

NUMERISCHE UNTERSUCHUNG ZUR FILMKÜHLUNG VON TURBINENSCHAUFEL-HINTERKANTEN UNTER EINSATZ DER DETACHED-EDDY SIMULATION

T. Horbach, P. Martini, A. Schulz, H.-J. Bauer
 Institut für Thermische Strömungsmaschinen
 Universität Karlsruhe (TH)
 Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe

ÜBERSICHT

Gegenstand der durchgeführten Untersuchungen ist die Filmkühlung von Hinterkanten thermisch hochbeanspruchter Turbinenschaufeln. Kühlluft wird dabei durch einen ebenen Spalt in Form eines Kühlfilms auf die druckseitig verkürzte Hinterkante aufgebracht. Durch unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und Dichten von Kühlluft und heißer Freiströmung und die stumpfe Form der Ausblaselippe entstehen in ihrem Nachlauf instationäre Ablösewirbel. Vorangegangene Untersuchungen haben gezeigt, dass diese Ablösewirbel einen großen Einfluss auf die Ausmischung des Kühlfilms und damit auf die Filmkühleffektivitäten entlang der zu kühlenden Wand stromab der Ausblasung haben. Sie zeichnen sich durch einen hochkomplexen dreidimensionalen Aufbau aus.

In dieser Arbeit werden umfangreiche numerische Simulationen unter Verwendung eines hybriden Turbulenzmodells, der Detached-Eddy Simulation (DES), durchgeführt. Das Modell ermöglicht es, den dreidimensionalen anisotropen Charakter der Strömung und die Ausmischvorgänge detailliert und mit vertretbarem Rechenaufwand zu simulieren. Es hat sich gezeigt, dass herkömmliche Turbulenzmodelle, die auf der Reynolds-Mittelung basieren (RaNS-Modelle), bei den hier gewählten Bedingungen nur unbefriedigende Ergebnisse liefern.

Betrachtet wird eine ebene Spaltausblasung ohne interne Turbulatoren, um störenden Einflüsse von zusätzlichen Wirbelablösungen zu vermeiden. Die Simulationen beschränken sich auf eine konstante Ausblaserate von $M = 0,8$, da bei vorangegangenen Experimenten bei dieser Ausblaserate eine sehr intensive Ausmischung des Kühlfilms festgestellt wurde. Bei den Ergebnissen werden der dreidimensionale Aufbau der Wirbelstrukturen und die makroskopischen Ausmischvorgänge des Kühlfilms beleuchtet. Außerdem werden unterschiedliche geometrische Ausblasekonfigurationen bezüglich ihres Ablöseverhaltens und der Filmausmischung, bzw. der adiabaten Filmkühleffektivitäten bewertet. Damit sollen Ansatzpunkte eine verbesserte konstruktive Gestaltung der Hinterkante gewonnen werden.

1. EINLEITUNG

Die Verbesserung thermischer Prozesswirkungsgrade bei der Entwicklung von Gasturbinen geht einher mit der Erhöhung von Verdichtungsverhältnissen und der auftretenden Spitzentemperaturen. Durch die Verwendung komplexer kombinierter Kühlverfahren werden am

Turbineneintritt Heißgastemperaturen von bis zu 2000 K realisiert. Die hierfür erforderliche Kühlluft wird in der Regel dem Verdichter und damit dem Kreisprozess entnommen, was den Prozesswirkungsgrad beeinträchtigt. Daher ist die Minimierung des Kühlluftbedarfs eines der Hauptziele bei der Entwicklung moderner Kühlverfahren in Gasturbinen [1].

Die Kühlung von Schaufelhinterkanten stellt im Bereich thermisch hochbelasteter Bauteile eine besondere Herausforderung dar. Nach aerodynamischen Gesichtspunkten soll diese möglichst dünn sein, um nachlaufinduzierte Druckverluste so gering wie möglich zu halten [2,3]. Dem gegenüber stehen die Stabilität der Schaufelstruktur und das Problem der Wärmeabfuhr. Eine verbreitete Möglichkeit, diesen Problemen zu begegnen, besteht in einer druckseitig verkürzten Ausführung der Hinterkante, auf die durch Ausblasespalte ein Kühlfilm aufgebracht wird (siehe BILD 1).



BILD 1. Gekühlte Turbinenlaufschaufel

Über die Filmkühlung thermisch hochbelasteter Bauteile wurden bereits zahlreiche Untersuchungen durchgeführt. Eine umfangreiche Beschreibung verbreiteter Kühlkonzepte wurde 1971 von Goldstein [4] verfasst. Von Taslim et al. [5] wurden experimentelle Untersuchungen zur Filmkühlung von Schaufelhinterkanten bei unterschiedlichen Ausblasegeometrien durchgeführt. Martini et al. [6,7,8] untersuchten Einflüsse interner Schaufelgeometrien auf die externe Kühlwirkung. Holloway et al. [9,10] führten numerische Untersuchungen unter Anwendung eines RaNS Turbulenzmodells an filmgeköhlten Schaufelhinterkanten durch und stellten fest, dass die Ausmischung des Kühlfilms maßgeblich durch instationäre Wirbelablösung an der stumpfen Ausblaselippe beeinflusst wird. Mit RaNS-Modellen konnte die instationäre Filmausmischung aufgrund großer Dämpfungseffekte allerdings bisher nur unzureichend simuliert werden. Die resultierenden Filmkühleffektivitäten wurden im Vergleich zu experimentellen Untersuchungen zu hoch berechnet [6].

In diesem Zusammenhang hat sich gezeigt, dass die Detached-Eddy Simulation (DES) für die Berechnung der

instationären Wirbelablösung an der Ausblaselippe und der Ausmischung des Kühlfilms besser geeignet ist [11]. Das ist vor allem durch die Möglichkeit des Modells begründet, größere turbulente Wirbelstrukturen zeitlich und räumlich aufzulösen. Anisotrope Turbulenzen werden nicht ausgedämpft, sondern in begrenztem Maße simuliert.

Im Folgenden wird das instationäre Verhalten der Strömung, d.h. die instationäre Wirbelablösung an der Ausblaselippe und die daraus hervorgehenden Wirbelstrukturen stromab der Ausblaselippe sowie ihre Auswirkungen auf den Kühlfilm untersucht. Dazu gehören sowohl detaillierte Betrachtungen des Strömungsfeldes anhand einer Referenzgeometrie als auch Auswirkungen unterschiedlicher Lippengeometrien auf die Strömungsablösung und die Kühlwirkung.

2. NUMERISCHE SIMULATION

Die numerischen Berechnungen dieser Arbeit wurden mit dem CFD-Programm FLUENT 6.1, bzw. 6.2 durchgeführt. Die verwendeten Gitter wurden mit dem von FLUENT bereitgestellten Gittergenerator GAMBIT 1.3 erzeugt. Die Simulationsberechnungen erfolgten auf dem IBM RS/6000 SP Parallelrechner des Rechenzentrums der Universität Karlsruhe. Es wurden vorwiegend sechs Prozessoren parallel verwendet, womit sich eine Gesamtrechnenzeit pro Simulation von etwa 200 Stunden ergab.

2.1. Geometrie, Gitter und Randbedingungen

Als geometrisches Vorbild für die Simulation dient das generische Modell einer Turbinenschaufel-Hinterkante aus einem experimentellen Versuchsaufbau. Die geometrisch ähnlichen Abmessungen entsprechen einer Vergrößerung realistischer Schaufelabmessungen um den Faktor 10. Da die Wirbelablösung an der Ausblaselippe im Mittelpunkt der Untersuchungen steht, wird bei den hier betrachteten Geometrien auf in der Praxis verbreitete interne Verrippungen und Stege verzichtet. Dies bedeutet eine wesentliche Vereinfachung der Gittergenerierung und kann als Annäherung an Ausblasekonfigurationen verstanden werden, bei denen der laterale Abstand der internen Turbulatoren so groß ist, dass ihr Einfluss auf die Ausmischung des Kühlfilms in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Bei den betrachteten Ausblasegeometrien handelt es sich um rein zweidimensionale Spaltausblasungen. BILD 2 zeigt den Grundaufbau und die Bemaßung des betrachteten Strömungsfeldes. Die dargestellte Geometrie (G1) dient als Referenzgeometrie für die Untersuchungen des Strömungsfeldes und als Ausgangskonfiguration für die nachfolgend betrachteten Lippenkonfigurationen.

Die Kühlluft gelangt durch den Kühlluft-Einlass im unteren linken Gitterbereich in das Strömungsfeld, wird zunächst beschleunigt und an der Ausblasestelle tangential auf die Hinterkante ausgeblasen. Die Lauflänge zwischen dem Einlass von Heißgas, bzw. Kühlluft und Ausblasestelle ist so groß gewählt, dass sich an der Ausblasestelle eine turbulente Grenzschichtdicke von etwa einer Spalthöhe im Heißgas einstellt. Die Höhe des betrachteten Strömungsfeldes (E) entspricht dem experimentellen Versuchsaufbau.

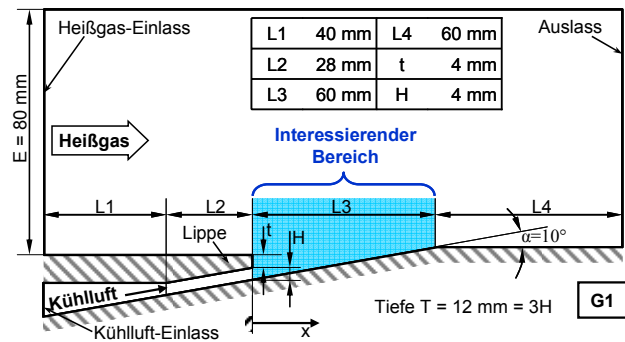


BILD 2. Betrachtete Referenz-Geometrie (G1)

Das Rechengitter besteht aus 911.000 Hexaedern. Für die Anwendung des DES-Modells nach Spalart [12] ist das Gitter im Nachlaufgebiet der Ausblaselippe für die Auflösung der Ablösewirbel und in Wandnähe zur Auflösung der Grenzschicht verfeinert. Die mittlere Kantenlänge der Zellen im Nahbereich stromab der Ausblaselippe entspricht etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Spaltweiten (H); die wandnächsten Zellen lösen die Grenzschicht im Mittel mit $y^+ \approx 0,5$ auf. Die Verfeinerung des Rechengitters und die Konfiguration der Randbedingungen sind in BILD 3 dargestellt.

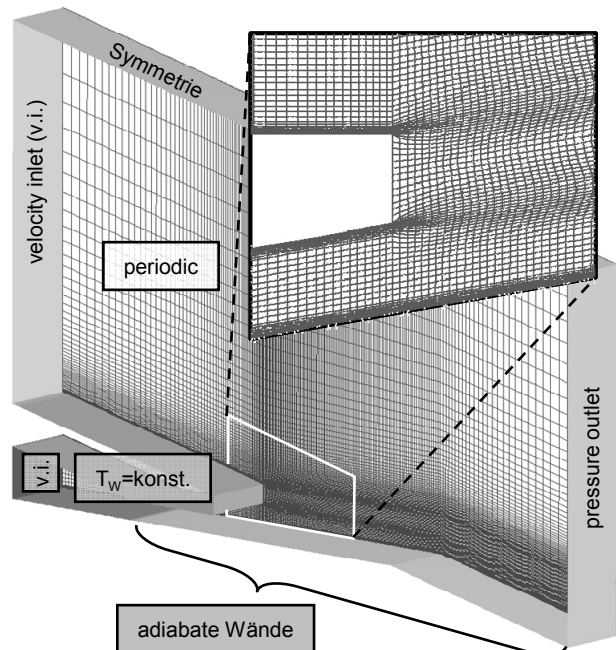


BILD 3. Aufbau des Rechengitters mit gewählten Randbedingungen

Die Heißgasströmung gelangt mit 500 K und 56 m/s ($Ma = 0,125$) in das Rechengitter. Um realistische Freistrombedingungen nachzubilden wurde ein turbulentes Längenmaß von 0,01 m bei einer Turbulenzintensität von 7% gewählt. Das Referenzdruckniveau des Rechengbietes liegt bei 105.000 Pa.

Die Eintrittsbedingungen der Kühlluft wurden so festgelegt, dass sich an der Ausblasestelle eine Ausblaserate von $M = 0,8$ ergibt, die wie folgt definiert ist:

$$(1) \quad M = \frac{\overline{\rho_c \cdot u_c}}{\rho_{hg} \cdot u_{hg}}$$

Sie stellt das Massenstromdichteverhältnis von Kühlluft und Heißgas dar. Bei der eingestellten Ausblaserate weisen die Filmkühleffektivitäten nach Martini et al. [8] ein lokales Minimum auf, was auf eine besonders intensive Filmausmischung durch instationäre Wirbelablösung zurückgeführt wurde. Aus diesen Vorgaben ergibt sich für die Eintrittsbedingungen der Kühlluft eine Temperatur von 292 K bei einer Eintrittsgeschwindigkeit von 9,32 m/s. Die Turbulenzintensität beträgt 5% und das turbulente Längenmaß ist 0,0015 m.

Die Wände der Ausblaselippe und der erste Wandabschnitt (L1) an der Unterseite des Kühlluftkanals haben eine konstante Temperatur von 400 K. Die untere Gitterbegrenzung und damit auch die Wand stromab der Ausblaselippe sind adiabatisch. Die lateralen Begrenzungen werden durch periodische Bedingungen dargestellt, und auf der Oberseite wird das Strömungsfeld durch eine reibungsfreie adiabatische Wand (Symmetrie) begrenzt.

2.2. Berechnungsparameter

Für die Simulation wurde zunächst eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt um den erforderlichen Rechenaufwand bei einer geforderten Genauigkeit der Ergebnisse bestimmen zu können. Gleichzeitig konnten Erfahrungen im Umgang mit dem neuen DES-Modell gewonnen werden.

Es wurde mit dem entkoppelten impliziten Lösungsverfahren gerechnet. Für die Druckkorrektur wurde der „SIMPLEC“-Algorithmus verwendet, und für den konvektiven Transport wurden „Second Order Upwind“ Schemata, bzw. Zentralkorrekturenverfahren eingesetzt.

Die zeitliche Diskretisierung erfolgte implizit in zweiter Ordnung. Die Zeitschrittweite wurde unter Vorgabe einer Courant-Zahl von $CFL \approx 1$ im interessierenden Bereich mit $\Delta t = 7,5 \cdot 10^{-6}$ festgelegt, was einer zeitlichen Auflösung von etwa 50 Zeitschritten pro Ablösezyklus entspricht. Eine Anzahl von acht internen Iterationen pro Zeitschritt wurde für eine konvergente Lösung als ausreichend erachtet. Jede Simulation erforderte etwa 1500 Zeitschritte zur Bildung einer ausgebildeten Strömung mit periodischer Wirbelablösung. Zur Erfassung zeitlich gemittelter Größen, wie beispielsweise der adiabatischen Wandtemperaturen, wurden weitere 3000 Zeitschritte (\approx ca. 50 Ablösezyklen) gerechnet.

2.3. Detached-Eddy Simulation

Eine Möglichkeit der Modellierung turbulenter Strömungen bieten so genannte RaNS-Verfahren („Reynolds-averaged-Navier-Stokes“). Ihnen liegen die Vereinfachung der Navier-Stokes Gleichungen mit Hilfe der Reynolds-Mittelung in Verbindung mit der Boussinesq-Annahme zugrunde [13]. Turbulente Fluktuationen werden dabei nicht aufgelöst, sondern ihre Wirkung mit Hilfe der turbulenten Viskosität μ_t nachgebildet. Dabei handelt es sich um eine skalare Größe, was dazu führt, dass die modellierte Turbulenz grundsätzlich isotrop ist. Damit ist es möglich, Strömungsprobleme, wie beispielsweise Wärmeübergänge in anliegenden Grenzschichten mit relativ geringer zeitlicher und räumlicher Auflösung und damit geringem Rechenaufwand hinreichend genau nachzubilden.

Martini et al. [11] und Holloway et al. [9,10] zeigten, dass die RaNS-Modellierung für das vorliegende Problem nicht geeignet ist. Durch die periodische Ablösung an der Ausblaselippe wird eine hohe turbulente Viskosität berechnet, die eine dämpfende Wirkung auf die Ablösewirbel hat. Die Ausmischung wird dabei so stark abgeschwächt, dass die Wandtemperaturen stromab der Filmausblasung gegenüber experimentell ermittelten Werten unverhältnismäßig hoch berechnet werden.

Eine Alternative zur Reynolds-Mittelung ist die so genannte Large-Eddy-Simulation (LES). Das Prinzip besteht darin, größerskalige Turbulenzwirbel zu berechnen und nur kleinere Wirbel, die aufgrund der Zellgröße nicht aufgelöst werden können, mit Hilfe von turbulenter Viskosität zu modellieren. Auf diese Weise können auch anisotrope Turbulenzfluktuationen oder kohärente Wirbelstrukturen, die nicht der Turbulenz zuzuordnen sind, aufgelöst werden. Der Hauptnachteil reiner LES liegt jedoch in den hohen erforderlichen Rechnerkapazitäten aufgrund hoher erforderlicher räumlicher und damit auch zeitlicher Auflösung. Einen erheblichen Anteil daran hat die Simulation wandnaher Strömungen, da zur Berechnung von Wandgrenzschichten eine hohe Gitterfeinheit mit einer möglichst isotropen Gitterstruktur erforderlich ist.

Bei der Detached-Eddy Simulation handelt es sich um ein hybrides Turbulenzmodell, das eine Kombination aus RaNS und LES darstellt. Das in dieser Arbeit verwendete DES-Modell basiert auf einer modifizierten Version des Ein-Gleichungsmodells nach Spalart et al. [14], dem Spalart-Allmaras Modell (S-A). Das Modell enthält eine zusätzliche Transportgleichung zur Berechnung der modifizierten turbulenten Viskosität $\tilde{\nu}$. Produktions- und Destruktionsterme dieser Transportgleichung werden in Abhängigkeit der Größe \tilde{d} mit

$$(2) \quad \tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta)$$

berechnet, wobei d der Abstand von der nächsten Wand ist. C_{DES} ist eine empirisch ermittelte Konstante ($C_{DES} = 0,65$), und Δ ist mit

$$(3) \quad \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$$

ein Maß für die lokale Zellgröße. Im Fall $d < C_{DES}\Delta$, d.h. in unmittelbarer Wandnähe werden Produktions- und Destruktionsterme in Abhängigkeit des Wandabstandes d gebildet, was der Verwendung des reinen S-A Modells, also eines Ein-Gleichungs-RaNS Modells entspricht. Das Gitter kann daher im Bereich der Wandgrenzschicht deutlich gröber aufgelöst sein, als bei einer reinen LES-Rechnung und trotzdem zuverlässige Berechnungen der wandnahen Turbulenzeffekte ermöglichen.

Im Fall $d > C_{DES}\Delta$, also im Bereich der Freistromung oder hier im Nachlaufbereich der Ausblaselippe, fließt die lokale Zellgröße nach Gleichung (3) in die Berechnung der Produktions- und Destruktionsterme ein. Die Berechnung der turbulenten Viskosität vereinfacht sich dadurch zu einem LES-konformen Subgrid-Modell, ähnlich dem Smagorinsky-Modell [15].

Das Rechengitter wird demnach in einen RaNS- und einen LES-Bereich aufgeteilt, wodurch der Rechenaufwand gegenüber einer reinen LES deutlich reduziert werden kann. Bei Gleichung (3) handelt es sich um eine rein

geometrische Abfrage, die von der lokalen Gitterfeinheit abhängt. In BILD 4 sind beide Bereiche am Beispiel der hier untersuchten Geometrie grafisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der RaNS-Bereich (im Bild schwarz dargestellt) im Bereich feineren Gitters schmäler ist als in Bereichen gröberen Gitters, d.h. dort liegt die Grenze zwischen RaNS und LES näher an der Wand.

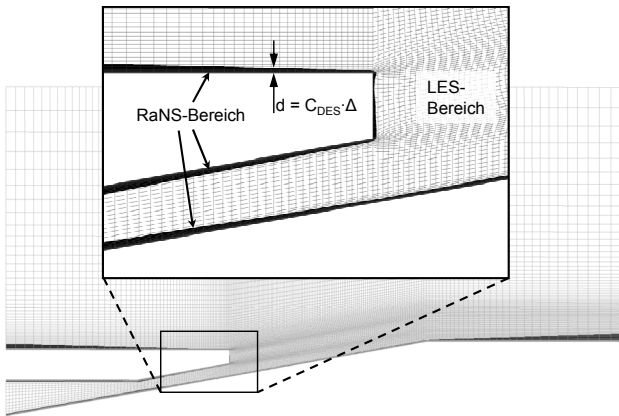


BILD 4. Grafische Darstellung von RaNS- und LES-Bereichen

Welchen Einfluss die Wahl des Turbulenzmodells auf das Strömungsfeld und damit auf die Ausmischung des Kühlfilms haben kann, soll in BILD 5 verdeutlicht werden. Dargestellt sind die mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen berechneten Temperaturverteilungen stromab der Ausblaselippe als Momentaufnahme. Die Skala rechts stellt die Temperaturen sowohl in °Kelvin, als auch in der dimensionslosen Temperatur θ dar, mit

$$(4) \quad \theta = \frac{T_{hg} - T}{T_{hg} - T_c}$$

T_{hg} ist die Temperatur der heißesten Freistromung, T_c die Kühllufttemperatur an der Ausblasestelle.

Es wurde jeweils eine stationäre und eine instationäre Rechnung mit dem SST k- ω Modell durchgeführt und diese einer Simulation mit dem DES-Modell gegenübergestellt. SST steht für „Shear Stress Transport“ (Schubspannungs-Transport) und bezieht sich auf Leistungsverbesserungen gegenüber dem Standard k- ω mit Hilfe einer modifizierten Definition der turbulenten Viskosität [15].

Aus dem Vergleich der stationären und instationären Rechnungen wird ersichtlich, dass die instationäre Wirbelablösung großen Einfluss auf die Wandtemperaturen stromab der Ausblasung hat. In dem Konturbild der instationären RaNS-Simulation (URaNS) ist ein regelmäßiges periodisches Wellenmuster stromab der Ablösekannte erkennbar. Dieses Wellenmuster wird in Strömungsrichtung breiter. Dadurch wird das Heißgas lokal näher an die Wand herangeführt, was erhöhte Wandtemperaturen gegenüber der stationären Simulation erwarten lässt. Erst bei der Rechnung mit dem DES-Modell sind chaotische, turbulente Strukturen zu erkennen. Auch hier ist eine übergeordnete kohärente Wellenstruktur zu sehen, die jedoch stark von zufälligen Fluktuationen überlagert wird. Das Wellenmuster bleibt nicht stabil erhalten. Die Vermischung von Heißgas und Kühlluft ist hier viel ausgeprägter als bei den RaNS-Berechnungen. Durch die Umwälzungen

der Wellenstrukturen wird lokal Heißgas direkt an die Wand befördert.

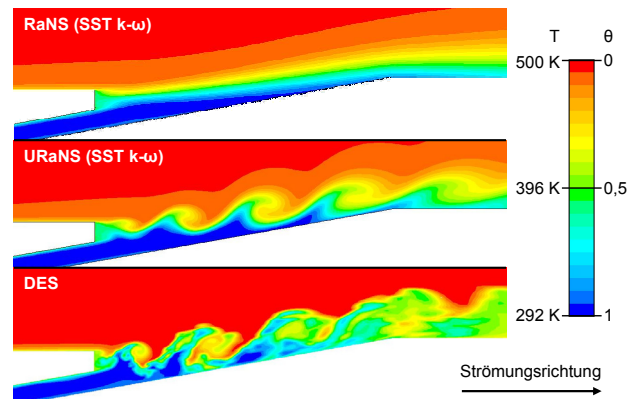


BILD 5. Temperaturverteilungen stromab der Ausblaselippe bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen

Die Auswirkungen auf die Wandtemperaturen stromab der Ausblasung sind in Form der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten in BILD 6 dargestellt. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{aw} ist analog zur dimensionslosen Temperatur θ als

$$(5) \quad \eta_{aw} = \frac{T_{hg} - T_{aw}}{T_{hg} - T_c}$$

definiert, wobei T_{aw} die lokale Wandtemperatur ist, die sich ohne Wandwärmestrom einstellt. Als Referenz ist im Diagramm zusätzlich zu den berechneten Ergebnissen ein experimentell ermittelter Verlauf von Taslim et al. [5] dargestellt.

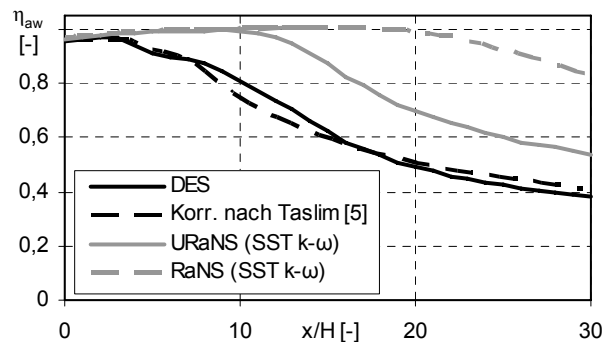


BILD 6. Verlauf der berechneten Filmkühleffektivitäten für verschiedene Turbulenzmodelle

Es ist zu erkennen, dass durch die Berechnungen der beiden RaNS-Modelle deutlich höhere Filmkühleffektivitäten ermittelt werden, als die experimentellen Ergebnisse von Taslim zeigen. Die Ergebnisse der stationären Rechnung liegen dabei noch deutlich über dem Werten der URaNS-Rechnung, was für die stark ausgeprägte Instationarität der Strömung im realen Fall spricht. Der Verlauf der vom DES-Modell berechneten Filmkühleffektivitäten zeigt gegenüber den anderen Modellen eine hervorragende Übereinstimmung mit der Korrelation bei deutlich geringeren Filmkühleffektivitäten, was für eine deutlich verstärkte Ausmischung des Kühlfilms spricht, die mit RaNS-Modellen so nicht widergege-

ben werden kann.

Das DES-Modell ist demnach in der Lage, durch die Auflösung turbulenter Fluktuationen eine ausgeprägte instationäre Strömungsablösung vorherzusagen. Diese bildet eine Wirbelstraße, die durch turbulente Fluktuationen die Ausmischung des Kühlfilms verstärkt. Da in den Berechnungen mit den RANS-Modellen durch eine viel höhere turbulente Viskosität die Bildung dieser Wirbel und des Wellenmusters unterdrückt wird, werden auch die Ausmischungseffekte abgeschwächt.

3. ERGEBNISSE

Die Ergebnisse lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Zum einen werden die Wirbelstrukturen, die sich bei der Ausmischung von Heißgas und Kühlluft stromab der Ausblaselippe bilden, anhand der Referenzgeometrie näher untersucht und visuell aufbereitet. Zum anderen werden die Ergebnisse unterschiedlicher Ausblasekonfigurationen gegenübergestellt, um die geometrischen Einflüsse auf die Wirbelablösung zu beleuchten.

3.1. Wirbelstrukturen

In BILD 7 ist die Ausmischung des Kühlfilms und damit die Wirkung des instationären Wirbelsystems anhand einer isothermen Fläche von 400 K visualisiert. Dabei ist zu erkennen, wie die vorherrschende zweidimensionale Wellenstruktur stromab der Ausblaselippe mit zunehmendem Abstand von der Ausblasestelle von dreidimensionalen Strukturen überlagert wird. Zur genaueren Betrachtung der Ausmischung wird zunächst der zweidimensionale Aufbau des Wirbelsystems betrachtet. Anschließend werden die dreidimensionalen Strukturen, die für die lateral ungleichmäßige Vermischung der Strömung verantwortlich sind, diskutiert.

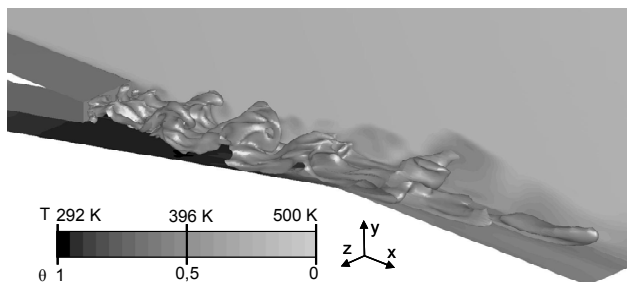


BILD 7. Temperaturverteilung stromab der Ausblase mit 400K-Isotherme

3.1.1. Laterale Wirbelstruktur

Der Aufbau der dominierenden zweidimensionalen kohärenten Wirbelstruktur soll hier anhand von Momentaufnahmen verschiedener Strömungsgrößen in einer Ebene parallel zur Strömungsrichtung analysiert werden.

BILD 8 zeigt die Verteilung der statischen Temperatur im Strömungsfeld. Die Verteilung des statischen Drucks ist in diesem Bild in Form von Isobaren in Abständen von jeweils 60 Pa eingezeichnet. Die Bereiche niedrigen Drucks, die auf die Lage von Wirbelkernen hindeuten, sind an den kreisförmig angeordneten und eng beieinander liegenden Isobaren zu erkennen. Sie werden von den im

Temperaturprofil gebildeten Wellenmustern „umschlossen“. Daraus ist ersichtlich, dass bei den Wirbeln eine Rotation im Uhrzeigersinn vorliegt. Hierdurch gelangt Kühlluft aus dem Kühlfilm nach oben und Heißgas aus der Freiströmung nach unten an die Wand, woraus die charakteristische „Wellenform“ der Strömung entsteht.

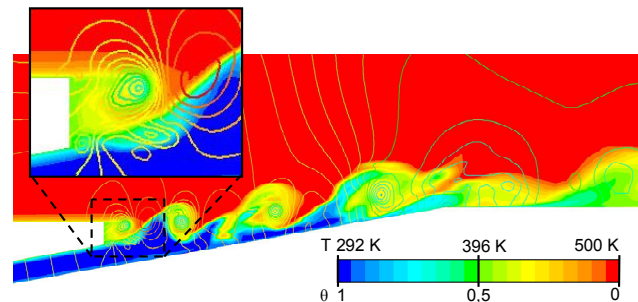


BILD 8. Temperaturkonturen mit überlagerten Isobaren

Im Nahbereich stromab der Ausblaselippe (siehe Vergrößerung in BILD 8) ist zu erkennen, wie ein Wirbel von der oberen Kante ablöst, um sich, im Uhrzeigersinn drehend in der Hauptströmungsrichtung fortzubewegen.

Es ist anzunehmen, dass bei der Wirbelablösung von der Unterkante der Ausblaselippe Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn, also entgegen dem Uhrzeigersinn entstehen. Die Betrachtung des Temperaturfeldes lässt jedoch den Schluss zu, dass großskalige Wirbelströmungen entgegen dem Uhrzeigersinn bereits kurz nach deren Bildung an der Unterkante abgeschwächt und aufgelöst werden.

Dies wird auch bei der Betrachtung der Wirbelstärke in BILD 9 deutlich. Dargestellt ist die Verteilung der z-Komponente des Wirbelvektors (engl.: z-Vorticity [15]) für das oben betrachtete Strömungsfeld. Der negative Bereich steht dabei für die Rotation im Uhrzeigersinn, der positive Bereich für eine Rotation entgegen dem Uhrzeigersinn.

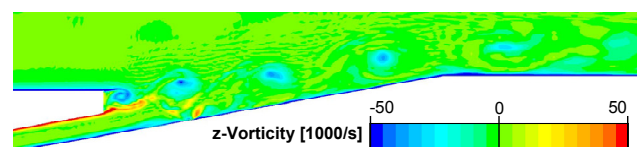


BILD 9. Konturen der Wirbelstärke in z-Richtung

Wie bei der Druckverteilung weisen auch hier Gebiete betragsmäßig hoher Wirbelstärke auf die Zentren von Wirbeln hin, die sich stromab der Ausblaselippe bilden und mit der Strömung entlang der Wand transportiert werden. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die Wirbel, die sich bis zum Ende des Strömungsfeldes bewegen, eine negative z-Vorticity, also eine Rotation im Uhrzeigersinn aufweisen und an der Oberkante der Ausblaselippe durch eine instationäre Strömungsablösung erzeugt werden. Die schwächer ausgeprägten Wirbel entgegen dem Uhrzeigersinn entstehen an der Unterkante der Ausblaselippe und sind nur bis etwa zur vierfachen Spalthöhe stromab der Ausblaselippe erkennbar, bis sie durch die turbulente Strömung aufgelöst werden. Die schwächere Ausprägung dieser Wirbel wird durch die vorgegebene Ausblaserate verursacht.

An der Unterkante der Ausblaselippe herrschen geringere

Strömungsgeschwindigkeiten als an der Oberkante. Die Wirbel können sich dort nicht so stark ausprägen. Bei der Verteilung der Wirbel liegt die Vermutung nahe, dass die schwächeren unteren Wirbel von den oberen Wirbeln „überholt“ werden und dabei durch deren entgegengesetzte Rotationsbewegung aufgelöst werden. Es ist daher zu erwarten, dass bei anderen Ausblaseraten auch veränderte Wirbelausprägungen entstehen, die ein verändertes „Wellenbild“ in den Temperaturkonturen zur Folge haben [16].

3.1.2. Sekundäre Wirbelstrukturen

Numerische Simulationen von Medic und Durbin [16] zeigen am Beispiel einer Hinterkantenausblaspung, dass die instationären Ablösewirbel von sekundären Strömungseffekten überlagert werden. Dabei wird vermutet, dass diese für die Ausmischung und die starke Abnahme der Filmkühleffektivität stromab mitverantwortlich sind. Die in dieser Studie verwendete Geometrie weist in Strömungsrichtung verlaufende Stege auf, so dass der Kühlfilm in lateraler Richtung unterbrochen wird. Ein Einfluss auf die Bildung von Sekundärwirbelssystemen ist deshalb nicht auszuschließen.

Im Folgenden wird die Bildung von dreidimensionalen Sekundärwirbelsystemen bei der ebenen Spaltausblaspung für die Referenzkonfiguration G1 betrachtet. Die im vorigen Abschnitt erläuterte Wirbelstruktur erstreckt sich über die gesamte Breite des Strömungsfeldes und bildet charakteristische „Wirbelröhren“ (engl.: Vortex Tubes). Um die dreidimensionalen Wirbelssysteme und ihre Auswirkung auf die Ausmischung des Kühlfilms sichtbar zu machen, werden in BILD 10 die Temperaturverteilungen und die Verteilung der x-Vorticity, also der Komponente des Wirbelvektors in x-Richtung, in einigen Ebenen quer zur Strömungsrichtung in einer Momentaufnahme dargestellt.

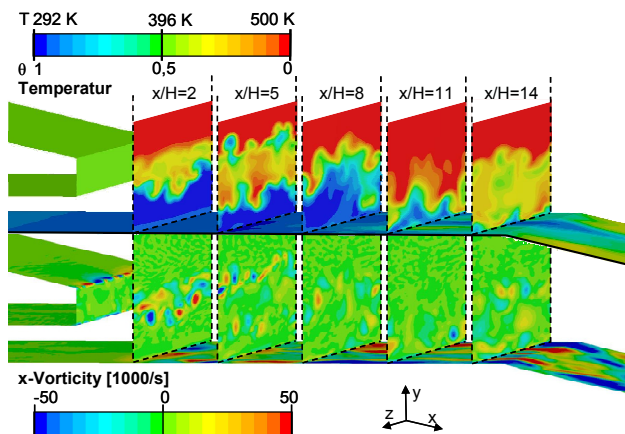


BILD 10. Laterale Verteilung der Temperaturen und der x-Vorticity

Die Temperaturverteilungen zeigen, dass die Vermischung zwischen Kühlluft und Heißgas auch in lateraler Richtung stark ausgeprägt ist. Die Konturen der x-Vorticity zeigen in den Grenzbereichen zwischen Kühlluft und Heißgas ausgeprägte Wirbelstrukturen mit unterschiedlichem Drehsinn. Diese so genannten Longitudinalwirbel oder Wirbelzöpfe wurden bereits von Leweke und Williamson [17] sowie Mills et al. [18] in Zusammenhang mit Zylinderumströmungen, bzw. Strömungsablösung hinter stumpfen

Körpern experimentell untersucht und beschrieben. Barreras [19] macht sie mit Hilfe von Acetondampf im Experiment sichtbar. An der Oberkante der Ausblaselippe im Bild ist zu erkennen, dass diese Wirbel bereits bei der Ablösung der Strömung entstehen, wobei sich die Drehrichtung der entstehenden Wirbel in lateraler Richtung jeweils abwechselt. Dieses Muster ist durch lokale Instabilitäten zu erklären, die durch die instationäre Umlenkung der Strömung hinter der Ausblaselippe hervorgerufen werden. Die dadurch entstehenden Sekundärwirbel beeinflussen und überlagern sich bereits kurz hinter der Ausblaselippe gegenseitig. Hinzu kommt die Überlagerung mit der übergeordneten kohärenten Wirbelstruktur in Strömungsrichtung. In der Ebene bei $x/H = 2$ ist zu erkennen, wie die Rotation der Strömung in Bereichen hoher betragsmäßiger x-Vorticity den Transport und die Vermischung zwischen Heißgas und Kühlluft vorantreibt und so für die lateralen Ungleichmäßigkeiten sorgt. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass diese Wirbel die Ausmischung des Kühlfilms erheblich beeinflussen. Aufgrund turbulenten Wirbelzerfalls wird die Ausprägung der Wirbel in Strömungsrichtung immer weiter abgeschwächt. In BILD 10 ist die Regelmäßigkeit dieser Longitudinalwirbel bereits ab etwa $x/H = 8$ einer scheinbar chaotischen Vermischung gewichen.

Eine weitere Möglichkeit, die dreidimensionalen Wirbelstrukturen grafisch zu verdeutlichen, ist die Darstellung mit Hilfe des so genannten Q-Kriteriums [20]. Die dabei verwendete Feldvariable Q kann gemäß

$$(6) \quad Q = |\Omega|^2 - |S|^2 \left[\frac{1}{s^2} \right]$$

berechnet werden, wobei $|\Omega|$ der Betrag der Rotation (oder die Wirbelstärke) ist und $|S|$ der Betrag der Schergeschwindigkeit. Dabei gilt für Wirbelströmungen definitionsgemäß $Q > 0$. Die Größe Q wird demnach in solchen Bereichen klein, wo geringe Rotation und eine hohe Schergeschwindigkeit vorliegt, also beispielsweise in parallelen Scherschichten wie der Wandgrenzschicht.

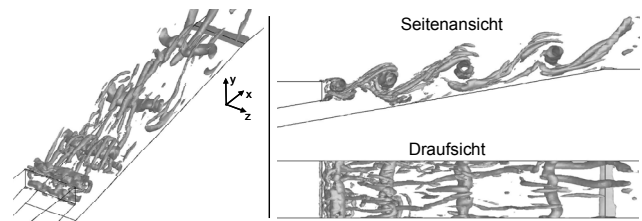


BILD 11. Räumliche Visualisierung der Wirbelstrukturen

Die in BILD 11 dargestellten Flächen werden durch konstantes Q ($Q = 3 \cdot 10^8 \text{ 1/s}^2$) gebildet. Zu erkennen sind hier sowohl die Longitudinalwirbel als auch die „Vortex-Tubes“. Die Überlagerung beider Wirbelsysteme ist klar erkennbar, wobei die Longitudinalwirbel die röhrenförmigen Wirbel „umschließen“.

Die hier durchgeführten Berechnungen führen zu dem Schluss, dass bei der ebenen Spaltausblaspung eine intensive Bildung von Sekundärwirbeln vorliegt. Diese tragen, in Überlagerung mit der zweidimensional ausgeprägten Wirbelstraßeninstabilität, erheblich zur Ausmischung des Kühlfilms bei.

3.2. Vergleich unterschiedlicher Ausblasegeometrien

In Anlehnung an die in BILD 2 beschriebene Grundkonfiguration wurden vier weitere Geometrien erzeugt. In BILD 12 sind die geometrischen Abmessungen der unterschiedlichen Ausblasekonfigurationen beschrieben. Bei der Konfiguration G2 wurde die Dicke der Ausblaselippe gegenüber der Ausgangskonfiguration (G1) halbiert. Kacker und Whitelaw [21] untersuchten den Einfluss unterschiedlicher Lippendicken auf die Filmkühleffektivität experimentell. Dabei hat sich gezeigt, dass mit abnehmender Lippendicke höhere Filmkühleffektivitäten erreicht werden. Die Untersuchungen beschränken sich dabei jedoch auf Betrachtungen stromab von etwa $x/H = 12$. Bei einer weiteren Modifikation wurde die Unterseite der Ausblaselippe abgerundet (G3). Im Gegensatz zu G1 wird dabei die Strömungsablösung an der Unterseite der Lippe nicht mehr durch die Geometrie definiert. Auch ist dadurch eine veränderte Strömungsführung und Bildung des Kühlfilms vorstellbar.

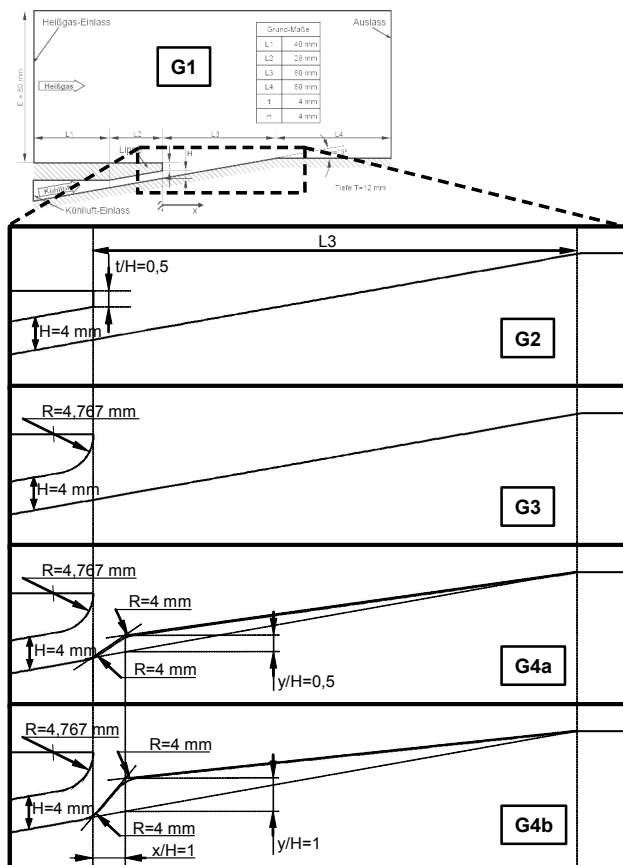


BILD 12. Untersuchte geometrische Konfigurationen

In Anlehnung an G3 wurde für G4a und G4b die Kontur der kühlflutseitigen Wand an der Ausblasestelle verändert. Hintergrund dieser Anpassungen ist die Untersuchung von Effekten der gezielten Strömungsumlenkung im Kühlfilm auf die Ablösung an der Ausblaselippe. Eine weitere Motivation für diese Geometrien waren Untersuchungen von Bittlinger und Wittig [22] zur Spaltausblasung, wobei stromab der Ausblasung die Bildung von Ablöseblasen festgestellt wurde. Der konvergente Wandverlauf soll den positiven Druckgradienten an der Wand verringern und damit der Entstehung der lokalen Ablöseblase im Nahbe-

reich der Ausblaselippe entgegenwirken.

3.2.1. Instationäre Wirbelablösung an der Ausblaselippe

Die instationäre Strömungsablösung hinter stumpfen Körpern zeichnet sich durch eine von Fluid, Körpergeometrie und Strömungsgeschwindigkeiten abhängige Periodizität aus. Im hier betrachteten Fall der ebenen Spaltausblasung zeigt sich dies durch die zeitlich regelmäßige Bildung der übergeordneten lateralen Wirbel. In diesem Abschnitt wird diese Periodizität anhand lokal und zeitlich erfasster Strömungsgrößen untersucht.

Zur Untersuchung der Periodizität wurde der instationäre Verlauf der Strömungsgeschwindigkeiten in einem festen Punkt im Gitter für jeden Zeitschritt aufgezeichnet. Dieser „Messpunkt“ wurde dabei auf eine Position im jeweiligen Gitter gelegt, wo intensive Schwankungen der Strömungsgrößen aufgrund der instationären Ablösung erwartet wurden. Die Position wurde in jeder Geometrie mit einem horizontalen Abstand von $x/H = 4$ von der Kante der Ausblaselippe und einem vertikalen Wandabstand von $y/H = 1,5$, bzw. $y/H = 1,25$ für G2 festgelegt (vgl. BILD 13). In lateraler Richtung wurde der Punkt jeweils in der Mitte des Gitters, also bei $z/H = 1,5$ positioniert. Aufgezeichnet und ausgewertet wurden die Geschwindigkeitskomponenten der drei Raumrichtungen über den Zeitraum der gesamten statistischen Erfassung der Berechnung, d.h. über jeweils 3000 Zeitschritte. Hierbei hat sich gezeigt, dass die Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung die deutlichste periodische Ausprägung aufweist, was auf den Durchlauf der lateralen Primärwirbel zurückzuführen ist.

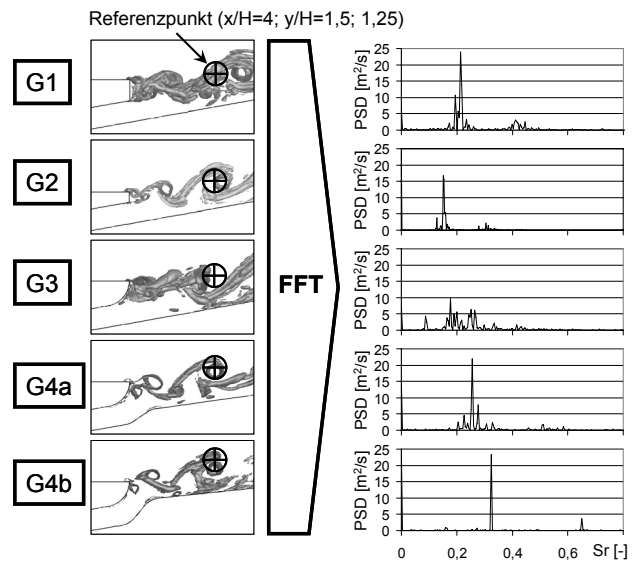


BILD 13. Spektralanalyse der Geschwindigkeitsverläufe in y-Richtung

Um Aussagen über die verschiedenen auftretenden Schwingungsfrequenzen und damit über die vorherrschenden Ablösefrequenzen machen zu können, wurden die aufgezeichneten Geschwindigkeitsverläufe mit Hilfe der schnellen Fourier-Transformation (FFT) abgebildet. Hierfür wurde ein in FLUENT enthaltener FFT-Algorithmus verwendet. Die berechneten Ergebnisse sind ebenfalls BILD 13 zu entnehmen. Hier sind zur Veranschaulichung

die unterschiedlichen Geometrieconturen und die darin berechneten Wirbelstrukturen stromab der Ausblaselippe anhand des Q-Kriteriums ($Q = 2 \cdot 10^8$) dargestellt. Die berechneten Werte der Spektralanalyse sind als „Power Spectral Density“ (PSD) über der Strouhal-Zahl aufgetragen.

Die Strouhal-Zahl (Sr) als dimensionslose Kenngröße zur Charakterisierung periodischer Wirbelablösung ist folgendermaßen definiert:

$$(7) \quad Sr = \frac{f \cdot L_{Char}}{u} = \frac{f \cdot t}{\frac{1}{2}(u_{hg} + u_c)}$$

Für die Berechnung der Strouhal-Zahlen wird als charakteristische Länge L_{Char} die Lippendicke t verwendet. Diese beträgt bei $G2$ $t/H = 0,5$. Für alle übrigen Geometrien wird sie mit $t/H = 1$ festgelegt, um die Beeinflussung der Ablösefrequenz durch die Lippengeometrien besser erfassen zu können. Für die charakteristische Geschwindigkeit zur Berechnung der Strouhal-Zahl wurde das arithmetische Mittel aus Kühlluft- und Heißgasgeschwindigkeit der Referenzgeometrie $G1$ am Austritt zu $u = 43$ m/s berechnet und für jede Konfiguration verwendet.

Die Berechnung für die Referenzgeometrie $G1$ zeigt eine ausgeprägte Schwankungsfrequenz in y-Richtung bei einer Strouhal-Zahl von $Sr = 0,21$. Bei etwa der doppelten Frequenz sind ebenfalls stärkere Ausprägungen erkennbar. Diese treten auch bei den anderen Simulationen auf und können als Oberschwingung der herausragenden Spitzen betrachtet werden.

Der Vergleich mit der schmalen Ausblaselippe $G2$ zeigt eine geringere Strouhal-Zahl von $Sr = 0,15$. Auch hier ist bei der doppelten Strouhal-Zahl wieder die entsprechende Oberschwingung erkennbar. Da zur Bildung der Strouhal-Zahl in der Regel die Verdrängungsdicke mitberücksichtigt werden müsste und nicht nur die Lippendicke, bewirkt die Halbierung der Lippendicke nur in erster Näherung eine Verdopplung der Schwankungsfrequenz. Tatsächlich ist die Frequenz etwas niedriger als ursprünglich erwartet, was sich bei der oben beschriebenen Definition auch durch eine kleinere Strouhal-Zahl ausdrückt. Auch die berechnete PSD erreicht hier nur Werte bis etwa $17 \text{ m}^2/\text{s}$, was für eine geringere Ausprägung der Wirbel spricht.

Die ausgerundete Ausblaselippe der Konfiguration $G3$ führt zu einem breiteren Frequenzband mit geringeren Intensitäten als die anderen Geometrien. Es werden Strouhal-Zahlen zwischen $0,16 < Sr < 0,27$ berechnet, wobei in diesem Gebiet bei etwa $Sr = 0,18$ ein globales Maximum erkennbar ist. Dieses ist jedoch verhältnismäßig schwach ausgeprägt, so dass man nicht von einer klar ausgeprägten Ablösefrequenz sprechen kann.

Bei den veränderten Wandkonturen der Geometrien $G4$ ist dagegen wieder ein relativ stark ausgeprägtes Frequenzbild zu sehen. Die vorherrschenden Frequenzen liegen bei $Sr = 0,26$ für $G4a$ und bei $Sr = 0,33$ für $G4b$. Die Zunahme der Strouhal-Zahl gegenüber der einfachen Ausrundung ($G3$) oder auch der Ausgangskonfiguration ($G1$), die für eine deutliche Zunahme der Ablösefrequenz an der Ausblaselippe spricht, lässt sich durch ein verändertes Ablöseverhalten erklären. Die konturierte kühlluftseitige Wand bei den Geometrien $G4$ bewirkt eine geänderte

Strömungsführung entlang der abgerundeten Ausblaselippe, so dass der Kühlluftstrom erst später und näher an der Hinterkante der Lippe ablöst. Effektiv wird dadurch die Ablösung an einer „schmalere“ Lippe bewirkt, was wiederum eine höhere Ablösefrequenz zur Folge hat.

Insgesamt ist zu erkennen, dass die Schwankungen in y-Richtung gegenüber den anderen Raumrichtungen am deutlichsten auf kohärente Strukturen in der Wirbelablösung hindeuten. Die Schwankungen sind hier am stärksten ausgeprägt und geben Aufschluss über die Strömungsablösung bei den unterschiedlichen Lippengeometrien. Durch eine Veränderung der Lippendicke, wie auch durch die Veränderung der Strömungsführung können Ablösefrequenzen und Ausprägung der Schwankungen beeinflusst werden.

3.2.2. Adiabate Filmkühleffektivitäten

Wie sich das Ausmischverhalten des Kühlfilms auf die Wandtemperaturen und damit auf die Filmkühleffektivitäten stromab der Filmausblasung auswirkt soll im Folgenden betrachtet werden. Ein wesentlicher Einflussfaktor für die Filmkühleffektivitäten ist der makroskopische Transport von Heißgas an die Wand, welcher hier hauptsächlich durch die Wirbelstrukturen vorangetrieben wird.

BILD 14 zeigt die Temperaturverteilungen der einzelnen Geometrien jeweils auf der Wand stromab der Ausblaselippe. Auf der linken Seite sind momentane Temperaturen dargestellt. Hier ist zu sehen, wie durch die stark dreidimensionale Ausprägung der Wirbelstrukturen lokal Heißgas auf die Wand aufgebracht wird. Dieses Verhalten ist jedoch stark instationär und die Temperaturen lateral sehr ungleichmäßig verteilt. Für die Materialbelastung sind die zeitlich gemittelten Wandtemperaturen relevant. Diese sind in der rechten Bilderreihe in BILD 14 für die jeweils gerechneten 3000 Zeitschritte dargestellt.

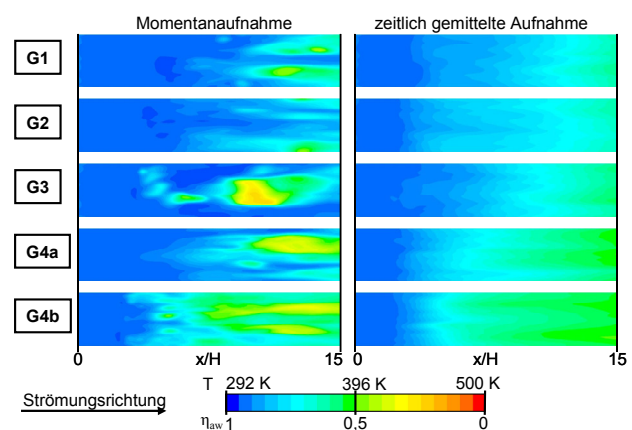


BILD 14. Adiabate Wandtemperaturen stromab der Ausblaselippe

Die Geometrien mit ausgerundeter Ausblaselippe zeigen hier höhere Wandtemperaturen im stromab gelegenen Wandbereich. Die hier auftretenden Temperaturen sind geringer und lateral deutlich ausgeglichener als in den Momentaufnahmen.

Zum besseren Vergleich der Temperaturverteilungen auf

der Wand stromab der Filmausblasung werden aus den in BILD 14 dargestellten Temperaturen adiabate Filmkühleffektivitäten berechnet, lateral gemittelt und in BILD 15 in einem Diagramm dargestellt. Die Filmkühleffektivitäten werden mit der Heißgastemperatur am Eintritt ($T_{hg} = 500 \text{ K}$) und einer gemittelten Kühllufttemperatur am Ausblasespalt berechnet. Die gemittelte Kühllufttemperatur wurde für jede Geometrie aus der bis zur Ausblasung über die Wände aufgenommenen mittleren Wärmemenge berechnet ($T_c = 299 \text{ K}$). Die Referenzgeometrie $G1$ zeigt die höchsten Filmkühleffektivitäten. Bei der schmalen Ausblaselippe ($G2$) werden zwischen $3 < x/H < 11$ um bis zu 7% niedrigere Filmkühleffektivitäten berechnet. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich die Heißgasströmung schon an der Ausblasesstelle näher an der Wand befindet und diese dadurch auch leichter erreicht. Nach $x/H = 12$ sind die Filmkühleffektivitäten in beiden Geometrien wieder nahezu identisch. Von Kacker und Whitelaw [21] wurden stromab von etwa $x/H = 15$ für schmalere Ausblaselippen experimentell höhere Filmkühleffektivitäten ermittelt. Auf den Nahbereich der Ausblaselippe wurde dabei jedoch noch nicht näher eingegangen.

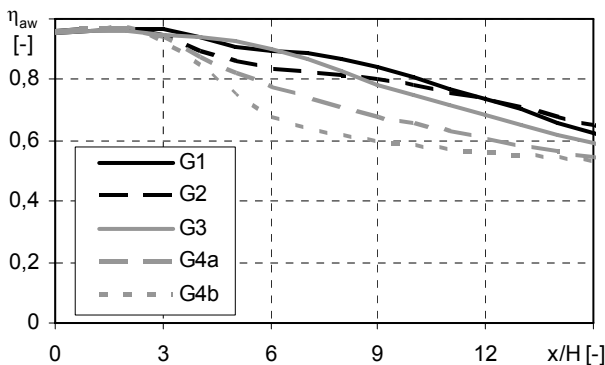


BILD 15. Lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivitäten

Die Konfiguration mit der abgerundeten Ausblaselippe ($G3$) weist bis etwa $x/H = 7$ Filmkühleffektivitäten auf, die sehr nahe am Referenzfall liegen. Stromab davon stellt sich eine um etwa 7% geringere Filmkühleffektivität ein. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Form des Kühlluftkanals an der Ausblasesstelle als Diffusor ausgebildet ist, und somit eine frühere Ablösung an der Wand und ein Auffächern des Kühlfilms auftritt und die Ausmischung verstärkt wird.

Die geringsten adiabaten Filmkühleffektivitäten wurden in den Geometrien $G4$ berechnet. Durch die Anhebung der Wandkontur kann einerseits das Ablöseverhalten dahingehend verändert werden, dass eine spätere Ablösung an der Ausblaselippe stattfindet, wodurch die Ablösefrequenz erhöht und die Schwankungen etwas reduziert werden. Andererseits wird dadurch die zu kühlende Wand deutlich näher an das Heißgas herangeführt. Die Ablösewirbel treffen dadurch eher auf die Wand und fördern Heißgas direkt dorthin. Dieser Effekt tritt bei der stärker ausgeprägten Wandkontur in $G4b$ noch deutlicher auf.

Insgesamt ergeben sich zwar durch die geometrische Modifikation der Ausblasegeometrien deutliche Unterschiede in der Wirbelbildung und den Strömungsfeldern,

die Eigenschaften des Kühlfilms konnten im Hinblick auf die Filmkühleffektivität dadurch jedoch nicht verbessert werden.

4. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Zum besseren Verständnis der instationären Ausmischvorgänge an filmgekühlten Oberflächen spielen numerische Simulationen eine immer größere Rolle. Beim vorliegenden Fall der ebenen Spaltausblasung ist die Ausmischung besonders durch ausgebildete kohärente Ablösewirbel geprägt. Diese Wirbelstrukturen numerisch nachzubilden kann zum Verständnis der maßgeblichen Vorgänge beitragen, wobei sich gezeigt hat, dass mit Hilfe des DES-Modells deutlich verbesserte Vorhersagen gemacht werden können, als mit herkömmlichen RANS-Verfahren.

Die Untersuchung des Strömungsfeldes anhand der Referenzgeometrie $G1$ hat gezeigt, dass die instationäre Wirbelablösung trotz des zweidimensionalen Ausblaseprofils einen stark dreidimensionalen, d.h. lateral ungleichmäßigen Charakter hat. Dabei können verschiedene Wirbelsysteme unterschieden werden: Zum einen wurden kohärente Wirbel mit lateraler Ausdehnung beobachtet. Diese Wirbel entstehen an der Oberseite der Ausblaselippe durch periodische Ablösung, ähnlich der Bildung einer von Kármánschen Wirbelstraße, und bewegen sich in Strömungsrichtung entlang der Wand. Zum anderen wurden die in Strömungsrichtung verlaufenden so genannten Longitudinalwirbel beobachtet. Diese sind hauptsächlich für den dreidimensionalen Charakter der Filmströmung verantwortlich und treten jeweils mehrfach zwischen den oben beschriebenen kohärenten Wirbeln auf, wobei sie abwechselnde Drehrichtungen aufweisen. Sie entstehen aus lokalen Instabilitäten durch die Wirkung der kohärenten Wirbel auf das Strömungsfeld. Auch diese Wirbel tragen wesentlich zur Ausmischung des Kühlfilms bei.

Zur Untersuchung geometrischer Einflüsse wurden die Berechnungen von fünf verschiedenen geometrischen Konfigurationen miteinander verglichen. Eine Reduzierung der Lippendicke um die Hälfte verursachte eine höherfrequente Ablösung. Die dabei entstehende Wirbelstraße und das Heißgas wurden in dieser Geometrie entsprechend näher an die Wand gebracht wodurch erhöhte Wandtemperaturen, d.h. schlechtere Filmkühleffektivitäten im mittleren Wandbereich verursacht wurden. In einer weiteren Modifikation wurde die Ausblaselippe der Ausgangsgeometrie an der Unterseite mit einem konstanten Radius abgerundet. Hierbei konnte ein unregelmäßigeres Ablöseverhalten beobachtet werden, welches sich weiter stromab negativ auf die Filmkühleffektivitäten auswirkte. Dieses Ablöseverhalten ist durch den geometrisch undefinierten Ablösepunkt an der Lippenunterseite erklärbar. In zwei weiteren Geometrien wurde zusätzlich zu der Abrundung der Lippenunterseite eine Anhebung der filmgekühlten Wandkontur vorgenommen. Diese war bei beiden Geometrien unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Ergebnisse zeigten gegenüber der Referenzrechnung deutlich erhöhte Ablösefrequenzen, was auf eine bessere Strömungsführung und damit spätere Ablösung entlang der abgerundeten Ausblaselippe zurückzuführen war. Durch die Anhebung der Wandkontur wurde der Kühlfilm näher an die Wirbelstraße und das Heißgas gebracht,

wodurch sich bereits im vorderen Wandbereich deutlich geringere Filmkühleffektivitäten ergaben. Die Ausmischung des Kühlfilms konnte durch die hier untersuchten Geometrien zwar erheblich beeinflusst, nicht aber verbessert werden.

Aufgrund des hohen rechnerischen Aufwands bei der Verwendung des DES-Modells, war die hier durchgeführte geometrische Parameterstudie auf eine einzige Ausblaserate beschränkt. Um ein umfassenderes Bild über die geometrischen Einflüsse zu bekommen, ist die Fortsetzung der Parameterstudie mit anderen Ausblaseraten oder die Untersuchung weiterer Geometrien denkbar. Zudem können durch die hier gewonnenen Daten beispielsweise optimierte Wandkonturen erzeugt werden, um das Auftreten von Strömungsablösung entlang der Wand und die Bildung von Ablöseblasen zu verhindern. Weitere geometrische Einflüsse könnten auch durch die Generierung dreidimensionaler Lippengeometrien erzeugt werden.

Das DES-Modell hat sich als effektives Werkzeug zur Berechnung von Filmausmischung erwiesen und bietet auch in Zukunft, auch im Hinblick auf stetig weiterwachsende Rechnerkapazitäten eine Reihe vielversprechender Einsatzmöglichkeiten zur detaillierten Untersuchung von Ausmischvorgängen.

LITERATUR

- [1] S. Wittig (1994): „Gasturbinen für die Kraftwerkstechnik: Ansätze für neue Entwicklungen“, VGB Kraftwerkstechnik, Bd. 74, Heft 5, S. 416 – 420.
- [2] O. Uzel und C. Camci (2001): „Aerodynamic Loss Characteristics of a Turbine Blade With Trailing Edge Coolant Ejection: Part 1 – Effect of Cut-Back Length, Spanwise Rib Spacing, Free Stream Reynolds-Number and Chordwise Rib Length on Discharge Coefficients“, Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 238 – 248.
- [3] O. Uzel und C. Camci (2001): „Aerodynamic Loss Characteristics of a Turbine Blade With Trailing Edge Coolant Ejection: Part 2 – External Aerodynamics, Total Pressure Losses and Predictions“, Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 249 – 257.
- [4] R. J. Goldstein (1971): „Film Cooling“, Adv. Heat Transfer, Bd. 7, S. 321 – 379.
- [5] M. E. Taslim, S. D. Spring und B. P. Mehlmann (1990): „An Experimental Investigation on Film Cooling Effectiveness for Slots of Various Exit Geometries“, Paper AIAA-90-2266.
- [6] P. Martini, A. Schulz, C. F. Whitney und E. Lutom (2003): „Experimental and Numerical Investigation of Trailing Edge Film Cooling Downstream of a Slot With Internal Rib Arrays“, Proc. Inst. Mech. Eng., Part A, Bd. 217, S. 393 – 401.
- [7] P. Martini und A. Schulz (2004): „Experimental and Numerical Investigation of Trailing Edge Film Cooling by Circular Coolant Wall Jets Ejected From a Slot With Internal Rib Arrays“, Journal of Turbomachinery, Bd. 126, S. 229 – 236.
- [8] P. Martini, A. Schulz und H.-J. Bauer (2006): „Film Cooling Effectiveness and Heat Transfer on the Trailing Edge Cutback of Gas Turbine Airfoils With Various Internal Cooling Designs“, Journal of Turbomachinery, Bd. 128, S. 196 – 205.
- [9] D. S. Holloway, J. H. Leylek und F. A. Buck (2002): „Pressure-Side Bleed Film Cooling: Part I – Steady Framework for Experimental and Computational Results“, ASME Paper GT-2002-30471.
- [10] D. S. Holloway, J. H. Leylek und F. A. Buck (2002): „Pressure-Side Bleed Film Cooling: Part II – Unsteady Framework for Experimental and Computational Results“, ASME Paper GT-2002-30472.
- [11] P. Martini, A. Schulz, H.-J. Bauer und C.F. Whitney (2006): „Detached Eddy Simulation of Film Cooling Performance on the Trailing Edge Cutback of Gas Turbine Airfoils“, Journal of Turbomachinery, Bd. 128, S. 292 – 299.
- [12] P. R. Spalart (2001): „Young Person's Guide to Detached-Eddy Simulation Grids“, NASA Paper CR-2001-211032.
- [13] J. Zierep und Karl Bühler (1991): „Strömungsmechanik“, Springer-Verlag.
- [14] P. Spalart und S. Allmaras (1992): „A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows“, Paper AIAA-92-0439.
- [15] FLUENT (2005): „FLUENT 6.2 User's Guide“, Fluent Inc.
- [16] G. Medic und P. A. Durbin (2005): „Unsteady Effects on Trailing Edge Cooling“, Journal of Heat Transfer, Bd. 127, S. 388 – 392.
- [17] T. Lewke und C. H. K. Williamson (1998): „Three-Dimensional Instabilities in Wake Transition“, European Journal of Mechanics – B/Fluids, Bd. 17/4, S. 571 – 586.
- [18] R. Mills, J. Sheridan und K. Hourigan (2005): „Wake of Forced Flow Around Elliptical Leading Edge Plates“, Journal of Fluids and Structures, Bd. 20/2, S. 157 – 176.
- [19] F. Barreras, A. Lonzano, A. J. Yates und C. Dopazo (1999): „The Structure of Subsonic Air Wakes Behind a Flat Plate“, Experiments in Fluids, Bd. 26, S. 478 – 480.
- [20] G. Haller (2005): „An Objective Definition of a Vortex“, Journal of Fluid Mechanics, Bd. 525, S. 1 – 26.
- [21] S. C. Kacker und J. H. Whitelaw (1969): „An Experimental Investigation of the Influence of Slot-Lip-Thickness on the Impervious-Wall Effectiveness of the Uniform-Density, Two Dimensional Wall Jet“, Journal of Heat and mass Transfer, Bd. 12, S. 1201 – 1206.
- [22] G. Bittlinger und S. Wittig (1995): „Film Cooling Effectiveness and Heat Transfer Coefficients for Slot Injection at High Blowing Ratios“, ASME Paper 94-GT-182.