

ROTEX
Abschlussbericht 2017

Vorhabenbezeichnung: Rocket Technology Experiment

Förderkennzeichen

50RL1158

Laufzeit des Vorhabens: 15.07.2011 – 31.12.2013

Kostenneutrale Verlängerung
bis 31.8.2014

Aufstockung bis 31.8.2015

Kostenneutrale Verlängerung
bis 30.6.2016

Kostenneutrale Verlängerung
bis 31.12.2016

Zuwendungsempfänger:

RWTH Aachen

Lehrstuhl für Strömungslehre und Aerodynamisches Institut

Wüllnerstr. 5a

D-52062 Aachen

Berichtszeitraum:

15.07.2011 – 31.12.2016

Verfasser:

A. Henze, W. Schröder

Verantwortlich AIA:

Prof. Dr.-Ing. W. Schröder

Datum:

14. Juni 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Schlußbericht	3
2	Technischer Bericht AIA	7
2.1	Task 3: Nutzlast, Zusammenfassung	7
2.1.1	Wissenschaftliche/technische Ergebnisse	7
2.1.2	Stand des Teilvorhabens	7
2.1.3	Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens	7
2.1.4	Relevante Ergebnisse Dritter	7
2.1.5	Änderung der Zielsetzung	7
2.1.6	Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans	7
2.2	Task 8: Numerische Simulation, Zusammenfassung	7
2.2.1	Wissenschaftliche/technische Ergebnisse	7
2.2.2	Stand des Teilvorhabens	8
2.2.3	Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens	8
2.2.4	Relevante Ergebnisse Dritter	8
2.2.5	Änderung der Zielsetzung	8
2.2.6	Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans	8
2.3	Task 18: Berechnung der aerodynamischen Beiwerte für die Aufstiegs- und die Startkonfiguration mit einem RANS-Modell, Zusammenfassung	8
2.3.1	Wissenschaftliche/technische Ergebnisse	8
2.3.2	Stand des Teilvorhabens	8
2.3.3	Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens	8
2.3.4	Relevante Ergebnisse Dritter	9
2.3.5	Änderung der Zielsetzung	9
2.3.6	Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans	9
2.4	Task 19/20: LES-Simulation der Umströmung der Nutzlast/ Einbringen von Störungen in die LES-Methode zur Simulation der in der Atmosphäre vorhandenen Störungen, Zusammenfassung	9
2.4.1	Wissenschaftliche/technische Ergebnisse	9
2.4.2	Stand des Teilvorhabens	9
2.4.3	Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens	9
2.4.4	Relevante Ergebnisse Dritter	9
2.4.5	Änderung der Zielsetzung	9
2.4.6	Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans	9
2.5	Task 19/20: LES-Simulation der Umströmung der Nutzlast/ Einbringen von Störungen in die LES-Methode zur Simulation der in der Atmosphäre vorhandenen Störungen, Technischer Bericht	10
2.5.1	Übersicht	10
2.5.2	Methoden	10
2.5.3	Ergebnisse	16
3	Technischer Bericht FSD	52

3.1	Tasks 9,10,16: Flugdynamische Analyse, Zusammenfassung	52
3.1.1	Wissenschaftliche/technische Ergebnisse	52
3.1.2	Stand der Teilvorhaben	52
3.1.3	Aussicht auf Erreichung der Ziele der Teilvorhaben	52
3.1.4	Relevante Ergebnisse Dritter	52
3.1.5	Änderung der Zielsetzung	52
3.1.6	Verwertung der Ergebnisse / Fortschreibung des Verwertungsplanes	52
3.2	Tasks 9,10,16: Flugdynamische Analyse, Technischer Bericht	52
3.2.1	Übersicht	52
3.2.2	Aufbau des Simulationsmodells	53
3.2.3	Simulationsergebnisse und Stabilitätsanalyse	55

1 Schlußbericht

1. Aufgabenstellung

Im Rahmen des Projektes ROTEX-T sollte die RWTH Aachen Studierende der Fachrichtung Raumfahrt im Bereich Raumtransport/Trägersysteme bei der Vorbereitung, Durchführung und post-flight-Analyse eines Flugexperiments miteinbeziehen. MORABA hat im Juli 2016 ein Qualifikationsflugexperiment durchgeführt. Das ROTEX-T-Projekt hat diese Gelegenheit genutzt und die Studierenden der RWTH Aachen mit lehrhaltigen Teilaufgaben an diesem Flugexperiment teilnehmen lassen. Die Nachwuchsförderung beinhaltet als Ausbildungsziel das Sammeln von Erfahrungen sowohl in numerischen als auch in experimentellen Arbeiten. Dieses Ziel wurde für eine Vielzahl von Studierenden erreicht.

2. Voraussetzungen für das Vorhaben

Die RWTH Aachen spielt in bisherigen und auch laufenden DFG-Projekten (TR40, GRK, HYP-TRANS PAK742, OXYFLAME) eine wesentliche Rolle im Bereich der Gesamtsystemanalyse. In der Fakultät Maschinenwesen arbeiten sechs Institute mit insgesamt 120 wissenschaftlichen Mitarbeitern in der Luft- und Raumfahrttechnik. Diese Institute trugen und tragen wesentlich zu den Sonderforschungsbereichen "Grundlagen des Entwurfs von Raumfahrzeugen" und "Technologische Grundlagen für den Entwurf thermisch und mechanisch hochbelasteter Komponenten zukünftiger Raumtransportsysteme" bei. An der RWTH Aachen sind, bzw. waren bei ROTEX-T folgende Institute beteiligt:

- Lehrstuhl für Strömungslehre und Aerodynamisches Institut AIA,
- Institut und Lehrstuhl für Flugsystemdynamik FSD,
- Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen IST (bis 2014),
- Stoßwellenlabor (bis 2015).

In das beantragte Vorhaben bringen die beteiligten RWTH-Institute folgende Kompetenzen ein:

- mathematische Modellbildung,
- Simulation turbulenter Strömungen,
- Strömung-Struktur-Wechselwirkung,
- experimentelle Strömungsmechanik.

3. Planung und Ablauf

Im Rahmen des Projekts ROTEX-T haben bisher folgende Treffen stattgefunden:

- Das Kickoff-Meeting war am 18. Juli 2011 in Aachen. Es waren Vertreter aller beteiligten Institute (AIA, FSD, IST und SWL) sowie von DLR AS/HYP und MORABA anwesend. Des Weiteren waren interessierte Studierende eingeladen. Es wurden die Koordination und die wissenschaftlichen Ziele von ROTEX-T vorgestellt.
- Am 13. Dezember 2011 fand das Preliminary Design Review (PDR) in Oberpfaffenhofen statt. Abermals waren alle RWTH-Institute sowie DLR Köln und DLR MORABA beteiligt. Von Seiten der Studierenden konnte jede(r) die verwendeten experimentellen und theoretisch/numerischen Methoden erläutern sowie erste Ergebnisse vorstellen.

- Am 4. Mai 2012 wurden einige aktuellen Ergebnisse von Herr Gülhan und Herrn Henze in Bonn präsentiert. Anwesend waren Herr Lappoehn und Herr Speckmann vom DLR-Standort Bonn.
- Das Critical Design Review (CDR) fand am 10./11. Juli 2012 wiederum in Oberpfaffenhofen unter Beteiligung aller Studierenden, betreuenden Assistenten, DLR AS/HYP und DLR MORABA statt. Die inzwischen teilweise neuen Studierenden berichteten wiederum über den aktuellen Verlauf ihrer Projekte.
- Beim Integration Progress Review (IPR), das am 22. Februar 2013 in Köln stattfand, waren Alexander Weiss (SWL) und Andreas Henze (AIA) der RWTH Aachen anwesend. Um den Zeitplan auf einen einzelnen Tag beschränken zu können, wurde darauf verzichtet, dass jeder einzelne Studierende über seine Arbeiten vorträgt. Es wurde stellvertretend von Herrn Weiss und Herrn Henze über die aktuellen Ergebnisse aller 4 beteiligten Institute berichtet.
- Am 22. Juli 2015 fand eine Reise nach Köln statt, bei der die Studierenden die Möglichkeit bekamen, die bisher erstellten Teile zu besichtigen. Außerdem berichtete Herr Henze über den Stand der Dinge bei den studentischen Arbeiten.
- Im Juli 2016 schließlich fand die geplante Kampagne im schwedischen Kiruna statt. Neben Andreas Henze (AIA) und Yavor Dobrev (FSD) konnten 5 Studierende (Julian Knoell, Kevin-David Kozjan, Gregor Schmitz (alle AIA) und Sven Krummen, Joonas Lieb, beide FSD) teilnehmen.

Das ursprünglich für Ende 2012 geplante Flugexperiment wurde seitens MORABA mehrfach verschoben. Durch die Verschiebung des Termins auf Februar 2014 war es erforderlich, die entstehenden Kosten für die Studierenden bis einschließlich Ende Mai 2014 kostenneutral zu strecken. Nach dieser Planung sollten der Benchttest und der Umwelttest ca. im Herbst 2013 stattfinden.

Eine weitere Verschiebung des Termins für die ROTEX-Kampagne machte es erforderlich, einen Aufstockungsantrag zu stellen, der auch bewilligt wurde. Die Planung von MORABA sah vor, dass die Tests im September 2015 und die ROTEX-Kampagne in Kiruna/Schweden erst für Oktober 2015 terminiert ist. Eine abermalige Verschiebung des Termins machte wiederum eine kostenneutrale Streckung bis Ende Juni 2016 und nochmals bis Ende Dezember 2016 erforderlich.

4. Wissenschaftlicher Stand

Die ROTEX-T Rakete ist eine zweistufige un gelenkte Rakete, bestehend aus dem Motor Terrier Mk12 mit einer Brenndauer von 5 Sekunden und dem Improved Orion Motor mit einer Boost Phase von 5 Sekunden und einer Sustainer Phase von ca. 21 Sekunden. Mit der Rakete wurde die Nutzlast ca. 40 Sekunden beschleunigt. Die Nutzlast des ROTEX-T Flugexperiments, die von AS-HYP entwickelt und instrumentiert wurde, ist als ein instrumentierter Doppelkegel definiert. Anhand des Modells wurde die Transition der Strömungsgrenzschicht in Abhängigkeit von Machzahl und Reynoldszahl beim Freiflug untersucht. Im Rahmen von ROTEX-T wurde bei der Vorbereitung des Experimentes für die Studierenden der RWTH eine breite Palette an Forschungs- und Projektarbeiten angeboten.

5. Zusammenarbeit mit anderen Stellen

DLR-MORABA nimmt hinsichtlich der Erfahrung bei der Durchführung von Raketenstarts (u.a. TEXUS, MAXUS, MASER) in Europa zusammen mit dem SSC Esrange Space Center eine Spitzenstellung ein. Die technischen Voraussetzungen für die Durchführung der Kampagnen sind damit insgesamt gegeben. Die zahlreichen erfolgreich durchgeführten Flugexperimente sind ein Beleg dafür.

Die RWTH Aachen besitzt eine lange Tradition in Auslegung und Detailanalyse von Raumfahrzeugen. Die DLR-Abteilung Über- und Hyperschalltechnologie (AS-HYP, Dr. Ali Gülhan) ist durch die Lehre und offizielle Kooperationsvereinbarungen ein enger Partner der RWTH Aachen. Die Abteilung besitzt große Erfahrung in der Instrumentierung von Flugexperimenten und deren Qualifizierung in Bodenanlagen.

6. Verwendung der Zuwendung und der wichtigsten Positionen des zahlenmäßigen Nachweises

Seit Beginn des Projektes konnten ca. 50 Studierende für das ROTEX-T-Projekt gewonnen werden. Sie bearbeiteten sowohl numerische als auch experimentelle Projekte und konnten bereits von Anfang an wertvolle Ergebnisse liefern. Auf die Studierenden entfielen ca. 195,000 € Personalkosten. Das Preliminary Design Review (PDR) sowie das Critical Design Review (CDR) fanden im Dezember 2011, bzw. Juli 2012 in Oberpfaffenhofen statt. Ausserdem fand das geplante Flugexperiment am 19. Juli 2016 in Nordschweden statt. Für die Reisen nach Oberpfaffenhofen und nach Kiruna in Nordschweden wurden ca. 14,000 € verwendet. Für weitere Reisen von Aachen nach Köln bzw. Bonn wurden keine Mittel ausgegeben. Weitere 46,000 € entfielen auf Sachkosten.

7. Notwendigkeit und Angemessenheit der Arbeit

Technologische Experimente mit Höhenforschungsraketen sind eine effiziente Ergänzung zu Bodenexperimenten. Ein solches Experiment wurde im Juli 2016 in Kiruna/Schweden von MORABA durchgeführt. Die Studierenden der Raumfahrt an der RWTH Aachen hatten bei der Durchführung dieses Projektes, in Form von Arbeiten als studentische Hilfskräfte aber auch im Rahmen von Projekt-, Bachelor- und Masterarbeiten die Gelegenheit, wertvolle Erfahrungen für ihr Studium zu erwerben.

8. Nutzen

Die RWTH verfolgt das Ziel einer aktiven Verzahnung von interdisziplinärer Grundlagenforschung sowie anwendungsorientierter Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet der Modellierung, Simulation und Optimierung technisch wissenschaftlicher Systeme. Im Rahmen des Projektes ROTEX-T konnte die grundlagenorientierte numerische und experimentelle Ausbildung auf dem Gebiet der Überschallströmungen für eine Vielzahl von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt angeboten werden.

9. Ein ähnliches Projekt, allerdings nicht an der RWTH Aachen, ist das Projekt STERN, bei dem Studierende der Fachrichtung Luft- und Raumfahrt eine eigene Rakete inklusive Antriebssystem bauen.

10. Während der Dauer des Projektes wurden von den Studierenden Projekt-, Bachelor- und Masterarbeiten angefertigt, die üblicherweise nicht für die Veröffentlichung vorgesehen sind.

Es folgen die technischen Zwischenberichte Institute

- Aerodynamisches Institut (AIA)
- Institut und Lehrstuhl für Flugsystemdynamik (FSD)

der RWTH Aachen.

2 Technischer Bericht AIA

A. Henze, W. Schröder, S. Czambor

2.1 Task 3: Nutzlast, Zusammenfassung

2.1.1 Wissenschaftliche/technische Ergebnisse

Die Stoßstrukturen und die möglichen Ablösegebiete an einem Doppelkegel in supersonischer Anströmung wurden für verschiedene Randbedingungen simuliert.

2.1.2 Stand des Teilvorhabens

Die Simulationen für verschiedene Randbedingungen in laminarer Strömung und in turbulenter Strömung mit einem RANS-Modell sind abgeschlossen. Die Gittergenerierung für die Untersuchung des Strömungsfeldes bei kleinen Anstellwinkeln ist erfolgt. Die Rechnungen sind abgeschlossen. Das Teilvorhaben ist somit vollständig abgeschlossen.

2.1.3 Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens

Alle Ziele des Teilvorhabens wurden erreicht.

2.1.4 Relevante Ergebnisse Dritter

Es sind im Berichtszeitraum keine Ergebnisse von dritter Seite bekannt geworden, die für die Durchführung der Teilvorhaben relevant sein könnten.

2.1.5 Änderung der Zielsetzung

Entfällt.

2.1.6 Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans

Die Arbeit mit verschiedenen numerischen Methoden dienen der Ausbildung von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt. Die erzielten Ergebnisse wurden im Rahmen von Berichten und Masterarbeiten zusammengefasst.

2.2 Task 8: Numerische Simulation, Zusammenfassung

2.2.1 Wissenschaftliche/technische Ergebnisse

Die Raketenspitze wurde vereinfacht als Doppelkeil modelliert und die transitionären Strömungen mit einer Grobstruktur-Methode (LES) berechnet. Die Ergebnisse beinhalten die Ermittlung von räumlichen Strukturen mithilfe des λ_2 -Kriteriums, die Ableitung und Interpretation von Leistungsdichtespektren, Reynolds-Spannungen und Profilen der mittleren Geschwindigkeitsgrenzschicht.

2.2.2 Stand des Teilvorhabens

Die numerische Simulation der Keilumströmung ist abgeschlossen.

2.2.3 Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens

Alle Ziele des Teilvorhabens wurden erreicht.

2.2.4 Relevante Ergebnisse Dritter

Es sind im Berichtszeitraum keine Ergebnisse von dritter Seite bekannt geworden, die für die Durchführung der Teilvorhaben relevant sein könnten.

2.2.5 Änderung der Zielsetzung

Entfällt.

2.2.6 Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans

Die Arbeit mit verschiedenen numerischen Methoden dienen der Ausbildung von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt. Die erzielten Ergebnisse wurden im Rahmen von Berichten und Masterarbeiten zusammengefasst.

2.3 Task 18: Berechnung der aerodynamischen Beiwerte für die Aufstiegs- und die Startkonfiguration mit einem RANS-Modell, Zusammenfassung

2.3.1 Wissenschaftliche/technische Ergebnisse

Als zentrales Ergebnis des Teilprojektes kann die numerisch berechnete Strömung um die Oberstufe der ROTEX-Rakete bei 40 km Höhe angesehen werden. Dieser Datensatz bildet die Grundlage zum Abgleich der Strömung mit dem im Flug bei derselben Flughöhe gemessenen Daten. Ein weiteres hervorzuhebendes Erzeugnis dieser Arbeit ist das erstellte, multifunktionale Gitternetz von der ROTEX-Rakete, welches eine hohe Wiederverwendungsmöglichkeit bietet, da mit diesem weitere Flughöhen über 40 km und auch eine große Bandbreite an Finnenanstellwinkeln untersucht werden können.

2.3.2 Stand des Teilvorhabens

Das Projekt wurde beendet.

2.3.3 Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens

Alle Ziele des Teilvorhabens im Rahmen des ROTEX-Projektes wurden erreicht.

2.3.4 Relevante Ergebnisse Dritter

Es sind im Berichtszeitraum keine Ergebnisse von dritter Seite bekannt geworden, die für die Durchführung der Teilvorhaben relevant sein könnten.

2.3.5 Änderung der Zielsetzung

Entfällt.

2.3.6 Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans

Die Arbeit mit verschiedenen numerischen Methoden dienen der Ausbildung von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt. Die erzielten Ergebnisse wurden im Rahmen von Berichten und Masterarbeiten zusammengefasst.

2.4 Task 19/20: LES-Simulation der Umströmung der Nutzlast/ Einbringen von Störungen in die LES-Methode zur Simulation der in der Atmosphäre vorhandenen Störungen, Zusammenfassung

2.4.1 Wissenschaftliche/technische Ergebnisse

2.4.2 Stand des Teilvorhabens

Das Projekt wurde beendet.

2.4.3 Aussicht auf Erreichen der Ziele des Teilvorhabens

Alle Ziele des Teilvorhabens im Rahmen des ROTEX-Projektes wurden erreicht.

2.4.4 Relevante Ergebnisse Dritter

Es sind im Berichtszeitraum keine Ergebnisse von dritter Seite bekannt geworden, die für die Durchführung der Teilvorhaben relevant sein könnten.

2.4.5 Änderung der Zielsetzung

Entfällt.

2.4.6 Verwertung der Ergebnisse/Fortschreibung des Verwertungsplans

Die Arbeit mit verschiedenen numerischen Methoden dienen der Ausbildung von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt. Die erzielten Ergebnisse wurden im Rahmen von Berichten und Masterarbeiten zusammengefasst.

2.5 Task 19/20: LES-Simulation der Umströmung der Nutzlast/ Einbringen von Störungen in die LES-Methode zur Simulation der in der Atmosphäre vorhandenen Störungen, Technischer Bericht

2.5.1 Übersicht

Dieses Teilprojekt untersucht numerisch den Einfluss von kleinen Störungen in der Anströmung auf die Aerodynamik und die thermischen Lasten des oberen Teils der Rakete. Dazu wird ein zweidimensionales Rechengitter für eine Hälfte des Längsschnitts der Raketenspitze erstellt und mittels einer Grobstruktursimulation laminar berechnet. Die Berechnungen erfolgen für eine Machzahl von 4,8 und eine Reynoldszahl von 500.000. In diesem Teilprojekt wird ein für die Simulation geeignetes Rechengitter erstellt, das die Umströmung der Rakete und die zu erwartenden Phänomene hinreichend gut auflöst. Im Anschluss werden Störungen im Druck und der Geschwindigkeit simuliert und ihre Auswirkungen ausgewertet. Dabei werden die Verläufe von Druck, Temperatur und Geschwindigkeit, die Dicke der Grenzschicht, die Orte der Ablösung und des Wiederanlegens und die Wirbelbildung untersucht.

2.5.2 Methoden

Die Grundlage für die Berechnung von Strömungen bilden die Navier-Stokes-Gleichungen. Dieses System nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung beschreibt die Massenerhaltung (Gl. 1) und die Impulserhaltung in allen drei Raumrichtungen (Gl. 2). Gemeinsam mit der Erhaltungsgleichung für die Energie (Gl. 3) werden damit im Gegensatz zu den Eulergleichungen Reibung und Wärmeleitung berücksichtigt. Geschlossene analytische Lösungen mit den Strömungsvariablen als Funktion der räumlichen und zeitlichen Koordinaten können nur bestimmt werden, indem bestimmte Terme vernachlässigt werden, sofern dies physikalisch zulässig ist. Daher bleiben für viele Anwendungsfälle in der Praxis die experimentelle und die numerische Untersuchung übrig. Für die numerische Simulation werden Anfangs- und Randbedingungen zur Lösung benötigt.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho u_j) \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho u_j u_i - p\delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho e u_j - p u_j + \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}) \quad (3)$$

Da mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden sind, werden zur Schließung des Problems weitere Terme benötigt. Diese sind das ideale Gasgesetz, die Bestimmungsgleichung für die Energie und Stoffeigenschaften für das Strömungsmedium, in diesem Fall Luft. Unter Verwendung der Isentropenbeziehung (Gl. 4), die unter Bedingung stetiger Zustandsänderung hergeleitet wurde, können Bestimmungsgleichungen für die Verhältnisse von Druck, Dichte und Temperatur zu ihren Ruhegrößen in Abhängigkeit von der Machzahl entsprechend Gl. (5) entwickelt werden. Diese werden im Strömungslöser benutzt, um den Anfangszustand aus den Simulationsparametern zu berechnen [And03].

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \quad (4)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (5)$$

Die Trajektorie der Rakete führt das ROTEX-T-Experiment bis in eine Höhe von 170 km. Auf dem Weg abwärts erreicht sie in einer Höhe von 20 km ihre höchste Geschwindigkeit mit etwa 1700 Metern pro Sekunde. Die Messungen werden in der Stratosphäre zwischen 20 und 50 km Höhe vorgenommen. Für die realistische Simulation der Anströmung der Rakete und der Störungen in der Anströmung ist es nötig, die Verhältnisse in der Atmosphäre zu kennen.

Höhe [m]	T [K]	$p \left[\frac{N}{m^2}\right]$	$\rho \left[\frac{kg}{m^3}\right]$	$a \left[\frac{m}{s}\right]$	$\rho_0 \left[\frac{N}{m^2}\right]$	T_0 [K]	Re	$u \left[\frac{m}{s}\right]$
39000	247,6	328,8	0,4827E-2	315,4	137336	1388,5	441520	1514,1
38180	245,4	367,9	0,5224E-2	313,9	153658	1375,7	499974	1507,1
38000	244,8	377,1	0,5366E-2	313,6	157516	1372,9	513892	1505,6

Tabelle 1: Parameter der Strömung für $Ma = 4,8$

Die Atmosphäre der Erde wird in Schichten modelliert. Vom Erdboden bis in eine Höhe von 18 km am Äquator und 8 km an den Polen liegt die Troposphäre. Die Stratosphäre schließt sich daran an und reicht bis auf 50 km, wo sie in die Mesosphäre übergeht. Sie grenzt sich von der Troposphäre dadurch ab, dass die Temperatur hier wieder ansteigt [RW11]. In der Stratosphäre liegt die Temperatur zwischen 215 und 270 K. Damit berechnet sich die Schallgeschwindigkeit zu 290 - 330 m/s. Daher wird für die Simulation eine Machzahl von $Ma=4,8$ gewählt [NAS76]. Die Reynoldszahl wird zu 500 000 gewählt. Tabelle 1 listet einige Zustände der Atmosphäre und die Ruhewerte des Flugzustandes abhängig von $Ma = 4,8$ und der Höhe auf. Demnach wird $Re = 500\ 000$ bei $Ma = 4,8$ in einer Höhe von 38 180 m erreicht. In 40 km Höhe beträgt die mittlere freie Weglänge zwischen den Molekülen des Strömungsmediums weniger als $1 * 10^{-5}$ m. Da der untersuchte Abschnitt der Rakete einen Meter lang ist, beträgt die Knudsenzahl etwa $Kn = 1 * 10^{-5}$. Dies liegt deutlich im Bereich der Kontinuumsströmung.

Für die Anströmung der Rakete ist neben ihrer Eigenbewegung die Bewegung der Luft in der Atmosphäre verantwortlich. Die makroskopischen Strömungsgrößen ändern sich stetig mit der Höhenänderung der Rakete. Die hohe Geschwindigkeit hat zur Folge, dass Gebiete verschiedener Strömungszustände schnell durchflogen werden. Durch Turbulenzen in der Atmosphäre kommt es zu Schwankungen in der Amplitude von Bruchteilen der durchschnittlichen Anströmung.

Die atmosphärischen Bedingungen in großer Höhe werden auf vielfältige Weise mit Forschungsflugzeugen, Wetterballons, Wettersatelliten im niedrigen Erdorbit, Radar- und Lidaranlagen sowie Raketen gewonnen. Hochaufgelöste Messungen existieren dabei für den größten Teil der Erdatmosphäre nicht. Messungen konzentrieren sich oft auf die Flughöhe von Verkehrsflugzeugen und die Bereiche, die maßgeblich für Wettervorhersagen sind. Flugzeuggestützte Messungen der Geschwindigkeitsschwankungen in 9 km Höhe ergaben laut [Qua06] Vertikal- und Horizontalwinde, die jeweils mit einer Frequenz von etwa 1 Hz und einer Amplitude von 1 m/s schwingen. Radarbeobachtungen der Stratosphäre durch [WG74], die die Dopplerverschiebung der Rückstreuung auswerteten, ergaben Schwankungen der Horizontalwinde um 2 m/s, der Vertikalwinde um 0,2 m/s in 20 km Höhe und

von 30 m/s bzw. 2 m/s in 80 km Höhe. Das mit einem Hitzdraht-Anemometer ausgerüstete ballongestützte LITOS-Experiment misst in einer Höhe von 20 bis 30 km Temperaturfluktuationen mit einer Amplitude von 5 K und Geschwindigkeitsfluktuationen mit einer Amplitude von $10 - 20 \frac{m}{s}$ sowohl in Horizontal- als auch in Vertikalrichtung [HGL14].

Da das ROTEX-T-Experiment dank seiner hohen absoluten Geschwindigkeit die örtlichen Fluktuationen in schneller Folge passieren kann, die Rotation des Flugkörpers dazu führt, dass sich in rascher Abfolge die auftreffende Strömung ändert und die Verdichtungsstöße vor dem Flugkörper ihrerseits Schwankungen in der Strömung erzeugen, erscheint es angemessen, in der numerischen Untersuchung Störungen mit einer Amplitude von 0,1% bis 1 % der Anströmung mit einer Wellenlänge im Bereich von wenigen Millimetern anzunehmen.

Der zu untersuchende Teil der ROTEX-T-Rakete besteht aus einer abgerundeten Spitze, die in eine 7°-Schräge übergeht. An einem Knick ändert sich der Winkel auf 20°. Schließlich wird die Geometrie mit einem negativen Knick auf einen Winkel von 0° zurückgeführt. Entlang der festen Körperwand wird wegen der Haftbedingung, die die Strömungsgeschwindigkeit zu null festlegt, eine Grenzschicht erwartet, innerhalb derer sich die Strömung schnell der Außenströmung anpasst. Dementsprechend muss das Rechengitter in der Nähe der Wand fein genug sein, um die Änderungen der Strömung aufzulösen. Die nötige Breite der Gitterzellen lässt sich aus der Reynoldszahl und dem universellen Wandgesetz für die turbulente Rohrströmung bestimmen. Das universelle Wandgesetz (Gl. 6) für turbulente Rohrströmung ist hinreichend genau und muss in Ermangelung eines besseren Modells verwendet werden. Es gelten $y^+ = 1$ und $C = 5,5$ für die zähe Unterschicht.

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = 2.5 \ln y^+ + C \quad (6)$$

Die kleinste Schrittweite y berechnet sich nach Gl. (7). Mit den Annahmen für das universelle Wandgesetz, dem Verhältnis u/ν aus der Definition der Reynoldszahl mit $Re=500000$ und der dimensionslosen Länge $L=1$ ergibt sich die Schrittweite zu $y = 0,000016$ m.

$$y = y^+ \frac{\nu}{u} \frac{u}{u_*} \quad (7)$$

Mit diesem Wert für die Zellenbreite an der Raketenspitze und den Schrittweiten zur Anpassung des Gitters um den Stoß ergibt sich, dass in I-Richtung 3998 Zellen und in J-Richtung 300 Zellen modelliert werden. Zur Beschleunigung der Rechnung wird das Gitter in viele verschiedene Blöcke unterteilt, die gleichzeitig auf jeweils einem eigenen Kern gerechnet werden. Zur Reduktion von Rechenzeit wird die Symmetrie des Raketenkeils ausgenutzt und nur eine Hälfte des Längsschnitts numerisch simuliert. Entlang der Symmetrieebene werden die Strömungsvariablen durch Spiegelung ermittelt.

Am rechten Rand des Rechengitters tritt die Strömung aus. Die Strömungsvariablen werden hier durch Extrapolation gewonnen. Die Gradienten von Dichte, Druck und spezifischem Impuls werden zu null gesetzt, indem die Strömungsvariablen mit den Werten der Nachbarzellen belegt werden. Am Einströmrand werden die spezifischen Impulse der Raumrichtungen und der Druck, die aus den übergebenen Parametern Machzahl und Isentropenkoeffizienten γ berechnet wurden, übernommen und mit örtlichen und zeitlichen Fluktuationen beaufschlagt, um Störungen in die Anströmung einzuleiten. Entlang der Körperkontur befindet sich die feste Wand der Rakete. Hier müssen die physikalischen Randbedingungen wie die Haftbedingung und die Wärmeleitung modelliert werden. Die

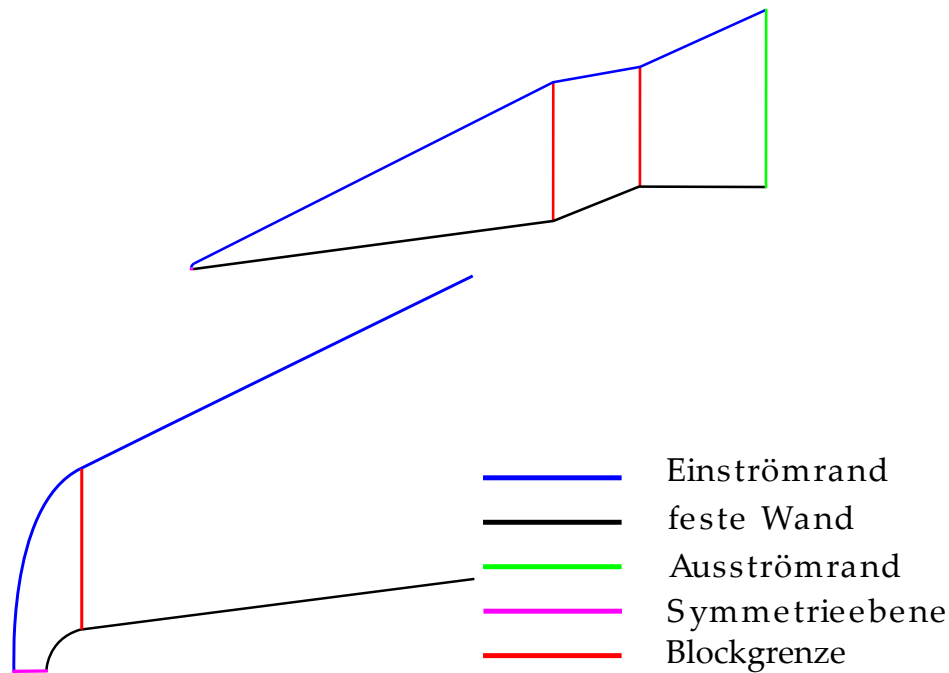


Abbildung 1: Randbedingungen

Haftbedingung besagt, dass sich die Geschwindigkeit der Luftmoleküle direkt an der Wand ihrer Geschwindigkeit angleicht. Daher werden die spezifischen Impulse ρu und ρv hier zu null gesetzt. Die Wand wird adiabatisch modelliert, das heißt der Temperaturgradient normal zur Wand verschwindet. Da auch der Druckgradient normal zu Wand gleich null ist, folgt nach dem idealen Gasgesetz das gleiche für den Dichtegradienten, sodass die Dichte entlang der Wand gleich der darüber angrenzenden Zelle gesetzt wird.

Um eine periodische Druckstörung entlang des Einströmrandes zu erzeugen, wird der entdimensionierte Druckwert mit einer entsprechenden Kosinusschwingung (Gl. 8) beaufschlagt. Als Amplituden werden ein Hundertstel und ein Tausendstel des Drucks der freien Anströmung gewählt, da dies den Verhältnissen in der mittleren Stratosphäre nahe kommt. Um eine flächenhafte Ausdehnung der Störungen im Bereich von Millimetern bis Zentimetern zu erreichen, wird der Kosinusfunktion als Argument ein Faktor von $a=100$ beziehungsweise $a=10$ übergeben, da die Koordinaten auf die Gesamtlänge des zu untersuchenden Abschnitts der Rakete bezogen wurden. Die Störfunktion ist abhängig von der y -Koordinatenrichtung gewählt, die senkrecht zur Längsachse der Rakete steht. Dadurch entstehen entlang des Einströmrandes abwechselnd Druckminima und -maxima, die in das Rechengebiet hineinlaufen. Im Bereich des Knicks im oberen Teil des Rechengitters, der zur Reduktion der Gitterelemente eingeführt wurde, kommt es durch die veränderte Steigung zu einer größeren flächenmäßigen Ausdehnung der Störungen, die aber nicht mehr in den zu untersuchenden Bereich um den Keil hineinlaufen. Abbildung 2 zeigt, wie die Druckschwankungen entlang des Einlaufendes generiert werden und in das Strömungsgebiet hineinlaufen.

$$\tilde{p} = p + \frac{1}{100} p \cos(2\pi * y * a) \quad (8)$$

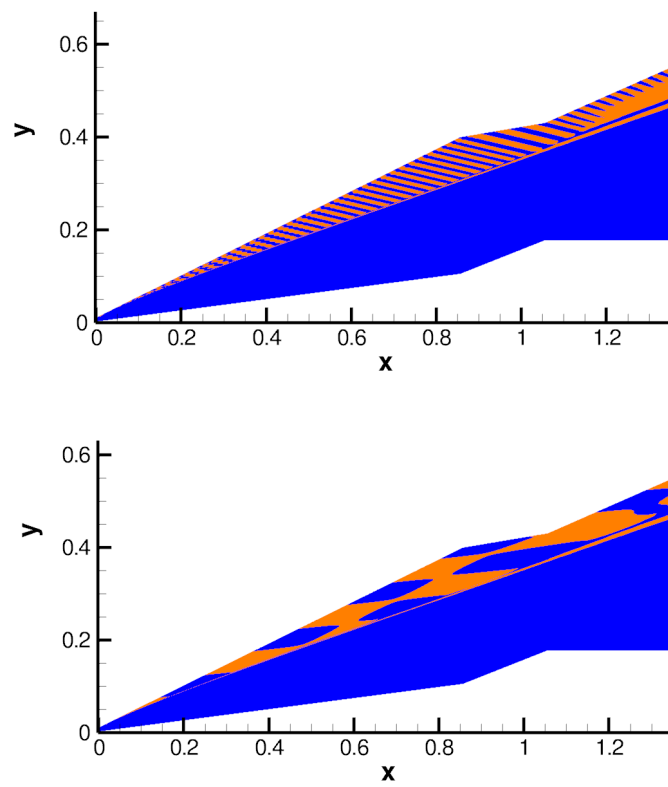


Abbildung 2: räumliche Ausdehnung der aufgebrauchten Störungen für $a=100$ (oben) und $a=10$ (unten)

Des Weiteren wird eine Störung der Geschwindigkeitskomponente in Längsrichtung der Rakete untersucht. Das Aufbringen einer Geschwindigkeitsstörung wird erreicht, indem der Impuls in x -Richtung mit einer Kosinusstörung addiert wird, da der x -Impuls das Produkt aus Dichte ρ und x -Geschwindigkeit u darstellt. Es werden Geschwindigkeitsstörungen mit einer Amplitude von einem Hundertstel der freien Anströmung und einem Parameter von $2 \cdot \pi \cdot 100$ und $2 \cdot \pi \cdot 10$ mit Gl. (8) simuliert.

Es war geplant, Störungen derart auf Druck und Dichte aufzubringen, dass sich ihre Auswirkungen auf die Entropie am Einströmrand aufheben. Dies sollte geschehen, indem der Dichte und dem Druck nach bewährtem Verfahren eine Kosinusschwingung aufgeprägt würde und der Druck anschließend mit dem Isentropenkoeffizienten potenziert wird. Da nach der Isentropenbeziehung das Verhältnis von p zu ρ^γ konstant ist, bleibt die Entropie dabei konstant. Dies funktioniert auch zu Beginn der Simulation. Da allerdings der Druck bei der gewählten Geschwindigkeit und Höhe sehr niedrig ist und durch die Entdimensionierung noch geringer ausfällt, wird der Druck nach Potenzieren mit γ derart klein, dass die Simulation nach wenigen Iterationen zusammen bricht.

Zur Simulation einer zeitlichen Störung wird der Einströmrand mit einer Kosinusfunktion (Gl. 9) mit der Zeit als Parameter modelliert. Als Zeitkonstante wird $2\pi \cdot 1000$ gewählt, da der ROTEX-T-Flugkörper mit einer hohen absoluten Geschwindigkeit von 1500 m/s schnell durch viele kleinflächige Druckgebiete fliegt. Es entstehen Linien unterschiedlichen Drucks, die in das Strömungsgebiet hineinlaufen (Abbildung 3).

$$\bar{p} = p + \frac{1}{100} p \cos(2\pi t \cdot 1000) \quad (9)$$

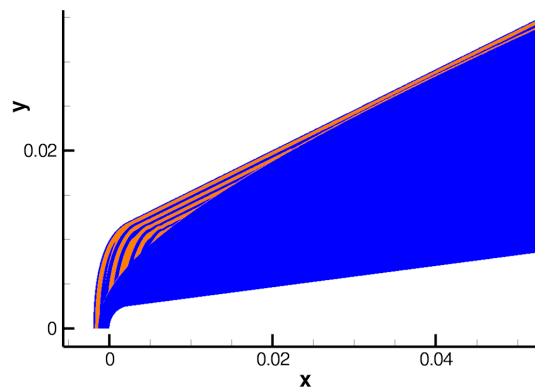


Abbildung 3: Verlauf der zeitveränderlichen Druckstörungen

Es wird eine einzelne örtlich begrenzte Druckstörung untersucht, die stärker ist als die bisher aufgeführten Störungen und einen höheren Gradienten enthält. Dazu wird eine Impulsfunktion (Gl. 10) verwendet. Mit dem Parameter b lässt sich die Position der Störung auf der y -Achse bestimmen. Mit σ wird die Stärke der Störung und mit δ ihre räumliche Ausdehnung eingestellt. In diesem Fall dringt die Störung bei $y=0,06$ in das Rechengebiet ein, so dass sie noch vor der Ablösung in die Grenzschicht eintritt. Die Breite der Störung beträgt etwa 2 mm. Abbildung 4 zeigt den Verlauf der Druckstörung abhängig von der Höhe. Die Parameter werden so gewählt, dass das Maximum der Druckstörung 10% über dem Druck der Anströmung liegt.

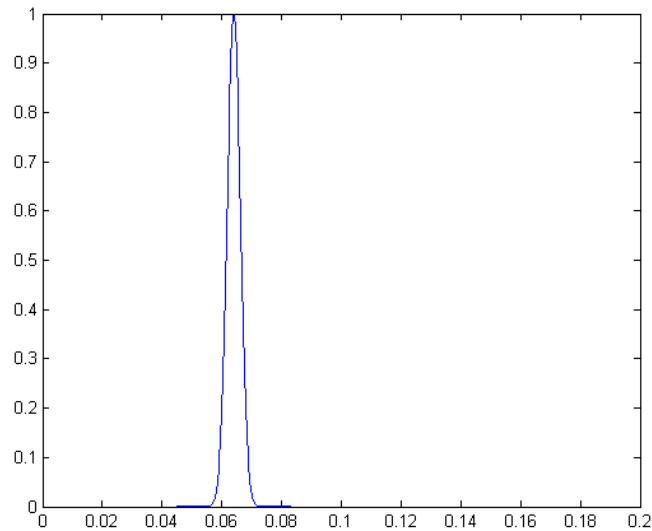


Abbildung 4: Verlauf der Druckstörung mit Impulsfunktion

$$\tilde{p} = p + \frac{p}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(y-b)^2}{\delta^2}\right) \quad (10)$$

2.5.3 Ergebnisse

Im Folgenden wird die Auswertung der Strömungssimulation der Rotex-Raketenspitze vorgenommen. Dazu wird die Verteilung der Strömungsgrößen grafisch dargestellt. Die Ausbreitung der aufgeführten Störungen durch die Verdichtungsstöße und in der Grenzschicht wird betrachtet. Die Verteilung der physikalischen Größen entlang der Körperkontur wird ausgewertet. Es folgt eine Beschreibung des Einflusses der Störungen auf die Positionen von Strömungsphänomenen wie Verdichtungsstößen, Ablösung, Wirbel und Wiederanlegung. Die Druckverläufe der instationären Simulation mit zeitlich veränderlichen Störungen werden für verschiedene markante Positionen an der Körperoberfläche ausgewertet.

In der Simulation der ungestörten Umströmung (Abb. 6) des Rotex-Flugexperiments stellt sich nach einer Simulationszeit von etwa zwei Sekunden ein stationärer Zustand ohne örtliche Fluktuation der Strömungsgrößen oder Änderung des Ortes von wichtigen Strömungsphänomenen ein. Mit der Wahl der CFL-Zahl von 0,1 ergibt sich ein Zeitschritt von $2E-7$ Sekunden pro Iterationsschritt. Es treten die zu erwartenden Stöße und Expansionen um den Körper auf.

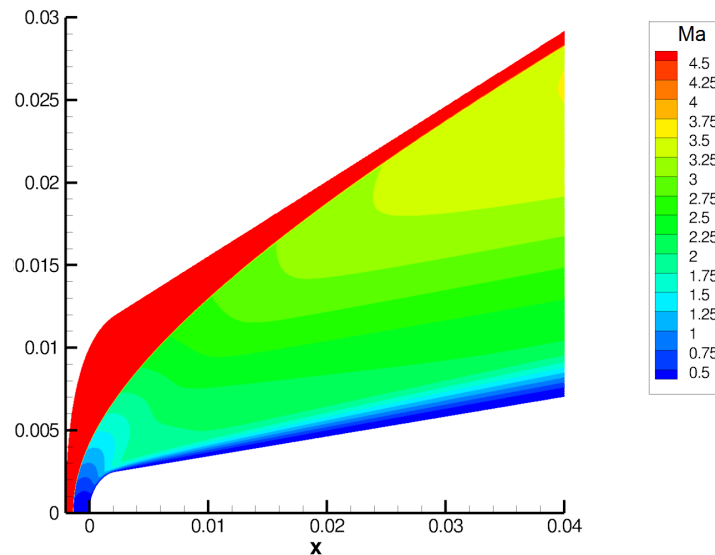


Abbildung 5: Machzahlverteilung der ungestörten Anströmung an der Raketenspitze

Vor der abgerundeten Raketenspitze stellt sich ein abgelöster Verdichtungsstoß ein. In der Symmetrieebene noch senkrecht, schmiegt er sich der abgerundeten Raketenspitze an (Abb. 5). Die Steigung des Stoßes wird schließlich linear mit einem Winkel von ungefähr 18° , wie es für einen spitzen Keil mit 7° -Steigung bei $Ma=4,8$ zu erwarten ist. Durch den stromabwärts gelegenen Keil kommt es zu einer Verengung der Strömung und damit zu einem Druckanstieg, der zur Ablösung der Strömung führt. Die Strömungsablösung beginnt bereits bei $x=0,437\text{m}$. Die Strömung legt sich erst auf der Keilflanke wieder an. Das Ablösungsgebiet stellt ein Hindernis für die Strömung dar, das einen zweiten Verdichtungsstoß außerhalb der Grenzschicht hervorruft. Mit einer Steigung von $22,6^\circ$ ist er etwas steiler als der erste, so dass die beiden Stöße sich schließlich bei $x=1,3\text{m}$ treffen und der resultierende vereinigte Stoß etwas flacher wird. Die größte Stoßintensität liegt in der Symmetrieebene, wo die Strömung von $Ma=4,8$ auf $Ma=0,4$ reduziert wird, bevor sie am Staupunkt an der Raketenspitze auf $Ma=0$ gebremst wird. Im linearen Bereich des ersten Verdichtungsstoßes seitlich vom Flugkörper wird die Machzahl auf 4,1 reduziert, der zweite Stoß verringert sie auf 3,9. Vom Ende des Keils geht ein dritter Verdichtungsstoß aus, an den sich sofort eine Prandtl-Meyer-Expansion anschließt. Da sich die abgelöste Strömung noch auf dem Keil wieder an die Körperkontur anlegt und die Strömung nach dem Knick in der Nähe der Oberfläche von der Reibung abgebremst wird, stellt das obere Ende des Keils ein Hindernis dar, dass diesen dritten Stoß erzeugt.

Die Druckverläufe entlang des ersten Verdichtungsstoßes sind in Abbildung 7 dargestellt. Die dunkel- und hellblauen Graphen zeigen die Druckverhältnisse am Stoß für die ungestörte Anströmung, rot und orange für die Druckstörungen mit kleiner Wellenlänge und dunkel- und hellgrün für Druckstörun-

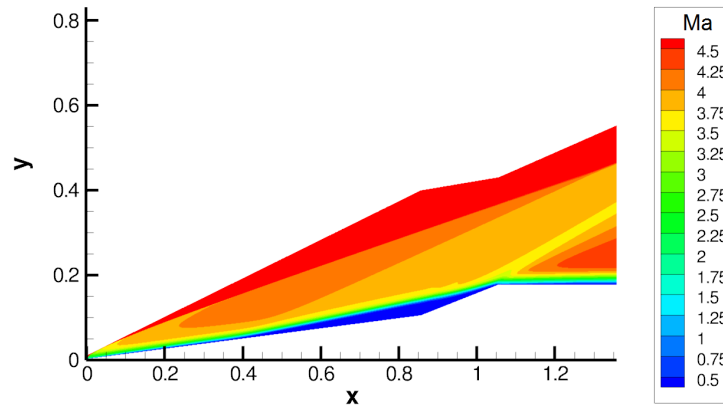


Abbildung 6: Machzahlverteilung der ungestörten Anströmung

gen mit großer Wellenlänge. Die Fluktuationen lassen sich gut erkennen. Außerdem ist für alle drei Fälle eine hochfrequente Schwingung zu erkennen, die sich mit der Datenentnahme erklären lässt. Der Verdichtungsstoß ist gekrümmt, die Datenpunkte werden entlang einer Gruppe von Geraden entnommen. Da sich in der unmittelbaren Nähe des Stoßes der Druck auf kleinem Raum stark ändert, entstehen diese Schwankungen.

Das Druckverhältnis ist über der x-Achse aufgetragen. Für die drei Kurven jeweils vor und hinter dem Stoß werden die beiden gleichen Linien verwendet, entlang derer die Datenpunkte entnommen werden. Da sich die Strömungsvariablen im Bereich eines geraden Verdichtungsstoßes auf begrenztem Raum massiv ändern und sich mit gestörter Anströmung die Position des Stoßes minimal verschiebt (Tab. 6), unterscheidet sich der qualitative Verlauf der langwelligen Störung von den anderen beiden Fällen. Abbildung 7 zeigt, dass die in die freie Anströmung eingebrachten Druckvariationen den Verdichtungsstoß unverändert durchlaufen. Die Druckunterschiede vor und nach dem Stoß sind für den geraden Verdichtungsstoß vor der Raketenspitze wie erwartet am größten. Mit abnehmendem Stoßwinkel nähern sich die Drücke hinter dem Stoß denen vor dem Stoß an, während die Amplituden der Druckschwankungen konstant bleiben. Auch ihre Wellenlänge bleibt konstant und es findet keine Phasenverschiebung statt. Da sich der Druck über den Verdichtungsstoß erhöht und die Amplitude der Störungen konstant bleibt, sinkt das Verhältnis von Störampplitude zu mittlerem Druck.

Abbildung 8 zeigt den Verlauf der Geschwindigkeiten entlang des ersten Stoßes für die Fälle der ungestörten Anströmung und die Anströmungen mit Geschwindigkeitsstörungen. Es wird die gleiche Linie zur Extraktion der Datenpunkte benutzt, die sich an der Form des Verdichtungsstoßes in der ungestörten Anströmung orientiert. Die Positionen des Stoßes unterscheiden sich für die verschiedenen Fälle der Störungen minimal, so dass aufgrund der extrem starken Gradienten der Strömungsgrößen über dem Stoß trotzdem erhebliche Unterschiede im qualitativen Verlauf zu erkennen sind. Im Fall der ungestörten Strömung und der langwelligen Geschwindigkeitsstörung ($a=10$) zeigt sich, wie die Geschwindigkeit über den Stoß extrem sinkt. Die Position des Stoßes für die kurzwelligen Störungen ($a=100$) liegt minimal weiter hinten, sodass die Linie zur Extraktion der Datenpunkte schon ein Stück weit im Inneren des Stoßes liegt. Trotzdem lässt sich erkennen, dass die Störungen in Amplitude, Wellenlänge und Frequenz konstant bleiben. Da sich die Störampplitude über den Stoß nicht verändert, die Strömung jedoch verzögert wird, ergibt sich, dass die Geschwindigkeitsstörungen im Verhältnis zur mittleren Geschwindigkeit leicht anwachsen. Der Geschwindigkeitsverlauf der lang-

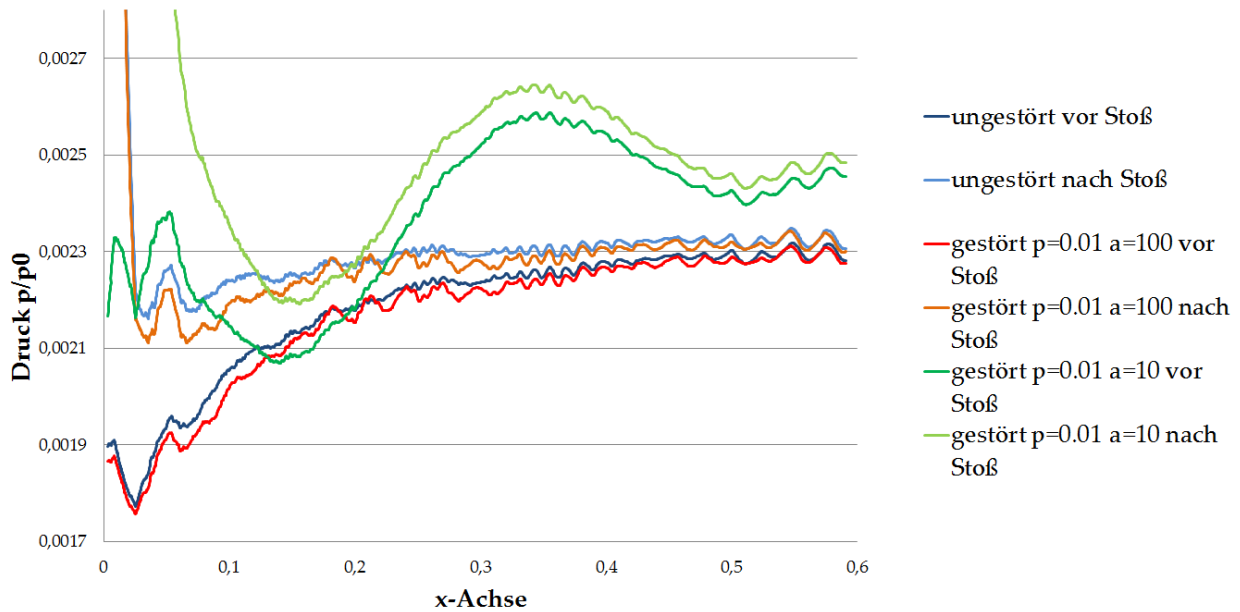


Abbildung 7: Druckverlauf vor und hinter dem ersten Verdichtungsstoß für Druckstörungen

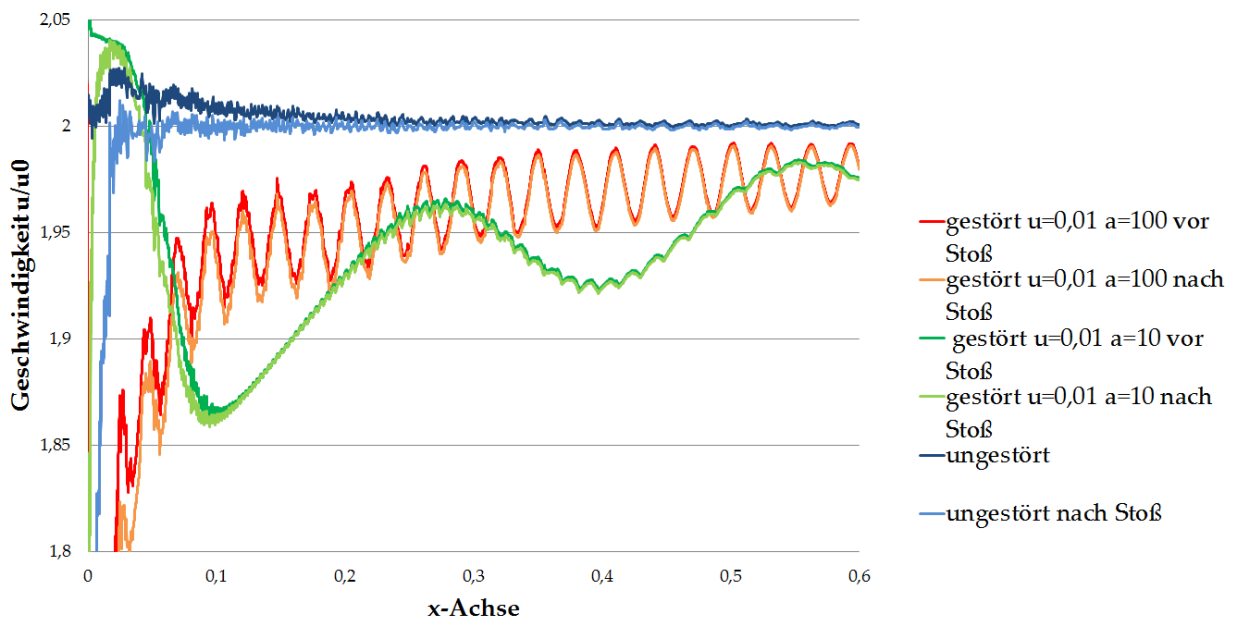


Abbildung 8: Geschwindigkeitsverlauf vor und hinter dem ersten Verdichtungsstoß für Geschwindigkeitsstörungen

welligen Störungen verdeutlicht die massive Reduktion der Geschwindigkeit im geraden Bereich des Stoßes. Im Gegensatz zu den Druckstörungen wird die Amplitude der Geschwindigkeitsstörungen kleiner mit wachsender x-Koordinate. Dies spielt für die Simulation keine Rolle, da diese Störungen nicht mehr in die Nähe des Flugkörpers reichen und damit die Grenzschicht und das Ablösegebiet unbeeinflusst lassen.

Abbildung 9 zeigt den Druckverlauf entlang des Stoßes bei einem einzelnen stärkeren Störimpuls und wurde ebenfalls entlang der Linie entnommen, die den ersten Verdichtungsstoß der ungestörten

Anströmung im annähernd konvergierten Zustand abbildet. Der Fall der starken Impulsstörung konnte im Rahmen des Teilprojektes nicht bis zum stationären Zustand simuliert werden. Zum besseren Vergleich wird trotzdem dieselbe Linie gewählt. Die Druckverläufe unterscheiden sich daher auch deutlich von denen der konvergierten Lösungen, da im Bereich des Stoßes die Strömungsgrößen massive Änderungen auf kleinstem Raum erfahren. Entsprechend sieht man an den Graphen, dass sich ab $x=0,1$ der qualitative Verlauf stark verändert, weil die Ortskurve der Datenpunkte den Stoßverlauf schneidet. Trotzdem ist der Impulsstoß bei $x=0,6$ gut zu erkennen. Sowohl die räumliche Ausdehnung als auch die Amplitude werden durch den Stoß unverändert weitergegeben. Die Amplitude des Impulses ist geringer als durch die Randbedingung am Einströmrand vorgegeben. Vermutlich kommt es mit fortschreitender Strömung zur Angleichung der Druckverhältnisse, da das Gebiet des Impulses recht schmal gewählt wurde.

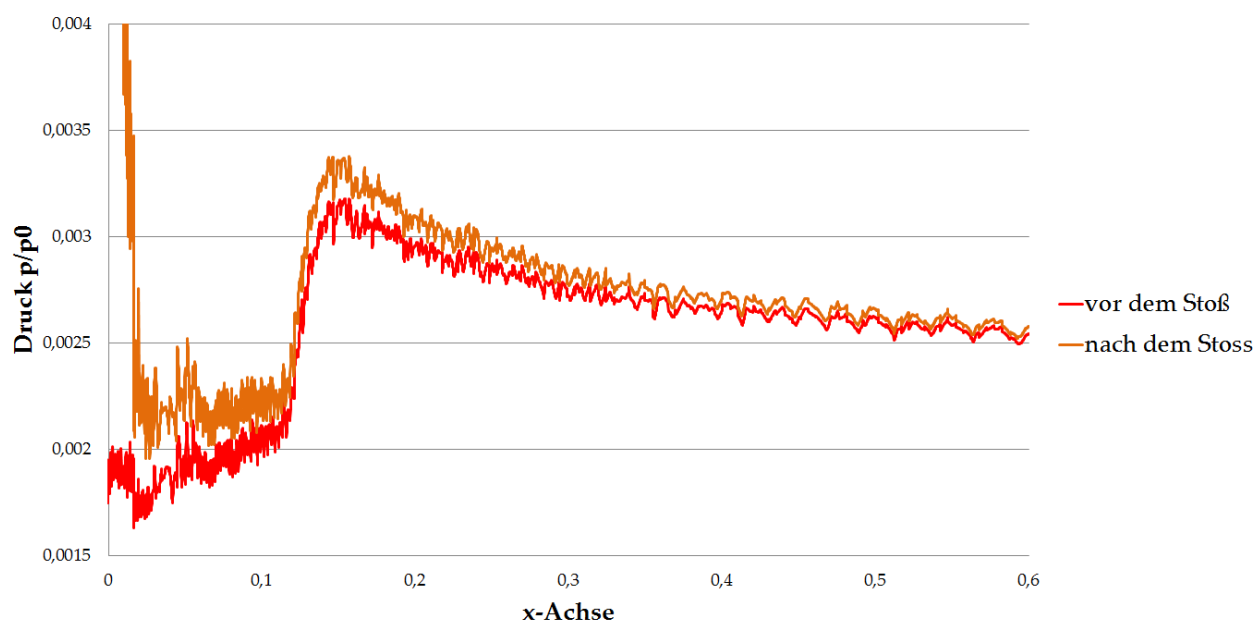


Abbildung 9: Druckverlauf vor und hinter dem ersten Verdichtungsstoß bei einer Impulsstörung

Abbildung 10 zeigt die Ausbreitung der kurzweiligen Druckstörungen um den Flugkörper. Die Skalierung ist nicht äquidistant gewählt, um zu verdeutlichen, wie die Schwingungen in das Rechengebiet eintreten und durch die Stöße und die Grenzschicht wandern. Die Druckschwankungen liegen am Einströmrand zunächst verschwommen vor, in der Nähe des Verdichtungsstoßes verstärkt sich dieser Effekt. Im oberen Bereich des Rechengebiets, wo die Störungen einen längeren Weg bis zum Stoß zurücklegen müssen, verschwimmen die Grenzen nicht. Die Druckunterschiede laufen mit einem 30° -Winkel zur x-Achse nach unten auf den Flugkörper zu, obwohl die Strömung von diesem nach oben verdrängt wird. Die Druckvariationen gleichen sich nicht vor dem Stoß einander an. Durch den ersten Stoß werden die Störungen im Betrag unverändert weitergeführt, allerdings ändert sich die Richtung ihrer Ausbreitung, so dass sie leicht nach oben abgelenkt werden.

Hinter dem Stoß weist die Druckverteilung ein lamellenartiges Muster auf. Diese Lamellen wachsen in das Strömungsgebiet hinein bis in die Nähe des zweiten Verdichtungsstoßes. Hier stauen sich die Druckstörungen auf. Hinter dem Stoß nehmen sie ihre alten relativen Abstände wieder ein und bilden Lamellen aus. Die Lamellenhäuse werden schmaler und schnüren sich schließlich ganz ein, sodass

noch einzelne Flecken von den Druckstörungen übrig bleiben. Durch den Stoß wird ihre Richtung abermals leicht verändert.

In die laminare Grenzschicht und das Ablösegebiet treten die Druckstörungen nur sehr eingeschränkt ein. Die Lamellen bilden sich in den Grenzlinien des Drucks aus, bis sie auf die Grenzschicht oder das Ablösegebiet treffen. Hier verschimmen die Lamellen. Die Position der Drucklinien auf der Körperkontur verändert sich durch die Störungen nicht.

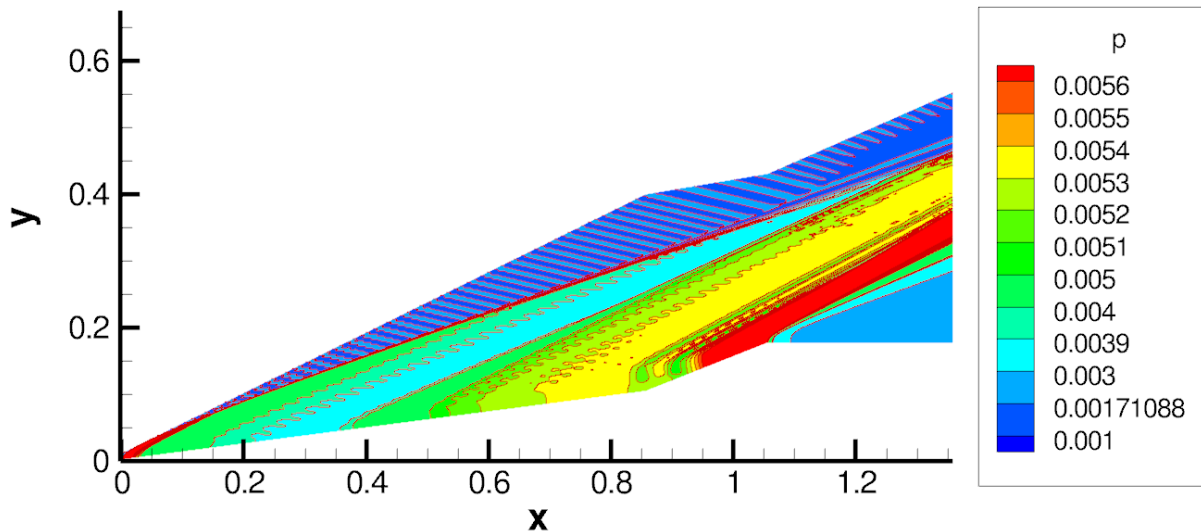


Abbildung 10: Druck im Strömungsgebiet für kurzwellige Störungen ($a=100$)

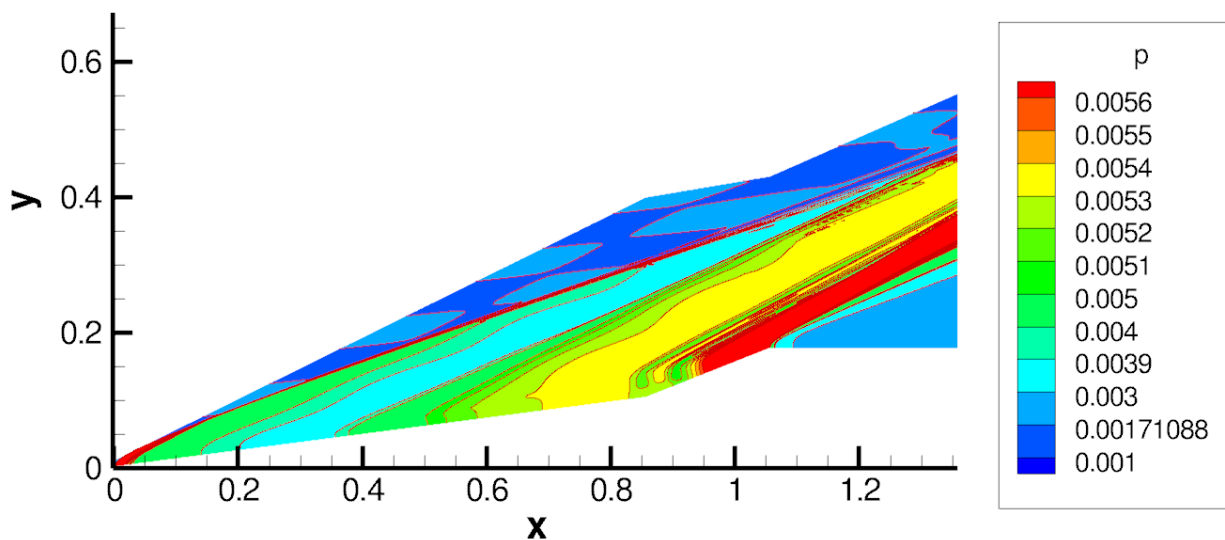


Abbildung 11: Druck im Strömungsgebiet für langwellige Störungen ($a=10$)

Die langwelligen Druckstörungen (Abb. 11) zeigen ein anderes Verhalten. Obwohl ihre Amplitude der der kurzwelligen Störungen entspricht, beginnt sich vor dem Stoß ein Kachelmuster herauszubilden. Während die ersten Störungen unverändert in den Stoß hineinlaufen, ändert sich weiter oben die Druckverteilung derart, dass aus den Hochpunkten der Druckschwingung Tiefpunkte werden und umgekehrt. Dies kann für die vorliegende Untersuchung ignoriert werden, da diese Störungen weit

oberhalb des Körpers vorbei laufen.

Durch diesen Wechsel des Drucks vor dem Stoß verändert sich die Wellenlänge der Störung hinter dem Stoß, die Wellenberge rücken mit zunehmender Höhe etwas zusammen. Ansonsten behalten die Störungen ihre Amplitude bei, durch die hohe Wellenlänge kommt es nicht zur Ausbildung von Lamellen wie im kurzwelligen Fall. Daher bilden sich auch keine einzelnen Flecken unterschiedlichen Drucks. Die langwelligen Druckstörungen dringen ebenfalls nicht in die Grenzschicht oder das Ablösegebiet ein.

In den Abbildungen 12 und 13 ist die Ausbreitung der Geschwindigkeitsvariationen vom Einströmrand zu sehen. Die Störungen laufen waagrecht in das Rechenggebiet hinein. Durch den Verdichtungsstoß wird die Strömung nach oben abgelenkt, sodass die Störungen parallel zur Körperkontur verlaufen. Auch der zweite Verdichtungsstoß, der von der Ablösestelle ausgeht, lenkt die Strömung ein weiteres Mal um, sodass die Störungen nun parallel zur Grenze des Ablösegebiets verlaufen. Dadurch können über die Länge der Rakete keine Störungen in die Grenzschicht eindringen. Einzig die frontal auf den geraden Bereich des ersten Stoßes treffenden Störungen können einen Einfluss auf den Bereich unmittelbar hinter der Raketenspitze haben.

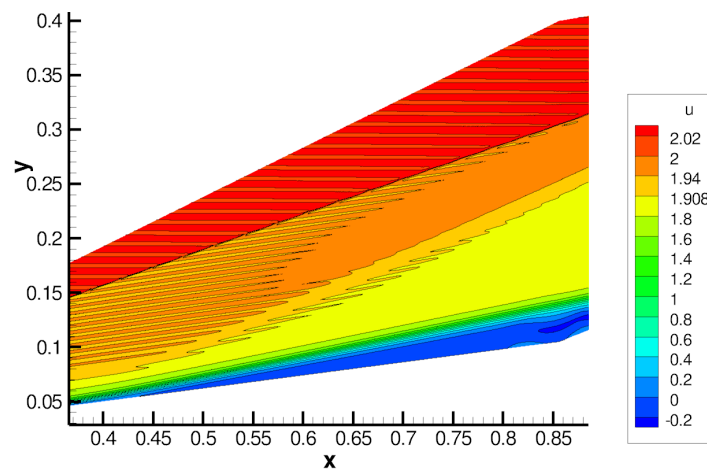


Abbildung 12: Geschwindigkeit im Strömungsgebiet für kurzwellige Geschwindigkeitsstörungen

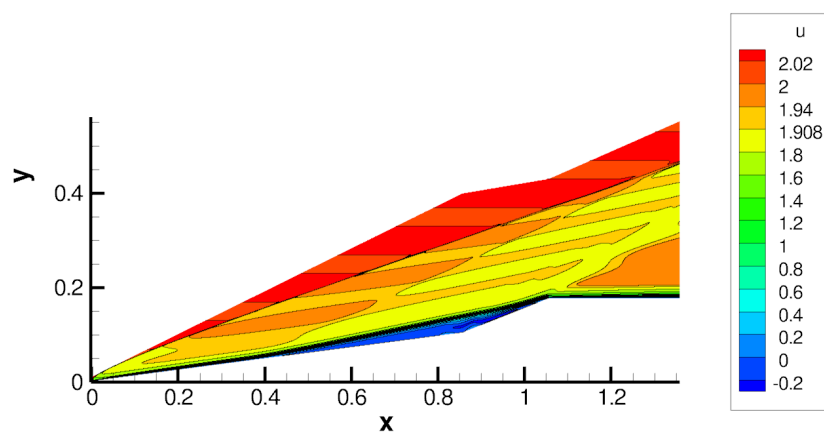


Abbildung 13: Geschwindigkeit im Strömungsgebiet für langwellige Geschwindigkeitsstörungen

Die Auswirkungen eines einzelnen stärkeren Druckimpulses nach Gl. (10) sind in Abb. 14 dargestellt. Die Druckstörung tritt bei $y = 0,6$ in den Einströmrand. Sie läuft mit dem gleichen Winkel in das Rechengebiet ein, die auch die kleineren Druckfluktuationen aufweisen. Vom ersten Verdichtungsstoß wird sie in ihrer Ausbreitungsrichtung nicht beeinflusst. Ihre Form ist konisch zulaufend, beim Eintritt in die Grenzschicht weitet sich ihre Spitze auf. An der Körperwand wird sie reflektiert. Dabei entspricht ihr Ausfallwinkel gegenüber der Wand nicht mehr dem Einfallswinkel. Er ist leicht reduziert, sodass die Störung sich nun parallel zum stromabwärts befindlichen zweiten Verdichtungsstoß ausbreitet. Beim Verlassen der Grenzschicht ist die Störung räumlich verschwommen, schnürt sich jedoch schnell ein und läuft mit konstanter Breite weiter.

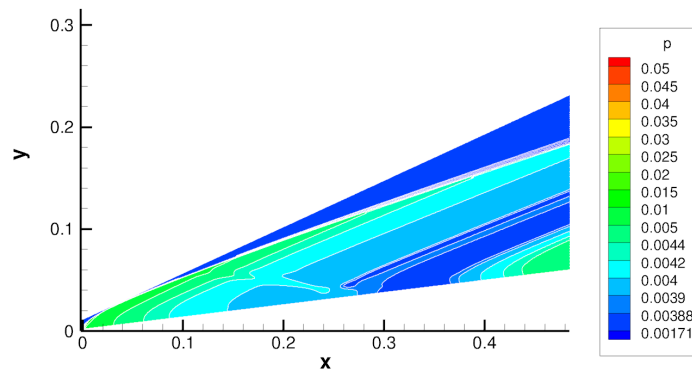


Abbildung 14: Druck am vorderen Teil der Rakete für die Impulsstörung

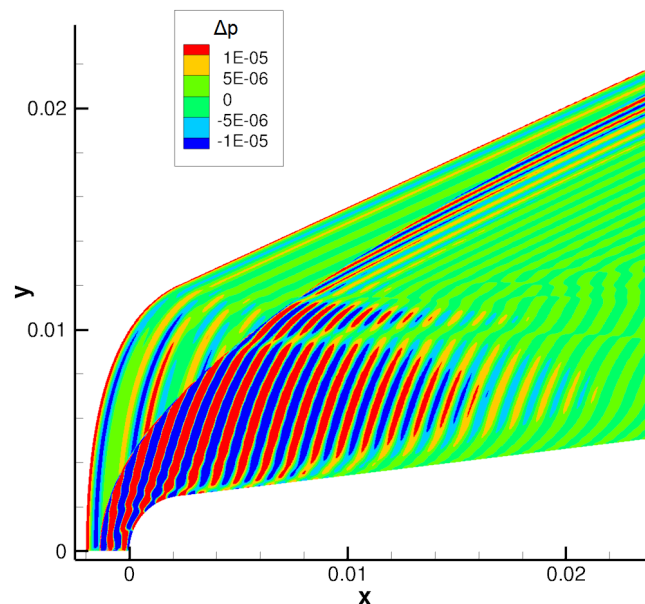


Abbildung 15: Druckdifferenz zwischen ungestörtem und zeitlich gestörtem Fall

In Abbildung 15 ist die Differenz der Drücke zwischen der instationären gestörten Anströmung und der ungestörten Anströmung zu einem festen Zeitpunkt dargestellt. Der Druckunterschied ist entlang des Einströmrandes konstant mit Höchstwerten von $\Delta p = 1,5e-5$ und Tiefstwerten von $\Delta p = -1,5e-5$. Die Gebiete der Druckstörungen treffen in der Symmetrieebene frontal auf den senkrechten Ver-

dichtungsstoß. Die Störungsgebiete behalten die Form des Einströmrandes bei, während sie in das Rechengebiet hineinlaufen, werden dabei aber schwächer. Hinter dem Stoß wächst die Differenz zur ungestörten Anströmung bedeutend. Die Unterschiede liegen hier bei $\pm 1,5e-4$. Mit der Annäherung an den Staupunkt vor der abgerundeten Raktenspitze verschwimmen die Gebiete und lösen sich von langen Streifen in einzelne Flecken auf. Über dem Flugkörper bleibt es vorerst bei längeren Streifen, die sich aber bei $y=0.01\text{m}$ schon aufteilen. Direkt über dem Körper ist der Einfluss der Grenzschicht zu erkennen. Die Streifen werden eingeschnürt und die Flecken unterschiedlichen Drucks auf der Oberfläche hängen wegen der geringeren Strömungsgeschwindigkeit gegenüber denen weiter außen etwas zurück. Außerdem werden die Druckunterschiede in der Grenzschicht ziemlich schnell schwächer. Weiter außerhalb verringern sich Amplitude und räumliche Ausdehnung der Druckunterschiede weit weniger schnell. Noch weiter in y -Richtung, wo die Störungstreifen aufgrund der Lage des Einströmrandes fast parallel zum Verdichtungsstoß verlaufen und ihr Winkel zur Strömungsrichtung viel kleiner ist, klingen die Störungen wiederum wesentlich schneller ab. Grafik 16 zeigt einen größeren Ausschnitt des Strömungsfeldes mit einer anderen Skala. Hier zeigt sich, dass die Druckunterschiede weiter stromabwärts verschwinden. Es entstehen zwar bei $x=0,06$ wieder großflächige Gebiete von Druckunterschiede, die mit zunehmender Lauflänge auch räumlich wachsen, ihre Amplitude ist allerdings unbedeutend klein. Weit neben dem Flugkörper verklingen die Druckstörungen schon bevor sie auf den Verdichtungsstoß treffen. Abbildung 17 zeigt die Druckunterschiede für das gesamte Rechengebiet. Diese bleiben im gesamten Bereich stromab der zuvor beschriebenen Gebiete sehr klein.

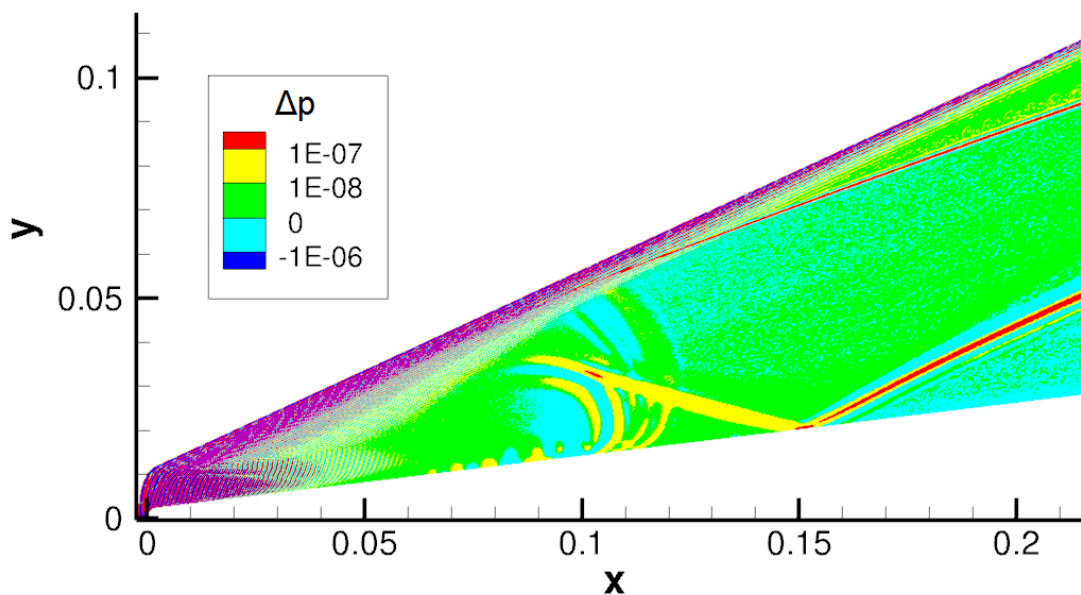


Abbildung 16: Druckdifferenz zwischen ungestörtem und zeitlich gestörtem Fall

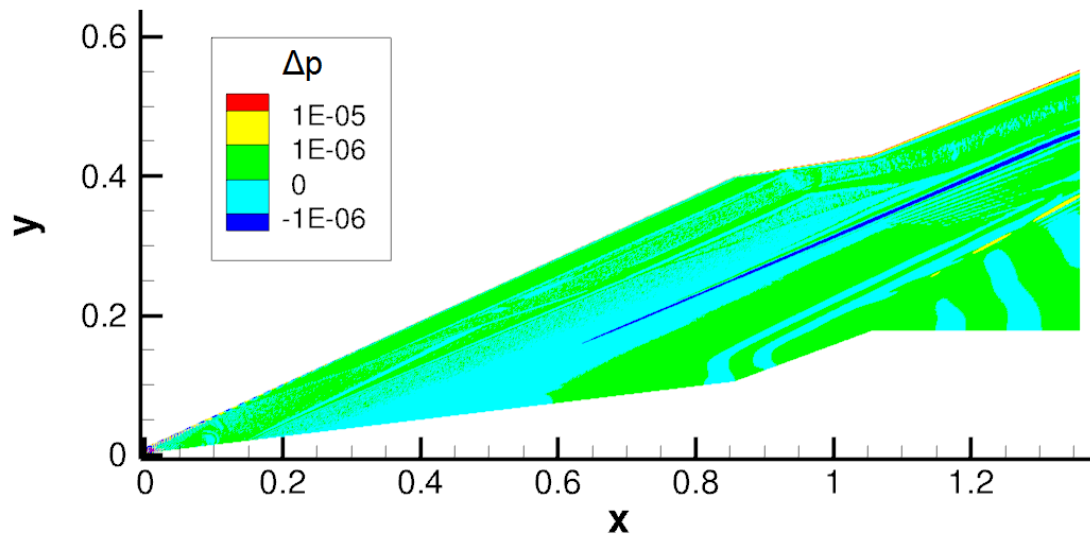


Abbildung 17: Druckdifferenz zwischen ungestörtem und zeitlich gestörtem Fall

Abbildung 18 zeigt den Druckverlauf entlang der Kontur. Hinter dem senkrechten Verdichtungsstoß staut sich die Strömung an der Raketenspitze auf. An diesem Staupunkt erreicht auch der Druck seinen höchsten Wert. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit über der Rundung fällt der Druck zunächst rapide ab. Über der Steigung der Körperkontur sinkt der Druck nur noch leicht, bis es am Stoß vor der Ablösung ($x=0,4$) durch die Verringerung der Geschwindigkeit wieder zu einem leichten Druckanstieg kommt. Im Bereich der Rezirkulation hinter der Ablösung verändert sich p nicht mehr. Auch die Anstellwinkeländerung am Keil lässt den Druck nur leicht sinken, da die Strömung in Wandnähe hier noch zirkuliert. Erst in der Mitte des Keils ($x=0,92$) stellt sich durch das Wiederanlegen der Strömung und der weiteren Kompression im Überschall erneut ein Druckanstieg ein. Am Ende des Keils wird die Strömung durch einen Knick auf einen 0° -Winkel zurückgeführt. Die sich einstellende Prandtl-Meyer-Expansion beschleunigt wiederum die Strömung schlagartig und führt zu einem starken Druckabfall. Auch in starker Vergrößerung ist keine Abweichung des Druckverlaufs der Simulationen mit druckvariiertem Anströmung von der ungestörten Anströmung zu erkennen. Ebenso stimmen die Druckverläufe für die simulierten Geschwindigkeitsstörungen mit dem der ungestörten Anströmung überein.

Der Verlauf des Drucks im Fall der Impulsstörung entlang der Körperkontur ist in Abbildung 19 aufgetragen. Die schwarze Kurve zeigt die Druckverteilung der fertig berechneten Lösung für die ungestörte Anströmung. Da die Lösung des Falls der Impulsstörung nicht fertig gerechnet werden kann, ist zusätzlich zum Verlauf der Impulsstörung in rot der Druckverlauf der ungestörten Anströmung zum gleichen Zeitpunkt in grün zum Vergleich abgebildet. Am Auftreffpunkt der Druckstörung auf der Kontur liegt ein Druckmaximum vor, das wesentlich kleiner ist als die aufgebrachte Störung. Die scheint die Grenzschicht nur stark gedämpft zu passieren. Der Druckanstieg durch den Verdichtungsstoß vor der Ablösung verändert seine Lage im Vergleich zur ungestörten Anströmung zum gleichen Zeitpunkt nicht. Ein Unterschied stellt sich erst im Ablösegebiet vor dem Knick ein, wie der Detailansicht in Abbildung 19 zu entnehmen ist. Im Stadium der Wirbelbildung kommt es zu Schwankungen in diesem Bereich, die sich mit zunehmender Simulationsdauer glätten. Diese Fluktuationen sind im Fall

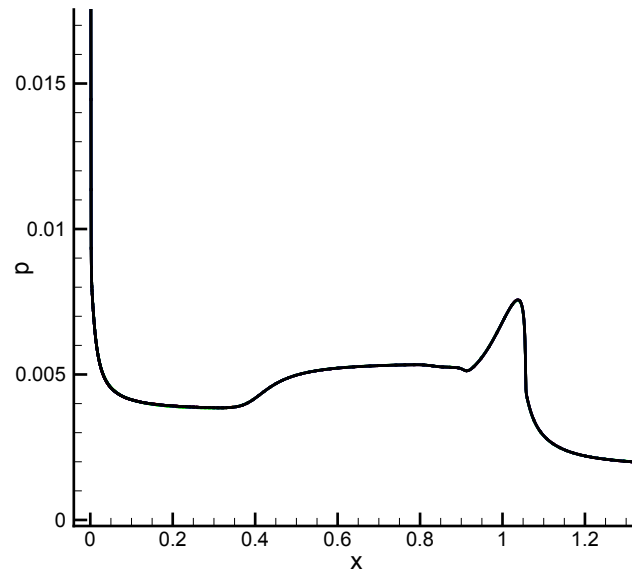


Abbildung 18: Druckverlauf entlang der Körperkontur

der Impulsstörung etwas ausgeprägter. Ob dies letztlich zu einer veränderten Strömung führen kann, bedarf weiterer Klärung.

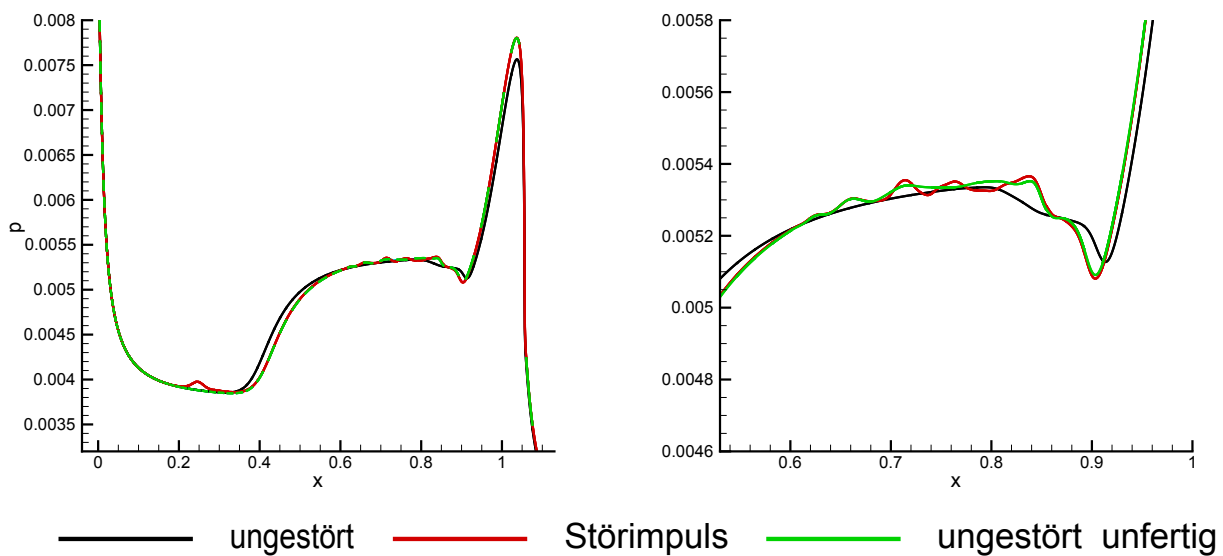


Abbildung 19: Druckverlauf entlang der Körperkontur für die Impulsstörung

Der Druckverlauf auf der Kontur für zeitlich veränderliche Druckfluktuationen ist vollkommen deckungsgleich mit dem der ungestörten Anströmung. Offenbar ist die Amplitude der Schwankungen zu klein, als dass diese einen Einfluss auf die Strömung hinter den Verdichtungsstößen oder in der Grenzschicht hätten.

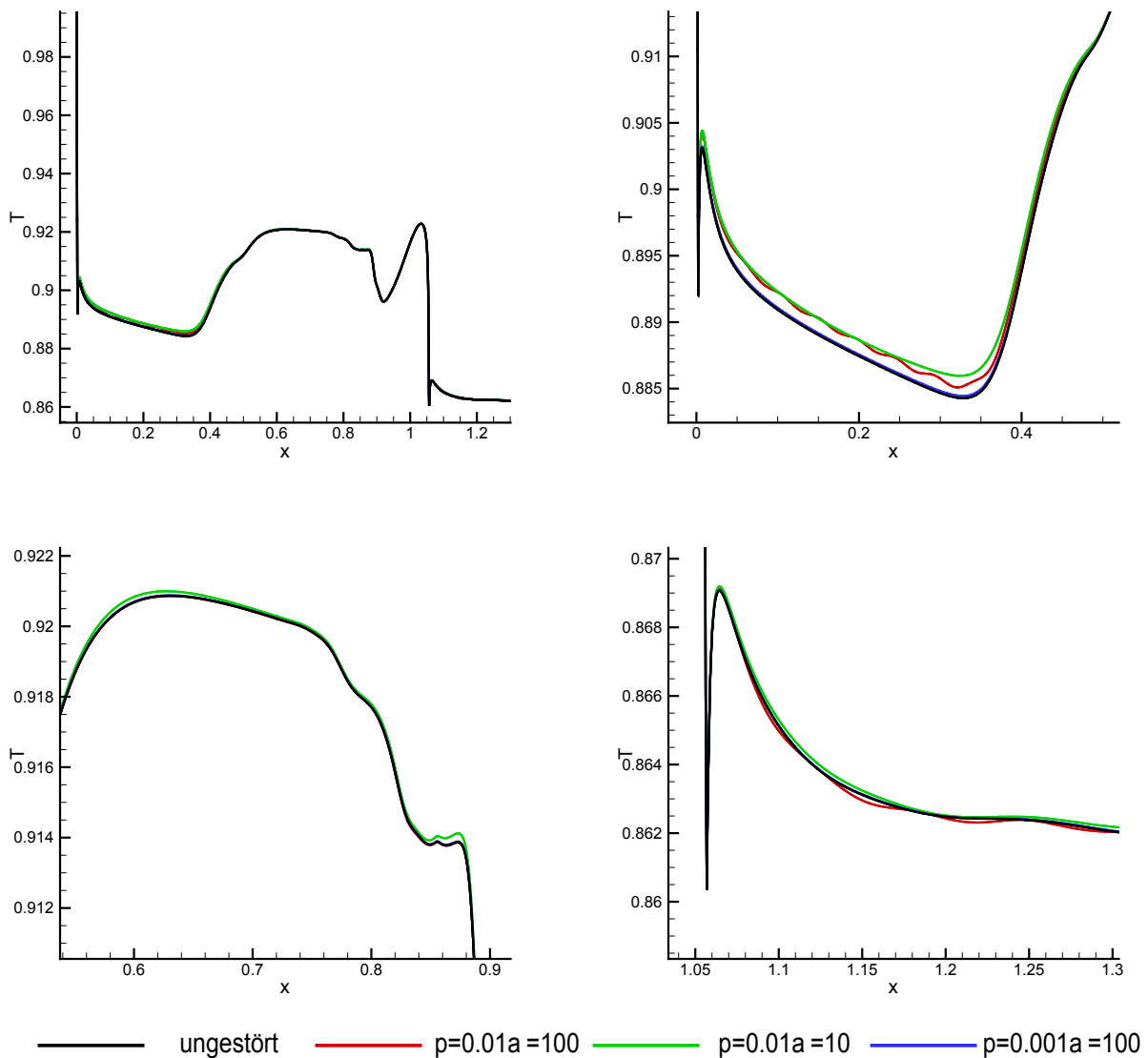


Abbildung 20: Temperaturverlauf entlang der Körperkontur für Druckstörungen

Abbildung 20 zeigt den Verlauf des entdimensionalisierten Temperaturprofils für Druckstörungen über der x -Koordinate. Zu sehen sind die Temperaturen für die ungestörte Anströmung (schwarz), die Störungen mit einer Amplitude $\hat{p}=0,01$ und $a=100$ (rot), $a=10$ (grün) sowie mit einer Amplitude $\hat{p}=0,001$ und $a=100$ (blau). Hinter dem nahezu geraden Verdichtungsstoß vor der Körperspitze liegt das Temperaturmaximum durch die starke Kompression der Anströmung über dem Stoß. Die Temperatur fällt entlang der abgerundeten Raketenspitze bis zum Übergang vom Radius zum geraden Raketenkörper. Der Übergang von der kreisförmigen Raketenspitze wurde nicht exakt stetig modelliert, das heißt die Steigung der Kontur an der runden Raketenspitze geht mit einem leichten Knick in den linear ansteigenden Bereich über. Vom Übergang an steigt die Temperatur kurz bis $x=0.007$ an. Im Bereich hinter dem von der Raketenspitze ausgehenden Stoß kann die Strömung wieder leicht expandieren und die Temperatur sinken, bis es zu einer neuerlichen Kompression der Strömung durch den vor dem Ablösegebiet stehenden schrägen Verdichtungsstoß kommt. Der steile Anstieg der Temperatur hinter dem Stoß wird im Fall der ungestörten Anströmung im Bereich der

Strömungsablösung kurz abgeschwächt. Für den Fall der gestörten Anströmung kommt es etwas später zu dieser Erscheinung und die Temperatur fällt sogar kurz wieder, obwohl im Geschwindigkeitsprofil kaum eine Änderung des Ortes der Ablösung zu erkennen ist. Stromabwärts der Ablösung erreicht der Temperaturverlauf ein Plateau. Der Betrag der Geschwindigkeit in den auftretenden Wirbeln im Ablösegebiet ist weitestgehend konstant. Mit Beginn des Keils kommt es zur Verringerung der Temperatur. In diesem Bereich liegen Wirbel auf der Kontur. Etwa nach dem ersten Drittel des Keils legt sich die Strömung wieder an und die Temperatur steigt, allerdings ist die Schicht der anliegenden Strömung noch sehr dünn und wird vom Zirkulationsgebiet beeinflusst. Mit der Annäherung an den Knick am Ende des Keils verlangsamt sich der Temperaturanstieg, bis es schließlich zu einem massiven Abfall der Temperatur durch den dritten Verdichtungsstoß vor der Prandtl-Meyer-Expansion der Strömung am Knick kommt. Durch die Expansion wird die Strömung wieder beschleunigt und die Temperatur steigt.

Für die aufgebrachten Druckvariationen am Einströmrand ergeben sich nur geringe Unterschiede im globalen Temperaturverlauf. In der Detailansicht (Abb. 20, rechts oben) lassen sich dennoch wesentliche Variationen erkennen, die aufgrund der hohen Ruhetemperatur von Bedeutung sein können. Die Störungen in der Größenordnung von 0,1% der Anströmung haben keine Auswirkungen auf die Temperatur an der Wand. Die Störungen der Größenordnung von 1% der Anströmung erhöhen die Strömungstemperatur an der Wand um $\Delta \frac{T}{T_0} = 0,002$. Dies entspricht aufgrund der hohen Ruhetemperatur der Strömung einer Erhöhung um 3 Kelvin.

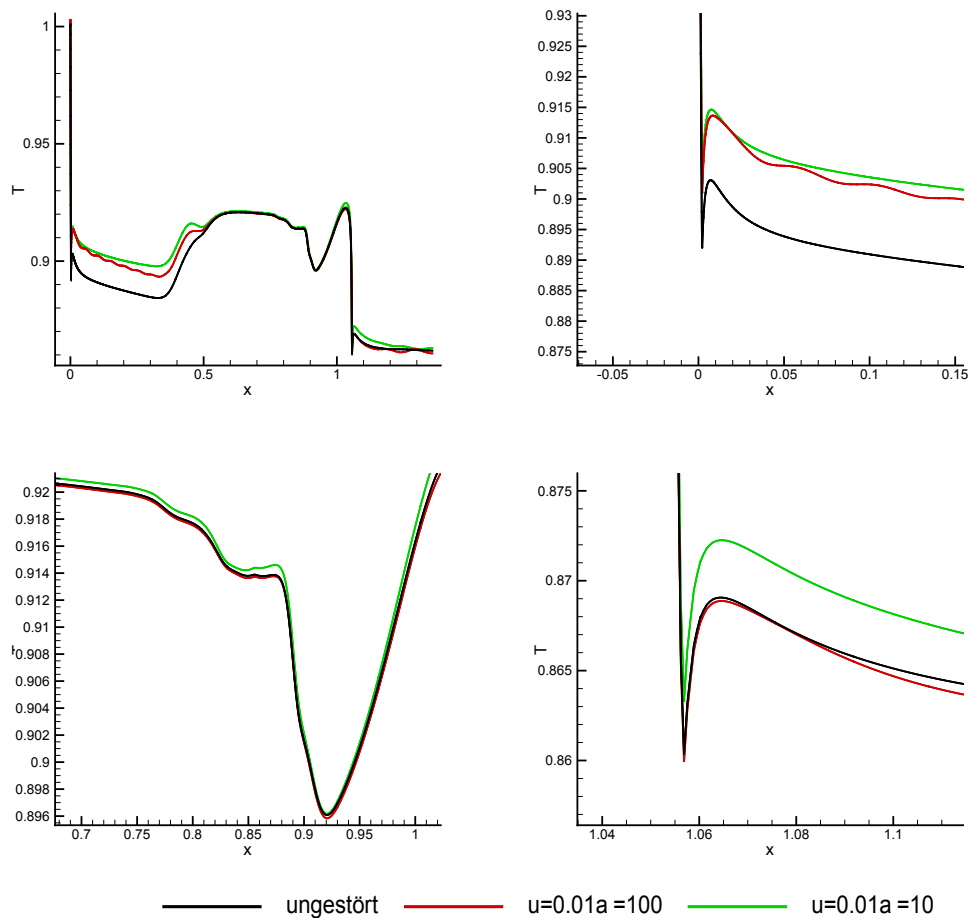


Abbildung 21: Temperaturverlauf entlang der Körperkontur für Geschwindigkeitsstörungen

In Bild 21 ist der Temperaturverlauf entlang der Wand für Geschwindigkeitsstörungen mit einer Amplitude von $\hat{u}=0,01$ und $a=100$ (rot) sowie $a=10$ (grün) zu sehen. Zum Vergleich ist wiederum der Temperaturverlauf der ungestörten Anströmung in schwarz aufgetragen. Es zeigt sich ein qualitativ weitestgehend der ungestörten Anströmung ähnlicher Verlauf. Auffällig ist, dass im Bereich der laminaren Grenzschicht die Temperatur für die Fälle der gestörten Anströmung wesentlich größer ist als für die ungestörte Anströmung oder für die druckgestörte Anströmung. Eine mögliche Erklärung für das erhöhte Temperaturniveau liegt im periodischen Geschwindigkeitsgradienten, der durch die Störungen in die Strömung eingebracht wird. Dieser trägt zu Erhöhung der Reibung bei. Allerdings divergieren die Verläufe für Störungen großer und kleiner Wellenlänge ab etwa $x=0,15\text{m}$, wobei die Störungen kleiner Wellenlänge, die einen höheren Geschwindigkeitsgradienten hervorrufen, eine etwas kleinere Temperaturerhöhung zur Folge haben.

Betrachtet man die Temperatur der Strömung um die Raketenspitze (Bild 22), so fällt auf, dass der Bereich erhöhter Temperatur, der vom Staupunkt vor der Rakete ausgeht, mit dem Bereich erhöhter Temperatur zusammen wächst, der sich aufgrund der Reibung in der Grenzschicht ausbildet. Durch die Modellierung mit einer cosinus-Funktion beginnt der Verlauf der Geschwindigkeit bei $y=0$ mit einem Maximum und nimmt dann ab. Bei der Störung mit kleiner Wellenlänge beträgt der Abstand zwischen Maximum und Minimum der Geschwindigkeit am Einströmrand etwa zwei Nasenradien. Bei der Störung mit großer Wellenlänge nimmt die Geschwindigkeit noch über einen wesentlich größeren Raum ab. Offenbar führt die abnehmende Geschwindigkeit dazu, dass die Strömung am Übergang hinter der Nase nach oben ausweichen kann und sich die Temperaturgebiete verbinden können. Dadurch hebt sich allgemein die Temperatur in der laminaren Grenzschicht für die gestörte Rechnung, während der Temperaturverlauf im Gebiet der Ablösung wieder mit dem ungestörten Fall übereinstimmt.

Die Verläufe der Störungen mit unterschiedlichen Wellenlängen trennen sich tatsächlich an dem Ort, an dem erstmalig der Teil der Strömung in die Nähe der Wand läuft, dem am Einströmrand für die Störung großer Wellenlänge eine steigende Geschwindigkeit vorgegeben wird. Die Strömung kann stärker auf die bevorstehende Ablösung reagieren. Die ansteigende Flanke im Temperaturverlauf vor dem Ablösepunkt reicht noch höher als für die ungestörte Anströmung. Es kommt zu einem lokalen Maximum, da die Störungen nur geringen Einfluss auf die innere abgelöste Strömung haben und die Temperaturverläufe sich hierdurch wieder angleichen. Die rote Kurve fällt im Gebiet der Ablösung genau mit der schwarzen zusammen, während das Niveau der grünen leicht darüber liegt.

Kurz vor dem Knick gleicht sich die Temperatur der Störungen großer Wellenlänge beinahe den anderen Fällen an. Direkt hinter dem Knick zeigt ihre Temperatur nochmals ein kleines Maximum, während die Temperaturen der anderen beiden Simulationen kurz konstant bleiben. Auch am Punkt des Wiederanlegens liegt das lokale Maximum der Temperatur für die grüne Kurve höher. Nach dem dritten Verdichtungsstoß fällt ihre Temperatur auf einen etwas weniger tiefen Wert als in den anderen beiden Fällen. Nach der Expansion steigt die Temperatur auch auf deutlich höhere Werte, während die Temperatur der gestörten Strömung kleiner Wellenlänge sogar noch unter den Wert der ungestörten Anströmung sinkt.

Abbildung 23 zeigt den Temperaturverlauf an der Kontur der Anströmung mit Störimpuls im Vergleich zur ungestörten Anströmung. Die schwarze Kurve zeigt wieder die Temperatur der fertig berechneten ungestörten Lösung, während die rote Kurve den Verlauf mit Störimpuls darstellt. Die grüne Kurve bildet die Temperatur des ungestörten Falls zum gleichen Zeitpunkt ab. Am Auftreffpunkt der

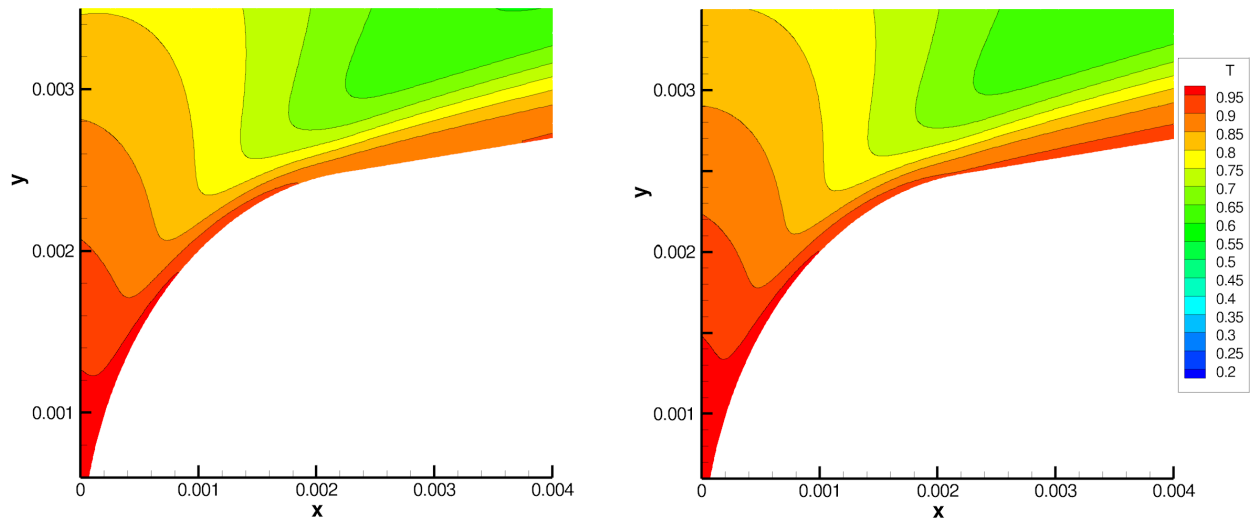


Abbildung 22: Temperatur an der Nase für ungestörte Anströmung (l.) und Anströmung mit Geschwindigkeitsstörungen (r.)

Druckstörung bildet sich ein kleines, räumlich begrenztes, lokales Maximum, das wesentlich unterhalb der Temperatur der Geschwindigkeitsstörungen liegt. Über den Einfluss auf die Position der Ablösung kann nicht abschließend geurteilt werden, es scheint sich keine Verschiebung einzustellen. Ähnlich zum Druckverlauf übertreffen die Amplituden der Schwankungen im Fall der Impulsstörung im Ablösegebiet die der Schwankungen der ungestörten Anströmung.

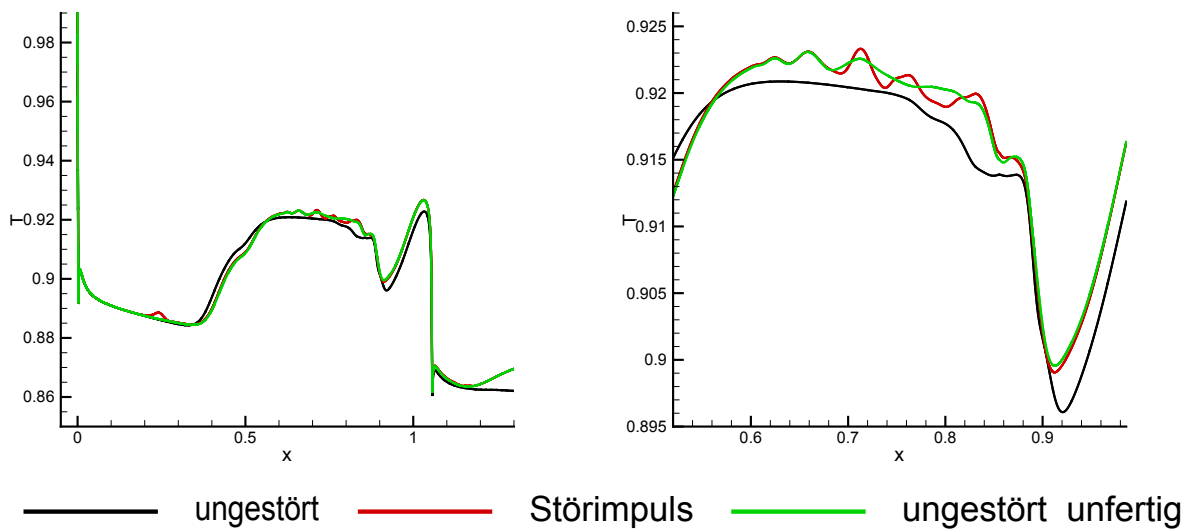


Abbildung 23: Temperaturverlauf entlang der Körperkontur für die Impulsstörung

Die Störungen der Anströmung wirken sich nur schwach auf die Strömungsgrößen direkt an der Wand des Flugkörpers aus. Im Folgenden wird daher dargestellt, wie sich die Störungen durch die Grenzschicht ausbreiten. Dazu werden für fünf verschiedene Positionen auf der Körperwand bei 10, 20, 30, 40 und 50 cm die Größen für Temperatur, Druck und Geschwindigkeit auf einer 0,03 m langen Linie im rechten Winkel zur Wand ausgewertet. Diese Linien erfassen die Grenzschicht und einen Teil der äußeren Anströmung. Die Positionen 1, 2, 3 und 4 befinden sich im Bereich der laminaren Grenzschicht, Position 5 kurz hinter der Ablösung (Abb. 24). Abbildung 25 zeigt die Druckverläufe

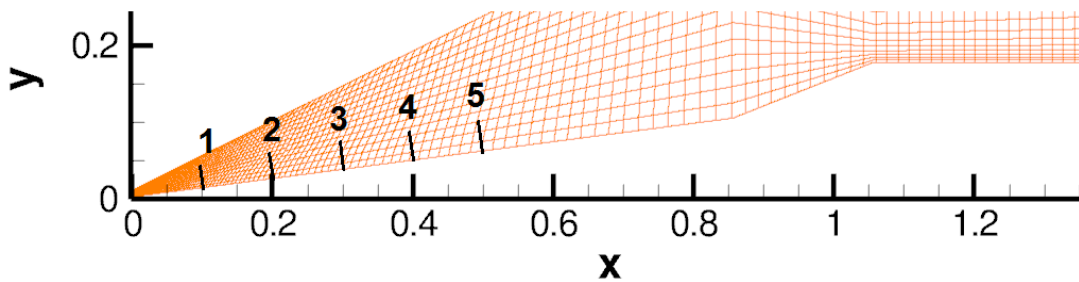


Abbildung 24: Positionen der Grenzschichtprofile

für den Fall der ungestörten Anströmung. Im Bereich der Grenzschicht verläuft der Druck für alle Positionen konstant. Für Position 1 reicht der erfasste Bereich nah an den ersten Verdichtungsstoß heran. Daraus ergibt sich der starke Druckanstieg nach einem konstanten Verlauf über der Wand. Das Druckniveau an den Positionen 2 und 3 ist niedriger durch den größeren Abstand zur aufgestauten Strömung an der Raketenspitze. Der Druck an Position 2 steigt wenig, an Position 3 kaum noch. Position 4 befindet sich schon sehr nahe am Ort der Ablösung. Die Strömung wird hier bereits deutlich abgebremst, wodurch der Druck höher als an Position 2 und 3 ist. Außerhalb der Grenzschicht fällt er wieder stark. Position 5 befindet sich vollständig im Ablösegebiet. Auch hier bleibt der Druck in der Nähe der Wand zunächst konstant und sinkt dann ab. Für die mit Druckstörungen ver-

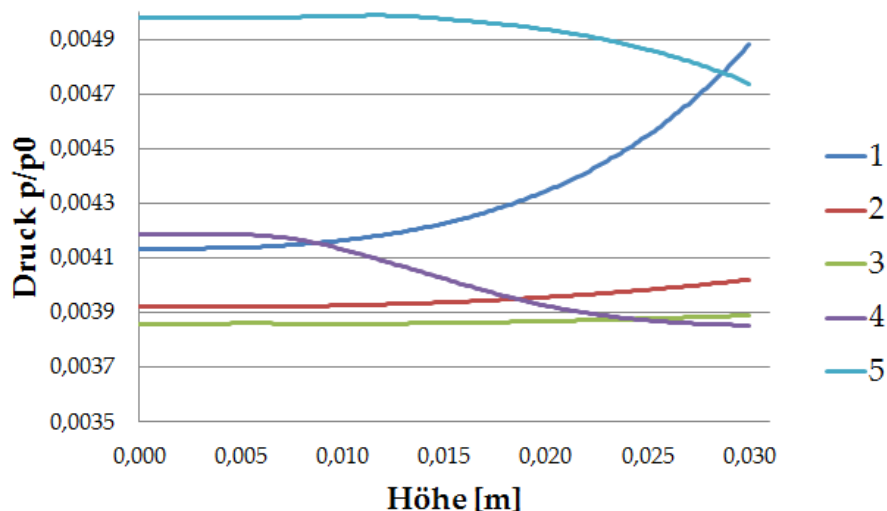


Abbildung 25: Druckverläufe für die ungestörte Anströmung

sehene Anströmung mit einer Amplitude $\hat{p}=0.01$ und $a=100$ ergibt sich ein qualitativ ähnlicher Verlauf des Drucks senkrecht zur Wand (Abbildung 26). Für die Positionen 2 und 3 liegt der Druck minimal höher. Ansonsten lassen sich die Druckstörungen durch Schwankungen im Druckverlauf erkennen. Für Position 1 hat die Amplitude dieser Welle die geringste Größe, aber sie beginnt früher als bei Position 2 und 3, bei denen die Ausbuchtung stärker ausgeprägt ist. Möglicherweise liegt dies an der dünneren Grenzschicht stromaufwärts. In allen drei Fällen reichen die Schwankungen nicht in die Grenzschicht in unmittelbare Nähe zur Wand. Die Grenzschicht scheint die Störungen nicht aufzunehmen. Der Druckverlauf für Position 4 weist keine Fluktuationen auf, gestaltet sich jedoch steiler als in der ungestörten Anströmung. Ungestörter Verlauf und Störung überlagern sich derart, dass der Druckgradient zunimmt. Auch in den oberen Teil des Ablösegebietes reichen die Druckdellen hinein. In dem Fall der mit Geschwindigkeitsstörungen beaufschlagten Strömung (Abbildung 27) mit einer

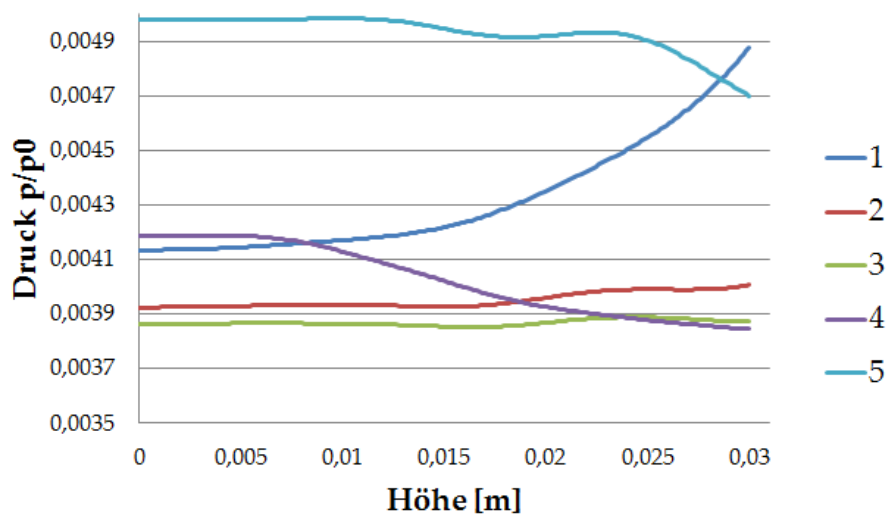


Abbildung 26: Druckverläufe für die gestörte Anströmung mit $\hat{p}=0.01$ und $a=100$

Amplitude $\hat{u}=0,01$ und $a=100$ zeigt sich, dass die Druckverläufe an den Positionen 1, 2, 3 und 4 qualitativ mit der druckgestörten Anströmung übereinstimmen. Die Ausbuchtungen haben den gleichen Abstand zur Wand, sind aber etwas ausgeprägter. Dies kann daran liegen, dass die Geschwindigkeit quadratisch auf den Druck einwirkt. An der Wand liegt das Druckniveau noch einmal etwas höher als zuvor. Für Position 5 in der Ablösung zeigt sich ein anderer Verlauf. Statt eines Tals ist ein leichter Peak zu sehen, dafür sinkt der Druck weiter weg von der Wand weniger stark ab. Für die Druck- und Geschwindigkeitsstörungen mit einer größeren räumlichen Wellenlänge mit dem Koeffizienten $a=10$ ergeben sich keine Änderungen zur ungestörten Anströmung bei gleicher Amplitude. Möglicherweise sind die Gradienten der Störung von größerem Einfluss.

Die Umströmung des Körpers mit Druckimpuls in der Anströmung konnte nicht vollständig simuliert werden. Dennoch ist die Lösung im vorderen Teil der Rakete hinreichend gut konvergiert. Abbildung 28 zeigt die Druckverläufe in der Grenzschicht. Der Druck an Position 1 deckt sich vollständig mit dem der ungestörten Anströmung. Der Druckimpuls beeinflusst an dieser Stelle die Strömung noch nicht, da er bei einer höheren y-Koordinate am Einströmrand eingeleitet wird und schräg nach unten verläuft, sodass die Druckstörung den betrachteten Bereich verfehlt. Der Druckverlauf an Position 2 verändert sich innerhalb der Grenzschicht nicht, erst in größerer Entfernung zur Wand entsteht ein

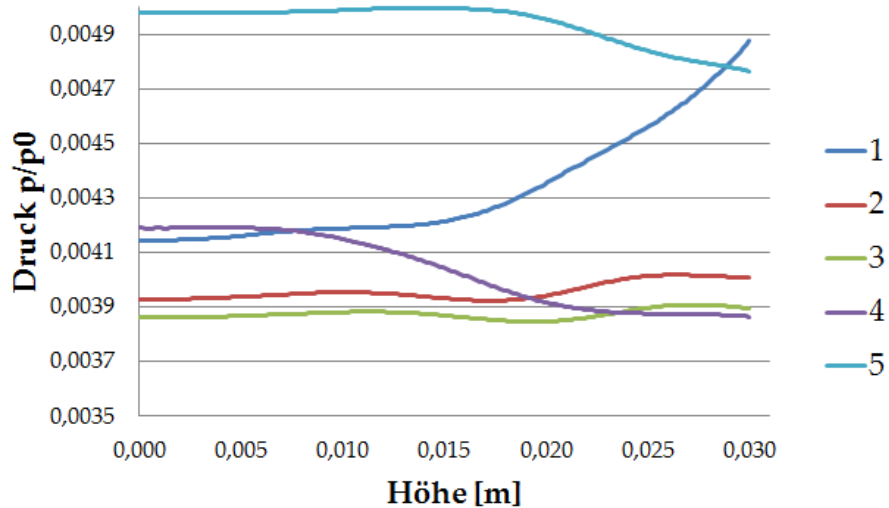


Abbildung 27: Druckverläufe für die gestörte Anströmung mit $\hat{u}=0.01$ und $a=100$

Druckmaximum, wenn die Störung diesen Bereich durchläuft. Diese Störung trifft bei $x=0,27$ auf die Wand und wird dort reflektiert, so dass sie Position 3 in größerer Entfernung passiert. Obwohl die Druckstörung sehr groß gewählt ist, wirkt sie sich auf die Grenzschicht kaum aus. Das Druckniveau an Position 3 erhöht sich nur noch in sehr geringem Ausmaß. In größerer Entfernung zur Wand stellt sich zunächst ein Druckminimum ein, bevor die Störung ein Maximum ähnlich zu Position 2 erzeugt. An den Positionen 4 und 5 herrscht ein insgesamt kleinerer Druck als in der ungestörten Anströmung vor, da die Druckstörung den Punkt der Ablösung verschiebt. Der Druckverlauf an Position 4 wird dabei gegenüber der ungestörten Abströmung gestaucht, an Position 5 fällt der Druck in größerer Entfernung zur Wand stärker ab.

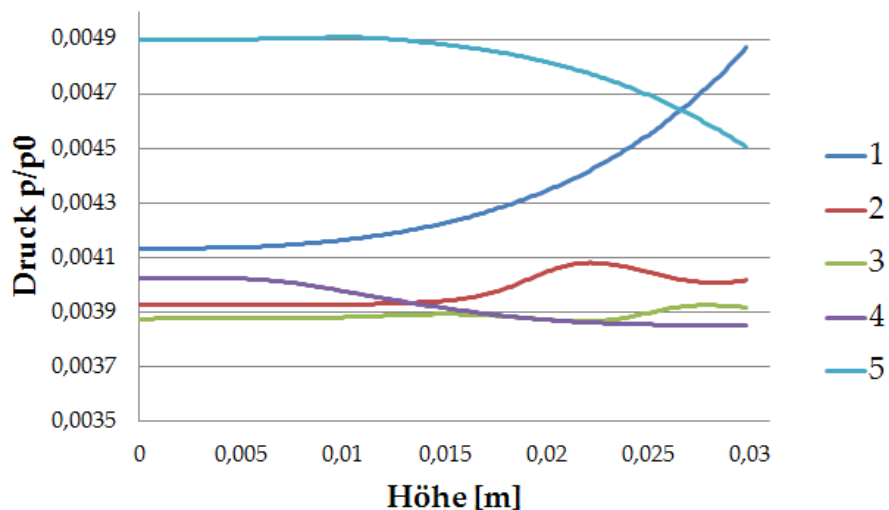


Abbildung 28: Druckverläufe für die Anströmung mit Druckimpuls

Abbildungen 29 und 30 stellen die Geschwindigkeitsverläufe in der Grenzschicht und darüber hinaus für die Positionen 1-5 für die ungestörte Anströmung und die geschwindigkeitsgestörte Anströmung mit kleiner räumlicher Wellenlänge dar.

Durch die Haftbedingung in der Strömung mit Reibung beträgt die Geschwindigkeit unmittelbar an der Wand null. Die Geschwindigkeit steigt mit zunehmender Entfernung zunächst wenig, dann stark, da die Geschwindigkeit sich innerhalb der Grenzschicht an die der Außenströmung anpasst. Bei etwa 85% der Geschwindigkeit der Außenströmung sinkt der Geschwindigkeitsgradient enorm und die Geschwindigkeit nähert sich nur noch asymptotisch der freien Strömung. Der Ort des Abknickens stellt sich für jede Position entsprechend der dickeren Grenzschicht mit wachsender Lauflänge später ein. Mit wachsendem Abstand zur Raketen Spitze wächst auch die Geschwindigkeit unmittelbar über der Wand zunehmend schwächer. Für Position 5 stellt sich zunächst ein anderer Verlauf ein, da hier der Absolutbetrag der Geschwindigkeit aufgetragen ist. Durch die Ablösung fließt die Strömung an dieser Position rückwärts. Der Absolutbetrag verändert in der Darstellung das Vorzeichen der Geschwindigkeit. Zur Mitte des Ablösegebietes wird die Strömung langsamer, kommt zum Stillstand und beschleunigt in die andere Richtung. Hier zeigt sich, dass über dem Ablösegebiet ebenfalls eine Grenzschicht vorliegt. Im druckgestörten Fall verschieben sich die Verläufe von Position 3 und

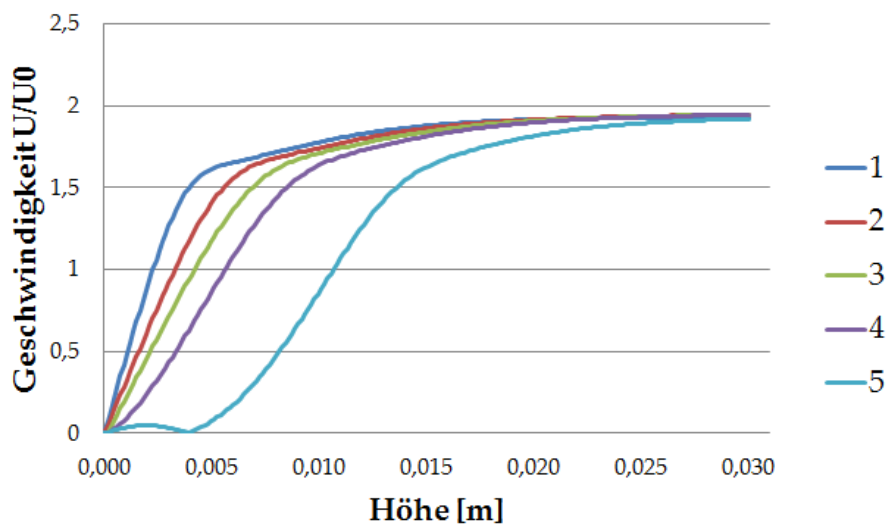


Abbildung 29: Geschwindigkeitsverläufe für die ungestörte Anströmung

4 minimal nach links, sodass die Geschwindigkeit der Außenströmung etwas früher erreicht wird. Ansonsten lassen sich keine Änderungen zur ungestörten Anströmung erkennen. Für die geschwindigkeitsgestörte Anströmung zeigen sich wiederum Wellen in den Verläufen. Diese setzen an der Stelle ein, an der die Geschwindigkeitszunahme abknickt. Die Störungen dringen auch hier nicht in die Grenzschicht ein. Möglicherweise werden sie durch den hohen Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht nicht aufgenommen. In den Verläufen der Geschwindigkeit (Abb. 31) ergeben sich im Falle der Impulsstörung keine qualitativen Änderungen gegenüber der ungestörten Anströmung. Die Strömungsgröße verändert sich an den Positionen 1 und 2 nicht. Die Geschwindigkeitskurven verschieben sich an den Positionen 3, 4 und 5 weiter nach links, wodurch die Werte der Außenströmung früher erreicht werden. Für Position 3 ist dieser Effekt noch klein, an den Positionen 4 und 5 wird er zunehmend deutlicher. In den Temperaturkurven für die Impulsstörung lässt sich die gleiche

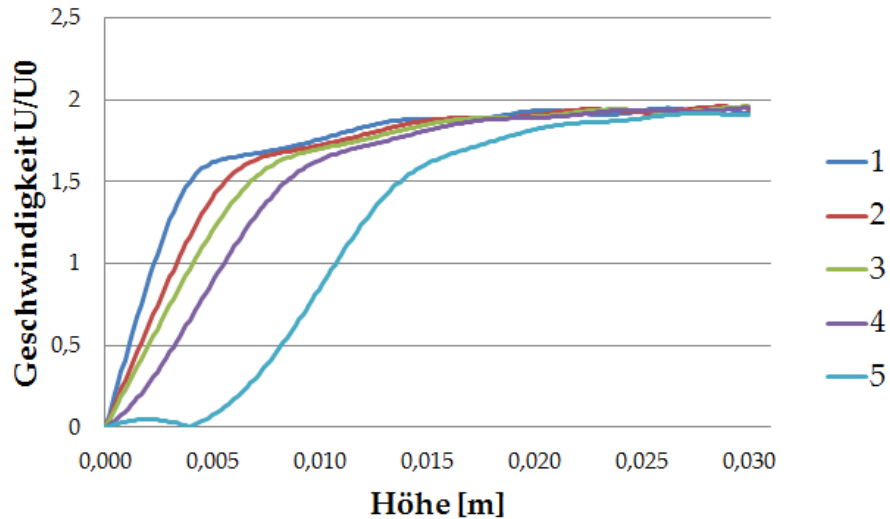


Abbildung 30: Geschwindigkeitsverläufe für die gestörte Anströmung mit $\hat{u}=0.01$ und $a=100$

Veränderung beobachten. Dies deutet auf eine dünnere Grenzschicht hinter dem Auftreffpunkt der Druckstörung auf der Kontur hin.

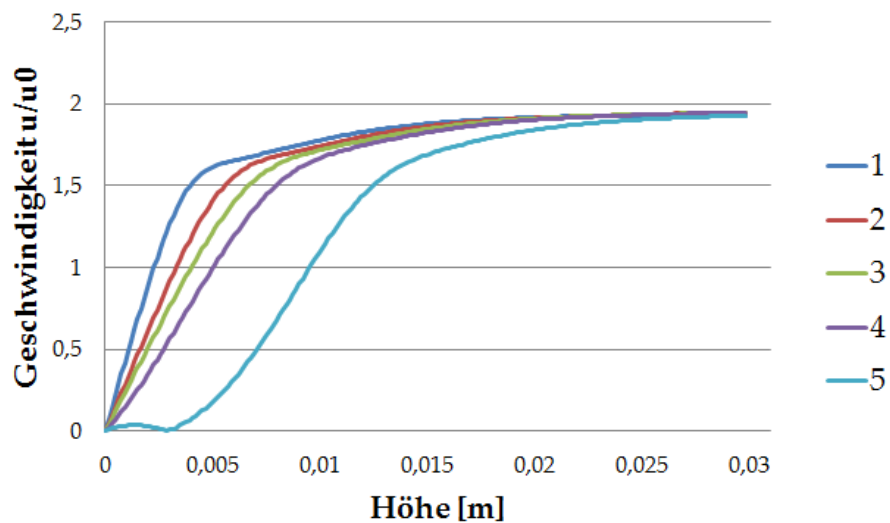


Abbildung 31: Geschwindigkeitsverläufe für die Impulsstörung

Auf die Geschwindigkeitsverteilung haben die eingebrachten Störungen keinen sichtbaren Einfluss. Die Temperaturen der Strömung unmittelbar am Flugkörper unterscheiden sich für die einzelnen Positionen kaum voneinander. Die hohe Reibung aufgrund des starken Geschwindigkeitsgradienten führt zu den höchsten Temperaturen direkt an der Wand. Kurz über der Wand ist die Temperatur zunächst konstant. Dieser Bereich wird umso größer je weiter hinten die betrachtete Position liegt. Bis zum Ende der jeweiligen Grenzschicht findet ein starker Temperaturabfall statt. Jenseits der Grenzschicht sinkt die Temperatur weit weniger stark. Dieser Übergang ist sanfter an den weiter hinten liegenden Positionen. Druckstörungen wirken sich fast nicht auf die Temperaturverläufe aus. Die Temperatur von Position 1 verändert sich außerhalb der Grenzschicht minimal. Aufgrund der hohen Temperatur

T_0 entspricht dies wenigen Kelvin. Geschwindigkeitsstörungen bewirken keine qualitative Änderung. Auch die Schwingungen aus der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung sind nicht festzustellen. Die Temperaturverläufe aller fünf Positionen sind minimal zu höheren Temperaturen verschoben. Gegebenenfalls liegt dies an den Geschwindigkeitsgradienten, die durch die Störungen in das Strömungsgebiet eingebracht werden. Dadurch erhöht sich die Reibung und in Folge auch die Temperatur.

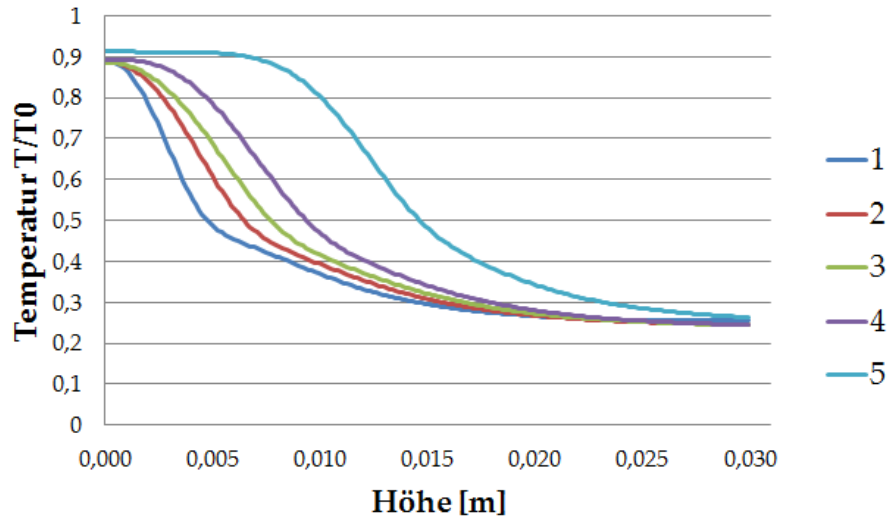


Abbildung 32: Temperaturverläufe für die ungestörte Anströmung

Aus den Gleichungen (11) für die Verdrängungsdicke und (12) für die Impulsverlustdicke werden für die Positionen aus Bild 24 die Grenzschichtdicken berechnet und in den Tabellen 2-5 dargestellt. Die Entwicklung der Grenzschichtdicken folgt dem Verlauf einer Wurzelfunktion.

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (11)$$

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (12)$$

Die Druckstörungen mit einer Amplitude von $\hat{p}=0.001$ zeigen keine Auswirkungen auf die Verdrängungs- und Impulsverlustdicken an allen Positionen. Die Druckstörungen bewirken generell nur Änderungen von δ_1 und δ_2 von weniger als einem Viertel Prozent. Da die Grenzschicht dafür verantwortlich ist, wie die Strömungsgrößen dem Flugkörper aufgeprägt werden, erklären sich die geringen Auswirkungen der Druckstörungen.

Die Geschwindigkeitsstörungen wirken sich stärker auf die Grenzschichtdicken aus. Insbesondere weiter stromaufwärts in der Nähe der Raketenspitze sind große Abweichungen zur ungestörten Anströmung zu erkennen. Die kurzwelligen Geschwindigkeitsstörungen bewirken, dass die Verdrängungs- und Impulsverlustdicke an Position 1 einige Prozent dünner ist als in der ungestörten Anströmung. Für die Positionen 2, 3 und 4 sind diese Dicken größer. Position 5 liegt im Ablösegebiet. Daher entsprechen die aufgeführten Werte nicht den Maßen der Grenzschicht.

Die langwelligen Geschwindigkeitsstörungen rufen wieder die größten Auswirkungen auf die Grenzschicht hervor. δ_1 und δ_2 sind hier durchweg kleiner als im Fall der ungestörten Anströmung. An Position 1 beträgt die Abweichung der Verdrängungsdicke fast 14%, die der Impulsverlustdicke beinahe 20%. An den weiteren Positionen nähern sich die Werte denen des ungestörten Falls an. Diese Abweichungen lassen sich in den Grenzschichtprofilen nicht nachvollziehen.

x-Achse	ungestört	$\hat{p}=0,01$ y=100	$\hat{p}=0,01$ a=10	$\hat{p}=0,001$ a=10
0,1	0,003427463	0,003431906	0,003420316	0,00342674
0,2	0,004480972	0,004492833	0,004473814	0,00448024
0,3	0,005173661	0,005186609	0,00518116	0,00517439
0,4	0,006435688	0,006439696	0,006430764	0,00643569
0,5	0,011182207	0,011174826	0,011097992	0,01117465

Tabelle 2: Verdrängungsdicke für Druckstörungen

x-Achse	ungestört	$\hat{p}=0,01$ a=100	$\hat{p}=0,01$ a=10	$\hat{p}=0,001$ a=10
0,1	0,001755163	0,001754527	0,001751948	0,00175484
0,2	0,002122987	0,002127479	0,002119273	0,00212261
0,3	0,00232189	0,002328456	0,00231914	0,00232161
0,4	0,002452136	0,002456283	0,002450041	0,00245191
0,5	0,00247907	0,002484844	0,002476791	0,00247886

Tabelle 3: Impulsverlustdicke für Druckstörungen

x-Achse	ungestört	$\hat{u}=0,01$ a=100	$\hat{u}=0,01$ a=10
0,1	0,003427463	0,00329718	0,003010669
0,2	0,004480972	0,004547446	0,00422587
0,3	0,005173661	0,005385652	0,004978578
0,4	0,006435688	0,00663515	0,006269197
0,5	0,0011182207	0,0011341036	0,011058622

Tabelle 4: Verdrängungsdicke für Geschwindigkeitsstörungen

x-Achse	ungestört	$\hat{u}=0,01$ a=100	$\hat{u}=0,01$ a=10
0,1	0,001755163	0,001637633	0,001409269
0,2	0,002122987	0,002164682	0,001916987
0,3	0,00232189	0,00247837	0,00215966
0,4	0,002452136	0,002576532	0,002324784
0,5	0,00247907	0,002336843	0,002296949

Tabelle 5: Impulsverlustdicke für Geschwindigkeitsstörungen

In Tabelle 6 sind die x-Koordinaten des ersten Verdichtungsstoßes in der Symmetrieebene, der Ablösung und des Wiederanlegens der Strömung auf der Körperkontur aufgelistet. Da ein Stoß kein un stetiger Vorgang ist, wird als Position die Stelle bestimmt, an der sich die Dichte erstmals signifikant ändert. Die Positionen von Ablösung und Wiederanlegen werden durch den Vorzeichenwechsel der Geschwindigkeit bestimmt. Die Stoßposition ändert sich durch das Einbringen von Störungen so gut wie gar nicht. Die Ablösung verschiebt sich durch langwellige Störungen um ein beziehungsweise zwei Millimeter stromabwärts. Kurzwellige Störungen wirken sich nicht oder kaum merklich aus. Auf die Position des Wiederanlegens der Strömung hat nur die langwellige Druckstörung Einfluss.

	Stoßposition	Ablösung	Wiederanlegen
ungestört	-0,0013754	0,43676	1,02966
$\hat{p}=0,01$ a=100	-0,00137536	0,43614	1,02967
$\hat{p}=0,01$ a=10	-0,00137537	0,43801	1,02886
$\hat{p}=0,001$ a=10	-0,00137536	0,43677	1,02967
$\hat{u}=0,01$ a=100	-0,00137531	0,43677	1,02966
$\hat{u}=0,01$ a=10	-0,00137538	0,43926	1,02966

Tabelle 6: Positionen verschiedener Strömungsphänomene

Im Bereich hinter der Ablösung ist zu erwarten, dass die Strömung an der Wand entlang entgegen der Hauptströmungsrichtung zurückfließt. Dabei ist es möglich, dass sich mehrere geschlossene Wirbel herausbilden. In einem solchen Wirbel ändert ein Partikel seine Orientierung, wenn es sich mit dem Fluid bewegt. Es besteht keine Übereinstimmung darüber, was einen Wirbel genau ausmacht. Im Folgenden soll der Einfluss der Störungen auf die Wirbelbildung untersucht werden. Eine Möglichkeit zur Untersuchung von Wirbeln stellt die Zirkulation dar. Die Zirkulation wird durch das Pfadintegral der Geschwindigkeit (Gl. 13) bestimmt.

$$\Gamma = \oint v dr \quad (13)$$

Hierbei besteht die Schwierigkeit, dass die räumliche Ausdehnung des Wirbels bekannt sein muss, um seine Zirkulation zu bestimmen. Ein Merkmal eines Wirbels ist ein niedrigerer Druck als in der umgebenden Strömung. Stromlinien stellen eine gute Möglichkeit zur räumlichen Identifikation von Wirbeln dar. Diese Methoden können, obwohl intuitiv einsetzbar, Wirbel übersehen oder welche anzeigen, wo keine sind. In [JH95] wird das λ_2 -Kriterium zur Bestimmung von Wirbeln eingeführt. Dazu bestimmen die Autoren den Gradienten der Strömung und teilen ihn auf in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil, S und Ω . Aus der Summe ihrer Quadrate lassen sich die Eigenwerte bestimmen. Als Wirbel wird nun eine Region definiert, die über zwei negative reelle Eigenwerte verfügt. Auf der Abbildung 38 sind die Eigenwerte der ungestörten Anströmung zu sehen. Die Darstellung ist auf den Unterschied $\lambda_1 > 0$ und $\lambda_2 < 0$ beschränkt, da dies nach dem λ_2 -Kriterium maßgeblich für die Existenz von Wirbeln ist. Die blauen Flecken stellen somit Kandidaten für Wirbelbildung dar. Teilweise sind die blauen Gebiete von vertikalen und horizontalen geraden Linien durchzogen. Diese Linien decken sich mit den Grenzen der Blöcke, in die das Rechengitter aufgeteilt wurde, um auf mehreren Prozessorkernen gleichzeitig rechnen zu können. In den bisherigen Abbildungen der physikalischen Strömungsgrößen waren diese Strukturen nicht zu sehen. Vermutlich entstehen sie bei der Berechnung der Gradienten, die für den λ_2 -Wert benötigt werden. Trotzdem lassen sich die Gebiete negativer Eigenwerte gut erkennen. Im Bereich der Ablösung befinden sich mehrere große Gebiete. Für den Fall der ungestörten Anströmung befinden sich vier Felder direkt an der Wand, drei vor dem Knick und eines dahinter. Weitere fünf Felder liegen ein Stück weiter in der Strömung. Außerdem sind viele kleinere Punkte mit negativen Eigenwerten zu erkennen. Diese befinden sich hauptsächlich im Gebiet der freien Anströmung und im Bereich von Verdichtungsstößen und stellen keine Wirbelgebiete dar. Ein Abgleich der größeren Felder mit dem Verlauf der Stromlinien ergibt, dass die fünf größten von ihnen im Bereich des Knicks tatsächlich mit Wirbelkernen zusammenfallen, in denen die Fluidpartikel sich in geschlossenen Kreisbahnen bewegen. Die ersten vier Felder gehören zwar zum großen Wirbel, der das Ablösegebiet ausfüllt, aber innerhalb dieser Felder sind die Geschwindigkeitsvektoren alle jeweils gleich gerichtet. Diese Flecken stellen keine Wirbelkerne dar. Aus der Verteilung der λ_2 -Werte und der Richtung der Stromlinien ergibt sich, dass ein großer und mehrere kleine Wirbel mit Umlaufrichtungen mit und gegen den Uhrzeigersinn im Ablösegebiet zu finden sind. In Abbildung 33 werden die Wirbel schematisch dargestellt und nummeriert. Das Ablösegebiet wird im Prinzip von einem großen Wirbel (Wirbel 7 in der Abbildung) gebildet, der unmittelbar hinter der Ablösestelle beginnt und bis zum Ort des Wiederanlegens auf der Keilflanke reicht. Die Strömung dieses Wirbels folgt dem Uhrzeigersinn. Im oberen Bereich bewegen sich die Fluidpartikel gemeinsam mit der Außenströmung. Ihre Geschwindigkeit reduziert sich innerhalb einer grenzschichtähnlichen Struktur auf die langsame Drehgeschwindigkeit des Wirbels. An der Wand entlang bewegen sich die

Fluidteilchen entgegen der Hauptströmungsrichtung. Dabei löst sich die Wirbelströmung selber zwei Mal von der Oberfläche ab und legt wieder an. Zwischen diesen Ablöse- und Anlegepunkten bilden sich zwei kleine Wirbel mit entgegengesetzter Drehrichtung, die in Abb. 33 mit 1 und 2 bezeichnet sind. Einer dieser Wirbel liegt direkt vor dem Knick, der andere direkt dahinter. Die Stromlinien des großen Wirbels schmiegen sich an diese Wirbel an. Diese beiden Wirbel sorgen dafür, dass der große Wirbel drei Kerne herausbildet (3, 4 und 5 in Abb. 33). Die beiden Konturwirbel schnüren den Wirbel ein, sodass sich die Stromlinien an zwei Stellen eng annähern und der Wirbel in mehrere Teile aufgespalten wird. Innerhalb von Wirbel 7 werden die Wirbelkerne 4 und 5 von einem größeren Wirbel (6) umschlossen, während der Wirbelkern 3 durch die Einschnürung, die vom Wirbel 1 an der Wand ausgeht, von den anderen beiden getrennt wird.

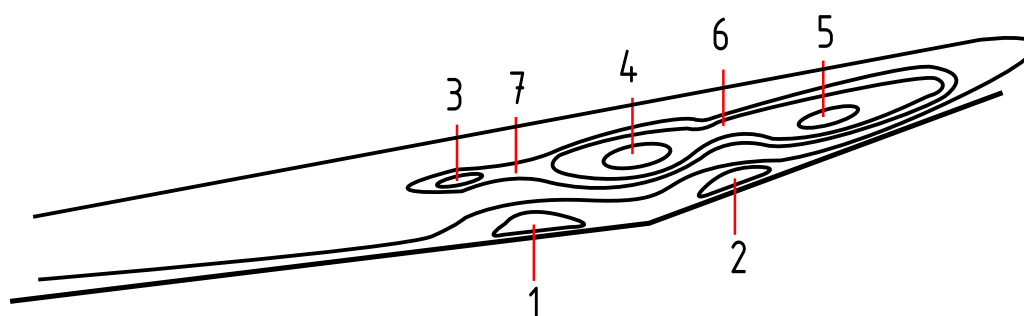


Abbildung 33: Wirbel im Ablösegebiet

Für die Wirbelgebiete, die direkt auf der Körperkontur liegen, lässt sich der Einfluss der Störungen auf ihre Größe komfortabel über das Vorzeichen ihrer Geschwindigkeit bestimmen, wenn ihre Position bekannt ist. Da ihre Form der einer Halbsphäre entspricht, die auf dem Flugkörper aufliegt, ist der Ort des Vorzeichenwechsel aus der Geschwindigkeitsverteilung ablesbar. Tabelle 6 listet die x-Koordinaten des Anfangs- und Endpunktes der Wirbel auf der Raketenoberfläche auf. Die Angaben verstehen sich in Metern. Es ergeben sich Schwankungen in Bereich von Millimetern. In diesem Bereich beträgt die Ausdehnung einer Zelle des Rechnetzes ebenfalls etwa 1 mm. Kleinere Schwankungen müssen nicht den physikalisch richtigen Zustand wiedergeben, sondern können auch numerisch begründet sein. Der erste Wirbel beginnt bei allen Störfällen früher als bei der ungestörten Anströmung. Die kurzwelligen Druckstörungen beeinflussen die Position kaum. Die langwellige Druckstörung und die kurzwellige Geschwindigkeitsstörung ziehen den Wirbelbeginn einen Millimeter nach vorne. Die langwellige Druckstörung hat den größten Einfluss auf die Position. Da sich die Endposition des Wirbels nicht verändert, vergrößert sich dieser durch das Einbringen von Störungen insgesamt. Die Anfangs- und Endpunkte des zweiten Wirbels verändern sich gegenüber der ungestörten Anströmung um weniger als einen Millimeter. Die Störungen scheinen sich also nicht durch das Ablösegebiet fortpflanzen zu können.

Betrachtet man die λ_2 -Verteilung im Ablösegebiet, so ergeben sich gegenüber der ungestörten Anströmung für die räumlich variierenden Störungen nur geringe Unterschiede. Auffallend ist die hohe Zahl an Feldern mit negativen Eigenwerten außerhalb des Ablösegebietes, obwohl hier mit hoher Wahrscheinlichkeit keine Wirbel auftreten, da die Stromlinien über große Bereiche ausgesprochen gerade verlaufen. Da in das λ_2 -Kriterium örtliche Druckminima mit einfließen, ist es möglich, dass die Druckgradienten aus der Störmodellierung diese Artefakte verantworten.

	Beginn 1. Wirbel	Ende 1. Wirbel	Beginn 2. Wirbel	Ende 2. Wirbel
ungestört	0,8055	0,8411	0,8632	0,8978
$\hat{u}=0,01$ $a=10$	0,8035	0,8408	0,8624	0,8986
$\hat{u}=0,01$ $a=100$	0,8043	0,8408	0,8632	0,8978
$\hat{p}=0,01$ $a=100$	0,8052	0,8418	0,8632	0,8978
$\hat{p}=0,01$ $a=10$	0,8043	0,8408	0,8624	0,8978
$\hat{p}=0,001$ $a=100$	0,8052	0,8408	0,8632	0,8978

Tabelle 7: x-Koordinate für die Anfangs- und Endpunkte der Wirbel auf dem Körper

Im Fall der langwelligen Druckstörung (Abb. 34) rücken die Felder negativer Eigenwerte minimal stromaufwärts. Das erste Feld wächst ein wenig, während die übrigen Felder ihre Größe beibehalten. Die übrigen Bereiche liegen außerhalb des Ablösegebietes. Sie sind teilweise sehr lang und allesamt dünn. Ihre Lage entspricht den Druckminima der Anströmung oder sie fallen mit den Verdichtungsstößen zusammen, woraus sich ihre Lage erklärt. Aus dem Stromlinienbild ergibt sich ebenfalls, dass sich der Kern von Wirbel 3 minimal stromaufwärts verschiebt. Die Vorderhälfte des 1. Wirbels erscheint ebenfalls ein wenig breiter.

Die kurzwellige Druckstörung (Abb. 35) in der Anströmung verursacht einige sehr kleine Felder im Bereich der Anströmung vor dem Stoß, deren Verteilung sich mit den Druckfluktuationen deckt. Direkt über dem Ablösegebiet finden sich viele rautenförmige Felder in regelmäßiger Anordnung, deren Größe zunimmt, desto weiter sie sich dem Ablösegebiet annähern. Möglicherweise handelt es sich auch um lange, dünne Felder, die vom angesprochenen Problem mit den Blockgrenzen in einzelne Abschnitte unterteilt werden. Die Felder der bestätigten Wirbel ändern ihre Position gegenüber der ungestörten Anströmung nicht. Ihre Form verändert sich insofern, als dass sie ausgeprägtere Auswüchse herausbilden.

Die langwelligen Geschwindigkeitsstörungen (Abb. 36) rufen eine minimale Verschiebung der Felder mit negativen Eigenwerten stromaufwärts hervor, ähnlich wie bei den langwelligen Druckstörungen. Am Einströmrand liegen breite lange Felder vor, die bis zum Stoß bestehen und von den Linien, die von den Blockgrenzen ausgehen, durchbrochen werden. Einige weitere Felder, die mitten im Simulationsgebiet liegen, gehen ebenfalls nicht von den Wirbeln in der Strömung aus. Die Stromlinien des Wirbels 3 wandern auch hier ein wenig nach vorne, der Wirbel wird außerdem breiter. Die Stromlinien des 1. Wirbels wandern auch nach vorne. Die Einschnürung des Wirbels 6 verschmälert sich. Durch die kurzwelligen Geschwindigkeitsstörungen (Abb. 34) ändern die Felder negativer Eigenwerte im Ablösegebiet ihre Position nicht im Vergleich zur ungestörten Anströmung. Im Gebiet über der Ablösung erscheinen ebenfalls viele unregelmäßig geformte und angeordnete Felder, die vermutlich von den Blockgrenzen durchbrochene Linien darstellen und aus dem Gradienten der Geschwindigkeit resultieren. In der Nähe der Ablösung werden diese Felder größer und wachsen mit den Feldern der Wirbel zusammen. Die λ_2 -Verteilung der Impulsstörung konnte nicht ausgewertet werden, da die im Rahmen des Projektes zur Verfügung stehende Zeit nicht für eine auskonvergierte Lösung ausreichte und sich die Wirbel zum Zeitpunkt der letzten zur Verfügung stehenden Lösung noch im Stadium ihrer Bildung befinden.

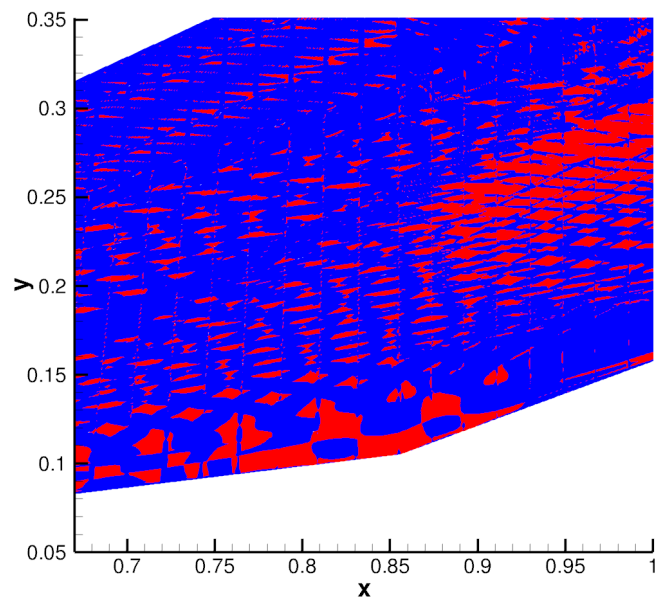


Abbildung 34: λ_2 -Kriterium im Fall der kurzwelligen Geschwindigkeitsstörung (Ablösegebiet)

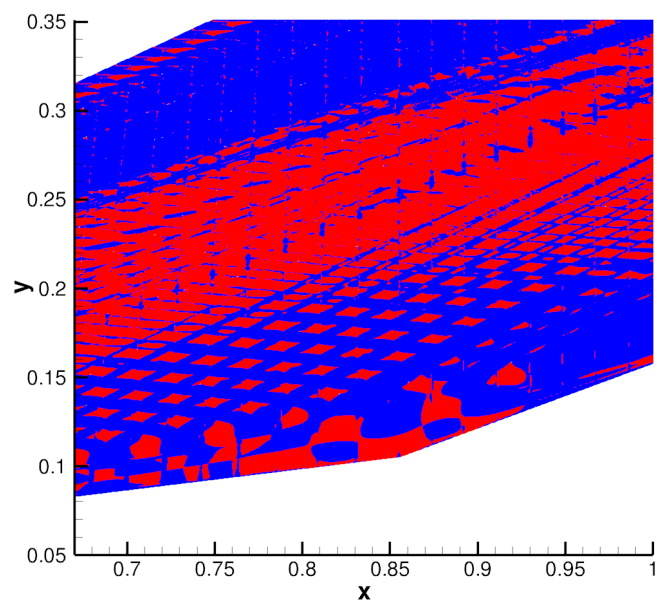


Abbildung 35: λ_2 -Kriterium im Fall der kurzwelligen Druckstörung (Ablösegebiet)

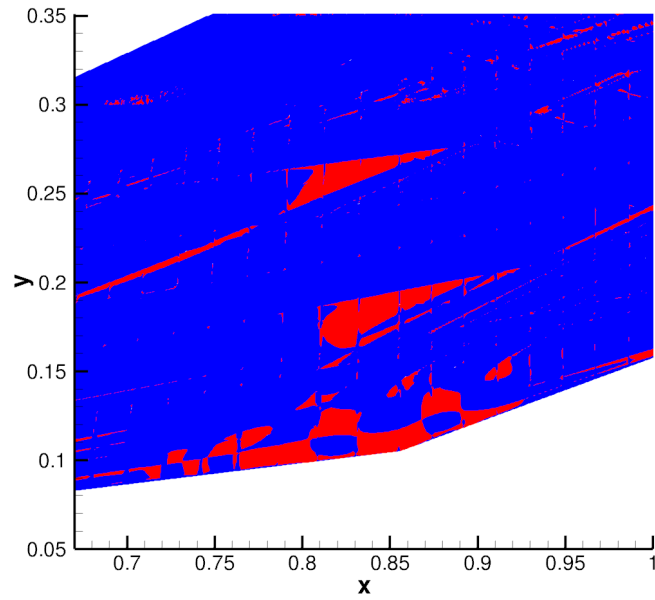


Abbildung 36: λ_2 -Kriterium im Fall der langwelligen Geschwindigkeitsstörung (Ablösegebiet)

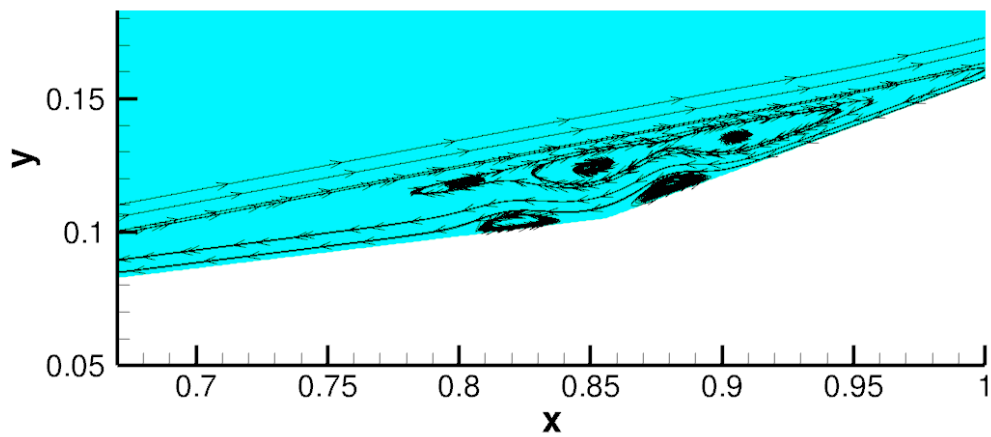


Abbildung 37: Stromlinien im Fall der ungestörten Anströmung (Ablösegebiet)

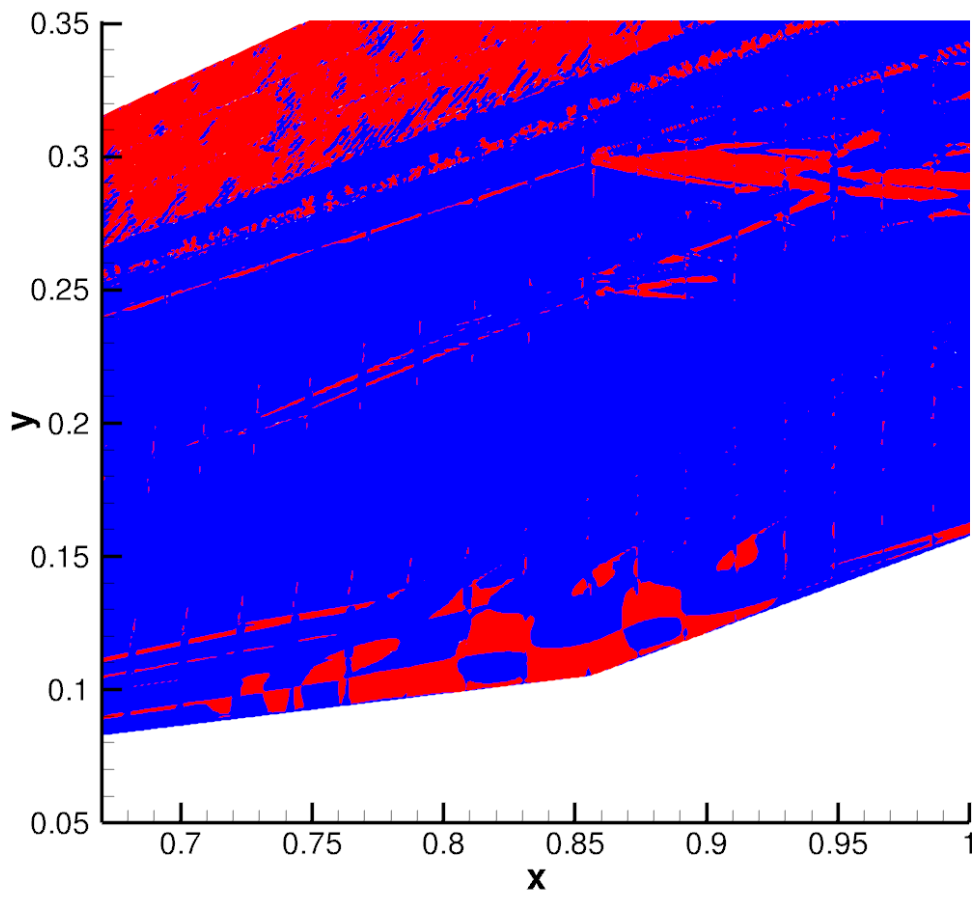


Abbildung 38: λ_2 -Kriterium im Fall der ungestörten Anströmung (Ablösegebiet)

Zur Auswertung der zeitveränderlichen Störungen werden die Druckverläufe an einzelnen Punkten an der Konturoberfläche über einen längeren simulierten Zeitraum herausgeschrieben. Im Rahmen dieses Teilprojektes konnten die Rechnungen nicht weit genug geführt werden, um ein vollständiges Abbild der zeitvarianten Strömung wiederzugeben. Abbildung 39 zeigt die ausgewählten Orte. Position A liegt in der laminaren Grenzschicht bei ungefähr zwei Drittel der Entfernung von der Raketen spitze zur Ablösung. Position B ist der Ort der Ablösung. Die Mittelpunkte der beiden Wandwirbel im Ablösegebiet legen die Positionen C und D fest. Der Ort des Wiederanlegens der Strömung wird mit Position E bezeichnet. Position F liegt in der laminaren Grenzschicht hinter der Expansion. Mit der Aufnahme der Druckverläufe wurde zu einem Zeitpunkt begonnen, an dem sich die Strömung in den stationären Untersuchungen mit örtlichen Fluktuationen nicht mehr verändert. Abbildung 40 zeigt den

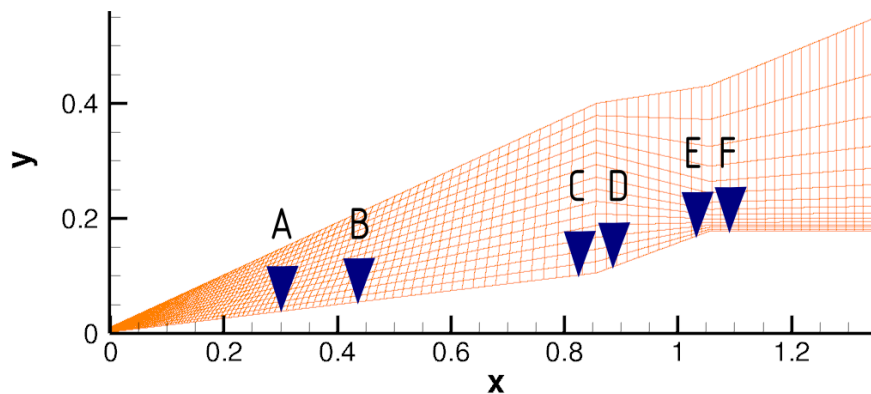


Abbildung 39: Positionen der Aufnahme der Druckverläufe bei instationärer Anströmung

Druckverlauf an der Wand bei $x=0,3$ über der Zeit für Position A. Die Lösung ist noch nicht vollständig auskonvergiert, daher steigt der Druck insgesamt linear mit einer geringfügigen Steigung von $2,25E-6$ pro Sekunde. Nach 0,2 Sekunden kommt es zu einer lokalen Druckspitze. Dabei fällt der Druck zunächst minimal ab, bevor er mit einem besonders hohen Gradienten ein lokales Maximum erreicht, das sich jedoch kaum vom Grundniveau des Drucks abhebt. Jedenfalls ist es bedeutend kleiner als die zeitlichen Druckänderungen, die als Randbedingung der Einströmung aufgeprägt werden. Nach Erreichen des Maximums fällt der Druck sofort wieder ab, ohne dass es einen stetigen Übergang gibt. Der Druck fängt sich und nimmt seinen anfänglichen Verlauf nach einer kurzen Überschwingung wieder auf. Bei 0,29 Sekunden setzt eine Schwingung ein, die zuerst kaum über das Grundniveau hinausgeht, dann allerdings unvermittelt nach 0,32 Sekunden ihre Amplitude und Wellenlänge deutlich vergrößert. Die Amplitude ist immer noch kleiner als die vorausgehende Druckspitze. Die Frequenz beträgt etwa 33 Hz. Nach ungefähr 0,4 Sekunden endet die Schwingung mit einem sichtbaren Abklingvorgang. Der lineare Anstieg setzt sich fort. An den Druckverläufen der ungestörten Anströmung und der stationären Störungen lassen sich keine Druckschwankungen ablesen.

Die Positionen C und D liegen inmitten der Wirbel, die auf der Wandkontur liegen. Der Druckverlauf an diesen Positionen ist in Abbildung 41 und Abbildung 43 zu sehen. An Position C ist der Druck zunächst annähernd konstant, steigt dann immer stärker, bevor der Druckanstieg wieder abnimmt. Ob sich der Druck asymptotisch einem konstanten Wert annähert, weil der Wirbel lediglich seine Position verändert oder ob dieser Verlauf Teil einer niedrigfrequenten Schwingung ist, kann aufgrund des

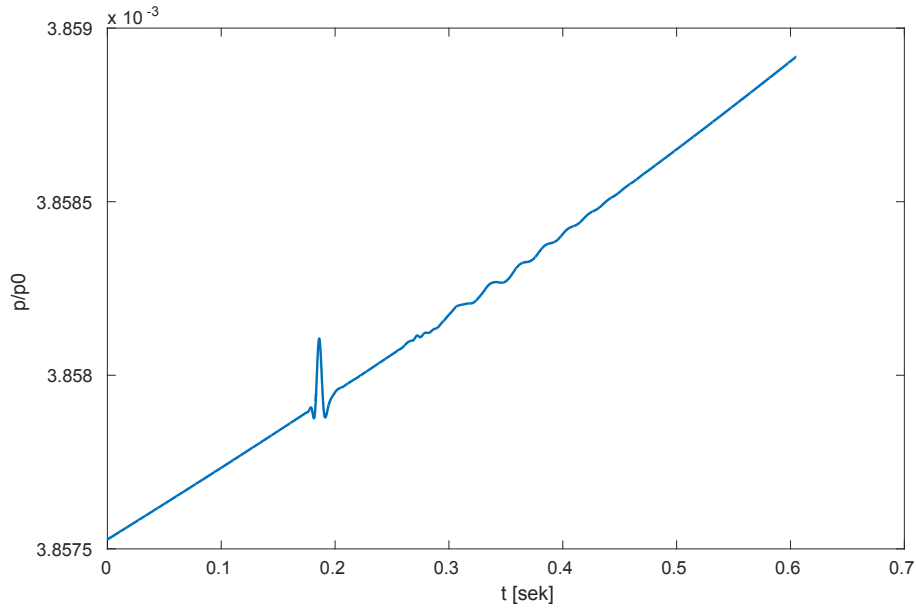


Abbildung 40: Druckverlauf an Position A über der Zeit

kleinen Ausschnitts nicht bestimmt werden. Nach 0,48 Sekunden setzt eine kurze Schwingung ein, die nach 0,51 Sekunden ihre größte Amplitude einnimmt, aber schon nach 0,55 Sekunden vollständig abgeklungen ist. Einen ähnlichen Verlauf zeigt der Druck an Position D. Auch hier ändert sich die Abnahme des Drucks derart, dass zum Ende der Aufnahme ein beinahe konstanter Wert angenommen wird. Auch hier ist unklar, ob sich der Druck asymptotisch einem Wert annähert oder ob er wieder ansteigt. Nach 0,41 Sekunden setzt auch hier eine Schwingung ein, die kurz zunimmt und sofort wieder abklingt. Dauer und Form sowie der Zeitpunkt des Einsetzens deuten darauf hin, dass es sich um die selbe Schwingung wie an Position C handelt, die stromabwärts gewandert ist. Position E

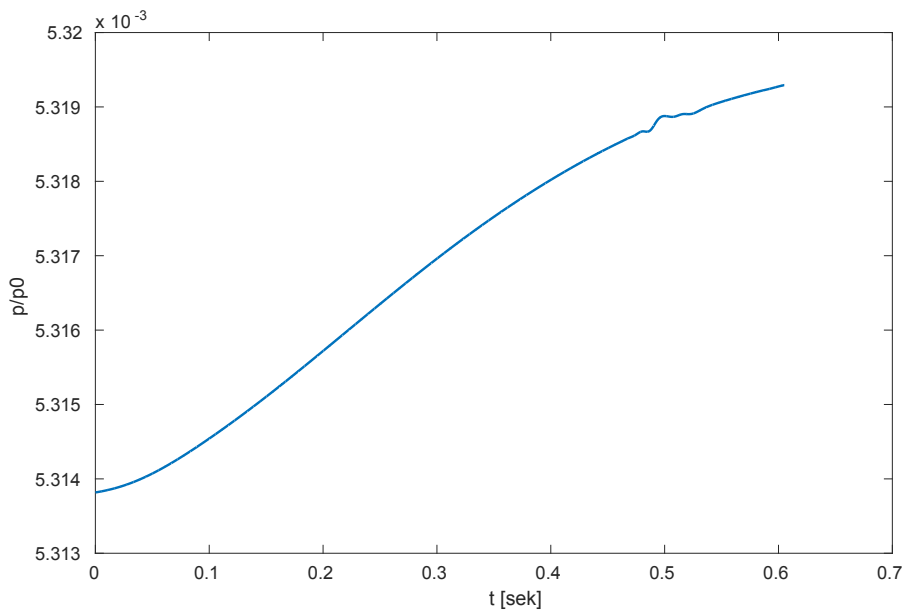


Abbildung 41: Druckverlauf an Position C über der Zeit

befindet sich am Ort des Wiederanlegens der Strömung gegen Ende des Keils. Hier fällt der Druck konstant während der gesamten Messzeit. Zu Beginn ist eine kleine Delle im Druckverlauf zu erkennen, die sich nicht zu einer Schwingung entwickelt. An Position F lässt sich ein ähnlicher Verlauf feststellen (Abb. 42). Nur zu Beginn ist eine Schwingung zu sehen, die schnell abklingt. Gegen Ende der Messzeit fluktuiert der Druck erneut mit sehr begrenzter Amplitude.

Literatur

- [And03] ANDERSON, JD: *Modern Compressible Flow with Historical Perspective*. 2003
- [HGL14] HAACK, A ; GERDING, M ; LÜBKEN, F-J: Characteristics of stratospheric turbulent layers measured by LITOS and their relation to the Richardson number. In: *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 119 (2014), Nr. 18
- [JH95] JEONG, Jinhee ; HUSSAIN, Fazle: On the identification of a vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995), S. 69–94
- [NAS76] NASA: U.S. Standard Atmosphere. U.S. Government Printing Office, 1976. – Forschungsbericht
- [Qua06] QUANTE, Markus: Turbulenz in Cirruswolken mittlerer Breiten. (2006)
- [RW11] ROEDEL, W ; WAGNER, T: *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. SpringerLink: Bücher. 2011
- [WG74] WOODMAN, Ronald F. ; GUILLEN, Alberto: Radar Observations of Winds and Turbulence in the Stratosphere and Mesosphere. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 31 (1974), Nr. 2, S. 493–505

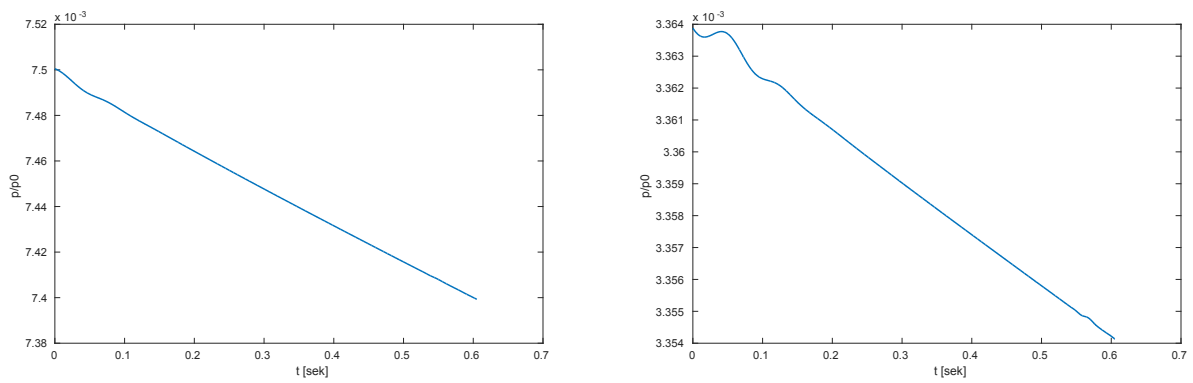


Abbildung 42: Druckverlauf an Position E (links) und F (rechts) über der Zeit

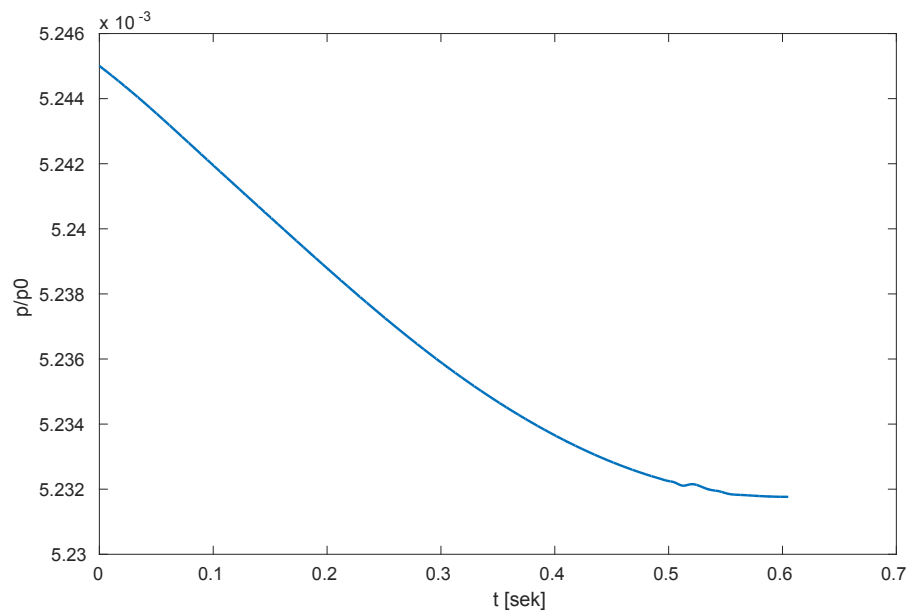


Abbildung 43: Druckverlauf an Position D über der Zeit

3 Technischer Bericht FSD

Y. Dobrev

3.1 Tasks 9,10,16: Flugdynamische Analyse, Zusammenfassung

3.1.1 Wissenschaftliche/technische Ergebnisse

Ein generisches flugdynamisches Simulationsmodell in sechs Freiheitsgraden für mehrstufige Raketen wurde in der Umgebung Matlab/Simulink erstellt. Mit dem Modell wurde die Flugbahn der Rotex-Rakete berechnet und der Flugkörper auf Stabilität untersucht. Die Richtigkeit des Modells wurde mit von MORABA zur Verfügung gestellten Simulationsdaten validiert. Die Stabilität des Flugkörpers während der Aufstiegs- und Wiedereintrittsphase konnte bestätigt werden. Weiterhin wurde ein einfaches aktives Regelungssystem entworfen und in der Simulation implementiert.

3.1.2 Stand der Teilvorhaben

Das Projekt wurde beendet.

3.1.3 Aussicht auf Erreichung der Ziele der Teilvorhaben

Alle Ziele der Teilprojekte 9,10,16 wurden erreicht und umgesetzt.

3.1.4 Relevante Ergebnisse Dritter

Es sind im Berichtszeitraum keine Ergebnisse von dritter Seite bekannt geworden, die für die Durchführung der Teilvorhaben relevant sein konnten.

3.1.5 Änderung der Zielsetzung

Entfällt.

3.1.6 Verwertung der Ergebnisse / Fortschreibung des Verwertungsplanes

Die Entwicklung von flugmechanischen Simulations- und Visualisierungsmodellen dient der Ausbildung von Studierenden der Fachrichtung Raumfahrt. Einige der erzielten Ergebnisse wurden im Rahmen von Studienarbeiten zusammengefasst.

3.2 Tasks 9,10,16: Flugdynamische Analyse, Technischer Bericht

3.2.1 Übersicht

Das Institut für Flugsystemdynamik hat die Aufgabe übernommen die Flugbahn der Rotex-Rakete zu analysieren und die flugdynamische Eigenschaften des Flugkörpers, vor allem die Stabilität, zu untersuchen. Dazu wurde eine Simulation in sechs Freiheitsgraden erstellt und mit von MORABA zur Verfügung gestellten Simulationsdaten validiert. Mit Hilfe der Simulation wurde die Flugbahn der

Rotex-Rakete berechnet und die Stabilität während der Aufstiegs- und Wiedereintrittsphase konnte nachgewiesen werden.

Im Laufe des Projekts wurde noch die zusätzliche Aufgabe übernommen ein aktives Regelungssystem unter Verwendung von Klappen an den Fins als Stellglieder zu entwerfen. Dieses wurde erfolgreich implementiert und in der Simulation getestet.

Der ursprünglich vorgesehene Vergleich mit den echten Flugdaten des Rotex-Flugs konnte nicht durchgeführt werden. Grund dafür war, dass die Eigenschaften der verwendeten Feststoffbooster und somit die Flugtrajektorie wegen militärischer Geheimhaltung nicht freigegeben werden durften.

3.2.2 Aufbau des Simulationsmodells

Im Folgenden soll ein Überblick über den grundlegenden Aufbau (Abb.44) des Simulationsmodells gegeben werden.

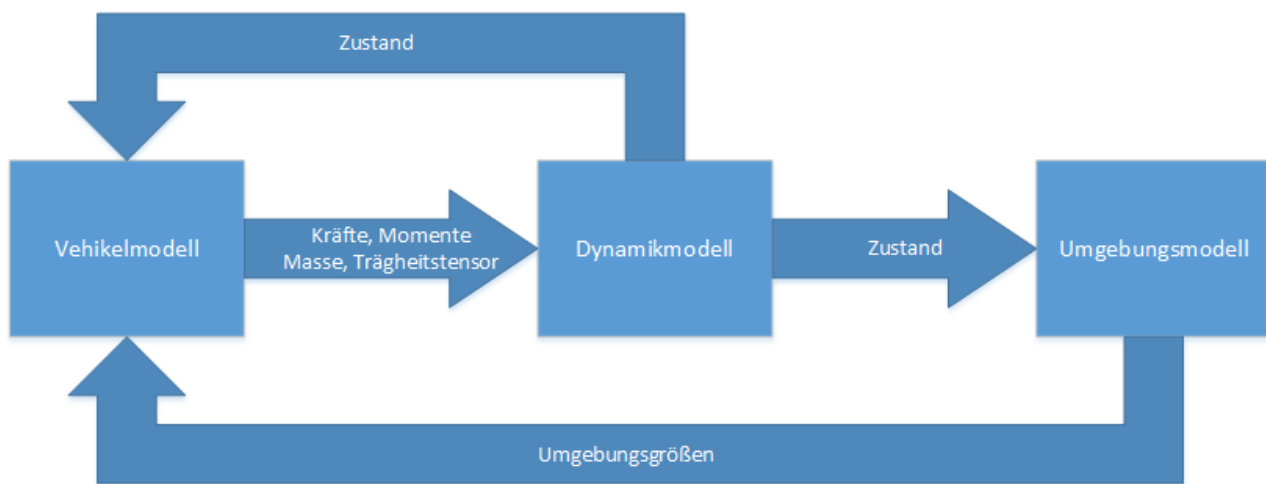


Abbildung 44: Generische Struktur einer Fluggerätesimulation

Der erste grundlegende Baustein ist das Vehikelmodell. Hier werden in untergeordneten Blöcken die auf das Fluggerät wirkenden Kräfte und Momente (z.B. durch Schub oder aerodynamische Wechselwirkungen) berechnet. Weiterhin werden hier die aktuellen Masse und Trägheitstensor bestimmt. Diese sind zeitlich variabel, da Raketen sich durch Ausstoß von an Bord gespeichertem Treibstoff fortbewegen. Von großer Wichtigkeit bei der Berechnung der aerodynamischen Kräfte und Momente sind die entsprechenden aerodynamischen Beiwerte und Beiwertderivative. Diese wurden für die drei Flugkonfigurationen mit Hilfe des Softwaretools Missile Datcom berechnet. Die weiteren untergeordneten Modelle des Vehikels schließen die Motoren (Schub), das Gravitationsmodell und das Yo-Yo-System-Modell ein.

Im Dynamikmodell wird aus der Einwirkung der Kräfte und Momente der neue Zustand des Flugkörpers bestehend aus Drehraten und Ausrichtung sowie Beschleunigung, Geschwindigkeit und Position berechnet. Das Dynamikmodell besteht aus einer Implementierung von Drall- und Impulssatz sowie von den Lage- und Positionsdifferentialgleichungen die gegenüber verschiedenen Referenzsystemen und in verschiedenen Koordinaten aufgestellt werden können. Der sich ergebende Zustand ist wiederum maßgeblich für die Berechnung der Größen im Vehikelmodell, so dass sich eine Rückführungsschleife bildet.

Das Umgebungsmodell beschreibt den Einfluss der Umwelt auf das Vehikel. Führend sind hier Wechselwirkungen mit der Atmosphäre (Wind) und dem Boden, denkbar ist aber auch die Berücksichtigung der Einwirkung der Sonneneinstrahlung oder der Kontakt mit weiteren Körpern. Die Umgebungsgrößen wirken sich ebenfalls auf die sich am Fluggerät ergebenden Kräfte und Momente aus. Bei der Erstellung der Simulationsmodells wurde auf eine modulare Bauweise geachtet, so dass neue Flugkörperkonfigurationen einfach implementiert werden können.

Das so aufgebaute Simulationsmodell wurde um verstellbare Fins an der zweiten Stufe erweitert, welche als Aktuatoren für ein aktives Regelungssystem dienen sollen. Der innere Regelkreis bestehend aus Roll- und Beschleunigungsautopilot wurde in der Simulation implementiert und getestet. Eine Übersicht über den Aufbau des Regelungssystems gibt Abb. 45.

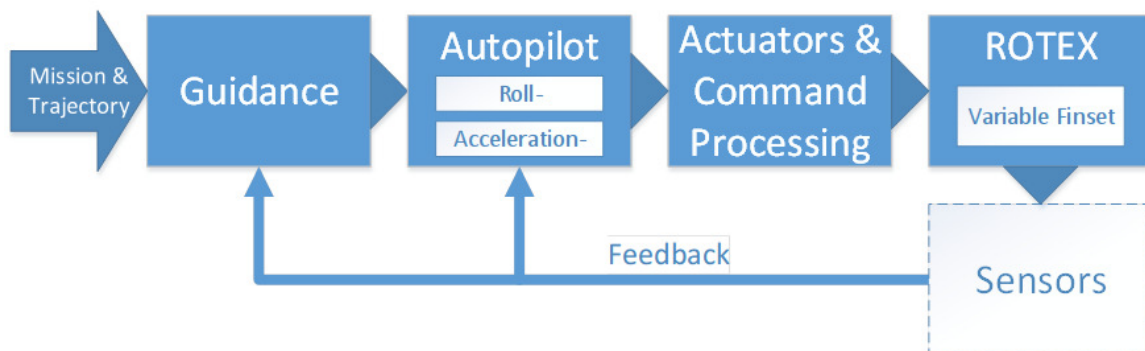


Abbildung 45: Aufbau der Raketenregelung

Zwecks Visualisierung des Fluges wurde ein 3D-Modell der Rotex-Rakete erstellt und in der Open Source Simulationssoftware FlightGear eingebunden. Um den Flugablauf realistisch zu gestalten wurden Animationen zur Visualisierung der Stufentrennungen implementiert. Abb. 46 zeigt die Rakete im Flug kurz nach der Trennung der ersten Stufe. Für Präsentationszwecke wurde ein Video von dem Flug in FlightGear aufgenommen.

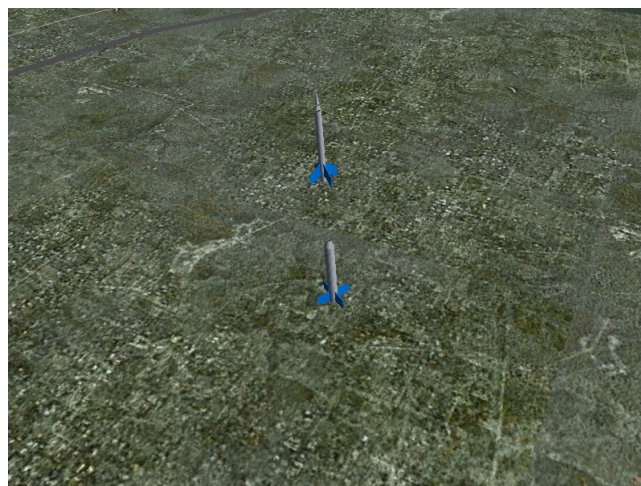


Abbildung 46: Trennung der ersten Stufe

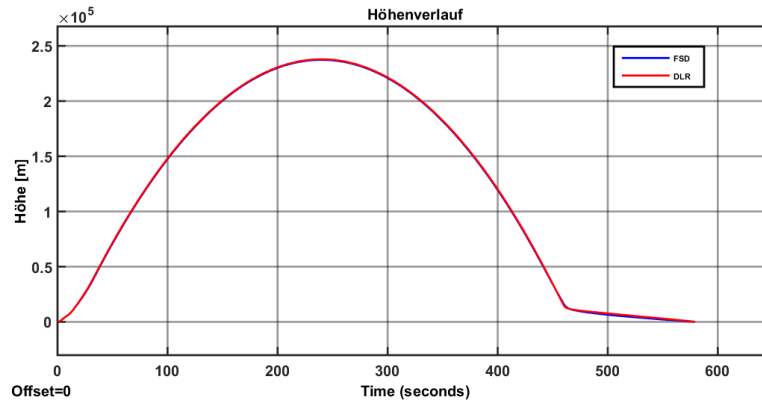


Abbildung 47: Höhenverlauf

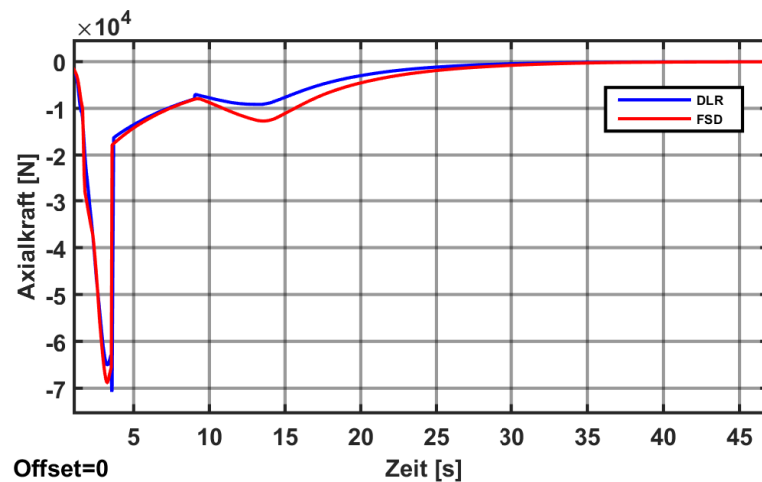


Abbildung 48: Widerstandsverlauf in der Aufstiegsphase

3.2.3 Simulationsergebnisse und Stabilitätsanalyse

Hier sollen einige Simulationsergebnisse im Vergleich zu den vom DLR zur Verfügung gestellten Daten vorgestellt werden. Es wird darauf hingewiesen, dass die Vergleichsdaten mit einer Mapheus II Nutzlastgeometrie berechnet worden sind, so dass keine volle sondern lediglich eine qualitative Übereinstimmung zu erwarten ist.

Abb. 47 zeigt den simulierten Höhenverlauf als Funktion der Zeit an. Es wird ersichtlich, dass die FSD-Simulation ein um ca. 500m niedrigeres Apogäum vorhersagt, die maximale Höhe beträgt ca. 238km. Ein Grund dafür ist der höher berechnete Widerstand in der Aufstiegsphase wie dies im Vergleich (Abb. 48) zu sehen ist. Ein merklicher Unterschied ist hier vor allem während der Brennzeit des Orion-Motors zu sehen. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich die unterschiedliche Geometrie der Mapheus- im Vergleich zur Rotex-Nutzlast. In Abb. 49 ist der Ground Track der Rakete relativ zum Startpunkt zu sehen. Dieser zeigt sich im Vergleich zu den DLR-Simulationsdaten als plausibel.

Abb. 50 zeigt den Anstellwinkelverlauf in der Wiedereintrittsphase. Bei der Orion-Rotex-Konfiguration (bis $t=460s$) ist ein ähnliches Verhalten (abklingende Schwingung) zu sehen, allerdings fällt die Dämpfung bei der FSD-Simulation zu gering auf. Dies ist ebenfalls auf die verschiedene Geometrie der Nutzlast zurückzuführen. Nach der Trennung der Orion-Stufe kann ein völlig anderes Verhalten beobachtet werden. Während die Mapheus-Nutzlast einen stabilen Eintritt mit einem Anstellwinkel

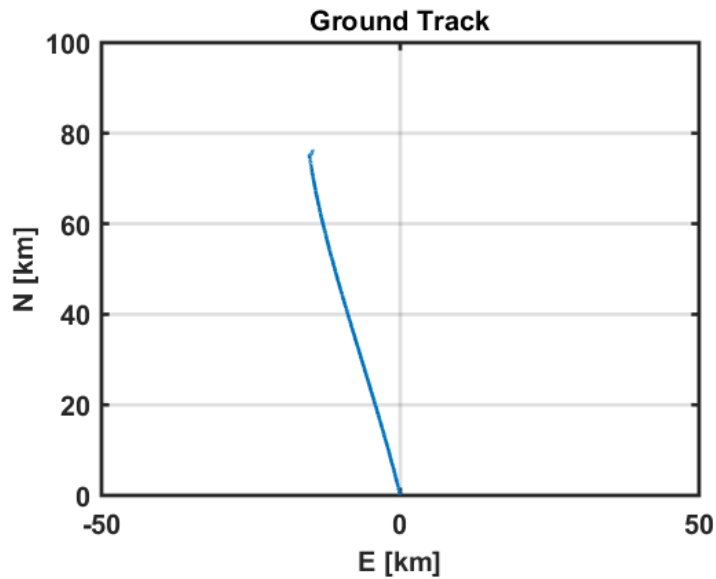


Abbildung 49: Ground Track

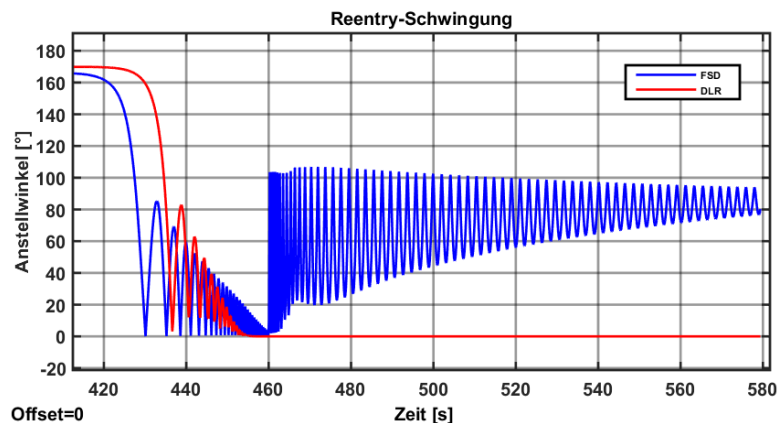


Abbildung 50: Anstellwinkelschwingung bei Wiedereintritt

von 0° macht, weicht Rotex nach der Stufentrennung von diesem Zustand ab. Es stellt sich eine starke Anstellwinkelschwingung ein, die sich bei einer Lage um ca. 80° stabilisiert. Das heißt, dass der Einschlag in Seitenlage erfolgt.

Der Grund für dieses Verhalten liegt in der Gewichtsverteilung und Geometrie der Nutzlast. Abb. 51 zeigt die Positionen von Schwerpunkt, Neutralpunkt und Druckpunkt über die Zeit. Maßgeblich für die statische Stabilität eines Flugkörpers ist, dass der Neutralpunkt hinter dem Schwerpunkt liegt, so dass eine Auftriebsstörung ein rückstellendes Moment bewirkt. Dies ist tatsächlich der Fall für die Konfiguration Orion-Rotex. Nach der Trennung der Orion-Stufe verlagert sich allerdings der Neutralpunkt vor den Schwerpunkt, so dass der Flugkörper gegenüber dem Anstellwinkel von 0° instabil wird und sofort davon abweicht.

Eine statisch stabile Lage für die Rotex-Nutzlast ist aus Abb. 52 ersichtlich. Diese stellt das Nickmomentenbeiwert als Funktion des Anstellwinkels über die Missionszeit dar. Eine statisch stabile Lage erfordert ein negatives Gradient beim Nulldurchgang des Momentenbeiwerts. Bei dem Rotex-Flugkörper ist eine solche Lage bei einem Anstellwinkel von ca. 90° zu finden (Übergang hellblau-

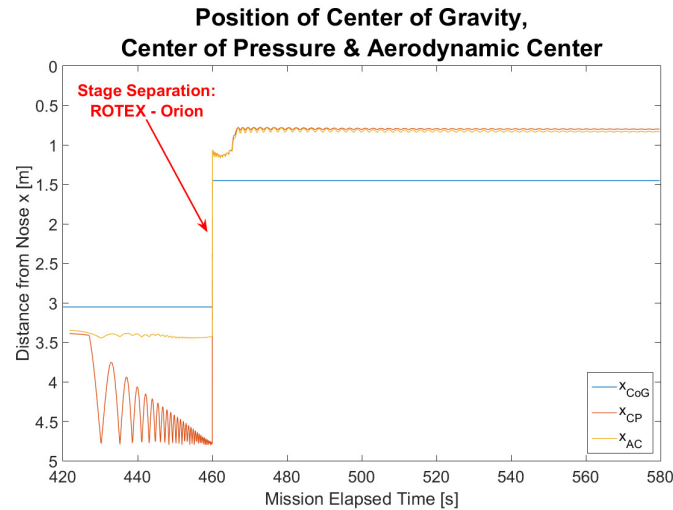


Abbildung 51: Schwerpunkt-, Druckpunkt- und Neutralpunktposition

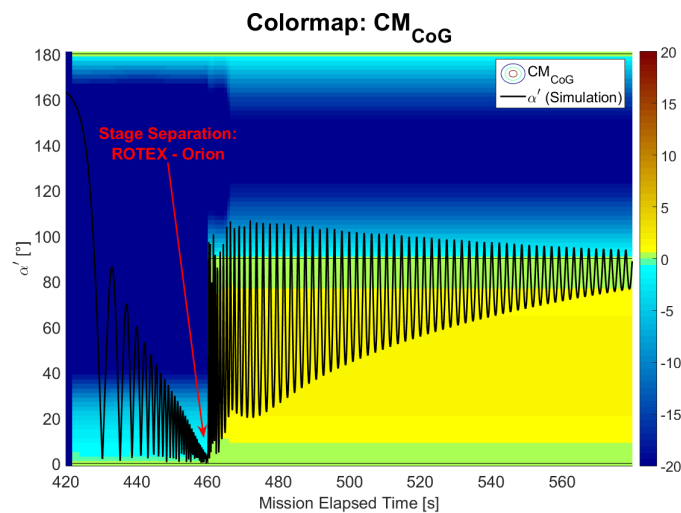


Abbildung 52: Nickmomentenbeiwert um den Schwerpunkt als Funktion vom Anstellwinkel und der Missionszeit

gelb).

Die Dynamik der Wiedereintrittsschwingung wird maßgeblich durch den Dämpfungsderivativ des Nickmomentenbeiwerts CMQ beeinflusst. Damit die Schwingung gedämpft ist, muss $CMQ > 0$ gelten. Der Verlauf ist für den Rotex-Wiedereintritt in Abb. 53 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die Konfiguration Rotex-Orion ein kleineres CMQ aufweist als die Nutzlast alleine, so dass die Nickschwingung vor der Stufentrennung stärker gedämpft wird. Immerhin erfolgt der ganze Wiedereintritt dynamisch stabil.

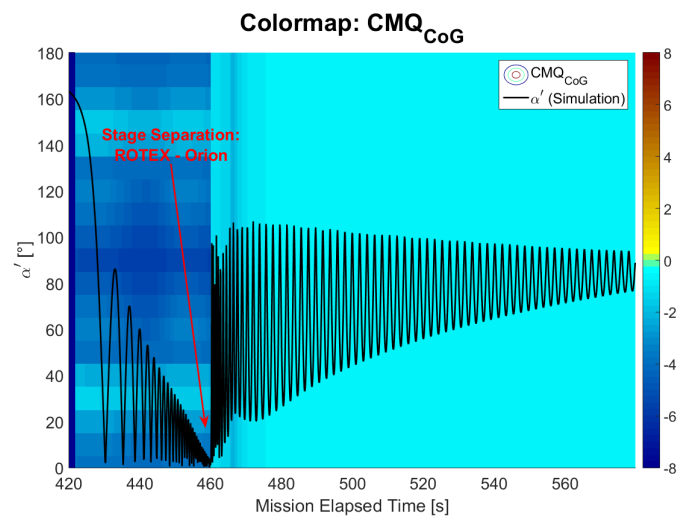


Abbildung 53: Dämpfungsderivativ des Nickmomentenbeiwerts als Funktion vom Anstellwinkel und der Missionszeit

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN	2. Berichtsart (Schlussbericht oder Veröffentlichung) Abschlussbericht
3. Titel ROTEX-T Rocket Technology Experiment	
4. Autor(en) [Name(n), Vorname(n)] Schröder, W., Henze, A.	5. Abschlussdatum des Vorhabens 31.12.2016
	6. Veröffentlichungsdatum
	7. Form der Publikation
8. Durchführende Institution(en) (Name, Adresse) Aerodynamisches Institut RWTH Aachen 52062 Aachen, Wüllnerstraße 5a	9. Ber. Nr. Durchführende Institution 6
	10. Förderkennzeichen 50RL1158
	11. Seitenzahl 59
12. Fördernde Institution (Name, Adresse) Raumfahrtmanagement des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. Königswinterer Str. 522-524 53227 Bonn	13. Literaturangaben 7
	14. Tabellen 7
	15. Abbildungen 53
16. Zusätzliche Angaben	
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)	
18. Kurzfassung Im Rahmen des Projektes ROTEX-T sollte die RWTH Aachen Studierende der Fachrichtung Raumfahrt im Bereich Raumtransport/Trägersysteme bei der Vorbereitung, Durchführung und post-flight-Analyse eines Flugexperiments miteinbeziehen. Die ROTEX-T Rakete ist eine zweistufige un gelenkte Rakete, bestehend aus dem Motor Terrier Mk12 mit einer Brenndauer von 5 Sekunden und dem Improved Orion Motor mit einer Boost Phase von 5 Sekunden und einer Sustainer Phase von ca. 21 Sekunden. Mit der Rakete wurde die Nutzlast ca. 40 Sekunden beschleunigt. Die Nutzlast des ROTEX-T Flugexperiments, die von AS-HYP entwickelt und instrumentiert wurde, ist als ein instrumentierter Doppelkegel definiert. Anhand des Modells wurde die Transition der Strömungsgrenzschicht in Abhängigkeit von Machzahl und Reynoldszahl beim Freiflug untersucht. Das ROTEX-T-Projekt hat diese Gelegenheit genutzt und die Studierenden der RWTH Aachen mit lehrhaltigen Teilaufgaben an diesem Flugexperiment teilnehmen lassen. Die beteiligten Institute an der RWTH Aachen sind: Lehrstuhl für Strömungslehre und Aerodynamisches Institut (AIA), Institut für Flugsystemdynamik (FSD), Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen (IST) und Stoßwellenlabor (SWL). Seit Beginn des Projektes konnten ca. 50 Studierende für das Rotex-Projekt gewonnen werden. Sie bearbeiteten sowohl numerische als auch experimentelle Projekte und konnten bereits von Anfang an wertvolle Ergebnisse liefern. Die Arbeiten umfassen die numerische Simulation der Umströmung der Raketenspitze und auch der gesamten Rakete zur Erforschung der Transition und zur Berechnung der aerodynamischen Beiwerte. Weiterhin wurde ein komplettes flugmechanisches Simulationsmodell erstellt und validiert. Experimentelle und numerische Untersuchungen an Feststoffraketen fanden ebenfalls wie die Entwicklung und Erprobung von speziellen Wärmestromsensoren statt. Am 19.Juli 2016 fand das Flugexperiment in Kiruna-Schweden statt und wurde erfolgreich abgeschlossen.	
19. Schlagwörter Flugexperiment, Raketenstart, Transitionsuntersuchung, Nachwuchsförderung	
20. Verlag	21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN	2. type of document (e.g. report, publication) Final report
3. title ROTEX-T Rocket Technology Experiment	
4. author(s) (family name, first name(s)) Schröder, W., Henze, A.	5. end of project 31 Dec. 2016
	6. publication date
	7. form of publication
8. performing organization(s) (name, address) Aerodynamisches Institut RWTH Aachen 52062 Aachen, Wüllnerstraße 5a	9. originator's report no. 6
	10. reference no. 50RL1158
	11. no. of pages 59
12. sponsoring agency (name, address) Raumfahrtmanagement des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. Königswinterer Str. 522-524 53227 Bonn	13. no. of references 7
	14. no. of tables 7
	15. no. of figures 53
16. supplementary notes	
17. presented at (title, place, date)	
18. abstract In the project ROTEX-T the RWTH Aachen University is supposed to include astronautics students in the field of space transport and launcher systems in the preparation, the implementation, and the post-flight analysis of a flight experiment. The ROTEX-T rocket is a 2-stage unguided rocket, consisting of the motor Terrier Mk12 with a 5 second boost phase and the Improved Orion with a 5 second boost phase and 21 second sustainer phase. The rocket accelerated the payload for 40 seconds. The payload of ROTEX-T, developed and instrumented by AS-HYP, is a instrumented double cone. The transition of the boundary layer depending on the Mach number and the Reynolds number was investigated in free flight. In ROTEX-T the opportunity was taken to let the students of the RWTH Aachen University take part in this experiment with educative subtasks. The institutes involved at the RWTH Aachen are: Institute of Aerodynamics (AIA), Institute of Flight System Dynamics (FSD), Institute of Jet Propulsion and Turbomachinery (IST), Shock Wave Laboratory (SWL). Approx. 50 students could be found for the project since the beginning. They worked on numerical and experimental projects and provided useful results from the beginning. The activities include the numerical simulation of the flow around the rocket head as well as the total rocket to investigate the transition and to compute the aerodynamic coefficients. Furthermore, a complete flight mechanical simulation model was developed. Experimental and numerical investigations of solid fuel rockets and the development and testing of specific heat flux sensors were carried out. The flight experiment took place on 19 July 2016 in Kiruna (Sweden) and completed successfully.	
19. keywords	
20. publisher	21. price