

NUMERISCHE UNTERSUCHUNG ZUM SCHUBVERHALTEN EINER SCRAMJET-DÜSE

J.-H. Meiß und W. Schröder

Aerodynamisches Institut, RWTH Aachen, Wüllnerstraße 5a, 52062 Aachen, Deutschland

Zusammenfassung

Numerische Untersuchungen des Strömungsfeldes einer Überschalldüse mit einseitiger Expansionsrampe (SERN) und einer hypersonischen freien Anströmung werden durchgeführt. Zur korrekten Vorhersage der Strömung hoher Reynoldszahl, welche durch Stöße und Expansionswellen sowie durch Ablösegebiete, Grenz- und Scherschichten mit turbulentem Charakter gekennzeichnet ist, wird auf das Verfahren der Large-Eddy Simulation (LES) zurückgegriffen. Der Inhalt der Studie ist die Verifizierung von Einflussparametern auf das Schubverhalten mit dem Ziel, dieses in zukünftigen Arbeiten gezielt zu optimieren. Zur Minimierung der Komplexität wird auf eine Berücksichtigung von Seitenexpansionen/-kompressionen verzichtet. Es wird gezeigt, dass eine Variation der Grenzschichtdicken und eine Kühlung der Wand gegenüber einem Klappen ausschlag und der Veränderung des Isentropenexponenten nur einen untergeordneten Einfluss auf den Schub besitzen. Der physikalische Hintergrund der Beeinflussung durch die Parametervariation wird ebenso angegeben wie ein mögliches Vorgehen für eine weitere Optimierung des Schubvektors.

1. EINFÜHRUNG

Die heutige Raumfahrttechnologie, beherrscht durch die Verwendung konventioneller Raketenantriebe, steht an der Grenze ihrer Effizienz. So ist eine nennenswerte Weiterentwicklung der Raketentechnologie nicht in Sicht, zumal sie den großen Nachteil mitbringt, einen Großteil des Schubs nur zur Beschleunigung des mitgeführten Brennstoffs und vor allem des Sauerstoffs zu verwenden. Daher bestehen weltweit große Anstrengungen die Technologie der luftatmenden Antriebe in Form eines Scramjets auch für den Über- und Hyperschall anwendbar zu machen [1]-[4]. So wurde in Deutschland in 2005 ein Graduiertenkolleg [5] initiiert, welches die Auslegung eines Scramjets zum Inhalt hat. Als Teil dieses Projekts beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Analyse der Düsenströmung, die maßgeblich an der Schuberzeugung beteiligt ist.

Im Bereich des Hyperschallflugs ist eine optimale Integration des Triebwerks in die Raumfahrzeugstruktur unabdingbar, weshalb überwiegend eine Überschalldüse mit einseitiger Expansion (SERN) Anwendung findet, BILD 1. Die Strömung entlang einer solchen Düse ist gekennzeichnet durch Verdichtungsstöße, Expansionswellen sowie turbulente Grenz- und Scherschichten. Darüber hinaus führt das hohe Düsendruckverhältnis ($p_{0, \text{Düse}} / p_{\infty} > 200 - 600$) zu einer Nachexpansion der Düsenströmung, einhergehend mit einem Ablösegebiet im Bereich der äußeren Klappe.

Diverse Arbeiten haben sich in den letzten Jahren mit der genauen Berechnung und Optimierung der im Hyperschall operierenden Düsenströmung befasst. Während in den frühen Neunzigern die experimentellen Arbeiten überwogen [6]-[9], dominieren in den letzten Jahren die numerischen Arbeiten [10]-[12], da die extremen Bedingungen des Hyperschallflugs im Windkanal nur bedingt wiedergegeben werden können.

Neben der grundlegenden Analyse des Strömungsfelds [13], [8] legen die Arbeiten einen besonderen Schwerpunkt auf den Einfluss von Seitenexpansion/-kompression [6], [8] inklusive der Optimierung der Geometrie hinsichtlich Düsen- und Klappenkontur [10]-[12].

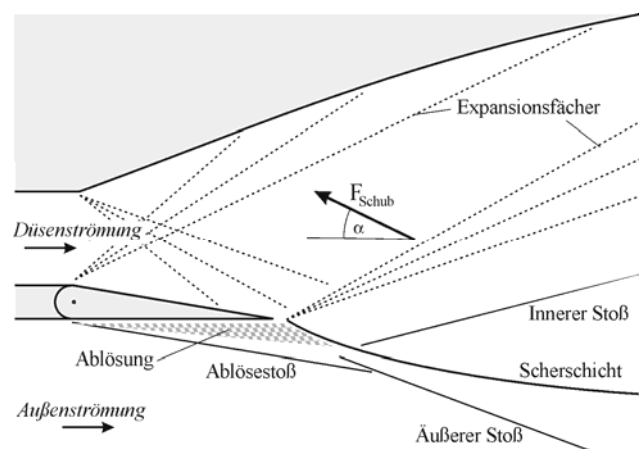


BILD 1. Charakteristische Strömung entlang einer einseitig expandierenden Düsenströmung

In der vorliegenden Arbeit wird von einer festliegenden Geometrie ausgegangen und der Einfluss von Parametern untersucht, welche im realen Betrieb bedingt gesteuert werden können. Dies sind neben dem Klappenwinkel die Wandtemperatur, beeinflussbar durch die Kühlung der Düse, sowie des Gasgemisches, einstellbar über das Mischungsverhältnis. Darüber hinaus wird eine Variation der Grenzschichtdicken im Düseneintritt vorgenommen.

Das Paper gliedert sich wie folgt. Nachdem im folgenden Abschnitt die numerische Methode zur Simulation der Düsenströmung vorgestellt wird, werden im Abschnitt 3 Die Konfiguration und die Strömungsbedingungen

beschrieben. Anschließend werden die einzelnen Parametervariationen im Detail genannt. Kapitel 5 befasst sich mit den Ergebnissen der Rechnungen bevor das Paper mit einem Fazit in Kapitel 6 abschließt

2. NUMERISCHE METHODE

Zur Berechnung der supersonischen Düsenströmung werden die 3-dimensionalen, instationären und kompressiblen Navier-Stokes Gleichungen gelöst. Diese lauten in allgemeinen Koordinaten ξ_α , $\alpha = 1, 2, 3$

$$(1) \quad \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F_\alpha^K - F_\alpha^D)}{\partial \xi_\alpha} = 0.$$

Hierbei enthält der Vektor Q die konservativen Variablen,

$$(2) \quad Q = [\rho, \rho u_\alpha, \rho e]^T.$$

Die advektiven Flussvektoren F^K fassen den konvektiven Transport und den Druckterm zusammen

$$(3) \quad F_\alpha^K = \left[\rho u_\alpha, \rho u_\alpha u_\beta + \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_\beta} p, \rho u_\alpha \left(e + \frac{p}{\rho} \right) \right]^T$$

und die diffusiven Flüsse F^D beinhalten die Reibungs- und Wärmeleitungsterme

$$(4) \quad F_\alpha^D = \left[0, \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_\beta} \sigma_\beta, \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_\beta} \left(u_\alpha \sigma_{\alpha\beta} + \lambda \frac{\partial T}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \right]^T.$$

Die weiteren hierin enthaltenen Größen besitzen die klassische, aus der Literatur bekannte Bedeutung.

Da die turbulente Strömung durch eine starke Wechselwirkung von Strömungsgrößen verschiedener Skalen geprägt ist, ist es notwendig, ein numerisches Verfahren mit nur geringer künstlicher Viskosität zu verwenden. Die künstliche Viskosität besitzt einen deutlichen Einfluss auf die von den kleinskaligen Strukturen bestimmte Energieverteilung und beeinflusst, bzw. verfälscht die Dynamik sowohl der kleinen als auch der großen Wirbelstrukturen. Durch die Verwendung eines mixed central-upwind AUSM (advective upstream splitting method) Verfahrens mit geringer numerischer Dissipation und Genauigkeit zweiter Ordnung kann, wie in zahlreichen Grobstruktursimulationen (LES) gezeigt ist, das Problem behoben werden [14]-[17]. Bei diesem monotone integrated LES (MILES) Verfahren [18] dient die inhärente Dissipation als implizites subgrid scale Modell. Das AUSM Verfahren wurde erstmals von Liou und Steffen [19] vorgestellt. Die advektiven Flüsse werden in einen konvektiven und einen Druckanteil aufgespalten und anschließend wird der konvektiven Anteil mit Hilfe der lokalen Machzahl c umformuliert

$$(5) \quad F_\alpha^K = F_\alpha^c + F_\alpha^p = \frac{u_\alpha}{c} \underbrace{\begin{pmatrix} \rho c \\ \rho c u_\beta \\ \rho c \left(e + \frac{p}{\rho} \right) \end{pmatrix}}_{f_\alpha^c} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_\beta} p \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Der numerische Fluss durch eine Zellfläche, an der Stelle $i \pm \frac{1}{2}, j, k$ lautet

$$(6) \quad F_\alpha^c = \frac{1}{2} \left[\frac{Ma_\alpha^+ + Ma_\alpha^-}{2} (f_\alpha^{c+} + f_\alpha^{c-}) + \frac{|Ma_\alpha^+ - Ma_\alpha^-|}{2} (f_\alpha^{c+} - f_\alpha^{c-}) \right]_{i \pm \frac{1}{2}, j, k},$$

worin die Flüsse $f_\alpha^{c\pm}$ und die Machzahlen Ma_α^\pm durch die links- und rechtsseitigen interpolierten Variablen bestimmt werden. Hier findet der MUSCL (monotonic upstream centered schemes for conservation laws) Ansatz für die primitiven Variablen Anwendung. Der noch verbleibende Druckterm wird als

$$(7) \quad p^\pm = p^\pm \left(\frac{1}{2} \pm \chi Ma_\alpha^\pm \right)$$

formuliert. Der Parameter χ repräsentiert die Änderungsrate des Druckverhältnisses in Abhängigkeit von der lokalen Machzahl und bestimmt die numerische Dissipation des Schemas. Ein Zentralschema mit der geringsten numerischen Dissipation erhält man für $\chi=0$.

Die diffusiven Terme werden über ein zentrales Schema approximiert und ein 5-stufiges Runge-Kutta-Verfahren dient der Integration über die Zeit. Diese Diskretisierungen führen zu einer Genauigkeit zweiter Ordnung in Raum und Zeit.

Im Rahmen der Variation der physikalischen Randbedingungen wird neben den Berechnungen der aus Luft bestehenden Düsenströmung auch ein Fall betrachtet, bei der sich die Düsenströmung aus einem im eingefrorenen Zustand befindlichen Gasgemisch zusammensetzt. Hierzu werden bei der Verwendung von n Spezies die aufgeführten Erhaltungsgleichungen um n-1 weitere Spezieserhaltungsgleichungen erweitert und die Speziesenthalpien und Massendiffusion in der Energiegleichung berücksichtigt. Für eine genauere Beschreibung der Modellierung der Mehrspeziessimulation sei auf die Arbeit von Kropp [20] verwiesen.

3. GITTERAUFBAU UND KONFIGURATION

Die vorliegende 2D-SERN-Düse ist nach der Charakteristikentheorie für eine Düsen Eintrittsmachzahl von 2 ausgelegt und befindet sich stromab einer kanalförmigen Brennkammer. Aufgrund der Überschallströmung kann das Integrationsgebiet auf den Nahbereich der Düse beschränkt werden, BILD 2. Dieses beginnt etwa 20 Düsengrenzschichtdicken stromauf des divergenten Abschnitts und endet mit der Düsenkontur. Im Bereich der freien Anströmung ist das Integrationsgebiet soweit ausgedehnt, dass es den vom Einlauf des Scramjets hervorgerufenen Bugstoß noch erfasst. In dem in BILD 2 dargestellten blockstrukturierten Gitter ist zur besseren Veranschaulichung nur jede 8. Gitterlinie gezeigt. Zu den Wänden hin verfeinert sich das Gitter derart, dass der dimensionslose Wandabstand $y^+ = 1$ als Bedingung für eine LES erfüllt ist. Insgesamt umfasst das dreidimensionale Gitter mit einer konstanten Schrittweite in Tiefenrichtung etwa 10 Mio. Punkte.

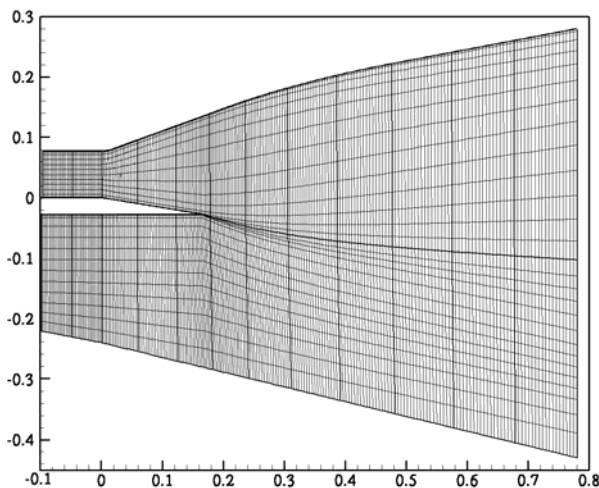


BILD 2. Vergrößerte Darstellung des Rechengebiets

Den Auslegungspunkt des Scramjetgesamtsystems des Graduiertenkollegs [5] stellt ein Flug in 30km Höhe bei Mach 8 dar. Hieraus ergeben sich für eine Standardatmosphäre ein Totaldruck von 114.4 bar sowie eine Totaltemperatur von 3128 K. Zur Generierung genauerer Anströmverhältnisse im Bereich der freien Anströmung, insbesondere zur Berücksichtigung des Bugstoßes und der Grenzschicht werden die Daten von Krause und Ballmann [21] verwendet, in deren Arbeit die hypersonische Einlaufströmung berechnet wird. Da eine genaue Berechnung des Strömungsfeldes der Brennkammer aufgrund der komplexen Vorgänge sehr zeitaufwendig ist, werden die gemittelten Strömungsdaten im Düsen Eintritt mittels eindimensionaler Rechnung ermittelt. Dies führt für den vorliegenden Fall zu einer Machzahl von 1.5, einem Massenstrom pro Breite von 0.198 und einem Impulsstrom pro Breite von 0.133. Die Daten sind jeweils bezogen auf die statischen Größen der freien Anströmung.

4. VARIATION DER STRÖMUNGSPARAMETER

Um den Schub einer SERN-Düse zu optimieren, muss zunächst geklärt werden, auf welche Weise verschiedene Randbedingungen den Schubvektor beeinflussen. In dieser Arbeit wird der Einfluss der Grenzschichtdicke im Düsen Eintritt, der Wandtemperatur, der Abgaszusammensetzung und des Klappenwinkels untersucht. Als Referenzkonfiguration dient eine Simulation mit Luft als Abgas und einer beidseitigen Grenzschichtdicke im Brennkammeraustritt von 0.13, bezogen auf die halbe Kanalhöhe, einer adiabaten Wandtemperaturverteilung sowie einem Klappenwinkel von 0°.

Als Eintrittsdaten für die Berechnung der Düsenströmung werden 1-dimensionale Berechnungen der stromauf liegenden Brennkammer verwendet. Um für die Parametervariationen ähnliche Eintrittsströmungen zu erhalten, werden neben der gemittelten Machzahl der Massenstrom und der Impulsstrom konstant gehalten, so dass sich Schubveränderungen durch die Variation der Parameter lediglich aus einer veränderten Schubspannungs- und Druckverteilung entlang der Düsenwand ergeben.

Durch die 1-dimensionale Modellierung der Brennkammer entsteht das Problem, dass Angaben über die Grenzschichtdicken bei Eintritt in die Düse fehlen und diese abgeschätzt werden müssen. Dies ist jedoch aufgrund der Komplexität der Vorgänge in der Brennkammer nicht ohne weiteres möglich. Daher werden zunächst verschiedene Rechnungen mit variierenden Grenzschichtdicken durchgeführt. Betrachtet werden zwei Fälle mit symmetrischer Einströmung, bei der die beidseitigen Grenzschichtdicken im ersten Fall 0.13 und im zweiten Fall 0.39 betragen und zwei weitere Fälle mit einer unsymmetrischen Geschwindigkeitsverteilung, bei der die beiden Grenzschichtdicken 0.13 und 0.39 kombiniert werden.

Um den Einfluss der Wandtemperatur beurteilen zu können, wird neben einer ungekühlten adiabaten Wand diese konstant auf 2000K und 400K gehalten. Diese Werte simulieren zum einen die aktiv gekühlte Wand eines Realflugversuchs und zum anderen den Zustand während eines Windkanalversuchs, bei dem sich aufgrund der meist geringen Versuchszeit die Wand nur gering aufheizt.

Neben den Berechnungen, bei denen das Abgasgemisch aus reiner Luft mit konstantem Isentropenexponenten von $\gamma = 1.4$ besteht, wird der Einfluss eines realen Abgases auf den Schubvektor untersucht. Dieses unterscheidet sich von Luft maßgeblich durch seinen Isentropenexponenten von $\gamma = 1.26$ im Düsen Eintritt, welcher sich im Strömungsfeld entsprechend der Gaseigenschaften- und Zusammensetzung verändert. Während sich die Luft der freien Anströmung aus 21% O₂ und 79% N₂ zusammensetzt, wird das Abgas mit 2.4% O₂, 74.3% N₂, 3.1% H₂ und 20.2% H₂O_(g) modelliert.

Die Einstellung des Klappenwinkels einer SERN-Düse stellt die einfachste Art der aktiven Schubvektorsteuerung dar. So erhöht ein positiver Ausschlag das Flächenverhältnis und damit die Expansion innerhalb der Düse. Zur Bestimmung des Einflusses des Klappenwinkels werden Klappenwinkel von 0°, 5°, 10° und 15° miteinander verglichen.

5. ERGEBNISSE

Zur Bestimmung des Einflusses der unterschiedlichen veränderten Parameter wird der resultierende Bruttoschub der SERN-Düse betrachtet. Für die Berechnung des Gesamtschubs werden allgemein die Kräfte, die auf einen Körper wirken, mit Hilfe des Impulssatzes

$$(8) \int_{KF} \rho \cdot \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA = \sum \vec{F}_{KV}$$

berechnet. Hierzu wird der Scramjet von einer einfach geschlossenen Kontrollfläche umgeben, BILD 3. Die Summe aller auf das Kontrollvolumen wirkenden Kräfte

$$(9) \sum \vec{F}_{KV} = \int \rho \cdot \vec{g} dV - \int p \cdot \vec{n} dA + \int \tau_w \cdot \vec{t} dA + \vec{F}_{Schub}$$

besteht aus den Gewicht-, Druck- und Schubspannungskräften sowie der Nettoschubkraft. Zur Bestimmung der Bruttoschubkraft, d.h. die Kraft, die im Bereich der Düse wirkt, wird nur die Kontrollfläche im Düsenbereich betrachtet, welche in BILD 3 durch die SERN-Domäne gekennzeichnet ist.

Es ergibt sich der Bruttoschub zu

$$(10) F_{\text{Bruttoschub}} = \int_3 \rho \cdot \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \int_{1,2,3} p \cdot \vec{n} dA + \int_{1,2,3} \tau_w \cdot \vec{t} dA ,$$

der aus dem Impulsstrom, den Druckkräften sowie den Scherkräften besteht und aus dem Strömungsfeld der Düsenströmung integriert werden kann. Da bei allen Variationen der Eintrittsimpuls konstant ist, sind Unterschiede im Schub nur auf einen Druck- und Scherkraftunterschied zurückzuführen.

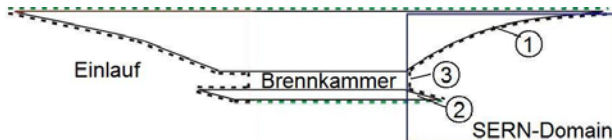


BILD 3. Kontrollvolumen zur Brutto- und Netto-Schubberechnung

5.1. Variation der Grenzschichtdicke

Zur Formulierung der Geschwindigkeitsverteilung im Düsen Eintritt wird für die Modellierung der Grenzschicht auf das 1/7 Gesetz zurückgegriffen.

$$(11) \frac{u}{u_\infty} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} .$$

Die Temperaturverteilung in der adiabaten Grenzschicht wird unter Berücksichtigung der Energiegleichung berechnet

$$(12) \frac{T}{T_\infty} = 1 + r \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot \text{Ma}_\infty^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{u}{u_\infty} \right)^2 \right) .$$

In BILD 4 ist der Druckverlauf entlang der Rampe (links) und der Klappe (rechts) für verschiedene Grenzschichtdicken im Düsen Eintritt dargestellt. Die Werte der Grenzschichtdicke sind jeweils auf die halbe Kanalhöhe bezogen, während die dimensionslose Lauflänge x mit einer Referenzlänge von einem Meter gebildet wird. Sowohl auf Seiten der Klappe als auch entlang der Rampe führt die beidseitige Expansion bei $x = 0$ im Übergang von der Brennkammer zur divergierenden Düse zu einem deutlichen Druckabfall. Nach einem kurzen konstanten Druckverlauf nimmt der Druck bei etwa $x = 0.1$ erneut ab. Dieser Abfall entsteht durch das Auftreffen der im Übergang entstandenen Expansionswellen auf die gegenüberliegende Wand. Im weiteren Verlauf kommt es entlang der Rampe nach einem leichten Anstieg zu einem geringen kontinuierlichen Abfall des Drucks. Dieses Verhalten resultiert aus der weiteren Expansion des Düsenstrahls in Verbindung mit den von der Klappenspitze ausgehenden Druckwellen. Auf Seiten der Klappe führt die Anpassung des Druckes an den Niederdruck der freien Anströmung zu einem weiteren Druckabfall. Entlang der Klappenaußenseite ist der Druck entsprechend der Bedingungen der freien Anströmung nahezu konstant gering.

Betrachtet man nun die im BILD 4 dargestellten Kurven für die unterschiedlichen Grenzschichtdicken, so stellt man fest, dass die Variation der Grenzschichtdicke zu keiner merklichen Veränderung im Druckverlauf entlang der

festen Wände führt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die Machzahl und die Geometrie nicht verändern, wodurch auch die Expansion und damit der Druckverlauf konstant bleibt. Ergänzend folgt aus der zusätzlichen Konstanz des Massenstroms und des Impulsstroms, dass auch der Eintrittsdruck in allen Fällen nahezu gleich ist. Zwar führt ein Aufdicken der Grenzschicht zu einer Verringerung der Wandschubspannung und damit auch der Scherkräfte, jedoch ist diese Änderung mit einem Anteil von $< 0.5 \%$ am Gesamtschub vernachlässigbar, so dass eine wirksame Veränderung des Schubvektors aufgrund der variierenden Grenzschichtdicke nicht beobachtet werden kann. So entsprechen die Schubvektoren dem der Referenzkonfiguration mit einem auf die Breite bezogenen Gesamtschubbeiwert in x -Richtung von -0.390 und in y -Richtung von 0.074 bei einem Anstellwinkel von etwa 10.8° . An dieser Stelle sei angemerkt, dass ein negativer Wert des Schubbeiwerts in x -Richtung einen positiven Schub für den Scramjet bedeutet, da die x -Koordinate des Systems in Strömungsrichtung und damit entgegen der Flugrichtung zeigt, BILD 2.

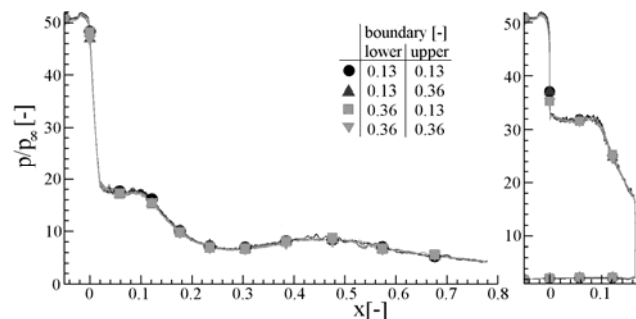


BILD 4. Wanddruckverteilung für variierende Grenzschichtdicken im Düsen Eintritt entlang der Rampe (links) sowie der Klappe (rechts)

5.2. Variation der Wandtemperatur

Zur Bestimmung des Einflusses der Wandtemperatur werden die Zustände einer adiabaten Wand verglichen mit den Ergebnissen, die eine auf 2000K und 400K gekühlte Wand liefern. Wird wiederum der Druckverlauf entlang der Wandung betrachtet, BILD 5, so kann auch in dem Fall der variierenden Wandtemperatur im Druckverlauf kein Unterschied und damit keine Abhängigkeit von der Wandtemperatur beobachtet werden. Jedoch hat die Wandtemperatur einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Wandschubspannung. So führt nach dem idealen Gasgesetz bei konstantem Druck eine Verringerung der Temperatur zu einem Anstieg der Dichte und umgekehrt. Dies hat zur Folge, dass sich bei steigender Temperatur die Grenzschicht aufweitet und damit die Schubspannung verringert. Gleichzeitig jedoch steigt auch die Viskosität, was eine Erhöhung der Schubspannung zur Folge hat. Im vorherigen Abschnitt wurde bereits auf den geringen Einfluss der Grenzschichtdicke hingewiesen und so zeigt sich auch, dass die Veränderung der Viskosität dominiert und der Widerstand durch die Wandreibung mit Erhöhung der Temperatur zunimmt. Dies wird durch Berechnungen von Henze und Schröder [22] bestätigt.

Aufgrund der Geometrie ist dieser Einfluss in horizontaler Richtung deutlicher, als in vertikaler Richtung zu spüren, so dass eine Kühlung der Wand zu einer Erhöhung des

Schubs in x-Richtung und einer Verringerung des Schubs in y-Richtung und des Schubvektorwinkels führt. So steigt der Schubbeiwert in x-Richtung ausgehend von einer adiabaten Wand (~3500K) von 0.390 auf 0.395 bei 2000K und auf 0.400 bei 400K. In y-Richtung sinkt der Beiwert von 0.074 auf 0.073 bei 2000K und 0.068 bei 400K. Der Schubvektorwinkel verringert sich dadurch von 10.8° auf 10.5° bzw. 9.6°.

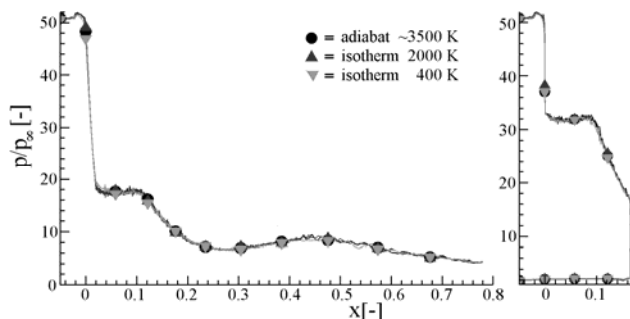


BILD 5. Wanddruckverteilung bei unterschiedlichen Wandtemperaturen entlang der Rampe (links) sowie der Klappe (rechts)

5.3. Variation der Abgaszusammensetzung

Bei einem realistischen Scramjet besteht die Düsenströmung aus einem Abgas, welches sich von Luft unterscheidet. Daher wird im Folgenden der Vergleich von einer Abgasströmung mit einer Luftströmung beschrieben. Wie bereits bei den vorangegangenen Fällen sind die Eingangsdaten für die Machzahl, den Massenstrom und den Impulsstrom identisch. Die unterschiedlichen Abgase unterscheiden sich maßgeblich in ihrem Isentropenexponenten und der speziellen Gaskonstante. Während die spezielle Gaskonstante lediglich eine Funktion der Gemischzusammensetzung ist, hängt der Isentropenexponent darüber hinaus noch von der Temperatur ab. Zur Darstellung der Vermischung des Abgases mit der aus Luft bestehenden freien Anströmung wird daher die spezielle Gaskonstante gewählt, BILD 6.

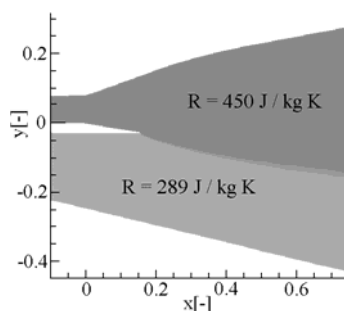


BILD 6. Darstellung der Mischungsschicht für eine aus Abgas bestehende Düsenströmung anhand der spezifische Gaskonstante

Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten nimmt die Scherschichtdicke und damit auch die Mischungsschicht nur langsam zu, so dass eine Beeinflussung des Düsenwanddrucks nicht zu erwarten ist.

Betrachtet man den Druckverlauf entlang der Wand, BILD 7, so fällt zunächst das höhere Druckniveau bei der Verwendung von Realgas auf. Dieses ist ein Resultat der unterschiedlichen Isentropenexponenten in Verbindung mit

der Forderung nach Konstanz der Machzahl, des Massen- und Impulsstroms. So ist das Eintrittsdruckverhältnis umgekehrt proportional zum Verhältnis der Isentropenexponenten. Ein weiterer Effekt des niedrigeren Isentropenexponenten des Realgases ist eine geringere Zunahme der Machzahl und damit ein ebenso geringerer statischer Druckabfall der expandierenden Strömung. Der charakteristische Verlauf der Wanddruckverteilung bleibt hierbei aber natürlich erhalten.

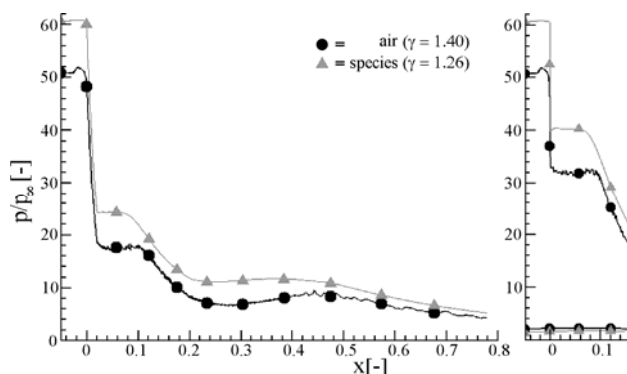


BILD 7. Wanddruckverteilung für eine Düsenströmung aus Luft und einem realen Abgas entlang der Rampe (links) sowie der Klappe (rechts)

Stellt man die Druckverläufe des Düsenbereichs gegenüber, BILD 8, so lässt sich in dem Realgasfall deutlich das höhere Druckniveau im Bereich der SERN-Düse erkennen. Dieses hat bei der Interaktion der Düsenströmung mit der für beide Fälle identischen freien Anströmung eine stärkere Nachexpansion zur Folge, erkennbar an einem steileren äußeren Verdichtungsstoß. Jedoch ist der Druckunterschied der beiden Fälle an der Klappenspitze nur noch von kleiner Ordnung, so dass im vorliegenden Fall ein Effekt der unterschiedlichen Nachexpansion auf den Schubvektor nicht erkennbar ist. Die deutliche Änderung der Schubbeiwerte in x- und y-Richtung von 0.401 und 0.068 auf 0.448 bzw. 0.102 und das damit einhergehende Aufsteilen des Vektors von 9.6° auf 12.8° ist in erster Linie auf das höhere Druckniveau zurückzuführen.

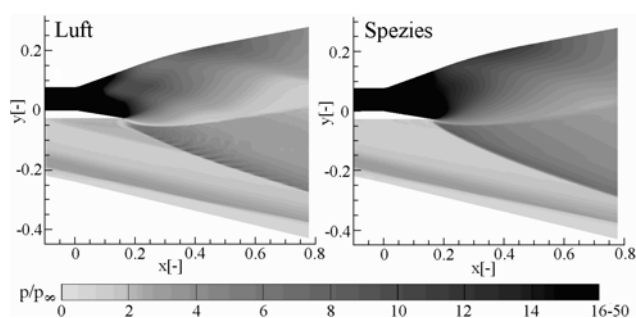


BILD 8. Druckverteilung für Luft und ein reales Abgas

5.4. Variation des Klappenwinkels

Während die zuvor behandelten Variationen eine Veränderung der Gaseigenschaften und -randbedingungen bei konstanter Geometrie darstellen, verändert ein Klappenausschlag den Schubvektor durch eine Variation der Geometrie, d.h. des Flächenverhältnisses, bei konstanten Gaseigenschaften. Neben der Basiskonfiguration mit einem Klappenwinkel

von 0° wird die Wirkung eines Klappenausschlags von 5°, 10° und 15° untersucht. Die Druckverläufe innerhalb der Rechendomäne sind in BILD 9 dargestellt.

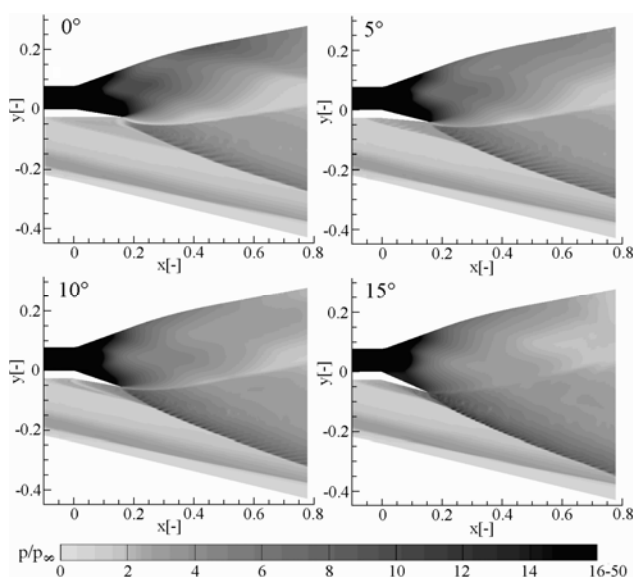


BILD 9. Druckverlauf der SERN-Düse für unterschiedliche Klappenwinkel

Es ist festzustellen, dass in allen Fällen die Düsenströmung stromab der Lippe nachexpandiert, diese Nachexpansion aber mit zunehmendem Klappenwinkel durch die steigende Expansion im Düsenquerschnitt abnimmt. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen nachexpandierender Düsen- und Außenströmung löst die Strömung auf der Unterseite der Lippe ab. Betrachtet man dieses Effekt isoliert, so führt allgemein die geringer werdende Nachexpansion durch den Klappenausschlag zu einer Reduzierung des Ablösegebiets. Jedoch führt ein Klappenausschlag ebenfalls zu einer Umlenkung der wandnahen freien Anströmung und damit zu einem Ablösegebiet, das mit steigendem Klappenausschlag wächst. Diese beiden Effekte, die Ablösung durch die Nachexpansion einerseits und durch die Umlenkung der freien Anströmung andererseits überlagern sich und eine einfache Aussage hinsichtlich der Größe der Ablösung ist nicht möglich. Der Druckverlauf in BILD 9 jedoch zeigt, dass der Ablösemechanismus durch die Nachexpansion dominiert und sich so das Ablösegebiet mit zunehmendem Klappenwinkel verringert. Als weiteres ist zu erkennen, dass sich der Innere Stoß mit steigendem Klappenwinkel trotz der größeren Beschleunigung der Düsenströmung stetig abschwächt. Dies ist auf die größere Umlenkung der Düsenströmung zurückzuführen, wodurch sich diese weiter an die Richtung der Scherschicht angleicht. Betrachtet man die Geometrie genauer, so stellt man fest, dass der Grad der Symmetrie durch den Ausschlag der Klappe erhöht wird und bei etwa 10° ein Maximum erreicht.

Einen genaueren Aufschluss über die schubrelevante Verteilung des Wanddrucks gibt BILD 10. So zeigt sich, dass für die Druckverteilung entlang der äußeren Lippenkontur der mit wachsendem Klappenwinkel immer stärker werdende Umlenkstoß dominiert, welcher eine Erhöhung des Wanddrucks zur Folge hat. Betrachtet man die brennkammerseitigen Druckverläufe, so lässt sich feststellen, dass auf der Seite der Klappe der Druck mit

zunehmendem Ausschlag auf Grund der zunehmenden Expansion abnimmt. Die hierbei entstehenden Expansionswellen treffen weiter stromab, bei etwa $x = 0,3$, auf die gegenüberliegende Düsenwand, an der sie eine Absenkung des Wanddrucks zur Folge haben.

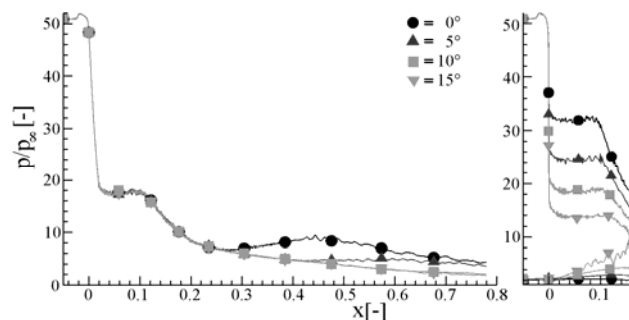


BILD 10. Wanddruckverteilung bei verschiedenen Klappenausschlagswinkeln entlang der Rampe (li) sowie der Klappe(re)

Für den Schubvektor bedeutet ein positiver Klappenausschlag einen erhöhten Widerstand bei gleichzeitiger Erhöhung des Auftriebs und damit ein Aufstellen des Schubvektors. So sinkt der Schub bei einem Ausschlag von 0° auf 15° in x-Richtung von -0,39 auf -0,384 und in y-Richtung von 0,074 auf 0,102 wobei sich der Schubvektorkwinkel von 10,8° auf 15° erhöht.

5.5. Vergleich der ermittelten Schubbeiwerte

Zur Verifizierung der Wirkung der verschiedenen eingestellten Parameter sind die maßgeblichen Beiwerte, d. h. Schubbeiwert in x-Richtung cd_x , in y-Richtung cd_y , der Momentenbeiwert cm_z sowie der Schubvektorkwinkel α in TAB. 1 aufgelistet. Das erste Ziffernpaar in TAB. 1 bis TAB. 3 beschreibt den Klappenausschlag in [°], der folgende Buchstabe unterscheidet zwischen einer Luft- (a) und einer Speziesrechnung (s), die zwei folgenden Ziffernpaare geben die lippenseitige und rampenseitige Grenzschichtdicke in % der halben Kanalhöhe und der sich anschließende Buchstabe gibt an, ob es sich um eine adiabate (a) oder eine isotherme (i) Wand handelt, wobei bei einer isothermen Wand die Wandtemperatur darauffolgend in Hundertstel angegeben ist.

| | cd_x [-] | cd_y [-] | cm_z [-] | α [°] |
|------------|------------|------------|------------|--------------|
| 00a1313a | -0.390 | 0.074 | 0.049 | 10.771 |
| 00a1336a | -0.391 | 0.074 | 0.049 | 10.655 |
| 00a3613a | -0.390 | 0.073 | 0.049 | 10.645 |
| 00a3636a | -0.391 | 0.073 | 0.048 | 10.615 |
| 00a1313i04 | -0.401 | 0.068 | 0.048 | 9.633 |
| 00a1313i20 | -0.395 | 0.073 | 0.049 | 10.461 |
| 05a1313a | -0.390 | 0.074 | 0.038 | 10.779 |
| 10a1313a | -0.388 | 0.084 | 0.032 | 12.250 |
| 15a1313a | -0.384 | 0.103 | 0.033 | 15.044 |
| 00s1313i04 | -0.448 | 0.102 | 0.068 | 12.805 |

TAB 1. Beiwerte des Gesamtschubs pro Breite

Um eine bessere Aussage über die Wirkung der Parametervariationen treffen zu können, sind in TAB. 2 die Abweichungen der Beiwerte von der

Referenzkonfiguration gegeben. Hier bestätigt sich die bereits gewonnene Erkenntnis, dass eine Variation der Grenzschichtdicke mit einer Änderung des Schubs von 0.1% in x- und ca 1% in y-Richtung nur einen geringen Einfluss hat. Eine stärkere Beschleunigung des Scramjets erreicht man neben einer starken Kühlung der Wand im Wesentlichen durch die Verwendung eines Abgases mit niedrigem Isentropenexponenten. Allerdings ist eine Zunahme des Schubs immer mit einer Abnahme des Auftriebs verbunden. Umgekehrt führt allerdings auch eine Erhöhung des Auftriebs zu einer verringerten Beschleunigung. Dies gelingt bevorzugt mit einer Erhöhung des Klappenwinkels.

| Angaben in % | Δc_{d_x} | Δc_{d_y} | Δc_{m_z} | $\Delta \alpha$ |
|--------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|
| 00a1313a | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| 00a1336a | 0.1 | -1.0 | -0.6 | -1.1 |
| 00a3613a | -0.1 | -1.3 | -0.9 | -1.2 |
| 00a3636a | 0.1 | -1.3 | -1.8 | -1.5 |
| 00a1313i04 | 2.6 | -8.5 | -1.7 | -10.6 |
| 00a1313i20 | 1.1 | -1.9 | 0.0 | -2.9 |
| 05a1313a | -0.1 | 0.0 | -21.8 | 0.1 |
| 10a1313a | -0.6 | 13.5 | -35.2 | 13.7 |
| 15a1313a | -1.7 | 38.8 | -32.9 | 39.7 |
| 00s1313i04 | 14.8 | -37.1 | 38.2 | 18.9 |

TAB 2. Abweichung der Schubbeiwerte vom Referenzfall

Es ist auffällig, dass in allen Fällen die Variation zu einer höheren Veränderung des Auftriebs im Vergleich zum Vortrieb führt. Betrachtet man die einzelnen Komponenten, die sich zum Gesamtschub addieren, TAB. 3, so erkennt man, dass dieses an dem dominierenden Anteil des Eintrittsimpulses (~70%) und des Eintrittsdrucks (~20%) liegt, welcher für alle Rechnungen nahezu konstant ist und nur einen Einfluss auf die x-Komponente des Schubs hat. Darüber hinaus lässt sich erkennen, dass die Druckverteilung entlang der Wand sowohl den Vortrieb als auch den Auftrieb erhöht, während die Schubspannungen den Vortrieb um bis zu 6% reduzieren, sich aber positiv im Auftrieb niederschlagen. Aufgrund der geometrischen Verhältnisse dominiert die Wanddruckverteilung in y-Richtung mit etwa 24:1, während sie in x-Richtung lediglich den dreifachen Anteil verglichen mit den Scherkräften besitzt.

| Angaben in % | cd_x p_in | cd_x Impuls | cd_x p_Wand | cd_x v_Wand | cd_y p_Wand | cd_y v_Wand |
|--------------|----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| 00a1313a | 21.4 | 68.3 | 16.0 | -5.7 | 96.2 | 3.8 |
| 00a01336a | 21.3 | 68.2 | 15.9 | -5.4 | 96.7 | 3.3 |
| 00a3613a | 21.3 | 68.4 | 15.8 | -5.6 | 96.1 | 3.9 |
| 00a3636a | 21.2 | 68.2 | 15.7 | -5.2 | 96.7 | 3.3 |
| 00a1313i04 | 20.9 | 66.6 | 15.2 | -2.6 | 98.1 | 1.9 |
| 00a1313i20 | 21.2 | 67.6 | 15.8 | -4.5 | 96.7 | 3.3 |
| 05a1313a | 21.4 | 68.3 | 15.5 | -5.2 | 96.4 | 3.6 |
| 10a1313a | 21.6 | 68.7 | 14.9 | -5.1 | 96.4 | 3.6 |
| 15a1313a | 21.8 | 69.5 | 14.2 | -5.4 | 98.9 | 1.1 |
| 00s1313i04 | 22.0 | 59.5 | 15.6 | -3.2 | 97.9 | 2.1 |

TAB 3. Anteil der Schubbeiwerte auf den Gesamtschub

6. FAZIT

Zur Bestimmung verschiedener Einflussparameter auf das Schubverhalten einer SERN-Düse wurden numerische Berechnungen einer 2D-Geometrie durchgeführt. Zu den insgesamt vier variierten physikalischen Parametern Grenzschichtdicke, Wandtemperatur, Abgaszusammensetzung und Klappenwinkel können die folgenden Schlüsse gezogen werden.

- Eine Variation der Grenzschichtdicke im Eintrittsquerschnitt der Düse hat nur einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf den Gesamtschub.
- Eine Verringerung der Wandtemperatur führt zu einer geringen Vortriebszunahme, reduziert hierbei allerdings ebenfalls den Auftrieb. Bei nicht zu großer Kühlung liegt die Veränderung gegenüber einer ungekühlten Düse bei ca. 1-2%.
- Die Verwendung eines Gases mit kleinerem Isentropenexponenten führt zu einer deutlichen Zunahme des Vortriebs, jedoch auch zu einer ebenso deutlichen Verringerung des Auftriebs.
- Ein positiver Klappenausschlag bewirkt ein Aufteilen des Schubvektors durch eine leichte Verringerung des Vortriebs bei einer gleichzeitig deutlichen Erhöhung des Auftriebs.

Fasst man diese Erkenntnisse zusammen, dann zeigt sich, dass für eine Optimierung des Schubvektors eine detailliertere Analyse der Klappenströmung und des Klappendesigns sowie die Untersuchung verschiedener Abgaszusammensetzungen sinnvoll erscheint. So würde im vorliegenden Fall etwa ein positiver Klappenausschlag in Verbindung mit einem Abgas geringeren Isentropenexponents zu einer Zunahme des Vortriebs bei konstantem Auftrieb führen.

7. LITERATUR

- [1] V. Rausch, C. McClinton, J. Sitz. Hyper-X program overview. ISABE-99-7213, 1999
- [2] L. Serre, F. Falempin. PROMETHEE: the French military hypersonic propulsion program – status in 2002. 11th AIAA/AAAF, Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Orléans, France, 2002
- [3] A.S. Roudakov, Y. Schickmann, V.L. Semenov, P. Novelli, O. Fourt. Flight Testing of an Axisymmetric Scramjet – Russian Recent Advantages. IAF-39-S.4.485, Gratz, 1993
- [4] A. Paull. The HyShot flight program and how it was developed. 11th AIAA/AAAF, Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Orléans, France, 2002
- [5] B. Weigand, U. Gaisbauer, B. Reinartz, H.-P. Kau, W. Schröder. Das Graduiertenkolleg 1095/1: Aerothermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2006, Braunschweig, 2006
- [6] S. M. Ruffin, E. Venkatapathy, E. R. Keener, F. W. Spaid. Hypersonic Single Expansion Ramp Nozzle Simulations. J. of Spacecraft and Rockets. 29,6:749, 1992
- [7] T. Mitani, S. Ueda, K. Tani, S. Sato, H. Miyajima, M. Matsumoto, S. Yasu. Validation Studies of Scramjet Nozzle Performance. J. of Propulsion and Power. 9,5:725-730, 1993

- [8] E. R. Keener, F. W. Spaid. Hypersonic Nozzle-Afterbody Experiment: Flow Visualization and Boundary-Layer Measurements. J. of Spacecraft and Rockets. 33,3:326-332, 1996
- [9] S. Watanabe. Scramjet Nozzle Experiment with Hypersonic External Flow. J. of Propulsion and Power. 9,4:521-528, 1993
- [10] A. G. Marathe, V. Thiagarajan. Effect of Geometric Parameters on the Performance of Single Expansion Ramp Nozzle. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Tucson, USA, 2005
- [11] S. K. Damira, A. G. Marathe, K. Sudhakar, A. Issacs. Parametric optimization of Single Expansion Ramp Nozzle (SERN). 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Sacramento, USA, 2006
- [12] V. Thiagarajan, S. Panneerselvam, E. Rathakrishnan. Numerical Flow Visualization of a Single Expansion Ramp Nozzle with Hypersonic External Flow. J. of Visualisation. 9,1:91-99, 2006
- [13] T. Ishiguro, R. Takaki, T. Mitani, T. Hiraiwa. Three-Dimensional Analysis of Scramjet Nozzle Flows. J. of Propulsion and Power. 10,4:540-545, 1994
- [14] X. Guo, M. Meinke, W. Schröder. Large-Eddy Simulation of Film Cooling Flows. Computers and Fluids 35:587-606, 2006
- [15] M. Meinke, W. Schröder, E. Krause, T. Rister. A comparison of second- and sixth-order methods for large-eddy simulations. Computers & Fluids 31:695-718, 2002
- [16] P. Renze, M. Meinke, W. Schröder. LES of turbulent mixing in film cooling flows. To be published in Flow, Turbulence and Combustion, 2007
- [17] P. Renze, M. Meinke, W. Schröder. LES of Film Cooling for Different Jet Fluids. J of Aerospace Power 22(4):521-530, 2007
- [18] C. Fureby, F.F. Grinstein. Recent progress on MILES for high Reynolds number flows. J of Fluids Engineering 124:848-861, 2002
- [19] M.S. Liou, C.J. Steffen. A new flux splitting scheme. J of Computational Physics 107:23-39, 1993
- [20] M. Kropp. Reagierende Über- und Hyperschallumströmung eines Raumtransportsystems mit Außenverbrennung. Dissertation, Aerodynamisches Institut der RWTH Aachen, 1998
- [21] M. Krause, J. Ballmann. Numerical Investigation of Hypersonic Intake Flows. High Performance Computing in Science and Engineering '07. Springer Berlin Heidelberg. 5:471-486, 2007
- [22] A. Henze, W. Schröder. On the influence of thermal boundary conditions on shock boundary-layer interaction. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2000, Leipzig, 2000