

UNTERSUCHUNGEN ZUM AUSBREITUNGSVERHALTEN VON FREI- UND PRALLSTRAHLEN

INVESTIGATIONS ON THE PROPAGATION BEHAVIOR OF FREE AND IMPINGING JET

C. von Hörsten, T. Junker, F. Hüttmann, A. Leder

Universität Rostock, Lehrstuhl für Strömungsmechanik
Albert-Einstein-Straße 2, 18051 Rostock

Prallstrahlen, Numerische Simulation, RANS, Turbulenzmodelle, Transition
impinging jet, numerical simulation, RANS, turbulence modelling, transition

Zusammenfassung

Das Ziel des Projektes ist eine Validierung numerischer Simulationsmodelle mittels experimenteller Daten von Düsenfreistrahlen auf Basis der Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichung. Hierzu werden verschiedene Turbulenzmodelle untersucht. Der Anströmwinkel auf die Platte wird dabei variiert. Es soll geprüft werden, in wieweit einzelne Turbulenzmodelle in der Lage sind, die Strömungsstrukturen wiederzugeben und auf welche speziellen Eigenschaften bei der Simulation zu achten ist. Es zeigte sich bei den Untersuchungen, dass das SST Modell mit der Zuwahl eines Transitionsmodells die besten Ergebnisse liefern kann.

1. Einleitung

Düsenfreistrahlen finden in vielen technischen Anlagen und Einrichtungen Verwendung. Die Kenntnis des Ausbreitungsverhaltens von Düsenfreistrahlen sowie das Verständnis zu Wechselwirkungen von Freistrahlen und ebenen Wänden, ermöglichen eine optimale Dimensionierung technologischer Prozesse und Anlagen, wodurch Energieeinsparungen erreicht werden können. Aus diesem Grund beschäftigen sich zahlreiche experimentelle Untersuchungen mit dieser Thematik [Fairweather et al. 2002,2 Maurel et al. 2001].

Das prinzipielle Strömungsverhalten lässt sich wie folgt beschreiben: das Fluid tritt aus einer Düse mit einer Geschwindigkeit u in ruhendes Fluid ein. Das ruhende Fluid wird durch viskose Effekte mitgerissen (Entrainment) und beschleunigt. Damit erfährt der Strahl eine Aufweitung und die maximale Geschwindigkeit sinkt infolge der Impulserhaltung.

Ein auf eine Wand treffender Freistrah (Prallstrahl) lässt sich in mehrere Bereiche einteilen (s. Abb. 1): unmittelbar hinter dem Austritt befindet sich der Kernbereich des Strahls. In diesem Bereich bleibt die maximale Geschwindigkeit erhalten. Er nimmt mit zunehmendem Abstand vom Düsenaustritt ab. Der Kernbereich ist Teil des Freistrahlsbereiches, d.h. des Bereiches, in dem keine Beeinflussung des Ausbreitungsverhaltens durch die Platte vorliegt. Das Geschwindigkeitsprofil wandelt sich in diesem Bereich von einem Blockprofil am Austritt zu einem Gauß'schen Profil nach Ende des Kernbereiches. Auf den Freistrahlsbereich folgt der Übergangsbereich, der durch eine Abweichung der Profile von denen eines ungestörten Freistrahls charakterisiert ist. Hervorgerufen wird dieser Unterschied durch den Aufstau des Fluids und der beginnenden Umlenkung in radialer Richtung. Der folgende Wandströmungsbereich zeichnet sich durch eine nahezu komplette Umlenkung des Fluids in radialer Richtung aus. Bei einer genügend großen Wand lässt sich auch bei der

Wandströmung ein Entrainment feststellen. Für die optimale Auslegung einer Prallstrahlkonfiguration ist es unter anderem wünschenswert, die Bestimmung des Ausbreitungsverhaltens möglichst gut und zeitnah zu ermitteln. Ein Verfahren, welches eine relativ zeitnahe und flexible Vorhersage des Ausbreitungsverhaltens, ermöglichen kann, ist die numerische Simulation auf Basis der Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichung. Jedoch bedarf es dabei der Hilfe von Turbulenzmodellen. Die Beschreibung des Strömungsverhaltens bei Prallstrahlen ist nicht trivial, da in diesen Fall mehrere physikalische Vorgänge wie positive und negative Beschleunigung unter Einfluss von Entrainment und Strahlaufweitung, sowie ein möglicher Umschlag von turbulenter in laminare Strömung in der Nähe des Auftreffpunktes stattfinden. Aus diesem Grund dienen Prallstrahlen mitunter als Referenzfall für Turbulenzmodelluntersuchungen [Jaramillo et al. 2008].

Entgegen den meisten Veröffentlichungen zur numerischen Untersuchung von Prallstrahlen, die sich auf die Betrachtung der Nusselt-Zahl zur Untersuchung des Wärmeübergangs beschränken [Hofmann et al. 2007, Jaramillo et al. 2008], liegt in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf dem Strömungsverhalten des Fluids. Hierzu werden mehrere Turbulenzmodelle anhand eines Referenzfalles validiert. Bei dem Referenzfall handelt es sich um Untersuchungen bezüglich Reinigungsvorgängen an Automobilkarosserien, die an der Universität Rostock 2007 stattfanden (Abb. 2) [Michael 2007].

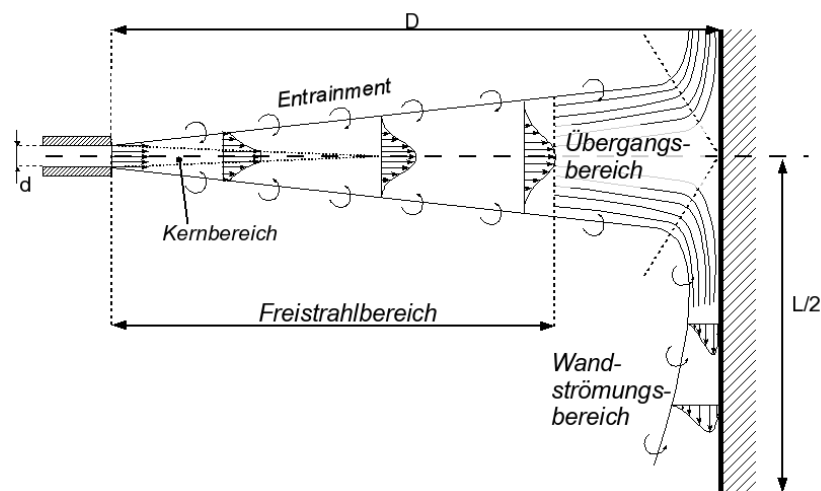


Abbildung 1: Strömungsstruktur eines Prallstrahls

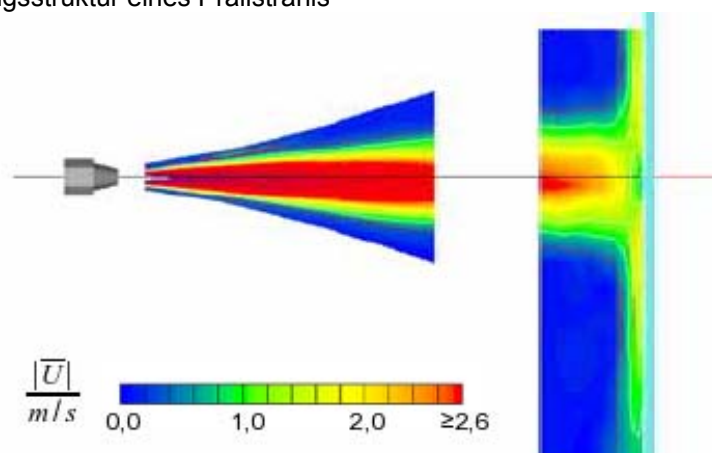


Abbildung 2: Konturplot der Gesamtgeschwindigkeit auf der Mittelebene aus LDA Messungen [Michael 2007]

Die experimentellen Untersuchungen wurden in einem Kanal mit einer tauchbaren 3D-LDA-Messsonde durchgeführt. Die Düse besitzt einen Durchmesser von $d = 0,01$ m. An ihr ist eine Druckdifferenz von $\Delta p = 1,5$ bar zur Erzeugung des axialsymmetrischen Freistrahls angelegt. Die quadratische Prallplatte besitzt einen Abstand von $x/d = 50$ und eine Kantenlänge von $L = 0,75$ m. Eine nähere Beschreibung der experimentellen Untersuchungen ist in [Michael 2007] zu finden.

2. Mathematisches Modell

Die hier durchgeführten Berechnungen basieren auf der Lösung der zeitlich gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. In diesen Gleichungen entstehen durch die zeitliche Mittelung die sogenannten Reynoldsspannungen, deren Beschreibung bestimmte Relationen nötig macht. Eine genauere Beschreibung wird im Folgenden gegeben.

2.1 Grundgleichungen

Die zeitlich gemittelten Grundgleichungen für Massenerhaltung und Impuls können für ein inkompressibles newtonsches Fluid wie folgt geschrieben werden:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

Impulsgleichung:

$$\rho \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (2\mu \overline{S_{ij}} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (2)$$

mit dem Scherratentensor

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right). \quad (3)$$

Der Term $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ wird als Reynoldsspannung bezeichnet und wird modelliert.

2.2 Turbulenzmodellierung und Wandbehandlung

Die Behandlung der Reynoldsspannungen kann auf verschiedene Weise geschehen. In diesem Fall werden drei Modelle mit teilweise unterschiedlichen Modifikationen untersucht, die sich gemeinhin zur Berechnung von Freistrahlen und/oder Wandströmungen als geeignet erwiesen (RNG-k- ϵ -Modell, SST-Modell und RSM). Die ersten beiden Modelle basieren auf einen Wirbelviskositätsansatz nach Boussinesq. Bei diesem Ansatz werden die Reynoldsspannungen als proportional zu den räumlichen Gradienten der Geschwindigkeitskomponenten angenommen und eine turbulente Viskosität ν_t eingeführt.

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (4)$$

Die Aufgabe der Turbulenzmodelle ist die Modellierung der turbulenten Scheinviskosität. RNG-k- ϵ -Modell und SST-Modell gehören zu der Gruppe der „Zweigliedungsmodelle“, bei denen die turbulente Scheinviskosität durch Transportgleichungen für zwei Skalare, wie turbulente kinetische Energie k und Dissipation ϵ oder die Wirbelfrequenz ω , modelliert wird.

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} = \frac{k}{\omega} \quad (5)$$

In nun folgenden Abschnitt erfolgt eine kurze Beschreibung der Modelle:

RNG-k-ε-Modell: Dieses Modell wurde aus den instationären Navier-Stokes-Gleichungen mittels einer Methode, die als „renormalization group theory“ (RNG) bezeichnet wird, abgeleitet. Das Modell ist vergleichbar mit dem klassischen Standard-k-ε-Modell nach [Launder et al. 1972], jedoch unterscheiden sich die Konstanten und ein zusätzlicher Term wurde in die Transportgleichungen eingeführt, welcher eine Verbesserung der Modellierung bei kleinen Reynoldszahlen hervorrufen soll.

SST-Modell: Das Shear-Stress-Transport- (SST) Modell ist eine Überlagerung aus dem oben erwähnten k-ε-Modell und dem k-ω-Modell nach Wilcox [Wilcox et al. 1986]. Das k-ω-Modell verwendet statt der Transportgleichung für die Dissipation eine Gleichung für die Wirbelfrequenz ω. Das k-ω-Modell überwiegt bei dem SST Modell in der wandnahen Strömung, während das k-ε-Modell bei freien Strömungen dominant auftritt. Bei diesem Modell kann eine Zuwahl der „Transitional Flow Option“ nach Menter [Menter et al. 2006] erfolgen und damit die Simulation durch eine laminare Berechnung in einzelnen Zellen des Wandbereiches erweitert werden. Die Berechnung der Transition kann entweder über ein sogenanntes γ-Re_θ-Modell [Menter et al. 2006] erfolgen oder durch Vorgabe eines Intermittenzfaktors. Beim ersten Fall wird jeweils eine Gleichung für den Intermittenzfaktor als auch für die kritische Reynoldszahl (Transition) gelöst, was mit einer erhöhten Rechenanforderung einhergeht.

RSM-Modell: Das dritte untersuchte Modell beschreitet einen anderen Weg als die Wirbelviskositätsmodelle. Das Reynoldsspannungsmodell (RSM) berechnet für jeden einzelnen Term der Reynoldsspannungen eine eigene Transportgleichung. Damit muss im Gegensatz zu den anderen Modellen nicht von isotroper Turbulenz ausgegangen werden. Jedoch müssen hierbei nun, anstatt der einen Gleichung für ε oder ω, sechs zusätzliche Gleichungen im dreidimensionalen Fall gelöst werden. Dieses geht mit einer Steigerung der Rechendauer und -kapazität einher.

Eine große und in diesem Fall sehr relevante Schwierigkeit ist die Berechnung des Einflusses der Wandgrenzschicht auf die Strömung. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass sich die Grenzschichtströmung in drei Bereiche einteilen lässt. Die Einteilung erfolgt über den dimensionslosen Wandabstand y⁺ (Gl. 6) mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ (Gl. 7).

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (6)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\nu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{wall}} \quad (7)$$

In unmittelbarer Wandnähe (y⁺<5) befindet sich die viskose Unterschicht, in der annähernd laminares Verhalten zu finden ist. In diesem Bereich dominieren die viskosen Kräfte. In dem folgendem Übergangsbereich mit 5<y⁺<70 gleichen sich die viskosen mit den turbulenten Kräften aus. Turbulente Kräfte dominieren den folgenden Bereich mit y⁺>70, in dem die Geschwindigkeitsverteilung einem logarithmischen Gesetz folgt. Die Modellierung

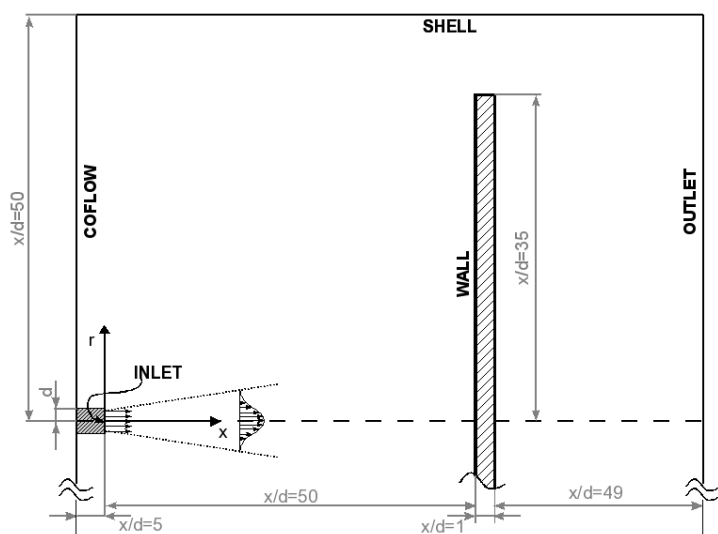


Abbildung 3: schematische Darstellung des Rechengebietes

dieser Bereiche ist ein grundsätzlich anspruchsvolles Unterfangen und unterscheidet sich bei den verwendeten Modellen. Während bei den k - ε -Modell und dem RSM-Modell eine „scalable wall function“ verwendet wird, nutzen die ω basierten Modelle eine „automatic wall function“. Die „scalable wall function“ berechnet die wandnahe Strömung dabei abhängig von der Auflösung mit einem logarithmischen Profil bzw. bei feinerer Auflösung mit einem modifizierten Wandprofil. Dieses erweist sich als schlecht für kleinere Reynoldszahlen, da bei der logarithmischen Berechnung der Anteil der Unterschicht für die Massen- und Impulsbilanz vernachlässigt wird. Die „automatic wall function“ beinhaltet eine Formulierung für ω bei kleinen Reynoldszahlen, welche in Abhängigkeit von der Auflösung über eine Blending-Funktion genutzt wird. Dieses bringt einen erheblichen Vorteil für Prallstrahlen, da durch die starke Verzögerung in der Nähe des Auftreffpunktes ein Bereich kleiner Reynoldszahlen vorliegt. Im Fall einer schlechteren Auflösung wird auch hier das logarithmische Wandprofil verwendet.

2.3 Randbedingungen

Abb. 3 zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten Rechengebietes mit den Bezeichnungen der einzelnen Randbedingungen. Für die Bereiche *Shell* und *Outlet* wurde eine Ein- und Ausflussrandbedingung bei vorgegebenem Umgebungsdruck angelegt. Für die Platte wurde eine hydraulisch glatte Wand angenommen. Der Bereich *Coflow* wurde mit einer Einlassrandbedingung für die axiale Geschwindigkeitskomponente mit $u=0,01$ m/s belegt. Für die Einlassrandbedingung auf dem *INLET* konnte die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten und der turbulenten kinetischen Energie aus Messungen gewonnen werden (Abb. 4).

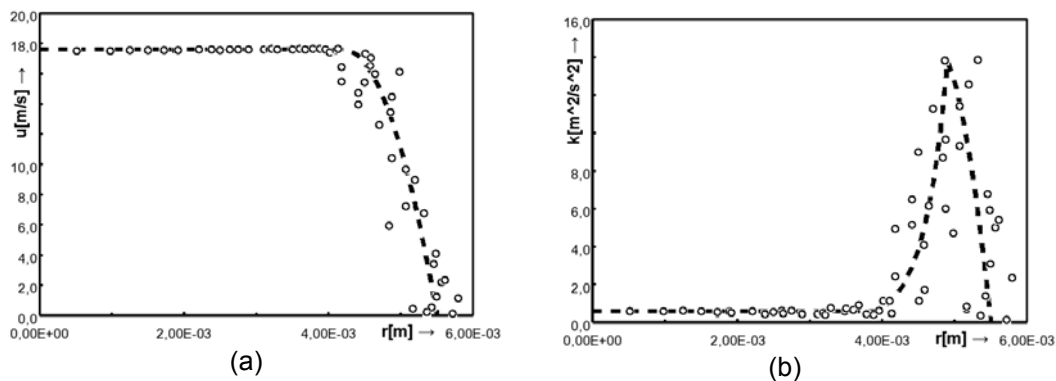


Abbildung 4: generierte Randbedingungen auf dem INLET für axiale Geschwindigkeit (a) und turbulente kinetische Energie (b); O Messungen - - generierte Profile

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1 Prallstrahl unter 90° Anströmung

In diesem Abschnitt werden die gewonnen numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen validiert. Für die Untersuchungen können drei verschiedene Aspekte betrachtet werden: Einfluss der Auflösung, Einfluss des Turbulenzmodells und Betrachtung der Strömungsstruktur bei unterschiedlichen Plattenwinkeln. Untersuchungen zum ungestörten Freistrah wurden in Vorbereitung auf diese Betrachtungen schon durchgeführt und werden hier nicht näher einbezogen. Bei diesen Untersuchungen wurde auch eine Netz-unabhängigkeitsstudie durchgeführt. Es ergab sich bei den untersuchten Netzen kein Einfluss der Auflösung. Für die hier folgenden Untersuchungen wurde die feinste Auflösung mit rund 8,6 Mio. Zellen gewählt. Darüber hinaus sind Vergleiche zum ungestörten Freistrah auch im ersten Bereich des Strömungsfeldes möglich. Die hier durchgeführte Untersuchung

der Netzabhängigkeit beschränkt sich auf die Auflösung der Grenzschicht. Der Unterschied der einzelnen Netze zeigt sich bei den y^+ -Werten auf der Randbedingung *WALL* (s. Abb.3). Bei der feineren Auflösung ergab sich ein y^+ -Wert von maximal 1,8 (*Mesh 1*) und bei der größeren ein y^+ -Wert von maximal 38 (*Mesh 2*). Die y^+ -Werte unterscheiden sich, abhängig vom Modell, in einem gewissen Maße, da die Berechnung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit sowie die Geschwindigkeit des auftreffenden Strahls sich unterscheiden. Anzustreben ist beim SST Modell mit einer „automatic wall function“ eine Auflösung mit $y^+ < 2$. Für eine logarithmische Behandlung der Wandströmung wird ein Bereich von $30 \leq y^+ \leq 150$ empfohlen.

Es wurden fünf verschiedene Ansätze zur Modellierung der Turbulenz betrachtet. Bei den Turbulenzmodellen handelte es sich um die oben erwähnten Modelle RNG-k- ϵ -Modell (Bezeichnung: RNG), dem Reynoldsspannungsmodell (Bez.: RSM) sowie dem SST Modell mit den Optionen ohne Transitionsmodell (Bez.: SST oTr), mit dem γ -Re $_{\theta}$ Modell (Bezeichnung: SST g-Re) und mit vorgegebenem Intermittenzfaktor (Bez.: SST mTr). Der Intermittenzfaktor wurde mit $\gamma=0,9$ nach [Schlichting et al. 1997] abgeschätzt.

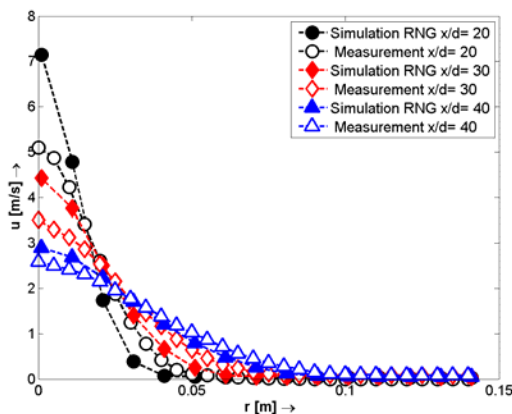


Abbildung 5: Axiale Geschwindigkeitsprofile der Simulation mit RNG Modell

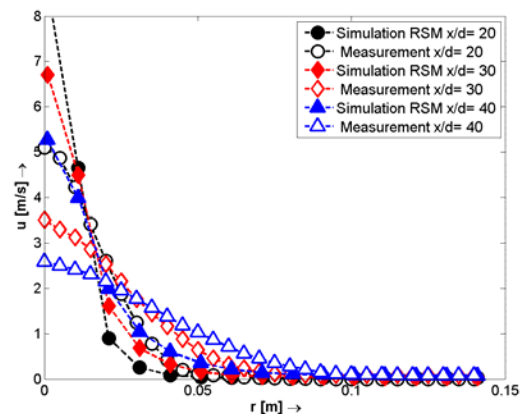


Abbildung 6: Axiale Geschwindigkeitsprofile der Simulation mit RSM Modell

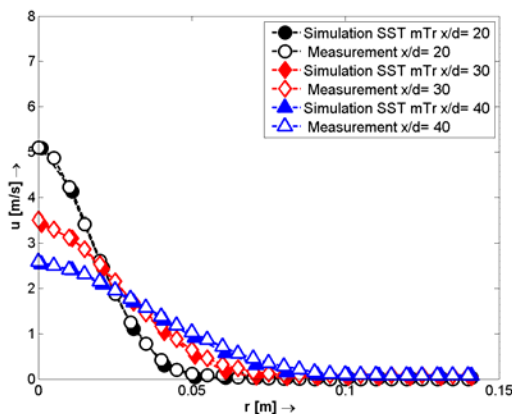


Abbildung 7: Axiale Geschwindigkeitsprofile der Simulation mit SST mTr Modell

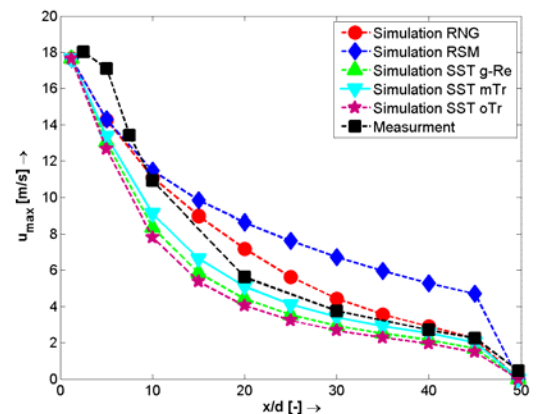


Abbildung 8: Verlauf der axialen maximalen Geschwindigkeit über der Strahllänge

Eine zufriedenstellende numerische Simulation eines auftreffenden Düsenfreistrahls muss sowohl den Freistrahlbereich mit charakteristischen Größen, wie dem Verlauf der maximalen Geschwindigkeit, Strahlradius sowie Volumen- und Impulsstrom, wiedergeben können, als auch die Verteilung der Geschwindigkeit in unmittelbarer Wandnähe.

Für die folgenden Betrachtungen wurden für die SST Modelle die erste Auflösung (*Mesh 1*) und für die weiteren Modelle die zweite Auflösung (*Mesh 2*) gewählt, da diese bei den Simulationen die jeweils besten Übereinstimmungen lieferten. Es zeigte sich bei den Simulationen, dass der Einfluss unterschiedlicher Netze nur in unmittelbarer Wandnähe, also

bei Betrachtungen der Geschwindigkeitsverteilung auf der Platte, zu erkennen ist. In den Abbildungen 4 bis 6 sind die axialen Geschwindigkeitsverteilungen der Simulation mit dem RNG, dem RSM und dem SST mTr an den Stellen $x/d = 20$, $x/d = 30$ und $x/d = 40$ dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass sowohl das RNG Modell als auch das RSM nicht in der Lage sind, die Strahlprofile in akzeptablem Maß wiederzugeben. Das SST Modell mit vorgebendem Intermittenzfaktor zeigt hingegen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen an den vorgegebenen Stellen. Der Vollständigkeit halber sei hier noch erwähnt, dass die Simulationen mit den weiteren Optionen beim SST Modell zwar eine Verbesserung der Übereinstimmung im Vergleich zum RNG Modell und RSM aufweisen, sich jedoch minimal von der Simulation SST mTr unterscheiden. Die gute Übereinstimmung der SST mTr Simulation mit den Messungen lässt sich auch beim Vergleich des Verlaufs der axialen maximalen Geschwindigkeit feststellen (Abb. 7). Das RSM liefert die größten Abweichungen. Dieses Phänomen zeigt sich auch bei den Betrachtungen des Strahlradius, des Volumenstroms und des Impulses (Abb. 8-11). Der Strahlradius wurde bei diesen Untersuchungen durch eine Grenzgeschwindigkeit von $u_{\text{limit}}=0,4$ m/s definiert.

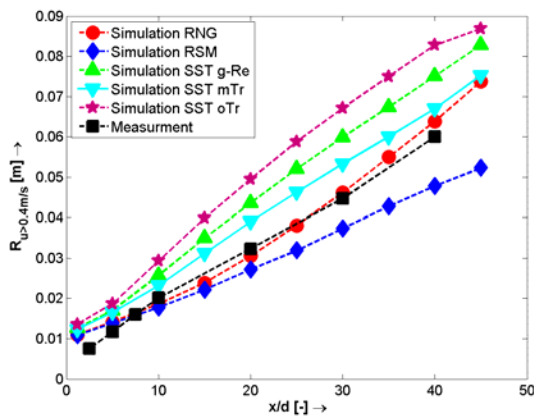


Abbildung 9: Verlauf des Strahlradius über der Strahllänge

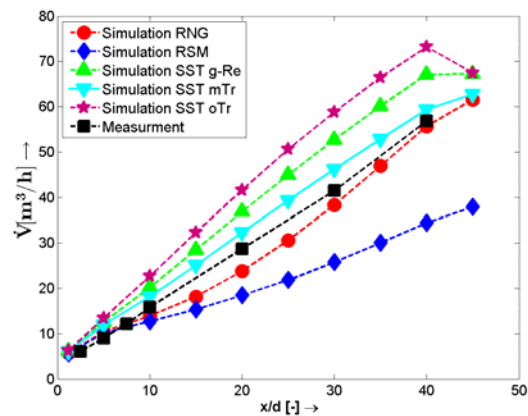


Abbildung 10: Verlauf des Volumenstroms über der Strahllänge

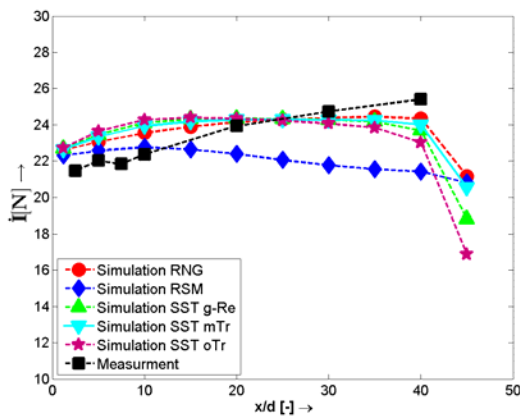


Abbildung 11: Verlauf des Impulsstromes über der Strahllänge

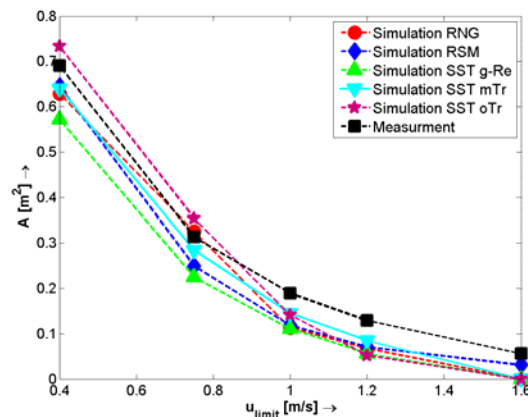


Abbildung 12: Flächeninhalt der Ablationsflächen

Die Strahlaufweitung konnte, zieht man Abb. 9 heran, vom RNG Modell und mit Abstrichen vom SST mTr gut wiedergegeben werden. Gleichwohl muss bedacht werden, dass es sich hier um sehr kleine Unterschiede der Strahlradien handelt, die durch mangelnde Auflösung der Messung entstehen können. Beim Volumenstrom zeigen RNG und SST mTr ähnliche gute Übereinstimmungen mit den Messungen (Abb. 10). Es zeigt sich, dass die Strömung mit Betrachtung von Transition teilweise sehr viel besser wiedergegeben werden kann. Dabei erweist sich die Abschätzung des Intermittenzfaktors nach [Schlichting et al. 1997] als vorteilhafter als die Berechnung mit dem Transitionsmodell nach [Menter et al. 2006].

Die Vergleich der Impulsströme zwischen Messung und Simulation erweist sich, bis auf das RSM, als zufriedenstellend (Abb. 11). Die Werte befinden sich alle in einer Größenordnung, wobei ein leichtes Anwachsen des Impulsstromes bei den Messungen zu erkennen ist, während dieser bei den Simulationen annähernd konstant bleibt.

Abb. 12 zeigt die Größen der Ablationsflächen auf einer Referenzfläche. Als Referenzfläche wird in diesem Fall, wie auch in den Messungen, eine Ebene parallel zur Platte mit einem Abstand von 0,003 m gewählt. Als Ablationsflächen werden dabei die Flächen bezeichnet, die mit einer vorgegebenen Minimalgeschwindigkeit überströmt werden. Die Betrachtung dieser Größe ist besonders relevant für Reinigungsvorgänge an Oberflächen. Hierzu ist oft eine Minimalgeschwindigkeit erforderlich, um Schmutzpartikel von der Oberfläche zu lösen. Erkennlich ist die Ablationsfläche für die 90° Anströmung auch in Abb. 13 (a). Hier ist die Ablationsfläche einer Grenzgeschwindigkeit von $u_{\text{limit}}=0,75$ m/s durch die schwarz umrandeten Konturen gekennzeichnet. Des Weiteren sind in der Abbildung die Isotachenfläche bei der Grenzgeschwindigkeit und der Geschwindigkeitskonturplot der halben Referenzfläche dargestellt.

Grundsätzlich lässt sich feststellen, dass auch bei Betrachtungen der Strömungsstrukturen in unmittelbarer Wandnähe das SST mTr Modell die besten Ergebnisse liefert. Aus den größeren Unterschieden der Ablationsflächen bei größeren Grenzgeschwindigkeiten lässt sich ableiten, dass sich Schwächen bei der Abbildung der Geschwindigkeiten in Nähe des Auftreffpunktes zeigen.

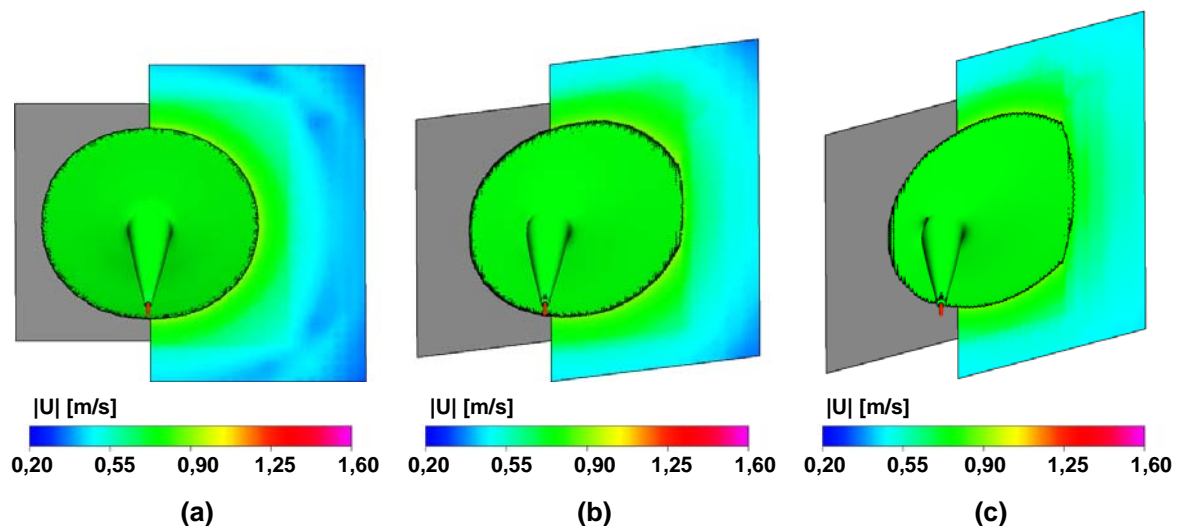


Abbildung 13: Isotachenfläche ($u=0,75$ m/s) des Prallstrahls und Geschwindigkeitskonturplot der halben Referenzfläche bei 90° (a), 75° (b) und 60° (c)

3.2 Prallstrahl bei verschiedenen Anströmwinkeln

In diesem Abschnitt werden die Untersuchungen für Prallstrahlen unter verschiedenen Anströmwinkeln (90°, 75°, 60° und 45°) mit dem SST mTr Modell bei feinsten Auflösung der Grenzschicht dargelegt. Für diese Untersuchungen sind lediglich Messdaten für den wandnahen Bereich vorhanden, so dass der Vergleich auf diesen Bereich beschränkt wird. Abb. 13 zeigt die Isotachenflächen bei einer Minimalgeschwindigkeit von $u_{\text{limit}}=0,75$ m/s und die Geschwindigkeitskonturplots der halben Referenzflächen bei den Anströmwinkeln 90°, 75° und 60°. Es ist eine deutliche Entwicklung von einem axialsymmetrischen zu einem asymmetrischen Problem zu erkennen. In Abb. 14 sind die Flächeninhalte der Ablationsflächen bei unterschiedlichen Anströmwinkeln aufgetragen. Die Ablationsflächen bei einer Grenzgeschwindigkeit $u_{\text{limit}}=0,4$ m/s können bei allen Winkeln recht gut aufgelöst werden. Diese Ablationsfläche ging dabei teilweise über den Plattenrand hinaus. Die Genauigkeit

verliert sich jedoch bei den Strömungsbereichen in Nähe des Auftreffpunktes, also bei den höheren Grenzgeschwindigkeiten. Der Verlauf von Messung und Simulation ist jedoch ähnlich, obgleich die Grenzflächen bei den Simulationen zu gering berechnet werden.

Auffällig bei den Messungen und bei den Simulationen ist, dass sich die Flächeninhalte ab $u_{\text{limit}} \approx 1,0$ m/s kaum zwischen den unterschiedlichen Anströmwinkeln unterscheiden. Dieses lässt schlussfolgern, dass oberhalb einer Grenzgeschwindigkeit von ca. $u_{\text{limit}} \approx 1,0$ m/s die Größe der Ablationsfläche nicht mehr abhängig von dem Anströmwinkel ist.

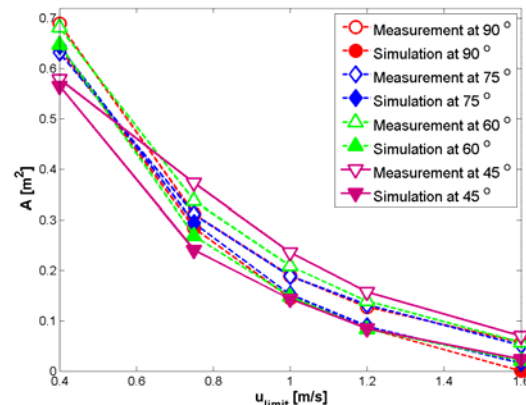


Abbildung 14: Flächeninhalt der Ablationsflächen bei verschiedenen Winkeln

4. Zusammenfassung

Bei Betrachtung der Strömungsstrukturen sowohl im Freistrahls- als auch im Wandbereich zeigten sich große Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen. Die geringste Übereinstimmung mit den Messungen ergab sich beim RSM. Das SST Modell mit vorgegebenem Intermittenzfaktor war als einziges Modell in der Lage, sowohl die Strahlprofile als auch die Geschwindigkeiten in Wandnähe akzeptabel wiederzugeben. Die Genauigkeit nahm jedoch in der Nähe des Auftreffpunktes ab. Beim SST Modell wurde eine deutliche Abhängigkeit von der Wahl der Transitionsbehandlung festgestellt. Sowohl bei den Messungen wie auch bei den Simulationen zeigte sich, dass ab einer bestimmten Grenzgeschwindigkeit die Ablationsflächen unabhängig vom Anströmwinkel waren.

Literatur:

- Fairweather, M., Hargrave, G.K., Williams, T.C., 2002: "Velocity Measurements in Impinging Turbulent Jets using Digital Particle Velocimetry", Optical Methods for Data Proc. in Heat and Fluid Flow, pp185-196
- Hofman, M.H., Kaiser, R., Kind, M., Martin, H., 2007: "Calculations of steady and pulsating impinging jets – an assessment of 13 widely used turbulence models", Num. Heat Trans., Part B, 51, pp. 565 - 583
- Jaramillo, J.E., Pérez-Segarra, C.D., 2008: "Numerical study of plane and round impinging jets using RANS models", Numerical Heat Transfer, Part B, 54:213-237
- Launder, B.E., Spalding, D.B., 1972: "Lectures in mathematical models of turbulence", Academic Press
- Maurel, S., Sollic, C., 2001: "A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate", Experiments in Fluids 31, pp. 687-696
- Menter, F.R. et al., 2006: "A Correlation-based transitions model using local variables Part I: Model Formulation", Journal of Turbomachinery, ASME, Vol. 128, pp. 413-422
- Michael, M., 2007: „Experimentelle Untersuchungen von Strömungsstrukturen an schräg auf eine ebene Platte treffenden Düsenfreistrahlen“, Universität Rostock, Studienarbeit
- Schlichting, H., Gersten, K., 1997: „Grenzschicht-Theorie“, Springer Verlag, 9. Aufl.
- Wilcox, D.C., 1986: "Multiscale model for turbulent flows", AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting, American Institute of Aeronautics and Astronautics