurden bei der 3D-Berechnung nur zehn Strömungsebenen verwendet. Die Ausdehnung einer Strömungszelle in Rohrlängsrichtung beträgt somit 50 mm oder 6,25 Rohrdurchmesser. Wie in Kapitel 5.4 untersucht ist diese Auflösung bei weitem nicht in der Lage die dreidimensionalen Sekundärstrukturen hinter den Zylindern aufzulösen. Die grobe Gitterteilung in Rohrlängsrichtung führt zu einer unphysikalisch starken Korrelation der Wirbelstrukturen in den einzelnen Ebenen. Dies ist auch den Momentaufnahmen in Abbildung 9–5 zu entnehmen. Ein wichtiger 3D-Effekt wird also unterdrückt. Unter diesem Gesichtspunkt ist es kein Wunder, dass sich das 3D-Verfahren nahezu identisch wie ein 2D-Verfahren verhält.

### 9.4.3 Veränderte Modellierung

Die mangelnde Auflösung in z-Richtung konnte leider nicht beseitigt werden. Der vorhandene Hauptspeicher hätte es zwar erlaubt noch vier oder fünf zusätzliche Strömungsebenen einzuziehen, Auflösungen wie in Kapitel 8 wären damit bei weitem nicht erreicht worden, Auflösungen wie in Kapitel 5.4 erst recht nicht. Auch alle weiteren Rechnungen wurden deshalb mit einer Auflösung von zehn Strömungsebenen in z-Richtung durchgeführt.

In der folgenden Parameterstudie wurde versucht, das Ergebnis durch die Beseitigung der beiden anderen aufgeführten Ursachen zu verbessern.

Durch das Aktivieren von Wandreibung an der Kanaldecke stellt sich dort ein Grenzschichtprofil ein. Fluid wird in tiefere Kanalbereiche verdrängt. Die entstehenden Strömungskräfte greifen weiter unten am Rohr an, wo sie bei gleichem Betrag aufgrund der geringeren Amplituden weniger Arbeit am Rohr verrichten und den Rohren weniger Energie zuführen können. Die Wandreibung lässt also einen globalen 3D-Effekt erwarten. Trifft die Wandgrenzschicht auf die Rohre des Bündels können zudem dreidimensionale Strukturen initiiert werden. Dabei ist allerdings wieder fraglich, ob diese nicht durch die grobe z-Auflösung unterdrückt bleiben.

Zu Beginn der gekoppelten Rechnungen war das SST-Modell als Standard-Turbulenzmodell ausgewählt worden, da seine Eignung das globale Geschwindigkeitsfeld korrekt zu berechnen an starren Rohrbündeln nachgewiesen worden war. Mit dem Transitionsmodell war es zwar durch einen massiven Eingriff gelungen, das Verhalten im Bereich höherer Reynolds-Zahlen entscheidend zu verbessern (siehe Abbildung 5-15). Gerade im Bereich niedrigerer Reynolds-Zahlen, wie sie auch bei diesem Testfall vorliegen, zeigt das Transitionsmodell jedoch am Einzelzylinder erhebliche

Abweichungen bei der Strouhal-Zahl, berechnete also zu geringe Wirbel-frequenzen. Dies führte bereits beim schwingenden Einzelzylinder zu ei-ner Verschiebung der Maximalamplitude zu zu hohen Anströmgeschwin-digkeiten. Störend an der fixen Vorgabe einer Transitions-Reynolds-Zahl war auch, dass diese dadurch unabhängig vom Turbulenzgrad und Strö-mungsgradienten der Außenströmung wurde. Eine Allgemeingültigkeit und Übertragbarkeit des Transitionsmodells war dadurch nicht mehr gegeben. In seiner bisherigen Form wurde es daher für den Rohrbündel-Testfall verworfen.

Parallel zu den übrigen Rechnungen, wurden stets die Studien am Einzel-zylinder fortgesetzt. Kurz vor der folgenden Studie gelang es bei Verwen-dung der empirischen Beziehungen von Menter und Langtry durch eine Modifikation das Verhalten zu verbessern. Es war zwar aus Zeitgründen keine Untersuchung auf dem feinsten Gitter mehr möglich. Die Ergebnisse in Abbildung 9-7 dokumentieren dennoch den deutlichen Fortschritt.

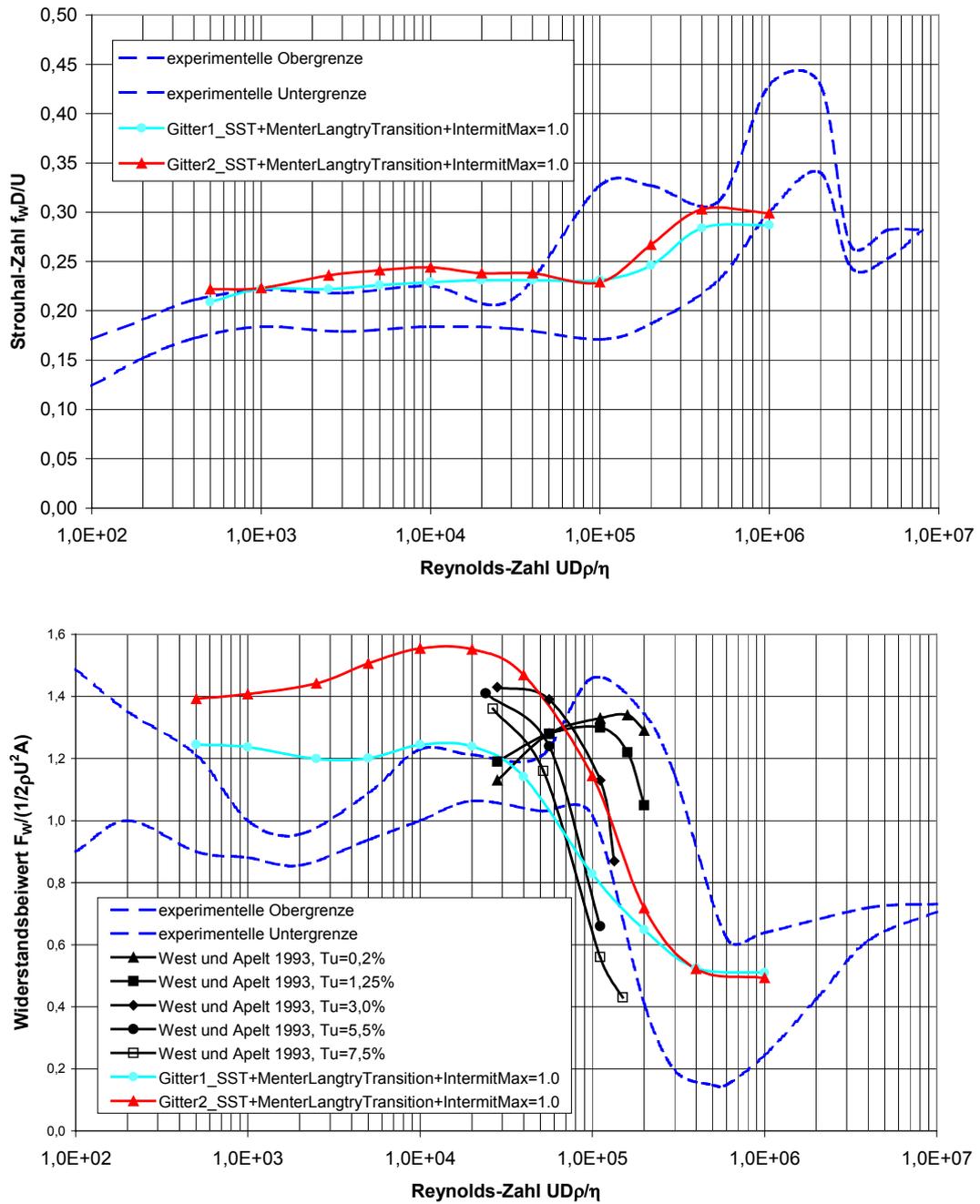


Abbildung 9-7: 2D-Gitterstudie am  $\gamma - Re_\Theta$ -Modell, CFX-v-1.1 mit den empirischen Korrelationen von Menter und Langtry kombiniert mit einer Limitierung von  $\gamma$  auf seine physikalische Grenze von 1.0. Oben: Strouhal-Zahl; unten: Widerstandsbeiwert des Einzelzylinders.

Die modifizierte Modellvariante des Transitionsmodells liefert sowohl im Umschlagbereich als auch bei niedrigeren Reynolds-Zahlen am Einzelzylinder vernünftige Ergebnisse. Durch die unveränderte Verwendung der empirischen Transitionsbeziehung von Menter und Langtry ist zu erwarten, dass die Modellierung gut auf andere Fälle übertragbar ist. Es ist wahrscheinlich, dass die Modellierung mit einem Transitionsmodell, wie beim schwingenden Einzelzylinder, auch bei Rohrbündeln zu geringeren Amplituden führt. Die Modellvariante des Transitionsmodells wurde in der letzten Studie deshalb ebenfalls auf das Rohrbündel angewandt. In Tabelle 9-2 sind die Parameter der Untersuchung zusammengestellt.

Fall	Abweichungen gegenüber dem Standardfall (0,35 m/s, 10 Ebenen, SST Modell, Kanaldecke reibungsfrei)
1	Transitionserweiterung des SST-Modells.
2	Transitionserweiterung und Kanaldecke reibungsbehaftet.

**Tabelle 9-2: Parameter der letzten Testserie an Rohrbündeln.**

Die Ergebnisse der beiden letzten Testfälle wurden zum Vergleich mit dem Standardfall in Abbildung 9–6 eingetragen. Die Erweiterung des SST-Modells um das empirische Transitionsmodell in Fall 1 liefert mit  $A_{rms} = 23,7\%$  eine geringere Amplitude als das SST-Modell alleine. Dies ist ein Hinweis dafür, dass das Transitionsmodell die berechneten Amplituden in Rohrbündeln absenken und damit experimentellen Beobachtungen näher bringen kann. Diese Vermutung wird durch die nachgewiesene amplitudenabsenkende Wirkung am Einzelzylinder bekräftigt (siehe Tabelle 8-1).

Um die angestellte Vermutung noch zu untermauern, wurde eine theoretische Erklärung für das günstige Verhalten des Transitionsmodells gesucht. Abbildung 9–3 ist zu entnehmen, dass auch in Strömungsrichtung

(x-Richtung) Rohramplituden von bis zu  $A_{\max} = 4 \text{ mm}$  auftreten. Unterstellt man, die Rohrbewegung lasse sich näherungsweise durch einen sinusförmigen Verlauf mit der Rohreigenfrequenz  $f_1$  beschreiben, dann gilt für die Rohrauslenkung in Strömungsrichtung bei günstiger Wahl der Zeit- und Ortsachse

$$\Delta x \approx A_{\max} \cdot \sin(2\pi \cdot f_1 \cdot t) \quad (9-2)$$

Die Ableitung nach der Zeit liefert die Geschwindigkeit. Deren Maximalwert ist

$$\Delta \dot{x}_{\max} \approx A_{\max} \cdot 2\pi \cdot f_1 \quad (9-3)$$

Im vorliegenden Fall berechnet sich hieraus eine maximale Schwingungsgeschwindigkeit des Rohrs von  $\Delta \dot{x}_{\max} \approx 0,72 \text{ m/s}$ . Addiert man diese zu der Spaltgeschwindigkeit von  $u_{\tau} = 0,60 \text{ m/s}$  hinzu, ergibt sich eine Relativgeschwindigkeit zwischen Rohr und Fluid von bis zu  $1,32 \text{ m/s}$ . Die mit dem Rohrdurchmesser gebildete Reynolds-Zahl beträgt dann knapp 12 000. Genau bei dieser Reynolds-Zahl beginnt der Widerstandsbeiwert des SST-Modells selbst bei sehr geringen Turbulenzgraden bereits abzufallen (siehe Abbildung 5-7). Bei den hohen in Rohrbündeln vorherrschenden Turbulenzgraden vollzieht sich dieser Abfall eventuell noch früher oder ausgeprägter. Bei einem schwingenden Rohr lässt sich der Widerstandsbeiwert als Maß für eine auf das Rohr wirkende Dämpfungskomponente interpretieren. Mit Transitionsmodell bleibt der Widerstandsbeiwert auch bei Reynolds-Zahlen um einiges über 12 000 noch hoch. Eine Erklärung für das bessere Abschneiden des Transitionsmodells könnte daher sein, dass es eine höhere und realistischere Fluiddämpfung berechnet. Eine

Bestätigung dieser Erklärung bedarf in Zukunft jedoch weiterer Untersuchungen.

Das zusätzliche Einbringen eines globalen 3D-Effekts in Fall 2 senkt die resultierende Amplitude weiter ab auf  $A_{rms} = 17,4\%$ . Dies demonstriert den großen Einfluss globaler 3D-Effekte und belegt die grundsätzliche Eignung der gewählten Modelle solche Effekte zu erfassen.

## 10 Zusammenfassung und Ausblick

### 10.1 Zusammenfassung der Arbeitsinhalte und Ergebnisse

Für die vorliegende Arbeit wurde ein Glasversuchsstand zur Untersuchung der Strömungen in Rohrbündelgeometrien aufgebaut, die realen Wärmeübertragern nachempfunden waren. Die Messungen wurden berührungsfrei mit der Methode der Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt. Die Ausführung der Versuchsstrecke als ein an den Brechungsindex angepasstes System ermöglichte es, unerwünschte Messpunktverschiebungen durch optische Effekte auszuschließen.

Insgesamt wurde die Strömung in drei Rohrbündeln vermessen und numerisch mit dem kommerziellen Strömungscode ANSYS CFX simuliert. Durch die Nachrechnungen konnte gezeigt werden, dass das SST-Turbulenzmodell in der Lage ist, die globalen Geschwindigkeitsverteilungen in realen Wärmeübertragergeometrien gut vorherzusagen. Das in der Literatur bekannte Verhalten von Zweigleichungsmodellen, in Rohrbündeln zu geringe Turbulenzgrade aufzuweisen, wurde auch beim SST-Modell festgestellt. Für die Berechnung von Rohrbündelschwingungen bedeutet dies aber keinen Nachteil, da die Erfassung von Vermischungsvorgängen nicht relevant ist, solange die Geschwindigkeitsverteilung gut getroffen wird.

Am starren Einzelzylinder zeigte sich, dass die für Schwingungsmechanismen wichtigen instationären Strömungsvorgänge selbst qualitativ nur mit einer sehr feinen Auflösung der Wandgrenzschicht des Zylinders zuverlässig reproduziert werden können, und dass sich 3D-Rechnungen bis

zu einer Unterteilung von je zwei Strömungszellen je Durchmesser in Zylinderlängsrichtung kaum von 2D-Simulationen unterscheiden, wobei mit dem ersten Auftreten von 3D-Effekten noch längst keine Gitterunabhängigkeit in der Längsrichtung erreicht ist.

Bei der Turbulenzmodellierung wurde ein entscheidendes Defizit verbreiteter Zweigleichungsmodelle im Bereich der Widerstandskrise des Zylinders herausgearbeitet, das zu einer Unterschätzung der Strömungskräfte um mehr als 50% führen kann. Es wurde ausgetestet, dass dieses Problem allein durch die Verwendung eines Reynoldsspannungsmodells nicht grundsätzlich gelöst werden kann. Dafür wurde in Variationsrechnungen eine Vielzahl numerischer Parameter und standardmäßig in den Programmpaketen CFX-4.4 und ANSYS CFX verfügbarer Turbulenzmodelle untersucht. Für weitere Variationen wurden in das Programmpaket CFX-4.4 zusätzlich das SST-Turbulenzmodell und das Wilcox98  $k-\omega$ -Modell implementiert sowie Modifikationen am  $k-\varepsilon$ -Modell vorgenommen.

Entscheidende Verbesserungen konnten am Zylinder schließlich durch den Einsatz von Modellen für den laminar zu turbulenten Umschlag, sogenannte Transitionsmodelle, erzielt werden. Dafür wurde das Wilcox98  $k-\omega$ -Modell um das zugehörige Transitionsmodell von Wilcox erweitert und es wurden sämtliche während des Bearbeitungszeitraums in ANSYS CFX verfügbar gewordenen Transitionserweiterungen für das SST-Modell ausgiebig getestet. Letztendlich war noch eine kleine eigene Modellmodifikation notwendig, um den gewünschten Erfolg zu erzielen.

Für die Berechnung strömungsinduzierter Schwingungen wurde mittels FORTRAN-Unterroutinen ein Balkenmodell in das Strömungspaket ANSYS CFX implementiert. Aufbauend auf den Erfahrungen mit FIVSIC3D

konnten die besten Bestandteile des von Fischer [Fis01] entwickelten Strukturmodells ausgewählt und für die Implementierung in ANSYS CFX angepasst werden. Zur Erhöhung der Flexibilität bei der Modellierung wurden zusätzlich unterschiedliche Zeitschrittweiten für den Struktur- und den Strömungsteil sowie eine nicht äquidistante Unterteilung in Zylinderlängsrichtung ermöglicht. Um einen Versuch von Kassera [Kas96] nachrechnen zu können, wurde das Strukturmodell um einseitig eingespannte Zylinder erweitert. Durch den Vergleich mit Sonderfällen, für die analytische Lösungen bekannt sind, wurde die Zuverlässigkeit des Strukturmodells nachgewiesen.

ANSYS CFX arbeitet mit körperangepassten Gittern. Körperbewegungen wie z.B. Rohrschwingungen werden durch Gitterverzerrungen realisiert. Für Rohrbündel waren die zur Verfügung stehenden Standardverfahren nicht geeignet. Sie produzierten zu früh negative Kontrollvolumina, was einen Berechnungsabsturz verursachte. Ständiges Neuvernetzen wäre zwar möglich, aber nicht praktikabel gewesen. Ein Hauptteil der Arbeiten bestand deshalb in der Entwicklung und Umsetzung eines für Rohrbündel allgemein anwendbaren Verfahrens zur Gitterverzerrung. Bei den durchgeführten Testrechnungen war es mit diesem auf Interpolationsroutinen basierenden Verfahren stets möglich, alle technisch relevanten Betriebszustände und auch einen gewissen Bereich jenseits des Instabilitätspunkts der Rohrbündel zu simulieren.

Bei der Versuchsnachrechnung eines schwingenden Einzelzylinders mit dem entwickelten Gesamtverfahren konnte die für Resonanz notwendige Anströmgeschwindigkeit gut bestimmt werden. Der Testfall zeigte außerdem, dass durch eine ausreichend aufgelöste 3D-Modellierung eine massive Reduktion und damit Annäherung der berechneten Amplituden an die Messergebnisse erreichbar ist. Eine derartige ausreichende 3D-Auflösung

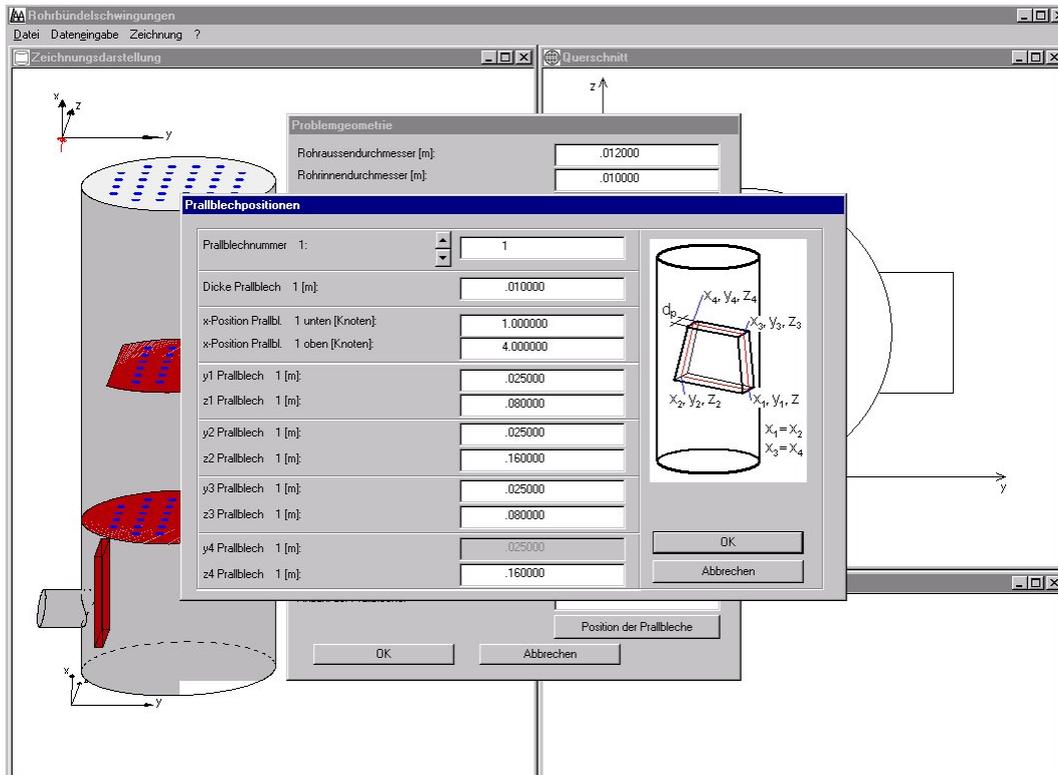
war bei der Nachrechnung eines Rohrbündel-Versuchs von Kassera [Kas96] leider nicht möglich. Mit reibungsfreien Wänden und dem SST-Turbulenzmodell wurden deshalb genau wie von Kassera mit seinem 2D-Verfahren zu hohe Amplituden berechnet. Wenn auch im vorhandenen Zeitrahmen die Auflösung sämtlicher 3D-Strukturen nicht möglich war, so konnte zum Schluss wenigstens gezeigt werden, dass sowohl das Einbringen eines 3D-Effekts als auch Transitionsmodelle Ergebnisverbesserungen ergeben.

## 10.2 Bezug und Abgrenzung zu FIVSIC2D und FIVSIC3D

Diese Arbeit ist die Dritte aus einer Serie von Doktorarbeiten über die numerische Simulation von Rohrbündelschwingungen. Kassera [Kas96] entwickelte mit FIVSIC2D ein zweidimensionales Verfahren. Die Methode erwies sich hinsichtlich der berechneten Amplituden als konservativ, war aber in vielen Fällen aufgrund der 2D-Modellierung überkonservativ. Der große Vorteil des Verfahrens ist seine Schnelligkeit. Ein gleichwertiges 2D-Strukturmodell wurde zu Beginn dieser Arbeit in ANSYS CFX implementiert und die Kopplung an den Strömungsteil durch die speziell entwickelten Gitterverzerrungsroutinen ermöglicht. In ANSYS CFX ist das von Kassera verwendete  $k-\omega$ -Modell standardmäßig verfügbar. Die Modellierungsmöglichkeiten von FIVSIC2D stehen nun also auch in ANSYS CFX zur Verfügung. Zusätzlich profitiert das Verfahren von allen Weiterentwicklungen des kommerziellen Strömungsprogramms. Beispielsweise kann der Benutzer an der Entwicklung auf dem Gebiet der Turbulenzmodellierung teilhaben oder kann ‚auf Knopfdruck‘ zweiphasige Strömungen, kompressible Medien und Temperaturverteilungen mitberücksichtigen.

Die teilweise große Überkonservativität von 2D-Verfahren ist auf die fehlende Berücksichtigung globaler Strömungsverteilungen und dreidimensionaler Sekundärstrukturen zurückzuführen. Fischer [Fis01] entwickelte deshalb das dreidimensional rechnende Programm FIVSIC3D. Entsprechend der damals vorhandenen Rechnerkapazität handelt es sich um einen Spezialcode, der auf einem kartesischen und äquidistanten Gitter arbeitet. Die Rohre und andere Geometrien werden durch das Ausblockieren von Strömungszellen dargestellt. Das Verfahren ist so effizient, dass auch mit sehr beschränkten Rechnerkapazitäten sowohl die globale Strömungsverteilung als auch einige 3D-Strukturen in Modellen realer Wärmeübertrager aufgelöst werden können. Die Konservativität des 2D-Verfahrens wurde damit abgebaut. Gleichzeitig ist es aber mit dem äquidistanten kartesischen Gitter nicht möglich, die einzelnen Querströmebenen, vor allem in den Grenzschichten, ausreichend fein aufzulösen. Das Gesamtverfahren ist deshalb nicht konservativ. So erzielte Fischer bei einem Volumenstrom von  $100 \text{ m}^3/h$  in einer Testrechnung immer noch nicht ganz die Beschleunigungen und damit Amplituden, die er im Versuch bereits bei  $80 \text{ m}^3/h$  gemessen hatte. Gerade die Ausweitung der Auslegungsgrenzen von Rohrbündelapparaten scheint mit FIVSIC3D daher schwierig. Der Vorteil des Verfahrens ist seine Schnelligkeit bei der Modellerstellung und der Berechnung. Es bietet sich an, damit den Einfluss von Apparatemodifikationen oder das Gefährdungspotential eines Apparates ungefähr abzuschätzen. Im Laufe dieser Arbeit wurde deshalb das Strukturmodell von FIVSIC3D weiter getestet und durch den Abgleich mit analytischen Lösungen bestätigt. Die grafische Oberfläche wurde um die einfache Eingabe von Prallblechen erweitert (siehe Abbildung 10–1). Die Ergebnisausgabe im CGNS-Format wurde ermöglicht und getestet. Dieses Format hat sich mittlerweile zu einem Quasi-Standard bei der Ergebnisdarstellung numerischer Berechnungen entwickelt und kann von vielen etablierten Darstellungsprogrammen gelesen werden. Das Gesamtpaket FIVSIC3D

ist damit sowohl von der Eingabe als auch der Berechnungszeit her schnell und kann im Rahmen seiner Möglichkeiten als ausgereift angesehen werden.



**Abbildung 10–1: Erweiterung der grafischen Modellgenerierungsoberfläche von FIVSIC3D um die schnelle Eingabe von Prallblechen.**

Gleichzeitig stellte sich schnell heraus, dass es mit FIVSIC3D nicht möglich ist, durch weitere Verfeinerung der Einzelebenen Nichtkonservativitäten entscheidend abzubauen. Der Hauptgrund ist, dass das kartesische äquidistante Gitter dazu zwingt, die feine Auflösung der Wandgrenzschicht im gesamten Berechnungsgebiet beizubehalten. Die hierfür notwendige Rechnerleistung ist bei weitem noch nicht verfügbar und wird auch auf absehbare Zeit nicht zur Verfügung stehen. In dieser Arbeit wurde deshalb auf ANSYS CFX gewechselt. Der kommerzielle Strömungscode arbeitet mit körperangepassten Gittern und ermöglicht dadurch, ausschließlich die

Wandgrenzschicht und entscheidende Bereiche fein aufzulösen, unwichtige Bereiche aber nur grob zu vernetzen.

Mit Abschluss dieser Arbeit stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, Rohrbündel numerisch auszulegen. Im günstigsten Fall kann mit einem konservativen 2D-Verfahren die Gefährdung eines Rohrbündels sehr schnell ausgeschlossen werden. Mit FIVSIC3D können viele 3D-Phänomene schnell untersucht werden und mit wachsender Erfahrung wird mit diesem Verfahren eventuell auch bei vielen Apparaten der Gefährdungsausschluss möglich.

Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Verfahren ist um einiges aufwändiger. Dafür bietet es die Möglichkeit, sich bei komplexen dreidimensionalen Apparaten von der konservativen Seite her dem korrekten Ergebnis anzunähern, indem die Auflösung entlang der Rohrlängsachsen sukzessive verfeinert wird. Im Gegensatz zu FIVSIC3D erlaubt das Verfahren Grenzschichten mit vernünftigem Aufwand aufzulösen. Modellverbesserungen, z.B. bei der Turbulenzmodellierung machen dann erst Sinn. Dem Entwicklungspotential des Verfahrens sind damit theoretisch keine Grenzen gesetzt. Durch die Umsetzung in einem kommerziellen Strömungsprogramm kann, ohne weitere eigene Entwicklungsanstrengungen, an allen zukünftigen Entwicklungen der Strömungsmechanik partizipiert werden.

### **10.3 Ausblick**

Weiterentwicklungen in der Strömungsmechanik vollziehen sich momentan vor allem bei der Turbulenzmodellierung. Die Untersuchungen zur Transitionsmodellierung in dieser Arbeit sind ein Beispiel für die Entwicklung. Bei dem verwendeten kommerziellen Strömungsprogramm stehen

neben neuen Transitionsmodellen mit der Detached-Eddy Simulation (DES) und der Scale-Adaptive Simulation (SAS) bereits jetzt zwei hybride Modelle zur Verfügung, die versuchen die Vorteile von RANS- und LES-Modellen zu kombinieren. Sobald die höhere erforderliche Rechnerkapazität zur Verfügung steht, macht es Sinn, diese Modelle zu aktivieren und zu testen. Damit sollte es dann theoretisch möglich sein, auch die Mechanismen der akustischen Anregung und der Turbulenzanregung und somit alle vier in quer angeströmten Rohrbündeln bekannten Mechanismen mit ausreichender Genauigkeit zu simulieren. Eigene Entwicklungsarbeit ist dafür nicht mehr zu leisten.

Auch von allen anderen Möglichkeiten profitiert das Gesamtverfahren ohne weiteren Aufwand. Bereits heute stehen Zweiphasenmodelle zur Verfügung. Temperaturverteilungen können berechnet werden, sogar unter Berücksichtigung der Wärmeleitung in Festkörpern und des Wärmeübergangs durch Strahlung. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit von Stoffwerten sowie Auftriebseffekte können modelliert werden. Verbrennungsmodelle ermöglichen die Simulation befeuerter Rohrbündel.

Das einzige Hindernis scheint noch in den sehr langen Rechenzeiten zu liegen. Selbst für das Testbündel mit nur 36 Rohren wurden auf einem Pentium 4 Rechner mit 3,4 GHz Taktung drei Monate Rechenzeit benötigt, mit Transitionsmodell noch etwas mehr. Dabei war die Berechnung in Rohrlängsrichtung immer noch unteraufgelöst. Bedenkt man, dass industrielle Wärmeübertrager durchaus um das sechsfache länger als die Testbündel sein können und teilweise mit mehr als 10 000 Rohren bestückt sind, scheint die Schwingungssimulation industrieller Wärmeübertrager auf den ersten Blick in absehbarer Zeit unmöglich, auch wenn nur relevante Teilbereiche des Wärmeübertragers mit dem für die Schwingungssimulation notwendigen Detaillierungsgrad aufgelöst werden. Vor dem Hinter-

grund, dass sich die verfügbare Rechnerleistung in den letzten Jahrzehnten entsprechend dem Gesetz von Moore stets ca. alle 18 Monate verdoppelte und kein Ende dieses Trends zu erkennen ist, relativieren sich die Zahlen bereits.

Eine bedeutende Leistungssteigerung ist auch durch eine Parallelisierung des Berechnungsverfahrens zu erreichen. Parallele Strömungsberechnungen auf 2 bis ca. 32 Prozessoren können mittlerweile als Standard angesehen werden. Die Zeitverluste für den Datenaustausch der Prozessoren untereinander sind dabei gering. Vereinzelt wird bereits eine wesentlich größere Zahl von z.B. 256 oder 1024 Prozessoren eingesetzt. Der hier verwendete kommerzielle Code ANSYS CFX arbeitet grundsätzlich auch parallelisiert. Die während der Durchführung dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Rechner machten parallelisierte Rechnungen allerdings nicht sinnvoll. Das Verfahren wurde deshalb nicht speziell dafür entwickelt. Grundsätzlich sorgt ANSYS CFX bei der Verwendung von USER FORTRAN aber bereits in vielen Bereichen durch die vorgegebenen Datenstrukturen und Möglichkeiten für ein hohes Maß an Parallelisierbarkeit. Der Zeitaufwand für die Parallelisierung des vorhandenen Verfahrens sollte deshalb moderat sein. Eine hochaufgelöste Berechnung kleinerer industrieller Wärmeübertrager scheint damit heute bereits möglich.

## 11 Literatur

- [AS80] Abu-Ghannam, B.J., Shaw, R.: *Natural Transition of Boundary Layers-The Effects of Turbulence, Pressure Gradient and Flow History*. Journal of Mechanical Engineering Sciences, Bd. 22, S. 213-228, 1980.
- [AAB<sup>+</sup>90] Antunes, J., Axisa, F., Beaufils, B., Guilbaud, D.: *COULOMB FRICTION MODELLING IN NUMERICAL SIMULATIONS OF VIBRATION AND WEAR WORK RATE OF MULTISPAN TUBE BUNDLES*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 4, S. 287-304, 1990.
- [AAV88] Axisa, F., Antunes, J., Villard, B.: *Overview of Numerical Methods for Predicting Flow-Induced Vibration*. Journal of Pressure Vessel Technology, Bd. 110, S. 6-14, Februar 1988.
- [AG02] Alfonsi, G., Giorgini, A.: *Temporal evolution of high-order vortices in the nonsymmetric wake past a circular cylinder*. Fluid Dynamics Research, Bd. 31, S. 13-39, 2002.
- [Alb03] Albrecht, H.E.: *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. Springer, Berlin, 2003.
- [AuY01] Au-Yang, M.K.: *Flow-Induced Vibration of Power and Process Plant Components, A Practical Workbook*. ASME Press, New York, 2001.

- 
- [BB99] Bouris, D., Bergeles, G.: *Two dimensional time dependent simulation of the subcritical flow in a staggered tube bundle using a subgrid scale model*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 20, S. 105-114, 1999.
- [BBB<sup>+</sup>94] Balabani, S., Bergeles, G., Burry, D., Yianneskis, M.: *Velocity characteristics of the cross-flow over tube bundles*. 7<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1994, zitiert in [KCP<sup>+</sup>05].
- [BDE83] Berner, C., Durst, F., Mc Eligot, D.M.: *Flow around baffles*. ASME Annual Meeting, Beitrag Nr. 83-WA/HT-9, Boston, 1983, zitiert in [DMW87].
- [Ber05] Berger, T. P. M.: *Entwicklung eines numerischen Berechnungsverfahrens für Rührwerksschwingungen*. Dissertation TU München, 2005.
- [BH94] Barsamian, H.R., Hassan, Y.A.: *Modified Subgrid Scale Model for Large Eddy Simulation of Tube Bundle Cross Flow*. ASME PVP Bd. 273, S.283-288, 1994.
- [BH97] Barsamian, H.R., Hassan, Y.A.: *Large eddy simulation of turbulent crossflow in tube bundles*. Nuclear Engineering and Design, Bd. 172, S. 103-122, 1997.
- [Big64] Biggs, J.M.: INTRODUCTION TO STRUCTURAL DYNAMICS. McGraw-Hill, New York, 1964.

- 
- [BL03] Benhamadouche, S., Laurence, D.: *LES, coarse LES, and transient RANS comparisons on the flow across a tube bundle*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 24, S. 470-479, 2003.
- [Ble90] Blevins, R.D.: *Flow-Induced Vibration*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
- [BN05] Baglietto, E., Ninokata, H.: *A turbulence model study for simulating flow inside tight lattice rod bundles*. Nuclear Engineering and Design, Bd. 235, S. 773-784, 2005.
- [BPB01] Bouris, D., Papadakis, G., Bergeles, G.: *Numerical evaluation of alternate tube configurations for particle deposition rate reduction in heat exchanger tube bundles*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 22, S. 525-536, 2001.
- [BPM<sup>+</sup>00] Botros, K.K., Price, G., May, D., Holding, C.: *A case study on fluid-elastic instability of a large heat exchanger in a petrochemical process plant*. In: Ziada, S., Staubli, T. (Herausgeber): *Flow Induced Vibration*. Balkema Verlag, Rotterdam, S. 489-496, 2000.
- [Bra97] Bradshaw, P.: *Understanding and prediction of turbulent flow – 1996*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 18, S. 45-54, 1997.
- [Bre02] Breitbach, C.: *Numerische Berechnung transitionaler Grenzschicht-Strömungen in axialen Turbinengittern*. Dissertation TU Darmstadt, 2002.

- 
- [Bre00] Breuer, M.: *A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 21, S. 648-654, 2000.
- [Bri04] Bringmann, P.: *Messung der Zuströmbedingungen an einem Glasmodell eines Rohrbündel-Wärmeaustauschers*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2004.
- [BS99] Beale, S.B., Spalding, D.B.: *A NUMERICAL STUDY OF UNSTEADY FLUID FLOW IN IN-LINE AND STAGGERED TUBE BANKS*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 13, S. 723-754, 1999.
- [BY96] Balabani, Yianneskis, M.: *Turbulence scales and spectra in staggered tube bundle flows*. 8<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, zitiert in [KCP<sup>+</sup>05], 1996.
- [CBC<sup>+</sup>05] Chaplin, J.R., Bearman, P.W., Cheng, Y., Fontaine, E., Graham, J.M.R., Herfjord, K., Huera Huarte, F.J., Isherwood, M., Lambrakos, K., Larsen, C.M., Meneghini, J.R., Moe, G., Pattenden, R.J., Triantafyllou, M.S., Willden, R.H.J.: *Blind predictions of laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a tension riser*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 21, S. 25-40, 2005.

- 
- [CBH<sup>+</sup>05] Chaplin, J.R., Bearman, P.W., Huera Huarte, F.J., Patten-  
den, R.J.: *Laboratory measurements of vortex-induced vibra-  
tions of a vertical tension riser in a stepped current*. Journal  
of Fluids and Structures, Bd. 21, S. 3-24, 2005.
- [CC83] Cantwell, B., Coles, D.: *An experimental study of entrainment  
and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder*.  
Journal of Fluid Mechanics, Bd. 136, S. 321-374, 1983.
- [CCG<sup>+</sup>01] Cotton, M.A., Craft, T.J., Guy, A.W., Launder, B.E.: *On Mod-  
elling Periodic Motion with Turbulence Closures*. Flow,  
Turbulence and Combustion, Bd. 67, S. 143-158, 2001.
- [CFX4] AEA Technology: CFX-4.4 Documentation. CFX-4.4 Installa-  
tions CD, 2001.
- [CFX5] ANSYS, Inc.: ANSYS<sup>®</sup> CFX<sup>®</sup> Products. Release 10.0, 2005.  
ANSYS<sup>®</sup> CFX<sup>®</sup>-5<sup>TM</sup>. Release 5.7.1, 2004, Release 5.7, 2004,  
Release 5.6, 2003.
- [Che87] Chen, S.S.: Flow-Induced Vibration of Circular Cylindrical  
Structures. Hemisphere Publishing Corporation, Washington,  
1987.
- [Che73] Chen, Y.N.: *60 Jahre Forschung über die Kármánsche Wir-  
belstraße – Ein Rückblick*. Schweizerische Bauzeitung, 91.  
Jahrgang, Heft 44, S. 1079-1096, 1973.

- 
- [Con78] Connors, H.J.: *Fluidelastic Vibration of Heat Exchanger Tube Arrays*. Transactions of the ASME, Journal of Mechanical Design, Bd. 100, S. 347-353, 1978.
- [CLS96] Craft, T.J., Launder, B.E., Suga, K.: *Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 17, S. 108-115, 1996, zitiert in [DK05].
- [CSR03] Carberry, J., Sheridan, J., Rockwell, D.: *Controlled oscillations of a cylinder: a new wake state*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 17, S.337-343, 2003.
- [CW00] Casey, M., Wintergerste, T.: *Best Practice Guidelines*. Version 1, Special Interest Group on "Quality and Trust in Industrial CFD", ERCOFTAC, 2000.
- [CWI<sup>+</sup>03] Catalano, P., Wang, M., Iaccarino, G., Moin, P.: *Numerical Simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 24, S. 463-469, 2003.
- [DBP<sup>+</sup>03] Djeridi, H., Braza, M., Perrin, R., Harran, G., CID, E., Cazin, S.: *Near-Wake Turbulence Properties around a Circular Cylinder at High Reynolds Number*. Flow, Turbulence and Combustion, Bd. 71, S. 19-34, 2003.
- [DIN05] DIN 1055-4: *Einwirkungen auf Tragwerke – Teil 4: Windlasten*. Deutsches Institut für Normung e.V., März 2005.

- 
- [DIN88] DIN 28183: *Rohrbündel-Wärmeaustauscher: Benennungen*. Deutsches Institut für Normung e.V., Mai 1988.
- [DK05] Dong, S., Karniadakis, G.E.: *DNS of flow past a stationary and oscillating cylinder at  $Re = 10000$* . Journal of Fluids and Structures, Bd. 20, S. 519-531, 2005.
- [DMW87] Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J.H.: *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. G. Braun, Karlsruhe, 1987.
- [DP00] Durbin, P.A., Pettersson Reif, B.A.: *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows*. Wiley, Chichester, 2000.
- [Dre56] Drescher, H.: *Messung der auf querangeströmte Zylinder ausgeübten zeitlich veränderten Drücke*. Zeitschrift für Flugwissenschaft, Bd. 4, Heft 1/2, S. 17-21, 1956.
- [ED84] Edwards, R.V., Dybbs, A.: *Refractive Index Matching for Velocity Measurements in Complex Geometries*. TSI Quarterly, Vol. X, Issue 4, S. 3-11, 1984.
- [EMC82] Elphick, I.G., Martin, W.W., Currie, I.G.: *Application of LDA to high Reynolds Number Cross Flow*. Proceedings of the International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1982.
- [Emm51] Emmons, H.W.: *The Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layer – Part I*. Journal of Aerodynamic Science, Bd. 18, S. 490-498, 1951, zitiert bei [May91].

- 
- [ENV02] DIN V ENV1993-3-1:2002-05: *Eurocode 3: Bemessung und Konstruktion von Stahlbauten Teil 3-1: Türme, Maste und Schornsteine – Türme und Maste*. Deutsches Institut für Normung e.V., Mai 2002.
- [Et01] Engineeringtalk Editorial Team: *Asian threat to European heat exchanger market: News from Frost and Sullivan*. <http://www.engineeringtalk.com/news/fro/fro133.html> (zuletzt aufgerufen am 18.08.2005), 2001.
- [Et03] Engineeringtalk Editorial Team: *Heat exchanger market set for recovery: News from Frost and Sullivan*. <http://www.engineeringtalk.com/news/fro/fro196.html> (zuletzt aufgerufen am 18.08.2005), 2003.
- [Fis01] Fischer, M.: *Dreidimensionale numerische Simulation strömungsinduzierter Rohrbündelschwingungen*. Dissertation Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2001.
- [FR04] Fröhlich, J, Rodi, W.: *LES of the flow around a circular cylinder of finite height*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 25, S. 537-548, 2004.
- [Fra91] Franke, R.: *Numerische Berechnung der instationären Wirbelablösung hinter zylindrischen Körpern*. Dissertation TH Karlsruhe, 1991.
- [FS98] Fischer, M., Strohmeier, K.: *Simulation der zweiphasigen Sekundärströmung in einem Acetylen-Kühler*. Chemie Ingenieur Technik, Bd. 70, Nr 11, S. 1463-1466, 1998.

- 
- [FS00] Fischer, M., Strohmeier, K.: *Entwicklung eines Berechnungsverfahrens zur Simulation von strömungsinduzierten Schwingungen in Rohrbündelapparaten*. Schlußbericht zu AiF-Forschungsvorhaben 11196 N / 1, 2000.
- [FS02] Fischer, M., Strohmeier, K.: *Safety in Tube Bundle Heat Exchangers: Some Remarks on the Latest German Standard Concerning Flow-Induced Vibration*. ASME PVP Bd. 446-2, Vancouver, Canada, S. 213-217, 2002.
- [FSS01] Fischer, M., Stolz, J., Strohmeier, K.: *Three-Dimensional Simulation of Tube Bundle Vibration Induced by Cross-Flow in Real Apparatus*. ASME PVP Bd. 431, Atlanta, USA, S. 339-347, 2001.
- [FVW85] Founti, M., Vafidis, C., Whitelaw, J.H.: *Shellside distribution and the influence of inlet conditions in a model of a disc-and-doughnut heat exchanger*. Experiments in Fluids, Bd. 3, S. 293, 1985, zitiert in [DMW87].
- [GB05] Gabbai, R.D., Benaroya, H.: *An overview of modeling and experiments of vortex-induced vibration of circular cylinders*. Journal of Sound and Vibration, Bd. 282, S. 575-616, 2005.
- [GHS<sup>+</sup>95] Gross, D., Hauger, W., Schnell, W., Wriggers, P.: *Technische Mechanik Band 4: Hydromechanik, Elemente der Höheren Mechanik, Numerische Methoden*. Zweite Auflage, Springer, Berlin, 1995.

- 
- [Goy03] Goyder, H.G.D.: *An assessment method for unstable vibration in multispans tube bundles*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 18, S. 555-572, 2003.
- [GPM<sup>+</sup>91] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H.: *Adynamic subgrid-scale eddy viscosity model*. Physics of Fluids A, Bd. 3, Nr. 7, S. 1760-1765, 1991.
- [GQ00] Guilmineau, E., Queutey, P.: *A numerical simulation of the response of a vortex-excited cylinder*. In: [ZS00], S. 257-264, 2000.
- [GQ04] Guilmineau, E., Queutey, P.: *Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with low mass-damping in a turbulent flow*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 19, S. 119-466, 2004.
- [Gru04] Gruber, S.: *Simulation von Fluid-Struktur-Interaktion mit dem Strömungslöser CFX 4.4 am Beispiel von Rohrschwingungen*. Semesterarbeit TU München, 2003.
- [GS98] Gelbe, H., Schröder, K.: *Bestimmung der fluidelastischen Instabilität in querangeströmten Rohrbündeln*. Chemie Ingenieur Technik, Bd. 70, Nr. 1 und 2, S. 80-88, 1998.
- [Haz04] Hazzam, S.: *Gitterstudie an Zylinderumströmungen zur Entwicklung eines CFD-basierten Simulationsprogramms für die Rohrbündelkonstruktion*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2004.

- 
- [HB90] Hassan, Y.A., Bagwell, T.G.: *Large Eddy Simulation on Supercomputers*. Texas A&M University, Department of Nuclear Engineering, Schlußbericht Forschungsprojekt S410-12, 1990.
- [Her04] Herrmann, T.: *Gitterverschiebung in CFX*. Interner Bericht, Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2004.
- [Her82] Hertz, H.: *Ueber die Beruehrung fester elastischer Koerper*. Journal für die reine und angewandte Mathematik, Bd. 92, Nr. 2, S. 156-171, 1882.
- [HI97] Hassan, Y.A., Ibrahim, W.: *Turbulence prediction in two-dimensional bundle flows using large eddy simulation*. Nuclear Technology, Bd. 119, Bd. 11-28, 1997, zitiert bei [BB99].
- [HT86] Halim, M.S., Turner, J.T.: *Measurements of cross flow development in a staggered tube bundle*. 3<sup>rd</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1986, zitiert in [KCP+00].
- [HWL04] Holloway, S., Walters, K., Leylek, H.: *Prediction of unsteady, separated boundary layer over a blunt body for laminar, turbulent, and transitional flow*. International Journal for Numerical Methods in Fluids, Bd. 45, S. 1291-1315, 2004.
- [ICW<sup>+</sup>05] Iwaki, C. Cheong, K.H., Monji, H., Matsui, G.: *Vertical, Bubbly, Cross-Flow Characteristics over Tube Bundles*. Experiments in Fluids, Bd. 39, S. 1024-1039, 2005.

- 
- [ICW<sup>+</sup>04] Iwaki, C. Cheong, K.H., Monji, H., Matsui, G.: *PIV measurement of the vertical cross-flow structure over tube bundles*. Experiments in Fluids, Bd. 37, S. 350-363, 2004.
- [JC82] Jendrzejczyk, J.A., Chen, S.S.: *Fluid Forces Acting on Circular Cylinders in Liquid Cross Flow*. ASME PVP Bd. 63, S.31-44, 1982.
- [IKI<sup>+</sup>95] Ichioka, T., Kawata, Y., Izumi, H., Nakamura, T., Takamatsu, H.: *Two Dimensional Flow Analysis of Fluid-Structure Interaction Around a Tube Row and Tube Arrays in cross-flow*. 3<sup>rd</sup> International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-3), Kyoto, Proceedings S125-2, S. 603-608, 1995.
- [JD04] Al-Jamal, H., Dalton, C.: *Vortex induced vibrations using Large Eddy Simulation at moderate Reynolds number*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 19, S. 73-92, 2004.
- [JK85] Johnson, D.A., King, L.S.: *Mathematically Simple Turbulence Closure for Attached and Separated Turbulent Boundary Layers*. AIAA Journal, Jg. 23, Bd. 11, S. 1684-1692, 1985, zitiert in [Men94].
- [Jor02] Jordan, S.A.: *Investigation of the cylinder separated shear-layer physics by large-eddy simulation*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 23, S. 1-12, 2002.

- 
- [Kaa00] Kaam, T.P.: *Konstruktive Auslegung von Rohrbündelkonstruktionen durch Bestimmung der instationär wirkenden Strömungskräfte*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2000.
- [Kap02] Kappler, M.: *Experimentelle Untersuchung der Umströmung von Kreiszyllindern mit ausgeprägten dreidimensionalen Effekten*. Dissertation Institut für Hydromechanik, TH Karlsruhe, 2002.
- [KS94] Kassera, V., Strohmeier, K.: *Schwingungssichere Auslegung von Rohrbündeln in Wärmetauschern*. Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben AiF 8578, 1994.
- [Kas96] Kassera, V.: *Entwicklung eines numerischen Berechnungsverfahrens für Schwingungen querangeströmter Rohrbündel*. Dissertation Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 1996.
- [KCP<sup>+</sup>00] Konstantinidis, E., Castiglia, D., Papadakis, G., Balabani, S., Bergeles, G.: *Vortex lock-on phenomena due to pulsating flow in tube arrays*. 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 2000.
- [KLR05] Klamo, J.T., Leonard, A., Roshko, A.: *On the maximum amplitude for a freely vibrating cylinder in cross-flow*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 21, S. 429-434, 2005.

- 
- [Koc05] Koch, T.: *Vermessung der Strömungsverhältnisse im Glasmodell eines Rohrbündelwärmeaustauschers mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2005.
- [KRS<sup>+</sup>05] Kappler, M., Rodi, W., Szepessy, S., Badran, O.: *Experiments on the flow past long circular cylinders in a shear flow*. Experiments in Fluids, Bd. 38, S. 269-284, 2005.
- [Kut02] Kutzer, F.: *Numerische Auslegungsberechnung einer Rohrbündelkonstruktion*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2002.
- [KW05] Kevlahan, N.K.-R., Wadsley, J.: *Suppression of three-dimensional flow instabilities in tube bundles*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 20, S. 611-620, 2005.
- [KW99] Khalak, A., Williamson, C.H.K.: *MOTIONS, FORCES AND MODE TRANSITIONS IN VORTEX-INDUCED VIBRATIONS AT LOW MASS-DAMPING*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 13, S. 813-851, 1999.
- [KW96] Khalak, A., Williamson, C.H.K.: *DYNAMICS OF A HYDRO-ELASTIC CYLINDER WITH VERY LOW MASS AND DAMPING*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 10, S. 455-472, 1996.
- [LBS03] Longatte, E., Bendjeddou Z., Souli, M.: *Methods for numerical study of tube bundle vibrations in cross-flows*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 18, S. 513-528, 2003.

- 
- [Lew02] Lewandowski, R.: *NON-LINEAR STEADY STATE VIBRATIONS OF BEAMS EXCITED BY VORTEX SHEDDING*. Journal of Sound and Vibration, Bd. 252(4), S. 675-696, 2002.
- [Lie66] Lienhard, J.H.: *Synopsis of Lift, Drag and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders*. Washington State University, College of Engineering Research Division, Bulletin 300, 1966.
- [Lil92] Lilly, D.K.: *A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method*. Physics of Fluids A, Bd. 4, Nr. 3, S. 633-635, 1992.
- [Loh05] Lohr, T.: *Vermessung der Strömungsverhältnisse im Glasmodell eines Rohrbündelwärmeaustauschers mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2005.
- [Luk79] Lukasiewicz, S.: *Local loads in plates and shells*. Sijthoff & Noordhoff International Publishers B.V., Alphen aan den Rijn, Niederlande und PWN-Polish Scientific Publishers, Warschau, Polen, 1979, zitiert in [Fis01].
- [May91] Mayle, R.E.: *The role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines*. Journal of Turbomachinery, Bd. 113, S. 509-537, 1991.

- 
- [ME01] Menter, F.R., Esch, T.: *Elements of Industrial Heat Transfer Predictions*. 16<sup>th</sup> Brazilian Congress of Mechanical Engineering (COBEM), Uberlandia, Brasilien, November 2001.
- [ME86] Mohr, B., Ertel, H.: *Brechungsindexanpassung für Geschwindigkeitsmessungen mittels Laser-Doppler-Anemometrie*. LSTM 149/E/86, Lehrstuhl für Strömungsmechanik Universität Erlangen-Nürnberg, 1986.
- [MEG82] Martin, W.W., Elphick, I.G., Gollish, S.: *Flow distribution measurement in a model of a heat-exchanger*. Engineering Applications of Laser Velocimetry, ASME Winter Annual Meeting, AZ, 23-31, Phoenix, 1982, zitiert in [DMW87].
- [Men94] Menter, F.R.: *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, Jg. 32, Bd. 8, 1994.
- [MK03] Menter, F.R., Kuntz, M.: *Development and application of a zonal DES turbulence model for CFX-5*. ANSYS CFX Validation Report CFX-VAL17/0703, 2003.
- [MK01] Mittal, S., Kumar, V.: *FLOW-INDUCED VIBRATIONS OF A LIGHT CIRCULAR CYLINDER AT REYNOLDS NUMBERS  $10^3$  TO  $10^4$* . Journal of Sound and Vibration, Bd. 245(5), S. 923-946, 2001.

- 
- [MKB03] Menter, F.R., Kuntz, M., Bender, R.: *A Scale-Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Predictions*. AIAA Paper 2003-0767, 41<sup>st</sup> Aerospace Science Meeting & Exhibition, Reno, Nevada, 2003.
- [ML05] Menter, F.R., Langtry, R.B.: *Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics*. AIAA 2005-522, AIAA Journal, 2005.
- [ML94] Meyer, K.E., Larsen, P.S.: *LDA study of turbulent flow in a staggered tube bundle*. 7<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1994, zitiert in [KCP<sup>+</sup>05].
- [MLL<sup>+</sup>04a] Menter, F.R., Langtry, R.B., Likki, S.R., Suzen, Y.B., Huang, P.G., Völker, S.: *A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 1 – Model Formulation*. ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO 2004, Wien, 2004.
- [MLL<sup>+</sup>04b] Langtry, R.B., Menter, F.R., Likki, S.R., Suzen, Y.B., Huang, P.G., Völker, S.: *A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 2 – Test Cases and Industrial Applications*. ASME-GT2004-53454, ASME TURBO EXPO 2004, Wien, 2004.

- 
- [MM05] Mohammadi, K., Müller-Steinhagen, H.: *Einfluss der Orientierung und des Öffnungsverhältnisses von Umlenklechen auf den Wärmetransport und den Druckverlust in Rohrbündelwärmeübertragern*. Plenarveranstaltung, Interne Arbeitssitzung der VDI-GVC-Fachausschüsse „Wärme- und Stoffübertragung“ und „Computational Fluid Dynamics“, Jena, März, 2005.
- [MM99] MOORE, J.G., MOORE, J.: *Realizability in turbulence modelling for turbomachinery CFD*. ASME Turbo Expo 1999, Indianapolis, USA, ASME paper 99-GT-24, 1999.
- [Mül00] Müller, M.: *Transitionsmodellierung zur Berechnung realer Strömungen in Turbomaschinen*. Dissertation RWTH Aachen, 2000.
- [MZR<sup>+</sup>05] Mureithi, N.W., Zhang, C., Ruël, M., Pettigrew, M.J.: *Fluidelastic instability tests on an array of tubes preferentially flexible in the flow direction*. Journal of Fluids and Structures, Bd.21, S. 75-87, 2005.
- [NASA] <http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov/gallery/>  
“Image courtesy of MODIS Rapid Response Project at NASA/GSFC“
- [Neu02] Neunert, U.: *Strömungsmessungen zur Validierung eines numerischen Auslegungsverfahrens für schwingungssichere Rohrbündelkonstruktionen*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2002.

- 
- [New59] Newmark, N.M.: *A Method of Computation for Structural Dynamics*. ASCE, *Journal of the Engineering Mechanics Division*, Bd. 85, S. 67-94, 1959.
- [Nie81] Niemann, G.: *Maschinenelemente Band I*. Zweite Auflage, Springer, Berlin, 1981.
- [Nor03] Norberg, C.: *Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements*. *Journal of Fluids and Structures*, Bd. 17, S. 57-96, 2003.
- [Pag03] Pagakos, D.: *Programmierung von Auswertungsroutinen für die Strömungssoftware CFX-4.4*. Semesterarbeit TU München, 2003.
- [Pai82] Païdoussis, M.P.: *A Review of Flow Induced Vibrations in Reactors and Reactor Components*. *Nuclear Engineering and Design*, Bd. 74, S. 31-60, 1982.
- [PGS04] Paik, J., Ge, L., Sotiropoulos, F.: *Toward the simulation of complex 3D shear flows using unsteady statistical turbulence models*. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Bd. 25, S. 513-527, 2004.
- [Pru92] Pruitt, J.M.: *Large Eddy Simulation within Heat Exchangers*. Master Thesis Texas A&M University, 1992.

- 
- [PT03] Pettigrew, M.J., Taylor, C.E.: *Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview-Part 1: flow, damping, fluidelastic instability*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 18, S. 469-483, 2003.
- [PT03b] Pettigrew, M.J., Taylor, C.E.: *Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview-Part 2: vibration response, fretting wear, guidelines*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 18, S. 485-500, 2003.
- [PT91] Pettigrew, M.J., Taylor, C.E.: *Fluidelastic Instability of Heat Exchanger Tube Bundles: Review and Design Recommendations*. Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, Bd. 113, S. 242-256, 1991.
- [Pfe02] Pfennig, W.: *Wärmeübertrager*. CHEMIE TECHNIK, 31. Jahrgang, 9, 2002.
- [Pri01] Price, S.J.: *An Investigation of the Use of Connors' Equation to Predict Fluidelastic Instability in Cylinder Arrays*. ASME PVP Bd. 420-1, Atlanta, USA, S. 117-124, 2001.
- [Pri95] Price, S.J.: *A Review of Theoretical Models for Fluidelastic Instability of Cylinder Arrays in Cross-Flow*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 9, S. 463-518, 1995.

- 
- [Reh02] Rehfeldt, S.: *Vergleich der Modellierungswerkzeuge Meshbuild und Build hinsichtlich der Berechnung instationärer Strömungskräfte zur konstruktiven Auslegung von Rohrbündelkonstruktionen*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2002.
- [RLF99] Rollet-Miet, P., Laurence, D., Ferziger, J.: *LES and RANS of turbulent flow in tube bundles*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 20, S. 241-154, 1999.
- [RS02] Reichel, C., Strohmeier, K.: *Calculation of Incompressible Flow Around a Circular Cylinder*. ASME PVP Bd. 446-2, Vancouver, Canada, 2002.
- [RS03] Reichel, C., Strohmeier, K.: *Circular Cylinder Exposed to Cross Flow – Fluid Forces – Parameters of Influence – Limits of Numerical Models*. ASME PVP Bd. 460, Cleveland, USA, S. 35-44, 2003.
- [RSD03] Reichel, C., Stefanescu, A., Deininger, J.: *Modellierung eines Balkens unter Streckenlast durch ein Feder Masse Ersatzsystem einschließlich Dämpfungseffekten*. Interner Bericht Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2003.
- [RS04] Reichel, C., Strohmeier, K.: *Richtlinien für die numerische Simulation von strömungsinduzierten Schwingungen in Rohrbündelwärmetauschern*. Schlußbericht zum Forschungsvorhaben AiF 12652 N / 1, 30.6.2004.

- 
- [RS05a] Reichel, C., Strohmeier, K.: *Richtlinien für die numerische Simulation von strömungsinduzierten Schwingungen in Rohrbündelwärmeübertragern*. Chemie Ingenieur Technik, Jg. 77, No. 1-2, S. 56-60, 2005.
- [RS05b] Reichel, C., Strohmeier, K.: *Eignung von Turbulenzmodellen für die numerische Simulation von Rohrbündelschwingungen in Wärmeübertragern*. Interne Arbeitssitzung der VDI-GVC-Fachausschüsse „Wärme- und Stoffübertragung“ und „Computational Fluid Dynamics“, 8.-9. März, Jena, 2005.
- [Ruc87] Ruck, B.: *Laser-Doppler-Anemometrie*. AT-Fachverlag, Stuttgart, 1987.
- [Sag01] Sagaut, P.: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, Berlin, 2001.
- [SAB05] Seitanis, S.A., Anagnostopoulos, P., Bearman, P.W.: *An experimental study of the in-line oscillations of a closely spaced row of cylinders in cross-flow*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 21, S. 211-226, 2005.
- [SB88] Simonin, O., Barcouda, M.: *Measurements and prediction of turbulent flow entering a staggered tube bundle*. 4<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1988.

- 
- [SB86] Simonin, O., Barcouda, M.: *Measurements of fully developed turbulent flow across tube bundle*. 3<sup>rd</sup> International Symposium on Applications of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lissabon, 1986, zitiert in [KCP<sup>+</sup>05].
- [SF05] Schneider, K., Farge, M.: *Numerical simulation of the transient flow behavior in tube bundles using a volume penalization method*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 20, S. 555-566, 2005.
- [SG99] Schröder, K., Gelbe, H.: *SIMULATION OF FLOW-INDUCED VIBRATION IN TUBE BUNDLES*. ASME PVP Bd. 389, S. 9-16, 1999.
- [SI94] Sato, T., Imayama, Z.: *NUMERICAL ANALYSIS OF THE ACOUSTIC EXCITING FORCES OF A TUBE BUNDLE IN CROSS FLOW*. ASME PVP Bd. 273, S. 185-190, 1994.
- [SJS<sup>+</sup>97] Spalart, P.R., Jou, W.-H., Strelets, M., Allmaras, S.R.: *Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach*. In: Liu, C., Liu, Z. (Hrsg.): *Advances in DNS/LES*. Proceedings of 1<sup>st</sup> AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, LA, Greyden Press, Columbus, S. 137-147, 1997, zitiert in [TSS<sup>+</sup>99].
- [Sko03] Skoda, R.: *Numerische Simulation abgelöster und transitorischer Strömungen in Turbomaschinen*. Dissertation TU München, 2003.

- 
- [SLC<sup>+</sup>05] So, R.M.C., Liu, Y., Cui, Z.X., Zhang, C.H., Wang, X.Q.: *Three-dimensional wake effects on flow-induced forces*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 20, S. 373-402, 2005.
- [Sma63] Smagorinsky, J.: *General Circulation Experiments With the Primitive Equations. I: The Basic Experiment*. Monthly Weather Review, Bd. 91, Nr.3, S. 99-108, März 1963.
- [SP91] Schmidt, R. C., Patankar, S. V.: *Simulating Boundary Layer Transition With Low-Reynolds-Number  $k$ - $\varepsilon$  Turbulence Models: Part1 – An Evaluation of Prediction Characteristics*. Journal of Turbomachinery, Bd. 113, S. 10-17, 1991.
- [Spä04] Späth, M.: *Vermessung der Strömungsverhältnisse im Glasmodell eines Rohrbündelwärmetauschers mit 30°-Anordnung und einem Teilungsverhältnis von 1,6*. Semesterarbeit Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2004.
- [Spa00] Spalart, P.R.: *Strategies for turbulence modelling and simulations*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 21, S. 252-263, 2000.
- [SSC<sup>+</sup>93] Sieger, K., Schulz, A., Crawford, M.E., Wittig, S.: *An Evaluation of Low-Reynolds Number  $k$ - $\varepsilon$  Turbulence Models for Predicting Transition under the Influence of Free-Stream Turbulence and Pressure Gradient*. In: Rodi, W., Martelli, F. (Hrsg.): Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2. Elsevier, 1993.

- 
- [SSK04] Schlatter, P., Stolz, S., Kleiser, L.: *LES of transitional flows using the approximate deconvolution model*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 25, S. 549-558, 2004.
- [SSS+03] Saghafian, M., Stansby, P.K., Saidi, M.S., Apsley, D.D.: *Simulation of turbulent flows around a circular cylinder using nonlinear eddy-viscosity modelling: steady and oscillatory ambient flows*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 17, S. 1213-1236, 2003.
- [Str01] Strohmeier, K.: *Konstruktion im Anlagenbau II*. Vorlesungsskript, Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2001.
- [Str05] Strohmeier, K.P.: *Numerische Berechnung eines quer angeströmten Zylinders*. Semesterarbeit TU München, 2005.
- [Stü90] Stücke, P.: *Über die Ablösung der Strömung am querangeströmten Kreiszyylinder*. Dissertation Universität Hannover, 1990.
- [SU95] Sadaoka, N., Umegaki, K.: *ANALYSIS OF VORTEX-INDUCED VIBRATION IN AN ARRAY OF TUBES*. ASME PVP Bd. 298, S.29-36, 1995.
- [SY03] Sung, J., Yoo, J.Y.: *Near-wake vortex motions behind a circular cylinder at low Reynolds number*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 17, S. 261-274, 2003.

- 
- [SZL93] Shih, T.-H., Zhu, J., Lumley, J.L.: *A realizable Reynolds stress algebraic equation model*. NASA TM 105993, 1993, zitiert in [BN05].
- [SZL00] So, R.M.C., Zhou, Y., Liu, M.H.: *Free Vibrations of an elastic cylinder in a cross flow and their effects on the near wake*. Experiments in Fluids, Bd. 29, S. 130-144, 2000.
- [TBL<sup>+</sup>05] Trim, A.D., Braaten, A., Lie, H., Tognarelli, M.A.: *Experimental investigation of vortex-induced vibration of long marine risers*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 21, S. 335-361, 2005.
- [TEMA99] Tubular Exchanger Manufacturers Association, Inc.: *Standards of the Tubular Exchanger Manufacturers Association*. Tarrytown, New York, 8<sup>th</sup> Edition, 1999.
- [TH00] Tutar, M., Holdø: *Large Eddy Simulation of a smooth circular cylinder oscillating normal to a uniform flow*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 122, S. 694-702, 2000, zitiert in [DK05].
- [Thu02] Thurso, J.: *Numerische Simulation des Grenzschichtverhaltens in Turbinengittern unter periodisch-instationären Strömungsbedingungen*. Dissertation TU Darmstadt, 2002.

- 
- [Tre01] Tremblay, F.: *Direct and large-eddy simulation of flow around a circular cylinder at subcritical Reynolds numbers*. Dissertation TU München, Fachgebiet Strömungsmechanik, 2001.
- [Tro90] Tropea, C.: *Neuentwicklungen und Anwendungen der Laser-Doppler Anemometrie in komplexen Strömungen*. Habilitationsschrift Universität Erlangen-Nürnberg, 1990.
- [TSS<sup>+</sup>99] Travin, A., Shur, M., Strelets, M., Spalart, P.: *Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder*. Flow, Turbulence and Combustion, Bd. 63, S. 293-313, 1999.
- [TW92] Titze, H., Wilke, H.-P.: *Elemente des Apparatebaues*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 3. Auflage, 1992.
- [ULJ<sup>+</sup>94] Urbas, L., Leyh, T., Jahr, M., Gelbe, H.: *Berechnung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung in Rohrbündelwärmeübertragern und Simulation der Schwingungsanregung*. Chemie Ingenieur Technik, Bd. 7, S. 938-940, 1994.
- [Ung05] Ungnadner, L.: *Messung der Wirbelablösefrequenzen an einem Einzelzylinder und dem Glasmodell eines Rohrbündelwärmetauschers mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie*. Semesterarbeit TU München, 2005.
- [Ung99] Unger, D.: *Numerische Simulation des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags unter Turbomaschinenbedingungen*. Dissertation TU Darmstadt, 1999.

- 
- [UY99] Umeda, S, Yang, W.-J.: *Interaction of von Karman Vortices and intersecting main streams in staggered tube bundles*. Experiments in Fluids, Bd. 26, S. 389-396, 1999.
- [VDI97a] Seelinger, P., Fink, G., Altinger, G., Kirchner, G.: *Konstruktive Hinweise für den Bau von Wärmeübertragern*. In: VDI-Wärmeatlas (Kapitel Ob), Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 8. Auflage, 1997.
- [VDI97b] Gelbe, H., Schröder, K., Ziada, S.: *Schwingungen in Wärmeübertrager-Rohrbündeln*. In: VDI-Wärmeatlas (Kapitel Oc), Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 8. Auflage, 1997.
- [WA93] West, G., Apelt, C.: *Measurements of Fluctuating Pressures and Forces on a Circular Cylinder in the Reynolds Number Range  $10^4$  to  $2.5 \times 10^5$* . Journal of Fluids and Structures, Bd. 7, S. 227-244, 1993.
- [WDS<sup>+</sup>99] Watterson, J.K., Dawes, W.N., Savill, A.M., White, A.J.: *Predicting turbulent flow in a staggered tube bundle*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 20, S. 581-591, 1999.
- [WF88] Weaver, D.S., Fitzpatrick, J.A.: *A Review of Cross-Flow Induced Vibrations in Heat Exchanger Tube Arrays*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 2, S. 73-93, 1988.

- 
- [WG01] Willden, R.H.J., Graham, J.R.: *NUMERICAL PREDICTION OF VIV ON LONG FLEXIBLE CIRCULAR CYLINDERS*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 15, S. 659-669, 2001.
- [WG04] Williamson, C.H.K, Govardhan, R.: *Vortex-Induced Vibrations*. Annual Review of Fluid Mechanics, Bd. 36, S. 413-455, 2004. Abdruck der Abbildungen mit Erlaubnis des Annual Review of Fluid Mechanics. (With permission, from the Annual Review of Fluid Mechanics, Volume 36 © by Annual Reviews [www.annualreviews.org](http://www.annualreviews.org).)
- [Wie84] Wiedemann, J.: *Laser-Doppler-Anemometrie*. Springer, Berlin, 1984.
- [Wil98] Wilcox, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries Inc., La Cañada, 2<sup>nd</sup> Edition, 1998.
- [Wil92] WILCOX, D.C.: *The Remarkable Ability of Turbulence Model Equations to Describe Transition*. Fifth Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, California State University, Long Beach, CA, 13.-15. Januar, 1992.
- [Wil77] WILCOX, D.C.: *A Model for Transitional Flows*. AIAA 15<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, Los Angeles, CA, AIAA-paper 77-126, 24.-26. Januar, 1977.

- 
- [WR88] Williamson, C.H.K., Roshko, A.: *VORTEX FORMATION IN THE WAKE OF AN OSCILLATING CYLINDER*. Journal of Fluids and Structures, Bd. 2, S. 355-381, 1988. Abdruck der Abbildung mit Erlaubnis von Elsevier. (Reprinted from Journal of Fluids and Structures, 2, Williamson, C.H.K., Roshko, Vortex Formation in the Wake of an Oscillating Cylinder, Pages No. 355-381, Copyright (1988), with permission from elsevier.)
- [WSL01] Wang, X.Q., So, R.M.C., Liu, Y.: *FLOW-INDUCED VIBRATION OF AN EULER-BERNOULLI BEAM*. Journal of Sound and Vibration, Bd. 243(2), S. 241-268, 2001.
- [WTY90] Weaver, W., Timoshenko, S.P., Young, D.H.: *VIBRATION PROBLEMS IN ENGINEERING*. Fünfte Ausgabe, Wiley, New York, 1990.
- [WZA<sup>+</sup>00] Weaver, D.S., Ziada, S., Au-Yang, M.K., Chen, S.S., Païdoussis, M.P., Pettigrew, M.J.: *Flow-Induced Vibrations in Power and Process Plant Components-Progress and Prospects*. Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, Bd. 122, S.339-348, August, 2000.
- [Zdr97] Zdravkovitch, M.M.: *Flow Around Circular Cylinders, Volume 1: Fundamentals*. Oxford University Press, Oxford, 1997.
- [Zdr03] Zdravkovitch, M.M.: *Flow Around Circular Cylinders, Volume 2: Applications*. Oxford University Press, Oxford, 2003.

- [ZS00] Ziada, S, Staubli, T. (Hrsg.): *Flow-Induced Vibration*. Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Flow-Induced Vibration-FIV2000, Lucerne, Switzerland, 19.-22. Juni 2000, A.A. Balkema, Rotterdam, Brookfield, 2000.

## 12 Anhang

### 12.1 Ansätze für die Ortsableitungen im Strukturmodell

#### 12.1.1 Erste Ortsableitung an der Stelle $I+$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{I+} = \frac{w_{I+1}^{n+1} - w_I^{n+1}}{\Delta z_I}$$

#### 12.1.2 Zweite Ortsableitung an der Stelle $I$

$$\left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_I = \frac{\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{I+} - \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{(I-)+}}{0,5(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)} = \hat{a}_{1,I} w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{2,I} w_I^{n+1} + \hat{a}_{3,I} w_{I+1}^{n+1}$$

#### 12.1.3 Dritte Ortsableitung an der Stelle $I+$

$$\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z^3}\right)_{I+} = \frac{\left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_{I+1} - \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_I}{\Delta z_I}$$

#### 12.1.4 Vierte Ortsableitung an der Stelle $I$

$$\left(\frac{\partial^4 w}{\partial z^4}\right)_I = \frac{\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z^3}\right)_{I+} - \left(\frac{\partial^3 w}{\partial z^3}\right)_{(I-)+}}{\Delta z_I} = \hat{a}_{4,I} w_{I-2}^{n+1} + \hat{a}_{5,I} w_{I-1}^{n+1} + \hat{a}_{6,I} w_I^{n+1} + \hat{a}_{7,I} w_{I+1}^{n+1} + \hat{a}_{8,I} w_{I+2}^{n+1}$$

## 12.2 Koeffizienten des Strukturmodells

### 12.2.1 Koeffizienten aus der zweiten Ortsableitung

$$\hat{a}_{1,I} = \frac{2}{\Delta z_{I-1}(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)};$$

$$a_{1,I} = \frac{1}{\Delta z_{I-1}}$$

$$\hat{a}_{2,I} = -\frac{2}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I};$$

$$a_{2,I} = -\frac{(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I}$$

$$\hat{a}_{3,I} = \frac{2}{\Delta z_I(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)};$$

$$a_{3,I} = \frac{1}{\Delta z_I}$$

### 12.2.2 Koeffizienten aus der vierten Ortsableitung

$$\hat{a}_{4,I} = \frac{4}{\Delta z_{I-2}\Delta z_{I-1}(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)};$$

$$a_{4,I} = \frac{2}{\Delta z_{I-2}\Delta z_{I-1}(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})}$$

$$\hat{a}_{5,I} = -\frac{4(\Delta z_{I-2} + \Delta z_I)}{\Delta z_{I-2}\Delta z_{I-1}^2\Delta z_I(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)};$$

$$a_{5,I} = -\frac{2(\Delta z_{I-2} + \Delta z_I)}{\Delta z_{I-2}\Delta z_{I-1}^2\Delta z_I}$$

$$\hat{a}_{6,I} = \frac{4\Delta z_{I-1}(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I + \Delta z_{I+1}) + 4\Delta z_I(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1} + \Delta z_I)(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})}{\Delta z_{I-1}^2\Delta z_I^2(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})}$$

$$a_{6,I} = \frac{2\Delta z_{I-1}(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I + \Delta z_{I+1}) + 2\Delta z_I(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1} + \Delta z_I)(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})}{\Delta z_{I-1}^2\Delta z_I^2(\Delta z_{I-2} + \Delta z_{I-1})(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})}$$

$$\hat{a}_{7,I} = -\frac{4(\Delta z_{I-1} + \Delta z_{I+1})}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I^2\Delta z_{I+1}(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)};$$

$$a_{7,I} = -\frac{2(\Delta z_{I-1} + \Delta z_{I+1})}{\Delta z_{I-1}\Delta z_I^2\Delta z_{I+1}}$$

$$\hat{a}_{8,I} = \frac{4}{\Delta z_I\Delta z_{I+1}(\Delta z_{I-1} + \Delta z_I)(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})};$$

$$a_{8,I} = \frac{2}{\Delta z_I\Delta z_{I+1}(\Delta z_I + \Delta z_{I+1})}$$