

Simulation der instationären Strömung um das Stratosphärenobservatorium SOFIA

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Sven Schmid

aus Kernen im Remstal

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Ewald Krämer

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Jörg F. Wagner

Tag der mündlichen Prüfung: 22.06.2009

Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität
Stuttgart

2009

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Aerodynamik und Gasdynamik und am Deutschen SOFIA Institut der Universität Stuttgart. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Professor Ewald Krämer, der mir die Möglichkeit eröffnete, auf einem äußerst spannenden und interessanten wissenschaftlichen Gebiet zu arbeiten und eine Dissertation anzufertigen. Sein Vertrauen in meine Person und seine fachliche Beratung waren immer wieder Ansporn, diese Arbeit voranzutreiben. Herrn Professor Jörg Wagner danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und für die Übernahme des Mitberichtes. Herrn Dr. Thorsten Lutz möchte ich ganz besonders für die zahlreichen fachlichen Diskussionen sowie für die daraus entstandenen Ideen und Anregungen danken. Sein Erfahrungsschatz im Bereich der Strömungsmechanik war ein sehr wertvoller und wichtiger Grundstein meiner Dissertation.

Bei Herrn Markus Widhalm vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik bedanke ich mich für seine tatkräftige Unterstützung bei Fragen und technischen Problemen mit dem Strömungslöser TAU. Weiterhin danke ich allen Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- oder Diplomarbeit einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben. Für die freundschaftliche Atmosphäre sowie für tatkräftige Hilfe in vielfältigster Form am Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, am NASA Ames Research Center in Mountain View und am NASA DAOF in Palmdale verdienen Martin, Alexander, Benedikt, Steffen, Mohammad, Franziska, Jürgen, Thomas, Ulrich, Andreas, Marco, Holger, Simon, Stefan, Lars und Darlene besondere Erwähnung. Tabea danke ich ganz besonders für Ihr Verständnis, ihre Geduld und ihre moralische Unterstützung. Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern Gunhild und Manfred bedanken, die mir die Möglichkeit des Studiums und der Promotion eröffnet haben.

Mountain View, im Juni 2009

Sven Schmid

This project, grant Id 50 OK 0401, is being conducted on behalf of the German Aerospace Center (DLR) and supported with funds of the Federal Ministry of Economics and Technology (BMWi) and of the state of Baden-Württemberg and of the Universität Stuttgart. The author is responsible for the content.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	ix
Abstract	xi
Symbolverzeichnis	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Flugzeuggebundene Infrarotastronomie	1
1.2 Übersicht zum Stand der Forschung	4
1.3 Ziel der Arbeit	6
2 Grundlagen der Cavityströmung	9
2.1 Physik der Cavityströmung	9
2.2 Einflussgrößen	17
2.2.1 Einfluss der Grenzschicht stromauf der Cavity	17
2.2.2 Reynoldszahleffekte	18
2.2.3 Machzahleffekte	18
2.2.4 Geometrieeffekte	19
2.3 Scherschichten über Cavities	21
2.4 Anregung akustischer Resonanzen	26
2.5 Ansätze zur Modellierung von Cavityströmungen	28
2.6 Ansätze zur Beeinflussung von Cavityströmungen	35
2.6.1 Passive Maßnahmen	35
2.6.2 Aktive Maßnahmen	37
3 Grundlagen der numerischen Berechnungsmethoden	39
3.1 Verwendete Strömungslöser	39
3.2 Grundgleichungen der Strömungssimulation . . .	40
3.2.1 Navier-Stokessche Gleichungen	40
3.2.2 Räumliche Diskretisierung mittels Fini- ter Volumen	41

3.2.3	Zeitliche Diskretisierung	42
3.2.4	Nichtlineare Löser	43
3.2.5	Konvergenzbeschleuniger: Residuenglättung und Multigrid	44
3.2.6	Turbulenzmodellierung	45
3.2.7	Detached Eddy Simulation	49
3.3	Grundgleichungen der Akustiksimulation	51
3.4	Numerische Rechengitter	55
3.4.1	Gitterqualität	56
3.4.2	Gitterkonvergenz	58
4	Grundlagenuntersuchungen	61
4.1	2D-Cavity	61
4.2	Einfluss der Machzahl	71
4.3	Einfluss des Verhältnisses L/D	72
4.4	Strömungskontrolle durch Grenzschichtaufdickung	75
4.5	Strömungskontrolle mittels angepasster Cavity-Rückwand	77
5	Simulation des SOFIA-Windkanalmodells	81
5.1	Aufbau der Rechengitter	83
5.2	Ergebnisse der stationären RANS-Simulationen	86
5.3	Ergebnisse der instationären RANS-Simulationen	89
5.3.1	Nominalzustand	89
5.3.2	SOFIA-Konfiguration ohne Aperturrampe	97
5.4	Detached Eddy Simulation	98
5.5	Scherschichtkontrolle mittels Wirbelgeneratoren	105
6	Simulation der SOFIA-Flugzeugkonfiguration	117
6.1	Thermodynamische Zustandsgrößen	118
6.2	Übertragbarkeit der Windkanalergebnisse auf den Flugfall	123
6.3	Einfluss der Cavity-Türposition	126
6.4	Einfluss der Flughöhe und der Flugmachzahl	131
6.5	Modifikation der Cavitygeometrie	133
6.6	Modifikation der Cavity-Aperturrampe	139
7	Zusammenfassung/Ausblick	143
A	Rechenleistung und Skalierungsverhalten	147

B Methode von Welch	149
C Sensorpositionen am SOFIA-Teleskop	151
D Daten der Grundströmung	157
Literaturverzeichnis	159
Lebenslauf	175

Kurzfassung

Die Überströmung von Hohlräumen (engl. Cavities) ist in der Regel durch selbsterregte, instationäre Druckfluktuationen gekennzeichnet. Ziel dieser Arbeit ist die Simulation und die Charakterisierung der bei der Überströmung des SOFIA-Teleskopschachts auftretenden instationären Phänomene mittels URANS- und DES-Verfahren, sowie die Untersuchung von Methoden zur passiven Beeinflussung der Strömung und der Wechselwirkung mit akustischen Resonanzen. Da die äußerst komplexe Interaktion der beteiligten Phänomene eine große Herausforderung für die im Rahmen dieser Arbeit angewandten Rechenverfahren darstellt, wird deren Gültigkeit durch Vergleich mit experimentellen Daten geprüft und die verfahrensbedingten Unsicherheiten werden bewertet.

Um den erforderlichen Rechenaufwand der numerischen Strömungssimulationen in Grenzen zu halten, erfolgt im ersten Teil der Arbeit eine Vielzahl der Untersuchungen am Beispiel abstrahierter zweidimensionaler Konfigurationen. Aufgrund der Zweidimensionalität des zu selbsterhaltenden Druckfluktuationen führenden Feedback-Mechanismus ist diese Vereinfachung für bestimmte Cavitykonfigurationen unter Umständen zulässig. Im Fall der hier betrachteten Cavities werden sowohl die Amplituden als auch die Frequenzen der periodischen Druckfluktuationen von diesem vereinfachten Modell im Vergleich zur Messung sehr gut wiedergeben. Die verhältnismäßig simple Geometrie der untersuchten Cavitykonfigurationen ermöglicht die Verwendung von strukturierten Rechengittern und den Einsatz effizienter Lösungsalgorithmen. Durch parametrische Variation verschiedener Größen der Anströmung bzw. der Geometrie lassen sich fundamentale Einflüsse der Anströmmachzahl, des Verhältnisses von Länge zu Tiefe oder des Grenzschichtaufbaus auf die Strömung untersuchen. Separate Akustiksimulationen, basierend auf der Lösung der homogenen Helmholtzgleichungen im Inneren der betrachteten Cavity, ermöglichen ein vertieftes Verständnis der Wechselwirkungen zwischen den Phänomenen der Strömung und den angeregten akustischen Resonanzen.

Die Erkenntnisse dieser Vorarbeiten werden im zweiten Teil der Arbeit auf die Untersuchungen der instationären Umströmung der komplexen SOFIA-Flugzeugkonfiguration übertragen. SOFIA ist ein deutsch-amerikanisches Projekt zur Erforschung astronomischer Objekte im infraroten Spektralbereich mit Hilfe eines im Rumpf einer Boeing 747-SP untergebrachten Spiegelteleskops. Während der Beobachtung in Stratosphärenhöhe wird der Flugzeugrumpf im Bereich des Teleskops ge-

öffnet. Die Überströmung des Teleskopschachts zeigt die allgemein typischen Phänomene der instationären Cavityströmung, die im Fall der hier betrachteten SOFIA-Konfiguration die Teleskopstruktur zu Schwingungen anregt und damit die Beobachtungsqualität beeinträchtigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die instationäre Umströmung der gesamten SOFIA-Flugzeugkonfiguration inklusive Spiegelteleskop und Cavity mittels URANS und DES simuliert. Der Vergleich der Ergebnisse der URANS-Simulationen mit experimentellen Windkanaldaten zeigt, dass die dominanten niederfrequenten periodischen Druckfluktuationen dieser äußerst komplexen, dreidimensionalen und instationären Strömung vom Verfahren gut wiedergegeben werden. Geringe Unsicherheiten zeigen sich in den berechneten Amplitudenwerten, insbesondere im höherfrequenten Bereich. Die Detached-Eddy-Simulation hingegen liefert auch bei höheren Frequenzen eine hervorragende Übereinstimmung mit den Messwerten. Die Ergebnisse der separat durchgeführten Akustiksimulation deuten auch im Fall der SOFIA-Konfiguration auf die Wechselwirkung zwischen der instationären Strömung und akustischen Resonanzen hin. Die URANS-Simulationen wurden auf hybriden Rechengittern durchgeführt, die aus Prismen, Tetraedern und Pyramiden aufgebaut sind. Für die DES-Simulation wurde im Bereich der Scherschicht zusätzlich ein strukturierter Block mit nahezu isotropen Hexaederzellen eingefügt.

Der Einfluss der Türposition auf die Strömungsvorgänge im Teleskopschacht wird anhand von URANS-Simulationen an Modellen mit unterschiedlichem Öffnungsgrad aufgezeigt. Eine der größten Unsicherheiten des SOFIA-Projektes stellt der partiell geöffnete SOFIA-Teleskopschacht während des Öffnungs- bzw. Schließvorgangs der Tür sowie im Fall eines möglichen Versagens des Türantriebs dar, da hierfür nur unzureichend Windkanaldaten vorhanden sind.

Zur Kontrolle der Strömung wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Konzept von stromauf der Cavity angebrachten Wirbelgeneratoren untersucht, die eine Stabilisierung der Scherschicht, und dadurch eine Abschwächung der akustischen Resonanzmoden im Teleskopschacht bewirken. Mit Hilfe einer sogenannten End-to-End Pointingsimulation wird gezeigt, dass die daraus resultierende Reduktion der Druckfluktuationen die Positionierungsgenauigkeit des Teleskops erhöht. Weiterhin werden mittels Akustiksimulationen verschiedene Konzepte zur Verschiebung der Resonanzfrequenzen untersucht, die auf der Modifikation der Cavitygeometrie beruhen. Ziel dieser Maßnahme ist es, den Abstand zwischen den charakteristischen Frequenzen der akustischen Störungen und den Resonanzen der Teleskopstruktur zu erhöhen.

Abstract

The flow over open cavities and cutouts is generally characterized by self sustained unsteady pressure fluctuations. The objective of the current thesis is to simulate and to characterize the unsteady flow over the open SOFIA telescope-port by means of URANS and DES, as well as the investigation of means for passive flow- and acoustic control. As the highly nonlinear and complex interaction of the physical phenomena is a significant challenge for the applied simulation models, the validity of the results has been proven by comparison with experimental data and the involved uncertainties have been assessed.

In order to limit the computational effort of the numerical simulations, a significant part of the investigations were carried out for a simplified two-dimensional cavity configuration in the first part of this thesis. As the fundamental feedback mechanism is basically a two-dimensional phenomenon, this simulational approach holds true for certain cavity configurations under specific flow conditions. The amplitudes and the frequencies of the pressure fluctuations induced by the flow of the cavities that are investigated within the scope of this thesis, reveal to be in excellent agreement with experimental data. The impact of the flow state, the properties of the upstream boundary layer and the geometrical dimensions of the cavity have been varied parametrically in order to study the impact on the unsteady flow field and the acoustic resonances. The simulations have been carried out with URANS on structured grids. Acoustic simulations based on the solution of the homogeneous Helmholtz equations permit a deeper understanding of the interaction between the unsteady flow and the excited acoustic resonances.

In the second part of this thesis, the findings of this study are brought forward to the investigation of the unsteady flow over SOFIA telescope-port. SOFIA is a German-American research project to study the universe in the infrared spectrum with an airborne reflecting telescope, located in the fuselage of a Boeing 747-SP. During observation in the lower stratosphere, the fuselage is open in order to expose the telescope to the starry sky. The flow over the open SOFIA telescope-port shows the typical phenomena of general unsteady cavity flow, leading to structural vibrations that deteriorate the pointing stability of the telescope. The entire SOFIA aircraft, including the cavity and the telescope structure, was modelled and simulated with URANS and DES. The comparison between the URANS data and the experiments shows that the significant low-frequency pressure fluctuations are well predicted by the model.

Slight uncertainties can be observed in the computed amplitudes, in particular at higher frequencies. By contrast, the Detached Eddy Simulation shows a higher capability of predicting the amplitudes over the whole frequency range. Acoustic simulations reveal, like in the two-dimensional case described above that the unsteady pressure fluctuations inside the telescope port are dominated by acoustic resonances, which are excited by the shear layer dynamics. The URANS- and DES-simulations were carried out on hybrid grids. Viscous boundary layers were resolved by structured prism cells, the rest of the computational domain was discretized by tetrahedra. In order to resolve the small turbulent structures of the shear layer, a structured block, consisting of hexahedron, was placed in the shear layer region in the Detached Eddy Simulations. The acoustic simulations were carried out on unstructured grids, consisting of tetrahedra.

The influence of the door position on the unsteady flow inside the telescope port is demonstrated by URANS-simulations for the partially opened cavity. As only very limited wind-tunnel data is available for the partially opened telescope port, one of the most crucial uncertainties of the entire SOFIA-project is the aeroacoustic behaviour of the cavity in case of door-drive system failure during opening or closing.

The feasibility of vortex generators as a means for passive flow control is presented in the thesis as well. The investigated concept bases on the stabilisation of the shear layer that yields a significant decrease of the amplitudes of the acoustic resonances. End-to-End pointing simulations show that this approach increases the pointing stability of the SOFIA telescope significantly. In addition to that, different concepts for shifting the telescope port's acoustic resonance frequencies are proposed. The intention of this approach is to shift the acoustic resonance frequencies away from possible structural resonances of the telescope. The presented approaches base on slight modifications of the cavity wall shape and the integration of baffle plates.

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
a_1	[–]	Bradshaw-Konstante
A	[m]	Querschnittsfläche
	[–]	Störamplitude
A	[–]	Koeffizientenmatrix
B	[–]	Koeffizientenmatrix
c	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
C_{DES}	[–]	Konstante SA-DES SGS-Modell
c_f	[–]	lokaler Reibungsbeiwert
$C_{LimitPK}$	[–]	Turbulenzmodell-Konstante
C_μ	[–]	Turbulenzmodell-Konstante
C_ν	[$\frac{J}{kg \cdot K}$]	spezifische Wärmekonstante bei konstantem Volumen
\mathbb{C}	[–]	komplexe Zahl
d	[m]	Wandabstand
\tilde{d}	[m]	DES-Längenskala
d_x, d_y, d_z	[m]	Dicke der PML-Schicht
D	[m]	Cavitytiefe
	[–]	Dimensionalität
e	[J/kg]	spezifische innere Energie
E	[J/kg]	spezifische Gesamtenergie
f	[Hz]	dimensionsbehaftete Frequenz
f_s	[Hz]	Abtastrate
f_w^*	[–]	SA-DES SGS-Modellkonstante
f_1, f_2, f_3	[–]	Lösung auf Gitterlevel 1,2,3
F_1	[–]	Übergangsfunktion
F		Flussvektor
GCI	[–]	Gitterkonvergenzindex
h	[m]	Flughöhe
H_{SP}	[m]	Spoilerhöhe
i, j, k, m, n	[–]	Zählindex
I	[–]	Einheitsmatrix

k	$[m/s]$	turbulente kinetische Energie
	$[\frac{W}{m \cdot K}]$	Wärmeleitfähigkeit
K	$[-]$	bezogene dimensionslose Konvektionsgeschwindigkeit
	$[-]$	dimensionslose Frequenz
l_{ref}	$[m]$	Referenzlänge
L	$[m]$	Cavitylänge
L_H	$[m]$	Öffnungslänge Helmholtzresonator
L_{SP}	$[m]$	Spoilerlänge
L_t	$[m]$	charakteristisches turbulentes Längenmaß
m	$[-]$	Modezahl
m_a	$[-]$	Anzahl akustischer Wellen
m_ν	$[-]$	Anzahl konvektiver Wellen
Ma	$[-]$	Machzahl
n_x, n_y, n_z	$[-]$	Modezahl in x-, y-, und z-Richtung
n_1, n_2, n_3	$[-]$	Anzahl der Zellen pro Raumrichtung verschiedener Gitterfeinheitsstufen
\mathbf{n}	$[m]$	Normalenvektor
N	$[-]$	Anzahl Gitterelemente
p	$[-]$	Genauigkeitsordnung
	$[Pa]$	statischer Druck
P	$[\frac{kg}{m \cdot s}]$	Turbulenz-Produktionsterm
\tilde{P}	$[\frac{kg}{m \cdot s}]$	Limit der Turbulenzproduktion
Pr	$[-]$	Prandtlzahl
q	$[Pa]$	dynamischer Druck
\mathbf{q}	$[W/m]$	Wärmestromdichte
	$[-]$	Lösungsvektor
Q	$[-]$	Qualitätsfaktor
	$[1/s]$	zweite Invariante des Geschwindigkeitstensors
\mathbf{Q}		Flussvektor
r	$[-]$	Recoveryfaktor
	$[-]$	Verfeinerungsrate
	$[m]$	Krümmungsradius
R	$[\frac{J}{kg \cdot K}]$	spezifische Gaskonstante
Re	$[-]$	Reynoldszahl
Re_δ	$[-]$	lokale Reynoldszahl bezogen auf die Grenzschichtdicke
$\tilde{\mathbf{R}}$		Residuenvektor
\mathbf{S}	$[1/s]$	symmetrische Komponente des Geschwindigkeitstensors

St	$[-]$	Strouhalzahl
t	$[s]$	Zeit
t'	$[s]$	Zeitinkrement
t^*	$[s]$	fiktive Pseudozeit
T	$[K]$	Temperatur
	$[s]$	Zeit
$T_{recov.}$	$[K]$	Recoverytemperatur
T_t	$[s]$	charakteristisches turbulentes Zeitmaß
TU	$[-]$	Turbulenzgrad
\mathbf{T}	$[N/m]$	Spannungstensor
u, v, w	$[m/s]$	lokale Geschwindigkeit
u_τ	$[m/s]$	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	$[-]$	charakteristische dimensionslose Geschwindigkeit
\mathbf{u}	$[m/s]$	Geschwindigkeitsvektor
U_c	$[m/s]$	Konvektionsgeschwindigkeit in x-Richtung
U, V, W	$[m/s]$	Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung
V	$[m]$	Cavityvolumen
W	$[m]$	Cavitybreite
\mathbf{W}		Vektor der konservativen Variablen
x, y, z	$[m]$	kartesische Koordinaten
x^+, y^+, z^+	$[-]$	dimensionslose bezogene Koordinaten
X	$[-]$	komplexer Fourierkoeffizient
y_{wall}	$[-]$	dimensionsbehafteter Wandabstand

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	$[1/m]$	komplexe Wellenzahl in x-Richtung
	$[-]$	Runge-Kutta Konstante
	$[^\circ]$	Anstellwinkel
α_{HK}	$[^\circ]$	Neigungswinkel der Cavity-Rückwand
β	$[-]$	Exponent der PML-Dämpfungsfunktion
β_k, β_ω	$[-]$	Turbulenzmodell-Konstanten
γ	$[-]$	Phasenverschiebung
	$[1/m]$	komplexe Wellenzahl in z-Richtung
	$[^\circ]$	Teleskop-Elevationswinkel
	$[-]$	Turbulenzmodell-Konstante

δ	$[m]$	Grenzschichtdicke
	$[-]$	Kronecker Symbol
$\delta_1, \delta_2, \delta_3$	$[m]$	Verdrängungs-, Impulsverlust-, Energieverlustdicke
δ_ω	$[m]$	Vorticity Thickness
ε	$[m/s]$	turbulente Dissipation
	$[\circ]$	Neigungswinkel der Staustromlinie
ϵ	$[\frac{kg}{ms}]$	Turbulenz-Destruktionsterm
κ	$[-]$	Isentropenexponent
λ	$[Ns/m]$	Volumen- bzw. Kompressionsviskosität
λ_a	$[m]$	akustische Wellenlänge
λ_ν	$[m]$	Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Wirbeln
λ_A	$[-]$	Amplituden-Skalierungsfaktor
λ_F	$[-]$	Frequenz-Skalierungsfaktor
μ	$[Ns/m]$	dynamische Viskosität
μ_L, μ_T	$[Ns/m]$	laminare bzw. turbulente Viskosität
ν	$[m/s]$	kinematische Viskosität
	$[-]$	allg. Strömungsgröße
ξ, η, ζ	$[m]$	komplexe Koordinaten
ρ	$[kg/m]$	Dichte
σ_k, σ_ω	$[-]$	Turbulenzmodell-Konstanten
$\sigma_{x,y,z}$	$[-]$	Dämpfungsfunktion
τ	$[N/m]$	Schubspannung
φ	$[\circ]$	Phasenwinkel
	$[\circ]$	Winkelabweichung der Bildposition in Fokalebene
ϕ	$[m/s]$	Geschwindigkeitspotenzial
ω	$[1/s]$	komplexe Kreisfrequenz
	$[1/s]$	spezifische turbulente Dissipationsrate
$\vec{\omega}$	$[1/s]$	Wirbelstärke $\frac{1}{2}rot(\vec{v})$
Ω	$[1/s]$	asymmetrische Komponente des Geschwindigkeitstensors

Tiefgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
Cav	Cavity
e	Zustand am Grenzschichttrand
EV	Eigenvektor

FL	auf Flugbedingungen bezogene Größe
i	Imaginärteil
L	laminar
r	Realteil
T	turbulent
v	viskose Größe
WK	auf Windkanalbedingungen bezogene Größe
0	Totalzustand, Anfangszustand
∞	Zustand im Unendlichen

Hochgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
F	Favre-gemittelt
m	Iterationsschritt
n	Zeitlevel
v	Zeitlevel
$'$, $''$	Schwankungswert
$-$	Mittelwert
\sim	Favre-Mittelwert
\wedge	Amplitudenwert

Mathematische Symbole

Symbol	Bedeutung
Δ	Gitterweite
	Laplace Operator
:	Tensorverjüngung, Tensorkontraktion
Δf	spektrale Auflösung
∇	Nabla Operator
\otimes	Matrizenmultiplikation
\sum	Summe
\rightarrow	vektorielle Größe
$i = \sqrt{-1}$	imaginäre Einheit
Im	Imaginärteil einer komplexen Zahl
max	Maximum
min	Minimum
Re	Realteil einer komplexen Zahl

Akronyme

Symbol	Bedeutung
CAD	Computer Aided Design
CE	Cross Elevation
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant Friedrich Lewy
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DFT	Diskrete Fourier Transformation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
DSI	Deutsches SOFIA Institut
DTS	Dual Time Stepping
EL	Elevation
FBC	Flexible Body Compensation
FFT	Fast Fourier Transformation
FV	Finite Volumen
GCI	Grid Convergence Index
GIS	Grid Induced Separation
IAG	Institut für Aerodynamik und Gasdynamik
IR	Infrarot
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
ISO	Infrared Space Observatory
JWST	James Webb Space Telescope
KAO	Kuiper Airborne Observatory
LES	Large Eddy Simulation
LOS	Line Of Sight
LTS	Local Time Stepping
LUSGS	Lower/Upper Symmetric Gauss Seidel
MSD	Modelled Stress Depletion
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PML	Perfectly Matched Layer
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RIC	Rod in Crossflow
RMS	Root Mean Square
SOFIA	Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy
TA	Telescope Assembly
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
VG	Vortex Generator

1 Einleitung

1.1 Flugzeuggebundene Infrarotastronomie

Astronomische Objekte emittieren einen Großteil ihrer elektromagnetischen Strahlung in dem für das menschliche Auge unsichtbaren infraroten Spektralbereich bei Wellenlängen zwischen 900nm und 1mm. Die emittierte Strahlung trägt sehr viele Informationen über die Entstehung, den Aufbau und die im Inneren der Himmelskörper ablaufenden physikalischen Vorgänge in sich. Infrarotstrahlung wird durch Molekülschwingungen hervorgerufen. Jeder Körper emittiert einen Teil seiner elektromagnetischen Strahlung im infraroten Spektralbereich. Weiterhin geht Infrarotstrahlung aus sichtbarem Licht durch sogenannte „kosmologische Rotverschiebung“ hervor [143]. Aufgrund der Ausdehnung der Raumzeit erfährt Licht eine stetige Verlängerung der Wellenlänge. Lichtsignale von mehreren Milliarden Lichtjahre entfernten Objekten wie Galaxien sind teilweise so weit rotverschoben, dass die Wellen inzwischen zehn mal länger erscheinen als zum Zeitpunkt ihrer Aussendung. Diese Objekte leuchten deshalb im sichtbaren Bereich nur noch sehr schwach, der größte Teil ihrer wegen der Entfernung ohnehin schwachen Strahlung liegt im infraroten Spektralbereich.

Gegenüber sichtbarem Licht besitzt Infrarotstrahlung aufgrund der höheren Wellenlänge die Eigenschaft, Staubwolken zu durchdringen. So ist es beispielsweise möglich, ins Zentrum von Regionen zu schauen, in denen Sterne entstehen, was im sichtbaren Bereich aufgrund der umgebenden Staubwolke nicht möglich ist. Neben Sternen, Galaxien und interstellarer Materie existiert noch eine Vielzahl weiterer astronomischer Objekte, wie beispielsweise schwarze Löcher, Planeten und Kometen, für die SOFIA eine hervorragende Beobachtungsplattform darstellt. Ebenso bietet SOFIA die Möglichkeit, astronomische Ereignisse wie Planetentransits und Okkultationen zu verfolgen. Unter einer Okkultation versteht man das Vorbeiziehen eines scheinbar größeren Himmelskörpers vor einem kleineren, sodass der nähere Himmelskörper den weiter entfernten vollständig bedeckt. Im gegenteiligen Fall, wo der weiter entfernte Himmelskörper nur teilweise bedeckt wird, spricht man von einem Transit.

Gegenüber einem bodengestützten Observatorium ist die Zahl der mit SOFIA beobachtbaren Okkultationen um rund zwei Größenordnungen höher [15]. Bereits in den ersten Betriebsjahren von SOFIA sollen rund zehn Okkultationen von Zwergplaneten des „Kuiper Belts“ beobachtet werden.

Der Großteil der auf unsere Erde fallenden Infrarotstrahlung wird jedoch durch H_2O , CO_2 und O_3 der Atmosphäre absorbiert. Der Wellenlängenbereich zwischen $30\mu\text{m}$ und $300\mu\text{m}$ wird beispielsweise vollständig durch die Atmosphäre geschluckt, auf dem Erdboden sind die in diesem Spektralbereich emittierenden Objekte nahezu unsichtbar (siehe Abb. 1.1). Um die störenden Einflüsse der unteren Erdatmosphäre zu reduzieren, werden IR-Observatorien auf hohen Bergen errichtet, wie beispielsweise auf dem erloschenen Vulkankegel Mauna Kea (4200m) auf Hawaii. Da die an der IR-Absorption beteiligte Troposphäre abhängig von der geografischen Breite sowie der Tages- und Jahreszeit bis in Höhen von 10km bis 15km reicht, lassen sich durch Verlagerung von erdgestützten Observatorien in große Höhen nur geringfügige Verbesserungen im nahen und mittleren Infrarotbereich (bis max. $30\mu\text{m}$) erreichen. Der Spektralbereich über $30\mu\text{m}$ kann erst oberhalb der Tropopause, dem Grenzbe- reich zwischen Troposphäre und Stratosphäre, erfasst werden [64].

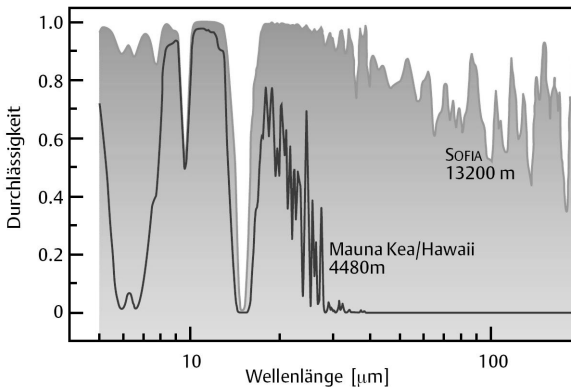


Abb. 1.1: SOFIA im Vergleich zum erdgestützten Observatorium in Mauna Kea/Hawaii (nach Krabbe et al. [64]); die ausgeprägte Reduktion der Atmosphärendurchlässigkeit bei rund $15\mu\text{m}$ wird durch CO_2 verursacht, die Einbrüche bei $6\mu\text{m}$ und bei $10\mu\text{m}$ sind jeweils auf H_2O bzw. O_3 zurückzuführen [30]

Die amerikanische Luft- und Raumfahrtbehörde NASA und das DLR entwickelten und betreiben im Rahmen des SOFIA-Projektes gemeinsam ein flugzeuggestütztes Infrarot-Observatorium [63, 82, 139]. Um astronomische Beobachtungen während des Fluges in Höhen zwischen 12km und 15km durchzuführen, wurde eine Boeing 747-SP mit einem Spiegelteleskop ausgerüstet, das unter Leitung des DLR von der deutschen Industrie entwickelt und gebaut wurde. Das Cassegrain-Spiegelteleskop hat ein Gesamtgewicht von rund 17t und ist in einem Schacht im hinteren Teil des Rumpfes untergebracht [62] (siehe Abb. 1.2). Die Beeinträchtigung der Beobachtungsqualität durch atmosphärische Dichtefluktuationen ist gegenüber erdgestützten Observatorien deutlich reduziert. Zudem ist es hierdurch überhaupt erst möglich, Wellenlängen über $30\mu\text{m}$ zu erfassen.

Im Gegensatz zu erdgebundenen Teleskopen bietet ein luftgestütztes Observatorium auch eine wesentlich höhere Flexibilität. Da es weltweit operieren kann lässt sich bei besonderen bzw. ausschließlich lokal beobachtbaren Ereignissen wie Kometen oder Sonnenfinsternissen der optimale Beobachtungspunkt wählen.

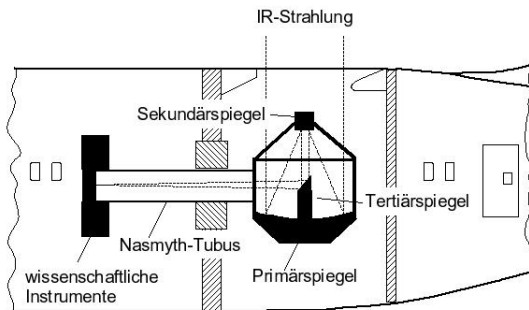


Abb. 1.2: Schnitt durch den Rumpf von SOFIA im Bereich des Teleskopschachts

Für die Dauer der Beobachtung wird eine Schiebetür geöffnet und das Teleskop dem nächtlichen Sternenhimmel ausgesetzt. Die Infrarotstrahlung wird von dem Primärspiegel mit 2,7m Durchmesser auf einen Sekundär- bzw. Tertiärspiegel reflektiert und gelangt über einen Nasmyth-Tubus zu den Beobachtungsinstrumenten. Insgesamt werden nach derzeitigem Stand neun verschiedene IR-Instrumente bei SOFIA zum Einsatz kommen. Sieben davon wurden von amerikanischen, zwei von deutschen

Forschungseinrichtungen entwickelt [33]. Eine weitere Reduktion der Störeinflüsse ist mit satellitengestützten Observatorien möglich, wie sie seit den achtziger Jahren eingesetzt werden. Von besonderer Bedeutung sind „Infrared Astronomical Satellite“ (IRAS, 1983), „Infrared Space Observatory“ (ISO, 1995-1998), „Infrared Telescope in Space“ (IRTS, 1995), Spitzer (seit 2003) und voraussichtlich ab dem Jahre 2013 auch das James Webb Space Telescope (JWST). Der Einsatzort von Satelliten ist jedoch auf die jeweilige Umlaufbahn beschränkt, lokal begrenzt beobachtbare Ereignisse können daher unter Umständen nicht betrachtet werden. Die Wartung sowie der Austausch von Messinstrumenten gestalten sich bei satellitengestützten Observatorien ebenfalls wesentlich schwieriger und teurer als im flugzeuggestützten Fall, wo die Instrumente nach jedem Beobachtungsflug frei zugänglich sind und permanent auf dem neuesten Stand der Technik gehalten werden können.

Der Betrieb eines flugzeuggestützten Spiegelteleskops stellt Wissenschaftler, Ingenieure und Techniker vor größte Herausforderungen, gilt es die störenden Einflüsse der Flugzeugvibrationen und der strömungsinduzierten Windlasten auf die Teleskopstruktur so gering wie möglich zu halten [53]. Im Falle der SOFIA-Konfiguration kommt den aeroakustischen Störungen eine besondere Bedeutung zu, da ihre charakteristischen Frequenzen mit zahlreichen Teleskop-Strukturmoden zusammenfallen.

1.2 Übersicht zum Stand der Forschung

Die bei der Überströmung von Hohlräumen wie dem SOFIA-Teleskop-schacht auftretenden Strömungs- und Akustikphänomene wurden erstmals in den fünfziger Jahren von Krishnamurty [52] und in den sechziger Jahren von Rossiter [105] näher untersucht. Im Übergangsbereich zwischen Hohlraum und Außenbereich bildet sich eine freie Scherschicht aus, die aufgrund von Instabilität zur Anfachung von Störungen neigt. Rossiter identifizierte erstmals einen Feedback-Mechanismus als Ursache für die instationären Druckfluktuationen und leitete daraus eine halbempirische Formel zur Vorhersage der möglichen Frequenzen ab (siehe Gl. (2.10)). Auch nach mehreren Jahrzehnten Forschung auf dem Gebiet der Cavityströmung und der Entwicklung numerischer Rechenverfahren stellt die Simulation der äußerst komplexen und nichtlinearen Vorgänge noch immer eine große Herausforderung dar. Die Berechnung der instationären Strömungsvorgänge in Cavities ist mit einem enormen Rechenaufwand verbunden, Unsicherheiten bestehen insbesondere bei der

Vorhersage der Amplituden der Druckfluktuationen. Laminar umströmte Cavities kleiner Reynoldszahlen und einfacher Geometrie lassen sich mittlerweile mit DNS-Verfahren unter vertretbarem Aufwand simulieren [107]. Für turbulent umströmte Cavities mit hoher Reynoldszahl und komplexer Geometrie, wie sie in vielen technischen Anwendungen in der Luftfahrt vorkommen, ist der erforderliche Rechenaufwand der DNS selbst mit den in den nächsten Jahrzehnten zur Verfügung stehenden Großrechnern unmöglich. Diese werden mittelfristig weiterhin RANS-, DES- und LES-Verfahren vorbehalten bleiben, die mittlerweile in vielen Strömungsbereichen ihre Einsatzfähigkeit unter Beweis gestellt haben und auch in der Industrie vermehrt eingesetzt werden. Die wesentlichen Aspekte der genannten Berechnungsmethoden sind in Kap. 2.5 näher erläutert. Mit URANS-Verfahren existieren im Bereich der Strömungsmechanik bisher die meisten Erfahrungen, allerdings zeigen diese bei instationären Strömungen mit dominanten Ablösungsgebieten aufgrund ihres Ansatzes teilweise große Unsicherheiten. Einige Strömungsphänomene, wie die instationäre turbulente Umströmung von Zylindern, sind diesen Verfahren beispielsweise nicht zugänglich, da unter anderem dreidimensionale Erscheinungen unvollständig abgebildet werden [109]. Ebenso zeigen RANS-Simulationen flacher Cavities mit stark ausgeprägten Scherschichtdeformationen unphysikalische Ergebnisse, die Umströmung tiefer Cavities mit verhältnismäßig stabiler Scherschicht und einer dominanten akustischen Kopplung wird von RANS-Verfahren hingegen unter Umständen gut wiedergegeben [116, 118].

Für turbulent umströmte Cavitykonfigurationen mit technisch relevanten Reynoldszahlen stellt die Large-Eddy-Simulation zur Zeit die zuverlässigste Berechnungsmethode dar [12, 70, 84, 88, 111], wenngleich dieses Verfahren aufgrund der erforderlichen Rechenleistungen den Bereich der möglichen Anwendungen noch immer stark einschränkt. Die Detached Eddy Simulation [128] verknüpft die Vorteile des RANS- und des LES-Verfahrens und wird seit mehreren Jahren erfolgreich zur Simulation von Cavityströmungen eingesetzt [5, 85, 92].

Zur Beeinflussung von Cavityströmungen wurde bereits eine große Zahl aktiver und passiver Methoden untersucht und erfolgreich umgesetzt, eine vollständige Kontrolle bzw. die völlige Unterdrückung der Instationarität der Strömung ist jedoch in der Regel nicht möglich. Der Großteil der bisher untersuchten Beeinflussungskonzepte beruht auf der Beruhigung der Scherschicht durch Änderung der Stabilitätseigenschaften sowie auf der Reduktion des zugrundeliegenden Rückkopplungsmechanismus [12, 14, 24, 29, 39, 44, 45, 68, 86, 98, 114, 122, 132, 133, 140].

Aktive Regelungskonzepte mit geschlossenem Regelkreis wurden an abstrakten rechteckigen Cavitygeometrien bereits erfolgreich angewandt [27, 106, 107, 108]. Der hohe Grad an Komplexität und Nichtlinearität des Gesamtsystems gestaltet die Auslegung der Reglerfunktion jedoch äußerst kompliziert. Die verschiedenen Ansätze zur Kontrolle der Cavityströmung werden in Kap. 2.6 erläutert.

1.3 Ziel der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die numerische Untersuchung sowie die Charakterisierung der instationären Umströmung des SOFIA-Teleskopschachts unter Berücksichtigung und Bewertung verfahrensbedingter Unsicherheiten der angewandten Simulationsmethoden. Mittels URANS-, DES- und Akustik-Simulationen soll das Verständnis für die instationären Strömungsvorgänge sowie die Wechselwirkung mit akustischen Resonanzen vertieft werden. Weiterhin sind geeignete Methoden zur Beeinflussung der Strömung zu untersuchen und hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit zu bewerten.

Die Untersuchungen sollen im ersten Teil der Arbeit an abstrahierten zweidimensionalen Cavitykonfigurationen exemplarisch durchgeführt werden, die an die SOFIA-Konfiguration angelehnt sind. Am Beispiel vereinfachter Modelle gilt es, die verschiedenen Einflüsse des Grenzschichtaufbaus, der Grundgrößen der Anströmung sowie der Geometrie der Cavity auf die Strömung zu untersuchen. Die Charakterisierung der hierbei auftretenden Strömungs- und Akustikphänomene und die Untersuchung von Möglichkeiten zur Reduktion der im Teleskopschacht hervorgerufenen instationären Druckfluktuationen stellen den zentralen Untersuchungsgegenstand dar. Im zweiten Teil der Arbeit sind diese Erkenntnisse dann auf die komplexe SOFIA-Konfiguration zu übertragen.

Die im Rahmen der Arbeit betrachteten Cavities repräsentieren lediglich einen kleinen Teil aller möglichen Cavity-Strömungsformen, andere Konfigurationen können davon stark abweichende Strömungscharakteristiken aufweisen. Die hier gewonnenen Erkenntnisse sowie die daraus abgeleiteten Aussagen lassen sich aus diesem Grund nur bedingt auf andere Cavity-Strömungsfälle übertragen.

Zur Beurteilung der Qualität der Simulationsergebnisse stehen zahlreiche Messdaten aus verschiedenen Windkanaltests und Flugversuchen zur Verfügung. Hauptkriterium ist hierbei die Genauigkeit bei der Vorhersage der charakteristischen Frequenzen und Amplituden der im Te-

leskopschacht auftretenden Druckfluktuationen auf der Oberfläche der Teleskopstruktur. Die Bewertung der Verfahren soll im Frequenzbereich unterhalb von etwa 100Hz erfolgen, da dieser Bereich den Hauptteil der aeroakustischen Energie enthält und die Strukturdämpfung der Teleskopstruktur mit steigender Frequenz zunimmt.

2 Grundlagen der Cavityströmung

Cavityströmungen treten in vielen technischen Bereichen auf, ein typisches Beispiel der Luftfahrt sind geöffnete Fahrwerkschächte von startenden und landenden Flugzeugen. Die strömungsphysikalischen Vorgänge im Inneren der Schächte rufen in der Regel unerwünschte Druckfluktuationen hervor, die zu Lärm und Strukturvibrationen führen. Bedingt durch die resultierenden Drucklasten können unter Umständen Strukturermüdungen auftreten. Aufgrund dieser Problematik ist die Zielsetzung der meisten Untersuchungen die Kontrolle der Strömung hinsichtlich einer Reduktion der Druckfluktuationen. Das folgende Kapitel beschreibt den physikalischen Hintergrund der zugrundeliegenden Phänomene.

2.1 Physik der Cavityströmung

Bei der Überströmung von Cavities werden zwei grundlegend verschiedene Strömungscharakteristiken unterschieden. Bis zu einem Längen-/Tiefenverhältnis von $\frac{L}{D} \lesssim 7 - 8$ wird die Cavity von einer meist nur schwach deformierten Scherschicht vollständig überdeckt [93]. Die Strömung im Inneren der Cavity wird durch einen großen Wirbel charakterisiert (siehe Abb. 2.1 links). Der statische Druck ist entlang des Cavitygrundes nahezu konstant, lediglich im Bereich der hinteren Cavitywand steigt er geringfügig an. Dieser Strömungszustand trägt definitionsgemäß die Bezeichnung „offene Cavityströmung“ [25].

Bei höheren Werten von $\frac{L}{D}$ kommt es zwischen vorderer und hinterer Cavitywand zu einem Wiederanlegen der Strömung auf dem Cavitygrund, in den Ecken bilden sich zwei getrennt voneinander zirkulierende Regionen aus (siehe Abb. 2.1 rechts). Dieser als „geschlossene Cavityströmung“ bezeichnete Zustand ist durch einen wesentlich höheren Widerstand gekennzeichnet [31]. Das Strömungsverhalten gleicht einer Kombination aus „Backward-“ und „Forward-Facing-Step“. Der Druckverlauf entlang des Cavitybodens weist ein Druckplateau in der Mitte,

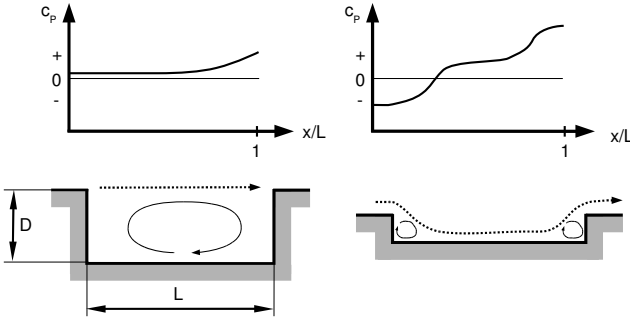


Abb. 2.1: Druckverteilung entlang des Cavitybodens der offenen (links) und geschlossenen (rechts) Cavityströmung

sowie einen im Vergleich zur offenen Cavityströmung wesentlich höheren Druckanstieg im Bereich der Rückwand auf. Mit steigender Machzahl erfolgt das Anliegen der Strömung auf dem Cavitygrund erst bei höheren Werten von $\frac{L}{D}$ ($\frac{L}{D} = 10 - 15$ bei $Ma > 1$) [93, 138, 144]. Im Fall des hier im Zentrum der Untersuchung stehenden SOFIA-Teleskopschachts handelt es sich um den Typ der offenen Cavityströmung.

Die Unterschiede zwischen den beiden Cavity-Strömungstypen lassen sich auch sehr deutlich an der Charakteristik der Druckspektren im Cavity-Innenraum erkennen. Das Druckspektrum geschlossener Strömung weist einen sehr breitbandigen Verlauf ohne markante Peaks auf, die Energie ist gleichmäßig über einen großen Frequenzbereich verteilt [105]. Die Spektren von Cavities mit offener Strömung hingegen sind gekennzeichnet durch einen schmalbandigen Verlauf mit deutlich hervortretenden Peaks bei diskreten Frequenzen, die durch die Rückkopplung von Störungen verursacht werden.

Die für die periodischen Fluktuationen bei offener Cavityumströmung verantwortliche Feedback-Kette ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Rossiter [105] leitete erstmals eine analytische Formel her, mit der sich die charakteristischen Frequenzen näherungsweise abschätzen lassen. Zwischen dem Cavity-Innenraum und dem Außenbereich bildet sich eine Scherschicht aus, deren Aufbau und Stabilitätseigenschaften maßgeblich durch die Grenzschicht stromauf der Cavity beeinflusst werden. Störun-

gen innerhalb der Scherschicht werden stromab konvektiert und dabei angefacht. Treffen diese Störungen auf die stromab befindliche Kante, entstehen durch die Interaktion mit der Wand Druckfluktuationen, die sich innerhalb und teilweise außerhalb der Cavity stromauf ausbreiten. Die Entstehung der Druckwellen beim Auftreffen der Störungen auf die Rückwand wird allgemein als „Scattering“ (Zerstreuung) bezeichnet. Die stromauf wandernden Störwellen führen zu einer Anregung der Scherschicht, wodurch die Feedbackkette zur Aufrechterhaltung des Systems geschlossen wird. Die Interaktion der einzelnen Effekte ist äußerst komplex und hochgradig nichtlinear, die Dynamik des Gesamtsystems ist noch nicht vollständig bis in alle Einzelheiten verstanden.

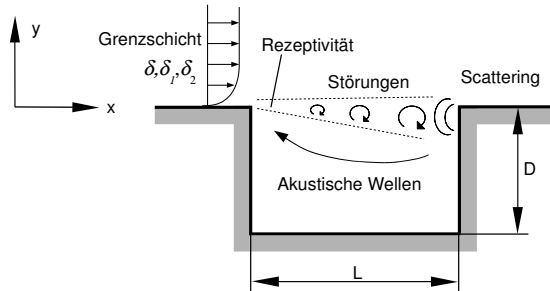


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Störungs-Feedback-Kette bei offener Cavityströmung

Strömungszustände bei offener Cavityströmung Die offene Überströmung von Cavities lässt sich wiederum in drei verschiedene Kategorien einteilen, die durch teilweise sehr unterschiedliche Strömungszustände gekennzeichnet sind. Eine direkte Vorhersage des Strömungstyps ohne numerische Simulation ist schwierig. Neben der Cavitygeometrie, der Machzahl und der Reynoldszahl der Anströmung gehört der Aufbau der Grenzschicht stromauf der Cavity zu den primären Einflussgrößen. In der Literatur wird in den meisten Fällen die Dicke δ bzw. die Impulsverlustdicke δ_2 der Grenzschicht als entscheidender Parameter im Hinblick auf die instationären Vorgänge in der Cavity angegeben. Nach [115] berechnet sich die Impulsverlustdicke für turbulente und kompressible Grenzschichten wie folgt:

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (2.1)$$

wobei δ die Grenzschichtdicke, u die lokale Geschwindigkeit und ρ die lokale Dichte repräsentieren. Der Index e bezeichnet die Position am Grenzschichttrand, wo die Geschwindigkeit auf 99% der Außengeschwindigkeit angestiegen ist. Unter Annahme von $\frac{du_e}{dx} = 0$ resultiert aus dem Impulssatz der folgende Zusammenhang zwischen der Impulsverlustdicke und dem lokalen Reibungsbeiwert c_f :

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial x} = \frac{c_f}{2} \quad (2.2)$$

Nach [153] gilt für den lokalen Reibungsbeiwert der turbulent umströmten ebenen Platte:

$$c_f = 0.0576 \left(\frac{\nu}{V_{ref} x} \right)^{0.2} \quad (2.3)$$

Aus der Integration des lokalen Reibungsbeiwertes über der Lauflänge lässt sich somit die Impulsverlustdicke errechnen (mit $\delta(x=0) = 0$):

$$\delta_2(x) = \int_0^x \frac{c_f}{2} d\tilde{x} \quad (2.4)$$

Stationäre Strömung Bei bestimmten Anströmungszuständen wird die Cavity stationär, d.h. ohne Auftreten von zeitlichen Druckfluktuationen überströmt. Für geringe Machzahlen und eine laminare Grenzschicht stromauf der Cavity bestimmte Sarohia [112] die Mindest-Cavitylänge, unterhalb derer keine Oszillationen zu beobachten sind. Danach treten Fluktuationen nur auf, wenn

$$\frac{\sqrt{Re_\delta} L_{min}}{\delta} \gtrsim 290 \quad (2.5)$$

was unter anderem zeigt, dass es neben L_{min} eine Minimalgeschwindigkeit, eine maximale Viskosität und eine maximale Grenzschichtdicke für das Auftreten instationärer Fluktuationen gibt (δ bezeichnet hierbei die Dicke der Grenzschicht stromauf der Cavity). Allerdings gilt diese Beziehung nur für ausreichend große Verhältnisse $\frac{D}{\delta} (\geq 2)$, d.h. sofern der Grund der Cavity weit genug von der Scherschicht entfernt ist und keine stabilisierende Wirkung auf diese ausübt. Untersuchungen von Gharib

und Roshko [40] an Cavityströmungen im Übergangsbereich zwischen stationärem und instationärem Zustand zeigen, dass das Absinken von $\frac{D}{\delta}$ unter den Mindestwert zu einem drastischen Anstieg der Mindest-Cavitylänge führt.

Ahuja et al. [4] untersuchten Cavities mit einer stromauf befindlichen turbulenten Grenzschicht. Die Grenzschichtdicke wurde mit Hilfe eines „backward facing step“ variiert, um den Übergang zwischen stationärer und instationärer Strömung zu untersuchen. Für ihre betrachteten Konfigurationen traten keine periodischen Oszillationen auf, sofern die Grenzschichtdicke δ größer als 7% der Cavitylänge L war. In den Untersuchungen von Hankey und Shang [43] trat der Übergang vom stationären zum instationären Strömungszustand bei einer Grenzschichtdicke von 50% der Cavitylänge auf.

Gharib [39] untersuchte Zylinder mit rotationssymmetrischen Cavities und laminarer Grenzschicht bei kleinen Reynoldszahlen im Wasserkanal. Die Umströmung war bis zu einem Verhältnis von $\frac{L}{\delta_2} \approx 80$ stationär, bei größeren Werten setzten Oszillationen ein. In der Literatur sind nur sehr wenige Informationen für turbulente Strömungen höherer Machzahlen erhältlich. In den von Sarohia [112] durchgeführten Experimenten wurde die Turbulenz der Freiströmung variiert (Turbulenzgrad $TU = 0,26 - 1,64\%$), um den Einfluss auf die Cavity-Mindestlänge zu untersuchen. Es zeigte sich in diesem Fall jedoch keine Abhängigkeit.

Shear-Layer Mode Oberhalb des in Gl. (2.5) definierten Verhältnisses tritt ein von periodisch instationären Druckfluktuationen dominierter Strömungszustand auf, der durch den eingangs erwähnten Feedback-Mechanismus hervorgerufen und aufrechterhalten wird. Kleinste Störungen werden entlang der Scherschicht stromab konvektiert und dabei angefacht, erzeugen beim Auftreffen auf die Rückwand Druckwellen, die wiederum die Scherschicht stromauf beeinflussen. Die Scherschicht wird in diesem sogenannten „Shear-Layer Mode“ nur gering deformiert, innerhalb der Cavity bildet sich ein großes Rezirkulationsgebiet mit einem ausgedehnten Primärwirbel aus. Die in der Scherschicht konvektierten Wirbel sind im Vergleich zu den Dimensionen der Cavity klein.

Eine der ersten Erklärungen zur Entstehung von Oszillationen bei Überströmung von Cavities lieferten Plumblee et al. [95]. Danach entsprechen die Peaks im Druckspektrum den rein akustischen Resonanzmoden, die durch die breitbandig verteilte turbulente Energie der Scherschicht angeregt werden. Rossiter [105] und Heller [46] widerlegten diese Erklärung jedoch mit der Begründung, dass instationäre Druckfluktua-

tionen auch bei laminar angeströmten Cavities auftreten und dabei meist noch stärkere Fluktuationen als im turbulenten Fall aufweisen. Experimentelle Untersuchungen von Tam & Block [142] und Ahuja et al. [4] bestätigen dies.

Rossiter entwickelte ein erstes analytisches Modell zur Berechnung der resultierenden Frequenzen des Shear-Layer Modes, das auch heute noch häufig zur Abschätzung der Frequenzen möglicher Akustikmoden herangezogen wird. Dem Modell liegt die Annahme zugrunde, dass Störungen innerhalb der Scherschicht mit der konstanten Geschwindigkeit $U_c = K \cdot U_\infty$ konvektiert werden (vgl. Abb. 2.3). Rossiter bestimmte das Verhältnis zwischen Konvektionsgeschwindigkeit und Anströmgeschwindigkeit mittels empirischer Analysen zu 0,57 für rechteckige Cavities bei subsonischen Machzahlen oberhalb $Ma \gtrsim 0,4$. Ahuja et al. [4] geben in ihren Veröffentlichungen Werte von 0,6 bis 0,65 für K an. Studien von Sarohia [112] zeigen, dass die bezogene Konvektionsgeschwindigkeit vom Verhältnis der Cavitylänge zur Grenzschichtdicke $\frac{L}{\delta}$ abhängt und mit zunehmendem Verhältnis ansteigt.

Die Anfachung akustischer Wellen an der Cavity-Rückwand erfolgt mit einer zeitlichen Verzögerung gegenüber dem Auftreffen der Scherschichtstörungen. Die daraus resultierende Phasenverschiebung γ ist abhängig vom Längen-/Tiefenverhältnis $\frac{L}{D}$ der Cavity. Die dimensionslose Größe kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei der Wert 1 einer vollen Wellenlänge entspricht. Empirische Untersuchungen ergaben für $D \gg \delta$ [69]:

$$\gamma = 0,58 \cdot e^{-[(\frac{L}{D}-10)/6]^2} \quad (2.6)$$

Studien von Forestier [35] und Block [21] bestätigen diesen Zusammenhang.

In Abb. 2.3 sind die Annahmen des Rossiter-Modells vereinfacht dargestellt. Im oberen Bild sei angenommen, dass die Druckwelle die Rückwand der Cavity verlässt, und sich das Störzentrum der Scherschicht bereits um $\gamma\lambda_v$ stromab bewegt hat. Zu einem späteren Zeitpunkt t' erreicht eine um $m_a\lambda_a$ verschobene Druckfront der akustischen Welle die Vorderkante der Cavity, wodurch eine Störung in der Scherschicht angefacht wird (angedeutet durch Wirbelsymbol). Innerhalb des Zeitinkrements t' hat sich die Scherschicht bereits um $KU_\infty t'$ stromab bewegt.

Aus geometrischen Betrachtungen folgt:

$$m_v\lambda_v = L + \gamma\lambda_v + KU_\infty t' \quad (2.7)$$

Innerhalb des Zeitintervalls t' hat sich zugleich die akustische Welle um $c \cdot t'$ stromauf bewegt, daraus resultiert:

$$L = m_a \lambda_a + c \cdot t' \quad (2.8)$$

m_a bzw. m_v stehen hierbei für die Anzahl der akustischen bzw. konvektiven Störwellen. Durch Elimination von t' erhält man aus Gl. (2.7) und (2.8):

$$\frac{KU_\infty}{c} m_a \lambda_a + (m_v - \gamma) \lambda_v = KL \left(Ma + \frac{1}{K} \right) \quad (2.9)$$

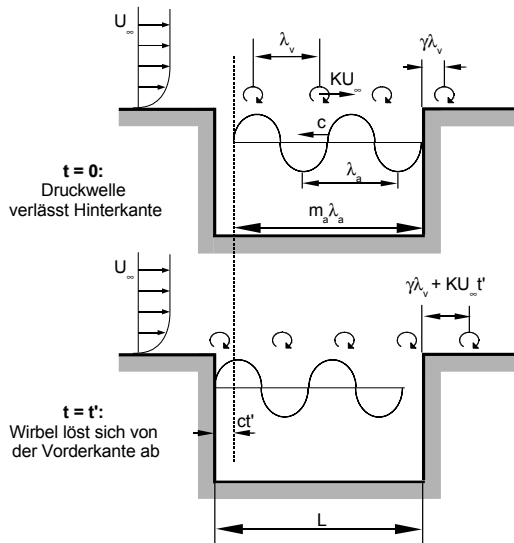


Abb. 2.3: Vereinfachtes Modell zur Bestimmung der Frequenzen der Rossiter-Moden

Setzt man $\lambda_v = \frac{KU_\infty}{f}$, $\lambda_a = \frac{c}{f}$ und $m_v + m_a = m$, erhält man die weit verbreitete Rossiter-Formel in dimensionsloser Form zur Abschätzung der möglichen angefachten Frequenzen:

$$St = \frac{L \cdot f}{U_\infty} = \frac{(m - \gamma)}{\left(Ma + \frac{1}{K} \right)}, m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.10)$$

Heller und Bliss [45] modifizierten die Rossiter-Formel für höhere Machzahlen, um der innerhalb der Cavity erhöhten Temperatur und somit der erhöhten Schallgeschwindigkeit Rechnung zu tragen:

$$St = \frac{(m - \gamma)}{\left(\frac{Ma}{\sqrt{1 + \frac{r(\kappa-1)Ma^2}{2}}} + \frac{1}{K} \right)}, m = 1, 2, 3... \quad (2.11)$$

Hierbei bezeichnet r den Recoveryfaktor. Die beiden Formeln liefern lediglich Werte zur Abschätzung der Frequenzen möglicher Rossiter-Moden, sie machen jedoch keine Aussagen über den Anregungszustand oder die Stärke der Druckfluktuationen. Bei inkompressiblen bzw. schwachkompressiblen Strömungen [39, 112] ist meist nur eine geringe Anzahl, teilweise sogar nur ein einziger Rossiter-Mode angeregt. Eine Vergrößerung der Cavitylänge führt in diesem Fall zum Übergang auf den jeweils nächst höheren Mode, wobei im Übergangsbereich beide Moden nebeneinander vorliegen können [52]. Dabei tritt meist der unter dem Begriff „Mode Switching“ bekannte Effekt auf, der das alternierend gegenphasige Auftreten und Verschwinden zweier Moden bezeichnet. Untersuchungen von Ahuja et al. [4] zeigen für rechteckige Cavities mit $0,5 < \frac{L}{D} < 6,0$ und Machzahlen zwischen $0,4$ und $0,67$, dass der zweite und der dritte Mode meist das Spektrum dominieren. Experimentelle Untersuchungen von Gharib [39] zeigen dies auch bei laminarer inkompressibler Cavityströmung geringer Reynoldszahl.

Die durch Gl. (2.10) und (2.11) vorhergesagten Frequenzen zeigen im höheren subsonischen Machzahlbereich gute Übereinstimmung mit Messungen, bei kleineren Machzahlen nehmen die Unsicherheiten zu [4, 107]. Das Modell von Tam & Block [142] berücksichtigt die Reflexion der Schallwellen an den Cavitywänden und zeigt für schwach kompressible Strömungen eine deutliche Verbesserung gegenüber der Beziehung von Rossiter. Es sei angemerkt, dass die den Modellen zugrunde liegenden Annahmen der linearen Akustik bei sehr hohen Druckfluktuationen ungültig werden. Bei Windkanalversuchen von Heller et al. [45] und Shaw et al. [123] traten beispielsweise Schalldruckpegel von über 180dB auf.

Wake Mode Bei Vergrößerung des Verhältnisses zwischen der Cavitylänge und der Impulsverlustdicke $\frac{L}{\delta_2}$ der stromauf befindlichen Grenzschicht klingt der oben beschriebene Feedback-Mechanismus ab und eine stark instationäre Strömung mit chaotischem Charakter stellt sich ein. Der Zustand wird als „Wake Mode“ bezeichnet, da die großskaligen Wir-

belablösungen der Scherschicht der abgelösten Umströmung von stumpfen Körpern gleicht [107]. Weiterhin ist die Strouhalzahl $St = f \frac{D}{U}$ der Wirbelablösung unabhängig von der Machzahl der Anströmung, ein Indiz für ein rein hydrodynamisches Instabilitätsphänomen [28]. Im Gegensatz zum Shear-Layer Mode ist die Interaktion zwischen Scherschicht und Cavity-Innenströmung wesentlich stärker ausgeprägt, es gelangt mehr Energie aus der Außenströmung in die Cavity, wodurch die Druckfluktuationen meist größere Amplituden aufweisen.

Colonius et al. [28] führten Untersuchungen an laminar umströmten Cavities mittels DNS durch. Der Übergang vom Shear-Layer Mode zum Wake Mode erfolgte bei kleinen Machzahlen $Ma < 0,3$ bei $\frac{L}{\delta_2} \approx 100$, und bei $Ma = 0,6$ bereits bei $\frac{L}{\delta_2} \approx 75$. Im Übergangsbereich konnte ein gleichzeitiges bzw. abwechselndes Nebeneinander der beiden verschiedenen Zustände beobachtet werden (Mode-Switching).

In den experimentellen Untersuchungen von Gharib [39, 40] bei laminarer Grenzschicht und $Ma \approx 0$ erfolgte der Übergang vom Shear-Layer Mode zum Wake Mode bei $\frac{L}{\delta_2} > 160$. Der Widerstand der Cavity erhöhte sich dabei um eine Größenordnung.

Für Cavityströmungen mit turbulenter Grenzschicht konnten in der Literatur keine Aussagen zur Abgrenzung des Wake Mode Regimes gefunden werden, allerdings führt im Allgemeinen der turbulente Austausch von Energie zu einer Stabilisierung der Scherschicht und somit zu einem verzögerten Einsetzen des Wake Modes.

2.2 Einflussgrößen

2.2.1 Einfluss der Grenzschicht stromauf der Cavity

Wie bereits in Kap. 2.1 erläutert, beeinflussen die Eigenschaften der Grenzschicht stromauf der Cavity in hohem Maße den Strömungszustand. Ahuja et al. [4] führten systematische Studien zur Untersuchung des Einflusses der Grenzschichtdicke durch. Mittels Klebestreifen wurde die turbulente Grenzschicht stromauf der untersuchten Cavities aufgedickt. In ihren Versuchen ließ sich ein Großteil der Moden durch Vergrößerung der Grenzschichtdicke eliminieren. Eine Verdoppelung der Grenzschichtdicke drückte das Level der Peaks im Spektrum etwa auf das Niveau des Breitbandlärms. Die Lärmreduktion durch diese Maßnahme betrug teilweise bis zu 23dB.

Laminare Grenzschichten führen bei gleicher Grenzschichtdicke zu deutlich stärker ausgeprägten Druckfluktuationen [141] und zu geringfügig

höheren Frequenzen der Moden [112] als turbulente Grenzschichten. In den von Gleorfelt [41] durchgeführten LES-Rechnungen betrug der Unterschied der erreichten Schalldruckpegel zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht rund 5dB.

2.2.2 Reynoldszahleffekte

Die auf die Cavitylänge bezogene Reynoldszahl der freien Anströmung beeinflusst über zwei Effekte die instationären Strömungsvorgänge in der Cavity. Einerseits bestimmt diese Größe den Zustand bzw. den Aufbau der Grenzschicht stromauf der Cavity. Da die Scherschicht aus der Grenzschicht hervorgeht, wirkt sich dies auf deren Anfachungsverhalten aus. Darüber hinaus hängen grundlegende Stabilitätseigenschaften der Scherschicht von viskosen Effekten ab [105], wie beispielsweise die Konvektionsgeschwindigkeit von kohärenten Strukturen [48]. Die Ergebnisse von Ahuja et al. [4] und Sarohia [113] zeigen allerdings einen sehr geringen bzw. keinen Einfluss der Reynoldszahl auf die Frequenzen der Resonanzmoden, sofern die Grenzschichtdicke bzw. die Impulsverlustdicke konstant blieben und die Scherschicht deutlich dünner war als die Cavitytiefe. Bei den Experimenten von Ahuja et al. variierte die auf die Cavitylänge bezogene Reynoldszahl zwischen $Re_L = 0,2 \cdot 10^5$ und $Re_L = 12 \cdot 10^5$. Es lag in diesem Fall eine turbulente Anströmung vor.

2.2.3 Machzahleffekte

Gemäß Gl. (2.10) steigen die dimensionsbehafteten Frequenzen der Rossiter-Moden mit der Machzahl an. Weiterhin treten im Allgemeinen die Rossiter-Moden deutlicher hervor und der Charakter des Spektrums wird schmalbandiger [145]. In vielen Fällen sind Rossiter-Moden erst ab einer bestimmten Mindestmachzahl angeregt. Block [21] gibt für Cavities mit $\frac{L}{D} < 2$ und $Ma = 0,1 - 0,5$ einen halbempirischen Zusammenhang zur Bestimmung der Machzahlen für das erstmalige Auftreten sowie die maximale Amplitude beliebiger Moden an.

Mit der Machzahl verändert sich die Charakteristik der Schallabstrahlung. Bei niedrigen Machzahlen breitet sich der aus der instationären Cavityströmung entstehende Lärm in alle Richtungen gleichmäßig aus [61]. Eine Erhöhung der Machzahl führt zur Ausbildung von Vorzugsrichtungen, die bei Überschallströmung meist auf einen eng begrenzten Bereich eingeschränkt ist [44]. Weiterhin ist eine generelle Zunahme der

Amplituden der Druckschwankungen mit steigender Machzahl zu beobachten.

2.2.4 Geometrieeffekte

Einfluss der Cavitybreite In der Literatur finden sich teilweise widersprüchliche Aussagen über den Einfluss der Cavitybreite W auf die Charakteristik der instationären Druckfluktuationen. Block [21] führte experimentelle Untersuchungen an Cavities mit $\frac{L}{W} = 0,5 - 1,8$, $\frac{L}{D} = 1 - 2$ und $Ma = 0,17 - 0,5$ durch. Ihre Messungen zeigen eine Zunahme der Amplituden sowie des Gütefaktors Q (maximale Amplitude bezogen auf die Bandbreite) der Peaks mit abnehmender Cavitybreite unter Beibehaltung der restlichen Größen. Eine Erklärung der Beobachtungen ist der Arbeit nicht zu entnehmen.

Ahuja et al. [4] untersuchten Cavities ($\frac{L}{W} = 0,47 - 3,75$, $\frac{L}{D} = 0,5 - 6$) bei Machzahlen zwischen $Ma = 0,26$ und $Ma = 1,0$ ebenfalls im Hinblick auf den Einfluss der Cavitybreite. Hinsichtlich der Auswirkung auf die Amplituden der Resonanzmoden machten sie jedoch entgegen Blocks Ergebnissen die Feststellung, dass eine Verringerung der Cavitybreite zur Verringerung der Amplituden führt. Gemäß den Messungen von Ahuja et al. sinkt der Lärmpegel über den gesamten Frequenzbereich um teilweise bis zu 15dB bei Verringerung von $\frac{L}{W}$ unter den Wert eins. Da der Lärmpegel bei Vergrößerung von $\frac{L}{W}$ ab etwa eins asymptotisch gegen einen konstanten Wert geht und eine weitere Verbreiterung keinen Amplitudenanstieg bewirkt, definieren Ahuja et al. die Grenze zwischen 2D- und 3D-Strömung bei $\frac{L}{W} = 1$. LES-Rechnungen von Gloerfelt et al. [41] zeigen eine Reduktion für das gesamte Spektrum um 15dB durch die Erhöhung des Verhältnisses $\frac{L}{W}$ von 0,5 auf 1,27.

Ahuja et al. [4] begründen die Reduktion der Fluktuationslevels mit der zunehmenden Dreidimensionalität der Strömung bei abnehmender Cavitybreite. Bei breiten Cavities mit $\frac{L}{W} > 1$ wird die Scherschicht kohärent über einen Großteil der Breite angeregt, was ihre Destabilisierung fördert. Mit abnehmender Cavitybreite nimmt der Einfluss der Randbereiche zu, die Abnahme der Kohärenz der Anregung stabilisiert die Scherschicht. Die Strömung wurde in den Experimenten von Ahuja et al. [4] mit Hilfe von Oberflächentuftungs visualisiert, die Abnahme der Kohärenz bei Verringerung der Breite kündigte sich durch regellos chaotische Bewegungen der Fäden in den Randbereichen an.

Die Beobachtungen in Bezug auf den Einfluss der Cavitybreite auf die charakteristischen Frequenzen des Spektrums sind ebenfalls unein-

heitlich. Die Ergebnisse der Untersuchungen von Block zeigen, dass die Breite der Cavity keinen Einfluss auf die Frequenzen der Rossiter-Moden hat, Ahuja et al. [4] bestätigten dies ebenfalls durch ihre Messungen. Tracy et al. [145] stellten jedoch eine geringe Abhängigkeit der Rossiter-Frequenzen von der Cavitybreite fest, demnach stiegen die Frequenzen mit zunehmender Breite geringfügig an. Eine Erklärung dieses Phänomens ist der Arbeit nicht zu entnehmen.

Einfluss des Längen-/Tiefenverhältnisses Komerath et al. [61] unterscheiden Cavities nach dem strömungsdominierenden Element der Feedbackkette. Überwiegen fluiddynamische Interaktionen der Scherschicht mit dem Innenraum bei Cavities mit $\frac{L}{D}$ -Verhältnissen größer als eins, so tritt bei tieferen Cavities oder bei Cavities mit kleinen Öffnungen im Verhältnis zum Volumen der Einfluss akustischer Resonanzen, insbesondere der Tiefenmoden, in den Vordergrund. Untersuchungen von Sarohia [112] bestätigen diese Beobachtungen. Aufgrund dieser Eigenschaft werden Cavities mit offener Umströmung in tiefe ($\frac{L}{D} < 1$) und flache ($\frac{L}{D} > 1$) Cavities eingeteilt [25, 95].

Ahuja et al. [4] untersuchten den Einfluss des Verhältnisses $\frac{L}{D}$ auf die instationäre Cavityströmung. Die Lärmcharakteristiken rechteckiger Cavities mit einem $\frac{L}{D}$ Verhältnis von 0,5 bis 6,0 wurden bei Machzahlen von $Ma = 0,065$ bis $Ma = 1,0$ im Windkanal vermessen. Ihre Ergebnisse zeigen bei Cavities mit kleineren Verhältnissen $\frac{L}{D}$ im gesamten Machzahlbereich einen insgesamt höheren Lärmpegel. Die Autoren begründen diesen Sachverhalt damit, dass sich die Resonanzfrequenzen der akustischen Tiefenmoden bei Vergrößerung der Tiefe den Rossiter-Frequenzen annähern und eine akustische Kopplung begünstigt wird. Es zeigte sich, dass mit zunehmender Cavitytiefe ($\frac{L}{D} < 2,5$) bei höheren Machzahlen generell mehr Moden angeregt werden. Flache Cavities mit $\frac{L}{D} \approx 6,0$ zeigen bei Machzahlen von $Ma = 0,25$ nur noch sehr schwach ausgeprägte Peaks, das Spektrum weist einen sehr breitbandigen Verlauf auf.

Zahlreiche Untersuchungen [21, 35, 105, 107, 112, 144] zeigen den Einfluss der Cavitytiefe auf die Frequenzen der Rossiter-Moden. Bei Cavities mit $D \gg \delta$ steigen die Frequenzen mit zunehmender Tiefe aufgrund der in Gl. (2.6) ausgedrückten abnehmenden Scattering-Phasenverzögerung an der Cavity-Rückwand an. Bei sehr flachen Cavities mit $D \approx \delta$ kehrt sich nach Sarohia [112] dieser Effekt um, eine Zunahme der Cavitytiefe führt dessen Untersuchungen nach zur Abnahme der Frequenzen.

Einfluss der Cavityform Block [21] verglich die Strömungscharakteristiken von quadratischen mit kreisförmigen Cavities bei jeweils identischer Anströmung. Die Spektren der kreisförmigen Cavities wiesen im Gegensatz zu den quadratischen Cavities einen deutlich breitbandigeren Verlauf mit teilweise sehr schwachen bzw. nicht erkennbaren Peaks auf. Diese Beobachtungen stehen mit der von Ahuja et al. [4] geäußerten Erklärung im Einklang, wonach die Kohärenz der Scherschicht einen maßgeblichen Einfluss auf die Störungsanfängung der Scherschicht und somit auf den Feedback-Mechanismus hat. Barakos et al. [12] applizierten Wirbelgeneratoren unmittelbar vor der Cavity, um über die dadurch hervorgerufenen Längswirbel die Kohärenz der Scherschicht zu reduzieren. Mit dieser Maßnahme ließen sich die Schalldruckpegel um bis zu 10dB reduzieren. Untersuchungen von Tracy et al. [145] an rechteckigen Cavities im Transitionsbereich zwischen offener und geschlossener Cavityströmung stützen die Vermutungen bezüglich einer Scherschichtstabilisierung durch dreidimensionale Effekte. Die von Tracy et al. untersuchten rechteckigen Cavities zeigten bei einer Schräganströmung von 15° aufgrund der zunehmenden Dreidimensionalität der Grundströmung eine deutliche Reduktion der Amplituden.

2.3 Scherschichten über Cavities

Die aus der Grenzschicht stromauf der Cavity hervorgehende Scherschicht ist eines der zentralen Elemente der Cavity-Strömungsvorgänge. Freie Scherschichten sind aufgrund ihres Aufbaus, unabhängig von der Viskosität des Mediums, stets instabil und neigen zur Anfängung von Störungen. Ihre Dynamik beeinflusst bei Cavityströmungen maßgeblich die Interaktion der freien Außenströmung mit der Innenströmung und bestimmt darüber, wie viel kinetische Energie der Außenströmung in die Cavity gelangt.

Cavityscherschichten haben bei größeren Werten von $\frac{L}{\delta_2}$ eine zunehmende Ähnlichkeit mit freien Scherschichten. Außerhalb der direkten Einflussbereiche der vorderen und hinteren Cavitywand wachsen Scherschichten über Cavities linear an und weisen Selbstähnlichkeit auf [61]. Cattafesta et al. [23] beobachteten konstante Spreading Rates bei Cavities mit $\frac{L}{\delta_2} \approx 330$, deren Werte im Bereich von freien turbulenten Scherschichten liegen. Unter der Spreading Rate versteht man das Anwachsen der Scherschichtdicke in Strömungsrichtung. Eine Reduktion der Cavitylänge auf ein Viertel und des Verhältnisses $\frac{L}{\delta_2}$ auf 80 führte zur Erhöhung

der Spreading Rate um rund 50%, was vermutlich auf den zunehmenden Einfluss der Cavitywände zurückzuführen ist.

Sarohia [112] konnte bei laminar angeströmten Cavities ebenfalls lineares Scherschichtwachstum zeigen, er berichtete jedoch von einem entgegengesetzten Trend, wonach eine Vergrößerung des Verhältnisses von Cavitylänge zu Grenzschicht-Impulsverlustdicke eine Zunahme der Spreading Rate zur Folge hatte. Nach Komerath et al. [61] zeigen laminare und turbulente Scherschichten fundamentale Unterschiede hinsichtlich ihres Wachstums. Laminare Grenzschichten stromauf der Cavity führten gegenüber turbulenten Grenzschichten zu einem rund dreifach größeren Scherschicht-Wachstum.

Zur Charakterisierung der Spreading Rate wird häufig die Vorticity Thickness betrachtet. Nach Brown et al. [22] berechnet sich diese wie folgt:

$$\delta_{\omega}(x) = \frac{U_1 - U_2}{\left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{max}} \quad (2.12)$$

Hierbei stehen U_1 und U_2 für die Geschwindigkeiten zweier parallel aufeinandertreffenden Strömungsschichten. Die Vorticity Thickness ist ein Maß für das lokale Schubspannungsmaximum in der Scherschicht. Das Anwachsen von Störungen führt bei ausreichender Scherschichtlänge zur Aufrollung bzw. zur Entstehung von Kelvin-Helmholtz-Wirbeln [56, 149]. Im Gegensatz zur Tollmien-Schlichting-Instabilität ist dieses Phänomen lediglich auf die Form des Geschwindigkeitsprofils zurückzuführen und praktisch unabhängig von der Viskosität des Mediums. Bei sehr langen und dünnen Scherschichten kommt es zur Vereinigung von aufeinanderfolgenden Wirbeln (Vortex Merging) [49]. Dieser Prozess führt zu einer sprunghaften Aufdickung der Scherschicht und zu einer Vergrößerung der Spreading Rate.

Kompressible lineare Stabilitätstheorie Die separate Betrachtung der zur Instationarität der Cavityströmung beitragenden Effekte reduziert die Komplexität des Gesamtsystems und ermöglicht ein vertieftes Verständnis der einzelnen Glieder der Feedback-Kette. Das zentrale Element, die Anfachung von Störungen in der Scherschicht, lässt sich mittels linearer Stabilitätstheorie untersuchen. Aus den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen zeitgemittelten URANS-Lösungen von Cavityströmungen wurden hierfür Scherschichtprofile an diskreten Stromab-Positionen extrahiert und mittels Eigenwertanalyse sowohl das Amplitudenwachs-

tum als auch der zugehörige Phasenverlauf der konvektierten Störungen berechnet.

Stördifferentialgleichungssystem Kompressible reibungsbehaftete Strömungen werden durch die Navier-Stokesschen Gleichungen beschrieben. Unter Vernachlässigung von Volumenkräften lauten diese für Newtonsche Fluide in kartesische Koordinaten [151]:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.13)$$

Impulsgleichung in x-Richtung:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad}(u)) \quad (2.14)$$

Impulsgleichung in y-Richtung:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad}(v)) \quad (2.15)$$

Impulsgleichung in z-Richtung:

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad}(w)) \quad (2.16)$$

Energiegleichung:

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho e \mathbf{u}) = -p \cdot \operatorname{div}(\mathbf{u}) + \operatorname{div}(k \cdot \operatorname{grad}(T)) + \Phi \quad (2.17)$$

Φ bezeichnet die *Dissipationsfunktion*:

$$\begin{aligned} \Phi = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} + \lambda (\operatorname{div}(\mathbf{u}))^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

Dieser Term ist stets positiv, da er ausschließlich aus quadratischen Teilen besteht und die Dissipation von kinetischer Energie in innere Energie beschreibt. k , λ und μ bezeichnen die Wärmeleitfähigkeit, die Volumen- bzw. Kompressionsviskosität sowie die dynamische Viskosität.

Zur Schließung des Systems werden weiterhin die thermische und die kalorische Zustandsgleichung idealer Gase angesetzt:

$$p = \rho RT \quad (2.19)$$

und

$$e = C_v T \quad (2.20)$$

Werden diese beiden Gleichungen (2.19) und (2.20) in Gl. (2.13) bis (2.17) eingesetzt, erhält man ein lösbares Gleichungssystem mit fünf Unbekannten.

Die zeitlich veränderlichen Größen ρ , u , v , w , T lassen sich als Überlagerung der stationären Grundströmung ρ_0 , U_0 , V_0 , W_0 , T_0 mit den Störgrößen ρ' , u' , v' , w' , T' darstellen. Unter Annahme einer parallelen Grundströmung mit $V_0 = 0$ und durch getrennte Betrachtung jeder x-Stelle (lokale Theorie) folgt:

$$\rho = \rho_0(y) + \rho'(y, t) \quad (2.21)$$

$$u = U_0(y) + u'(y, t) \quad (2.22)$$

$$v = v'(y, t) \quad (2.23)$$

$$w = W_0(y) + w'(y, t) \quad (2.24)$$

$$T = T_0(y) + T'(y, t) \quad (2.25)$$

Die x-Achse zeigt hierbei in Richtung der Hauptströmung, die y-Achse verläuft senkrecht dazu in Richtung der dominanten Scherschicht-Geschwindigkeitsgradienten und die z-Achse ergänzt entsprechend das Rechte-Hand-System. Durch Einsetzen der Gleichungen (2.21) bis (2.25) in die Grundgleichungen (2.13) bis (2.17) und unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung erhält man ein lineares Differentialgleichungssystem für die fünf Störgrößen.

Störwellenansatz Im Rahmen der linearen Stabilitätstheorie werden Störungen durch eine Superposition ebener harmonischer Wellen kleiner Amplitude approximiert. Hierzu wird ein komplexer Modalansatz für die

unbekannten Störgrößen gemacht:

$$\begin{bmatrix} \rho'(x, y, z, t) \\ u'(x, y, z, t) \\ v'(x, y, z, t) \\ w'(x, y, z, t) \\ T'(x, y, z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\rho}(y) \\ \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{w}(y) \\ \hat{T}(y) \end{bmatrix} \cdot e^{i(\alpha x + \gamma z + \omega t)} = \mathbf{q} \cdot e^{i(\alpha x + \gamma z + \omega t)} \quad (2.26)$$

Hierbei stellen $\alpha \in \mathbb{C}$ bzw. $\gamma \in \mathbb{C}$ die komplexen Wellenzahl in x- und z-Richtung sowie $\omega \in \mathbb{C}$ die komplexe Kreisfrequenz der harmonischen Störung dar. Mit Hilfe dieses Ansatzes lassen sich die Navier-Stokesschen Gleichungen in Matrixform schreiben und als allgemeines Eigenwertproblem formulieren:

$$\mathbf{A}\mathbf{q} = \omega\mathbf{B}\mathbf{q} \quad (2.27)$$

Dieses Eigenwertproblem wird lokal für N Punkte entlang von Geraden parallel zur y-Achse im Bereich der Scherschicht gelöst. Die Größen $\rho_0, U_0, V_0, W_0, T_0$ der stationären Grundströmung werden aus der zeitlich gemittelten Strömungslösung entlang dieser Geraden extrahiert. Der Lösungsvektor

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \hat{\rho}_j \\ \hat{u}_j \\ \hat{v}_j \\ \hat{w}_j \\ \hat{T}_j \end{bmatrix}, \quad \mathbf{q} \in \mathbb{C}, \quad j = 1 \dots N \quad (2.28)$$

enthält den Amplitudenverlauf der N Punkte. \mathbf{A} bzw. \mathbf{B} stehen für die Koeffizientenmatrizen mit den Einträgen der Navier-Stokesschen Gleichungen. Die zeitliche Anfachung von Störungen an festen Positionen im Strömungsfeld kann für rein reelle Wellenzahlen α durch Lösen des Eigenwertproblems bestimmt werden. Der Realteil ω_r der Eigenwerte repräsentiert die Frequenz des zugehörigen Eigenmodes, der Imaginärteil ω_i entsprechend die zeitliche Anfachung bzw. Dämpfung. Die räumliche Anfachung von Störungen bei einer Variation der x-Koordinate um eine feste Stelle x_0 lässt sich daraus iterativ bestimmen. Hierfür wird der Imaginärteil $\omega_{i,EV}$ des zeitlichen Eigenwerts durch Variation von α_i so weit variiert, bis dieser den Wert 0 annimmt. α_i beschreibt die Amplitudenvergrößerung bei Variation von x wobei zur Bestimmung der Anfangsrate das lokale Geschwindigkeitsprofil eingesetzt wird. Eine ausführlichere

Beschreibung dieses Verfahrens ist der Dokumentation von Babucke [11] zu entnehmen. Die Berechnungen wurden mit dem am Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart entwickelten Code „Linstab/Wielandt“ durchgeführt.

Die absolute Anfachung von Störungen über eine diskrete Strecke zwischen x_0 und x lässt sich daraus mittels Integration über die Imaginärteile der komplexen Wellenzahlen berechnen:

$$A(x) = A_0 \cdot e^{-\int_{x_0}^x \alpha_i \cdot dx} \quad (2.29)$$

Zur Beurteilung des Wachstums von Störungen in einer Scherschicht wird üblicherweise das Verhältnis $\frac{A}{A_0}$ gebildet. D.h. die Amplitude an einer beliebigen Stelle im Strömungsfeld wird auf die Amplitude an einem definierten Referenzpunkt am Anfang der Scherschicht bezogen.

2.4 Anregung akustischer Resonanzen

Strömungen mit periodisch instationären Druck- und entsprechenden Geschwindigkeitsfluktuationen wie im Fall von überströmten Cavities können akustische Resonanzen anregen, wenn die Frequenzen der Anregung im Bereich der Moden liegen. Mit der Anregung akustischer Resonanzen geht meist eine deutliche Erhöhung der unerwünschten Druckfluktuationen einher. Die isolierte Untersuchung akustischer Resonanzen ohne Berücksichtigung der beteiligten Strömungseffekte stellt neben der in Abschnitt 2.3 beschriebenen isolierten Analyse der Scherschicht-Stabilitätseigenschaften eine weitere Möglichkeit zur Separierung der Cavity-Elementarphänomene dar.

Für eine quaderförmige Cavity mit der Länge L , der Tiefe D , und der Breite W geben Ahuja et al. [4] folgende Beziehung für die rein akustischen Resonanzfrequenzen bei ruhendem Medium an:

$$St = \frac{L}{2} \cdot \frac{1}{Ma} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_x}{L}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{2D}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{W}\right)^2} \quad (2.30)$$

wobei $n_x = n_z = 0, 1, 2, 3, \dots$ und $n_y = 0, 1, 3, 5, \dots$ für die entsprechenden Moden in x , z bzw. y -Richtung stehen. In Abb. 2.4 ist der Verlauf der mit Gl. (2.30) berechneten akustischen Tiefenmoden ($n_x = 1, n_y = 1, 3, 5, 7$) sowie die mit der Gl. (2.10) berechneten dimensionslosen Frequenzen der ersten vier Rossiter-Moden für eine rechteckige 2D-Cavity exemplarisch dargestellt. Bei bestimmten Machzahlen kommt es zur Überschneidung der Frequenzlinien verschiedener Rossiter- und Akustikmoden (durch

schwarze Punkte markiert) wodurch die Anregung akustischer Resonanzen in diesen Bereichen begünstigt wird.

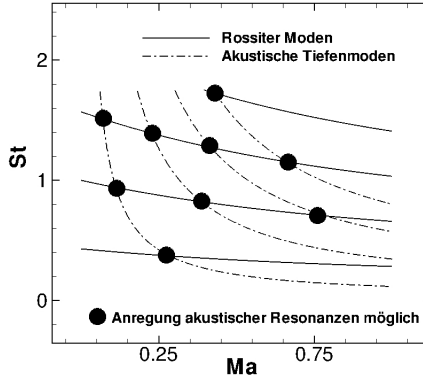


Abb. 2.4: Kopplung zwischen Rossiter-Moden und akustischen Resonanzen am Beispiel einer 2D-Cavity

Über die tatsächliche Anregung bzw. die Stärke der möglichen Akustikmoden macht Gl. (2.30) jedoch keine Aussagen. Entscheidend für das Auftreten bzw. die Dominanz der Resonanzmoden ist unter anderem die akustische Dämpfung, die mit der Abstrahlung akustischer Energie in das Fernfeld gleichgesetzt werden kann. Resonanzmoden höherer Frequenz zeigen im Allgemeinen eine stärkere Energieabstrahlung und somit eine größere Dämpfung als langwellige Moden niedrigerer Frequenz. Nach Plumblee et al. [94] dominieren die jeweiligen Akustikmoden, die mit der größten Dimension der Cavity korrespondieren. Demnach werden bei tiefen Cavities meist Tiefenmoden, bei flachen Cavities meist Longitudinalmoden verstärkt angeregt.

Bei Cavities mit kleiner Öffnung im Verhältnis zum Volumen ist die Anregung des Helmholtz-Modus möglich [32]. Fluid strömt dabei periodisch durch die Öffnung und komprimiert das in der Cavity eingeschlossene Volumen. Das System lässt sich mit einem Feder-Masse-Schwinger vergleichen, wobei das in der Öffnung befindliche Fluid als Masse, und der Cavity-Innenraum als Feder fungieren. Für einen Hohlraum mit dem Volumen V , der Öffnung mit der Querschnittsfläche A und der Länge L_H berechnet sich die charakteristische Helmholtzfrequenz analytisch zu

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\kappa \cdot A \cdot p}{\rho \cdot L_H \cdot V}} \quad (2.31)$$

wobei ρ , p und κ die Dichte, den Druck sowie den Isentropenexponenten des Fluids bezeichnen. Die Helmholtzfrequenz eines offenen Hohlraumes ist meist wesentlich niedriger als die kleinste akustische Resonanzfrequenz, die zugehörige Wellenlänge kann ein Vielfaches der größten Cavitydimension betragen.

Für komplexe dreidimensionale Geometrien wie die des SOFIA-Teleskopschachts ist die Berechnung der Resonanzfrequenzen nur mittels numerischer Verfahren möglich. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die akustischen Resonanzmoden mittels Lösung der Helmholtzgleichungen bestimmt (siehe Kap. 3.3).

2.5 Ansätze zur Modellierung von Cavityströmungen

Einfache Modelle In den vergangenen 50 Jahren wurden wie schon angedeutet zahlreiche Ansätze zur Modellierung und Simulation von Cavityströmungen entwickelt [19, 45, 105, 142]. Die Vorhersage der Frequenzen möglicher Resonanzmoden ist teilweise mit einfachen linearen analytischen Modellen möglich. An der Berechnung der Amplituden sowie des breitbandigen Lärms scheitern diese Modelle jedoch alle [141]. Der Grund hierfür liegt unter anderem in der Begrenzung bzw. der Dämpfung der Amplituden durch nichtlineare Sättigungsprozesse [108], die von diesen meist linearen Modellen nicht berücksichtigt werden.

Bilanin & Covert [19] leiteten ein analytisches Modell zur Bestimmung der Rossiter-Frequenzen für flache Cavities ab. Das Modell besteht aus einem Wirbelschichtmodell zur Analyse der Stabilitätseigenschaften der Scherschicht und einem auf Monopolquellen basierendem Akustikmodell zur Darstellung der akustischen Resonanzeigenschaften der Cavity. Der Ansatz liefert ähnliche Ergebnisse wie das Modell von Rossiter nach Gl. (2.10), kommt jedoch ohne die halbempirischen Konstanten γ und K aus. Heller & Bliss [45] modellierten in ihrem Modell zusätzlich die Cavity-Rückwand durch eine oszillierende Oberfläche und erreichten dadurch die Kopplung zwischen der Cavity-internen Akustik und der freien Scherschicht, was das Modell von Bilanin & Covert nicht beinhaltet. Block [21] erweiterte den Ansatz von Bilanin & Covert zur Berücksichtigung

der Effekte des Längen-Tiefenverhältnisses. Tam & Block [142] verfeinerten dieses Modell indem sie die endliche Ausdehnung der Scherschicht sowie die Reflektion der Schallwellen am Cavitygrund und an der hinteren Cavitywand berücksichtigten.

Sarohia [112] entwickelte ein Verfahren zur Vorhersage der angeregten Shear-Layer Moden für flache Cavities bei schwach kompressibler Strömung. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass diese Strömungszustände durch das Vorhandensein eines einzigen Modes gekennzeichnet sind. Sarohias Modell basiert auf der Annahme, dass das Stabilitätsverhalten der Scherschicht primär über das Vorhandensein von Moden entscheidet, wonach nur der jeweilige Mode angeregt ist, dessen Frequenz eine maximale Anfachung entlang der Scherschicht erfährt und gleichzeitig die Bedingung für die Phasendifferenz erfüllt. Sarohia berechnete die Anfachungscharakteristiken für reibungsfreie und parallele Scherschichten mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie. Die Frequenzen der bei den jeweiligen Strömungszuständen angefachten Moden erfuhren laut seinen Untersuchungen in der Tat die maximale Anfachung sowie die entsprechende Phasenverschiebung während der Konvektion entlang der Scherschicht. Bei bekanntem Scherschicht-Geschwindigkeitsprofil lässt sich mit diesem Modell eine Voraussage über das Vorhandensein der Moden treffen, aber auch mit diesem Ansatz sind keine Aussagen über die Druckamplituden möglich.

Rowley [107, 108] bestimmte die gesamte Störungs-Übertragungsfunktion von laminar angeströmten Cavities für regelungstechnische Anwendungen. Das Stabilitätsverhalten der Scherschicht errechnete er ebenfalls mittels Stabilitätstheorie unter Annahme eines *tanh*-Geschwindigkeitsprofils. Für die einzelnen Glieder der Feedbackkette wie der Akustik, der Scherschichtrezeptivität sowie des Scatterings zog er einfache analytische Modelle heran. Der Ansatz lieferte eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem tatsächlichen Spektrum und machte Aussagen über die Präsenz bzw. den Anfachungszustand von Rossiter-Moden.

URANS Komplexe dreidimensionale transiente Strömungen lassen sich unter bestimmten Bedingungen mit URANS-Verfahren (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) simulieren. Eine entscheidende Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist die spektrale Trennung von transienten und turbulenten Mechanismen [109]: Frequenz- und Wellenzahlband der numerisch aufgelösten transienten Grundströmung müssen von den turbulenten Fluktuationen klar getrennt sein und um ein bis zwei zeitliche Größenordnungen unterhalb des modellierten Tur-

bulenzspektrums liegen (siehe Abb. 2.5). Typische Beispiele hierfür sind Anwendungen im Bereich der Aeroelastik [67] oder von Ozeanströmungen [155]. In vielen technischen Anwendungen ist die Skalentrennung jedoch nicht gewährleistet und der URANS Ansatz unzulässig. Dies ist insbesondere bei instationären oszillierenden Nachlaufströmungen hinter stumpfen Körpern [120] sowie bei Turbomaschinenströmungen [34] der Fall. Die Auflösung makroskopisch instationärer Vorgänge durch das Rechenverfahren, gekoppelt mit der separaten Berücksichtigung kleinskaliger turbulenter Fluktuationen mittels künstlicher turbulenter Wirbelviskosität, verliert an Gültigkeit. Aufgrund des dissipativen Charakters des Turbulenzmodells kommt es durch die spektrale Überlappung zu einem einseitig gerichteten Energietransfer. Das statistische Turbulenzmodell entzieht der transienten Grundströmung Energie und transferiert diese in Anlehnung an das Kaskadenmodell von kleineren zu größeren Wellenzahlen. Sämtliche in das Modell eingespeiste Energie dissipiert unwiderruflich in Wärme, ein Rücktransfer (engl. *back-scatter*) zur Grundströmung ist nicht möglich [109]. Dies äußert sich in einer zu hoch berechneten turbulenten Wirbelviskosität, wodurch kleinskalige bzw. dreidimensionale Effekte unterdrückt werden. Die Simulation dreidimensionaler Strömungen weist in diesem Fall einen ausgeprägten zweidimensionalen Charakter auf.

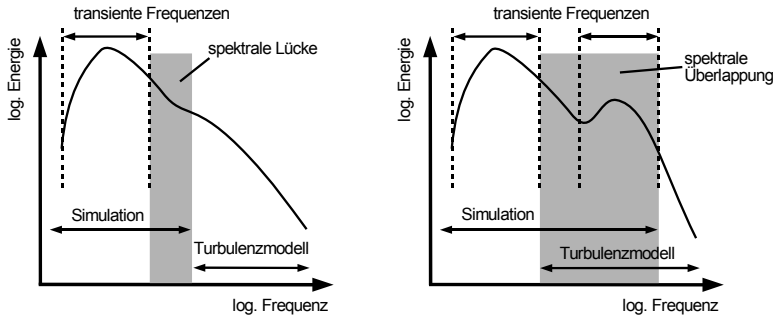


Abb. 2.5: Vergleich einer statistisch modellierbaren Strömung mit ausgeprägter spektraler Lücke (links) mit einer durch spektrale Überlappung für konventionelle Methoden unzugänglichen instationären Strömung (rechts)

Weiterhin werden bei Wirbelviskositäts-Turbulenzmodellen die Längenskalen und die Geschwindigkeitsfluktuationen der Turbulenzballen als isotrop, d.h. ohne Berücksichtigung ihrer spezifischen räumlichen Ausdehnung angenommen. Die Folge daraus ist eine unzureichende Berücksichtigung dieser Phänomene, was sich ebenfalls in der Unterschlagung von dreidimensionalen Effekten, wie beispielsweise das für flache Cavities charakteristische Aufplatzen der Scherschicht, zeigt. Reynoldsspannungsmodelle berücksichtigen hingegen die anisotropen Geschwindigkeitsfluktuationen, erfordern jedoch in der Regel einen deutlich höheren Rechenaufwand.

Neben den Unsicherheiten der statistischen Turbulenzmodellierung stellen die üblichen Diskretisierungsverfahren eine weitere Quelle von Unsicherheiten bei der Berechnung von instationären Strömungsfällen dar. Finite-Volumen-Verfahren, wie sie in vielen Gebieten der Strömungssimulation komplexer Konfigurationen Anwendung finden, sind in der Regel von zweiter Ordnung räumlicher Genauigkeit, ihr dissipativer Charakter führt insbesondere bei höheren Wellenzahlen zu nichtphysikalischer numerischer Dämpfung.

Eine der ersten URANS-Simulationen zur Untersuchung von Cavities wurde von Hankey & Shang [43] für Überschallanströmung durchgeführt. Sie lösten die zweidimensionalen kompressiblen Navier-Stokesschen Gleichungen in Verbindung mit dem Cebeci-Smith Turbulenzmodell. Baysal & Stallings [13] führten URANS-Rechnungen an flachen 2D-Cavities bei Überschallanströmung durch, als Turbulenzmodell kam das algebraische Modell nach Baldwin & Lomax zum Einsatz. Srinivasan & Baysal [137] untersuchten die Überströmung von 3D-Cavities im Trans- und Überschall mit URANS sowie einer modifizierten Variante des Baldwin-Lomax Turbulenzmodells. Shih et al. [124] führten Rechnungen mit dem $k - \varepsilon$ und dem $k - \omega$ Turbulenzmodell durch. Gerald et al. [37] simulierten transsonische 3D-Cavityströmung mit URANS und dem Eingleichungs-Turbulenzmodell nach Spalart & Allmaras [130].

Generell ist zu beobachten, dass die durch den Störungs-Rückkopplungsmechanismus hervorgerufenen energiereichen niederfrequenten dominanten Peaks der Spektren in vielen Fällen in hinreichend guter Übereinstimmung mit Messwerten [79, 147] wiedergegeben werden, wenn auch teilweise mit Unsicherheiten in Bezug auf die vorhergesagten Amplituden bzw. deren räumlicher Verteilung aufgrund der unter Umständen falsch berechneten turbulenten Viskosität. Bei einigen Cavity-Konfigurationen zeigen URANS-Verfahren sehr schlechte Ergebnisse, da essenzielle Mechanismen der Strömungsphysik nicht wiedergegeben werden [12]. Die

Schwächen von URANS treten bei höheren Frequenzen und Moden mit geringerer Stärke meist deutlicher hervor [87]. Der durch kleinskalige dynamische Fluktuationen hervorgerufene Breitbandlärm fehlt in den Ergebnissen der URANS-Simulationen in der Regel vollständig. Da dieser Teil des Spektrums einen wesentlich geringeren Energieinhalt besitzt, spielt diese Unsicherheit bei der hier betrachteten SOFIA-Konfiguration eine untergeordnete Rolle.

Die im Rahmen des SOFIA-Projektes bisher durchgeführten numerischen Untersuchungen von Srinivasan [131, 132, 133, 134, 135, 136, 137], Klotz [57, 58] und Atwood [7, 8] basieren ausschließlich auf URANS-Simulationen. Aufgrund der hohen Reynoldszahl und der komplexen Geometrie war zum Zeitpunkt der Untersuchungen eine Simulation mit einem höherwertigen Verfahren nicht durchführbar. Das Rechengitter der SOFIA-Konfiguration von Srinivasan bestand aus 44 blockstrukturierten Einzelgittern, die das Flugzeug, den Teleskopschacht sowie das Spiegelteleskop separat modellierten und mittels Chimera-Technik [16] zu einem globalen Rechenetz verknüpften. Im Bereich niedriger Frequenzen ist die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den bisher vorhandenen Messdaten gut, bei höheren Frequenzen führen die bereits angesprochenen Schwächen des Verfahrens zu einer im Vergleich zur Messung starken Amplitudenabnahme.

Eine Aussage über den Charakter des Turbulenzspektrums sowie das eventuelle Vorhandensein einer spektralen Lücke zwischen Turbulenz und makroskopisch instationären Vorgängen, und damit eine Beurteilung der Eignung von URANS-Methoden zur Simulation, ist ohne genaue Kenntnis der Strömung vorab nur sehr schwer möglich. Basierend auf der vom Turbulenzmodell berechneten turbulenten kinetischen Energie k , der Dissipation ε bzw. der spezifischen Dissipationsrate ω lässt sich die im Rahmen des RANS-Ansatzes zugrundegelegte Zeitskala T_t der größten und energiereichsten turbulenten Wirbel abschätzen. Nach Rung [109] steht das charakteristische Zeitmaß der größten Wirbel mit k und ε wie folgt in Verbindung:

$$T_t = \frac{k}{\varepsilon} \quad (2.32)$$

Die Beziehung lässt sich in Abhängigkeit der spezifischen Dissipationsrate ω formulieren. Nach Wilcox [156] gilt für die Dissipation $\varepsilon = \omega c_\mu k$ mit $c_\mu = 0,09$. Daraus folgt:

$$T_t = \frac{1}{\omega c_\mu} \quad (2.33)$$

Sofern das RANS-Verfahren sinnvolle Werte für die Turbulenzgrößen k , ε bzw. ω liefert, lässt sich daraus die Zeitskala der turbulenten Wirbel im Strömungsfeld abschätzen und mit den charakteristischen Zeitskalen der makroskopisch instationären Vorgänge vergleichen. Weiterhin können damit die nötige Zeitschrittweite und die räumliche Gitterauflösung einer Detached Eddy Simulation berechnet werden. Nach Spalart et al. [127] gilt für die charakteristische Länge L_t der turbulenten Wirbel:

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{\omega} \quad (2.34)$$

DNS/LES/DES Die Direkte Numerische Simulation (DNS) löst alle beteiligten räumlichen und zeitlichen Skalen direkt auf, d.h. bei turbulenten Strömungen werden auch kleinste Wirbel vollständig berechnet. Dies erfordert jedoch eine hinreichend feine Gitterauflösung, verbunden mit einem enormen Rechenaufwand. Aus der Theorie der Energiekaskade großer zu kleiner Wirbel nach Kolmogorov lässt sich ableiten, dass die Anzahl der benötigten Freiheitsgrade für die Beschreibung des Energieaustausches aller Skalen innerhalb eines Würfels der Länge l in der Größenordnung von $Re_l^{9/4}$ liegt. Die Direkte Numerische Simulation von praxisrelevanten Strömungsproblemen mit hohen Reynoldszahlen ist daher auch in ferner Zukunft aufgrund der hohen Anforderungen an die Rechenkapazität nicht möglich, und das Verfahren auf einfache Fälle geringer Reynoldszahl eingeschränkt. Weiterhin erfordert die DNS die exakte Vorgabe der Anfangsstörungen, die für reale Strömungen häufig nicht bekannt sind. Rowley [107] führte DNS-Rechnungen an laminar umströmten Cavities mit $Re_l \lesssim 8000$ durch.

Die Simulation von Cavityströmungen höherer Reynoldszahl ermöglicht die Large Eddy Simulation (LES), bei der nur die größten und energiereichsten Wirbel des Turbulenzspektrums aufgelöst und deren räumlich-zeitliche Entwicklung verfolgt wird. Die kleinskaligen Bewegungen unterhalb einer bestimmten Filterweite (auch als „Feinstruktur“ bzw. „Subgrid-Scale“ bezeichnet) werden von einem Feinstrukturmodell erfasst. Ein räumlicher Filter gewährleistet die Trennung zwischen den modellierten und den aufgelösten Strukturen (siehe Abb. 2.6). Die Motivation für dieses Vorgehen begründet sich durch die Quasi-Isotropie der dissipierenden Wirbel. Es wird angenommen, dass diese keine Vorzugs-

richtung aufweisen und bei hohen Reynoldszahlen keine Abhängigkeit von den Randbedingungen bzw. der Geometrie des Strömungsfeldes besteht.

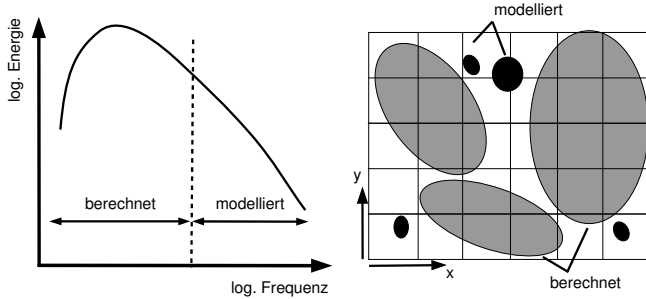


Abb. 2.6: Skizzenhafte Darstellung des LES-Filters in der physikalischen Ebene (rechts) bzw. in der Fourier-Ebene (links) [110]

LES erfordert in der Wandnähe von Grenzschichten eine sehr feine Netzaufösung und bedarf daher bei großen Reynoldszahlen entsprechend hoher Rechenzeiten. Die Detached Eddy Simulation (DES) [128] kombiniert die Vorteile von RANS und LES. Hierbei werden Bereiche anliegender Grenzschichten mit üblichen RANS-Verfahren modelliert, die sich für diesen Einsatzzweck besonders bewährt haben. Aufgrund der geringeren Anforderungen hinsichtlich Netzaufösung lässt sich dadurch der Rechenaufwand der Simulation deutlich senken. Der Anwendungsbereich des Turbulenzmodells wird hierbei spektral eingeschränkt, d.h. die modellspezifischen turbulenten Zeit- und Längenmaße in Abhängigkeit von der Zelldiskretisierung limitiert [109].

Die DES zeigt gegenüber URANS wesentlich stärker ausgeprägte turbulente Strukturen und ein deutlich realistischeres Verhalten der Cavitieschicht [5, 47, 84, 85], im Druckspektrum durch einen ausgeprägteren Breitbandanteil zu erkennen. Weiterhin werden durch DES in der Regel die Amplituden und die Frequenzen der Peaks besser wiedergegeben [119].

2.6 Ansätze zur Beeinflussung von Cavityströmungen

Zur Kontrolle der Umströmung von Cavities wurde bereits eine Vielzahl aktiver und passiver Methoden untersucht und erfolgreich umgesetzt. Eine sehr umfangreiche Übersicht über verschiedene Konzepte der aktiven Strömungskontrolle ist der Veröffentlichung von Cattafesta et al. [24] zu entnehmen. Die Ansätze beruhen auf unterschiedlichsten Prinzipien, wobei der Großteil der Maßnahmen auf der Abschwächung der Störungs-Rückkopplung basiert. Die effektivsten und bisher am häufigsten untersuchten Methoden beruhen auf der Modifikation der Scherschicht-Stabilitätseigenschaften durch Beeinflussung der stromauf befindlichen Grenzschicht sowie auf der Anpassung der Cavity-Rückwandgeometrie zur Fixierung des Scherschicht-Anlegepunkts.

2.6.1 Passive Maßnahmen

Wie bereits in den vorigen Abschnitten erwähnt, wird die instationäre Cavityströmung maßgeblich vom Zustand der Scherschicht bzw. deren Stabilitätseigenschaften bestimmt. Die Eigenschaft, Störungen anzufachen, nimmt mit wachsender Scherschicht- bzw. Impulsverlustdicke in der Regel ab, was sich mittels stromauf der Cavity angebrachten Störkörpern wie Wirbelgeneratoren, „Cubes“ oder „Pucks“ erreichen lässt. Neben der puren Aufdickung bzw. der Erhöhung des Impulsverlustes der ankommenden Grenzschicht sowie der daraus entstehenden Scherschicht wird durch die an den Hindernissen entstehenden Wirbel die Kohärenz der Scherschicht reduziert, was die Effizienz der Störungsausbreitung in der Scherschicht herabsetzt. Zahlreiche Untersuchungen [6, 14, 17, 45, 73, 105, 122, 148] bestätigen die Effizienz dieser Maßnahme. In den meisten Fällen konnten sowohl die diskreten Rossiter-Moden als auch der breitbandige Teil des Spektrums abgesenkt werden. Das Konzept kam unter anderem beim Kuiper Airborne Observatory [71], dem Vorgängerprojekt von SOFIA, zum Einsatz. Die Aufdickung der Scherschicht wurde in diesem Fall mit einem porösen Gitter herbeigeführt, das unmittelbar vor der Teleskopöffnung schräg zur Strömung eingebracht wurde. Die Anstellung des Gitters gegenüber der Anströmrichtung führte zusätzlich zu einer Ablenkung der Scherschicht nach außen, wodurch die Rückkopplung der Scherschichtstörungen und somit die Anregung von akustischen Resonanzen im Teleskopschacht abgeschwächt wurde. Mit dieser Maßnahme konnte eine deutliche Reduktion der instationären

Druckfluktuationen und damit eine erhöhte Positionierungsgenauigkeit des Teleskops erzielt werden. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist die damit einhergehende Widerstandserhöhung sowie die Verschlechterung der optischen Eigenschaften der Scherschicht. Insbesondere kommt es durch die feinskaligen Dichtefluktuationen der turbulenten Strukturen bei optischer und kurzwelliger IR-Strahlung zu Brechungseffekten. Aufgrund dieser beiden Aspekte ist dieses Konzept bisher nicht für den regulären Beobachtungsbetrieb bei SOFIA vorgesehen.

Der „Rod in Crossflow“ (RIC) ist ein weiterer vielversprechender und ebenfalls auf der Beeinflussung der Scherschicht beruhender Ansatz. Es handelt sich hierbei um einen vor der Cavity quer zur Strömung angebrachten Kreiszyylinder [12, 29, 111, 146]. Liegt bei entsprechend gewähltem Zylinderdurchmesser die Frequenz des Vortex-Sheddings deutlich oberhalb der instabilsten Scherschicht-Anregungsfrequenz, wird die Bildung dieser charakteristischen Scherschichtinstabilität unterdrückt. Durch diese Stabilisierung wird das großskalige Aufplatzen der Scherschicht verzögert und die Instationarität der Cavityströmung insgesamt reduziert. Om [90], Shaw [122], Atwood et al. [9] und Nayyar et al. [86] senkten die instationären Druckfluktuationen in der Cavity durch eine Stabilisierung der Scherschicht mittels Konturierung der Cavity-Rückwand.

Die Krümmung von Stromlinien eines Fluids mit der Dichte ρ und dem dynamischen Druck q um den Radius r führt bei inkompressibler Strömung zu dem Druckgradienten $\frac{\rho q^2}{r}$ [7]. Zur Gewährleistung des Druckgleichgewichts auf beiden Seiten der Staustromlinie müssen die Radien der Stromlinien im Bereich geringerer Strömungsgeschwindigkeiten kleiner, und im Bereich der höheren Strömungsgeschwindigkeit größer sein. Diese asymmetrischen Strömungsverhältnisse führen dazu, dass die Staustromlinie von Scherschichten nicht senkrecht, sondern unter dem Winkel ε auf der auftreffenden Oberfläche steht. Durch Anpassen der Cavitygeometrie an diesen Winkel (siehe Abb. 2.7) lässt sich die Krümmung reduzieren und dadurch die Scherschicht stabilisieren.

Wird weiterhin die Geometrie im Bereich des Scherschicht-Anlegepunktes konkav ausgeführt, führen die Druckverhältnisse bei Auslenkung der Scherschicht aufgrund geänderter Stromlinienradien zu einer Rückführung und einer stabilen Lage der Scherschicht. Dieses Konzept ist das zentrale Element der Strömungskontrolle der hier betrachteten SOFIA-Konfiguration (siehe Kap. 5.3.2) und der Widebody Airborne Sensor Platform (WASP), einem modifizierten Verkehrsflugzeug DC-10 mit einem $4,7 \times 2,2$ m großen offenen Schacht im vorderen Rumpfbereich [146].

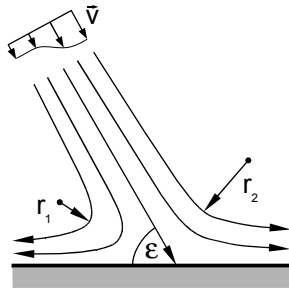


Abb. 2.7: Stromlinien im Bereich des Staupunktes einer Scherschicht

Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion von instationären Druckfluktuationen in der Cavity ist die Auskleidung der Cavitywände mittels schallabsorbierenden Materialien, wie Untersuchungen am SOFIA-Windkanalmodell zeigen [102]. Die Wände des Teleskopschachts wurden hierzu mit Schaumstoffkeilen verkleidet, die eine Tiefpassfilterung bewirken. Die Eckfrequenz dieses Filters entspricht dabei einer Wellenlänge der vierfachen Keiltiefe. Mit dieser Maßnahme konnte der Schalldruckpegel um bis zu 2dB abgesenkt werden.

Bei tiefen Cavities, deren Druckspektren von angeregten akustischen Resonanzen dominiert werden, lassen sich die Frequenzen der stehenden Wellen in geringem Maße durch Modifikation der Cavitygeometrie bzw. des gesamten Volumens verändern. Die Anwendbarkeit dieser Methode wurde für die SOFIA-Konfiguration untersucht, um gegebenenfalls akustische Resonanzfrequenzen des Teleskopschachtes zu verschieben, sollten diese mit den Resonanzfrequenzen der Teleskopstruktur zusammenfallen.

2.6.2 Aktive Maßnahmen

Passive Systeme lassen sich meist nur für einen eingeschränkten Bereich von Strömungszuständen optimieren, aktive Maßnahmen können dagegen an die jeweilige Strömungssituation angepasst werden. Sarohia & Massier [114] stabilisierten die Scherschicht durch stationäres Einblasen von Fluid am Cavitygrund. Mit dieser Maßnahme konnte eine Absenkung des Schalldruckpegels des abgestrahlten Lärms um teilweise bis zu 25dB erreicht werden. Die Wirkung dieser Maßnahme beruht auf der Anhebung bzw. Ablenkung der Scherschicht nach außen, wodurch

die Interaktion der Scherschicht mit der Cavity-Rückwand abgeschwächt wird. Allerdings zeigte sich bei diesen Untersuchungen, dass hohe Massenstromdichten im Bereich von 5% bis 15% der Massenstromdichte $\rho_\infty \cdot U_\infty$ des Freistroms notwendig sind. Vakili & Gauthier [150] injizierten Fluid stromauf der Cavity und erhöhten damit die Grenzschicht- und die Scherschichtdicke. Diese Maßnahme führte zu einer Reduktion des Schalldruckpegels um bis zu 27dB bei wesentlich geringeren Massenstromdichten als bei der Einblasung am Cavitygrund. Nayyar et al. [86] konnten den Schalldruckpegel in der Cavity durch Einblasen an der vorderen Cavitywand um bis zu 30dB senken.

Der Ansatz von Rowley et al. [108, 107] basiert auf einem geschlossenen dynamischen closed-loop Regelkreis. Auf der hinteren Cavitywand werden die ankommenden Störungen zeitecht erfasst und als Eingangsgröße einem Regler übergeben. Eine im vorderen Scherschichtbereich senkrecht zur Anströmung wirkende Aktuator-Membran kompensiert die einwirkenden Störungen und stabilisiert die Scherschicht. Die Amplituden einzelner Moden ließen sich mit diesem Konzept teilweise erfolgreich reduzieren. An einigen Stellen im Strömungsfeld konnte die spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen um zwei Größenordnungen verringert werden. Allerdings zeigte der gewählte Ansatz deutliche Grenzen. Einzelne Peaks ließen sich zwar erfolgreich unterdrücken, doch meist bildeten sich dicht daneben schmalbandige Seitenpeaks aus, die mit zunehmender Amplitude anstiegen. Unter bestimmten Umständen entstanden zusätzliche breitbandige Peaks bei höheren Frequenzen. Diese unerwünschten Effekte sind jedoch größtenteils auf die Unzulänglichkeiten des zugrundeliegenden linearen Reglermodells zurückzuführen.

3 Grundlagen der numerischen Berechnungsmethoden

Die Simulation von Cavityströmungen stellt aufgrund der Komplexität der Strömungsphysik (Wirbelablösungen, Konvektion und Anfachung von Störungen, Rezeptivität, Anregung und Ausbreitung akustischer Wellen, Stöße bei Überschallströmungen etc.) höchste Anforderungen an das Simulationsverfahren. Sowohl die einzelnen Phänomene als auch deren Wechselwirkungen untereinander müssen vom Verfahren korrekt wiedergegeben werden. Weiterhin handelt es sich bei den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Fällen um turbulente Strömungen mit hoher Reynoldszahl, deren große turbulente Skalenbreite die Modellierung turbulenter Strukturen erfordert. Darüber hinaus ist die Geometrie bzw. das Rechengebiet der untersuchten SOFIA-Konfiguration äußerst komplex, und die Erhaltungsgleichungen zur Beschreibung der Strömung müssen auf unstrukturierten Gittern mit entsprechend aufwändigen Lösungsverfahren gelöst werden.

3.1 Verwendete Strömungslöser

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Grundlagenuntersuchungen an vereinfachten 2D-Cavities kam der Strömungslöser „FLOWer“ [10] zum Einsatz. Der auf einer knoten- bzw. zellzentrierten Finite-Volumen Formulierung basierende CFD-Code löst die dreidimensionalen, instationären und kompressiblen Navier-Stokesschen Gleichungen auf blockstrukturierten Rechengittern, wobei mittels Chimera-Technik [16] die Simulation der Umströmung von komplexen aerodynamischen Konfigurationen möglich ist. Mittels verfügbarer Gitterdeformation lassen sich damit aeroelastische Probleme wie beispielsweise Hubschrauberrotoren im Vorwärtsflug simulieren. Der Code wurde für den Einsatz auf Parallel-Großrechnern mit Vektorarchitektur entwickelt und optimiert. Für die Simulation der SOFIA-Konfiguration wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit der auf knotenzentrierter Finite-Volumen Formu-

lierung basierende Strömungslöser TAU [3, 38] angewendet, da dieser den Einsatz unstrukturierter bzw. hybrider Netze ermöglicht, wodurch sich die Generierung der Rechengitter zur Darstellung der äußerst komplexen SOFIA-Konfiguration bedeutend vereinfacht. Neben den bereits für FLOWer genannten Möglichkeiten bietet dieser darüber hinaus die Option der automatischen Gitteradaptation.

In beiden Strömungslösern steht eine Vielzahl von Ein- und Zweigleichungs-Turbulenzmodellen und Reynoldsspannungsmodellen zur Verfügung. Weiterhin lassen sich damit LES- und DES-Simulationen durchführen. Beide Codes wurden unter Leitung des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR im Rahmen des MEGAFLOW-Projektes entwickelt und werden von zahlreichen Universitäten und Firmen, darunter Airbus und Eurocopter, erfolgreich eingesetzt. Die FLOWer-Rechnungen wurden auf dem Supercomputer NEC SX-8 des Höchstleistungsrechenzentrums (HLRS) der Universität in Stuttgart durchgeführt, die TAU-Simulationen auf dem Supercomputer HLRB2 des Leibniz Rechenzentrums in Garching. Technische Daten der verwendeten Großrechner sowie Informationen zum Skalierungsverhalten von TAU sind in Anhang A zu finden.

3.2 Grundgleichungen der Strömungssimulation

Nachfolgend werden die Grundlagen der im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommenden numerischen Methoden zur Berechnung der instationären Cavityströmung beschrieben.

3.2.1 Navier-Stokessche Gleichungen

Die Bewegung von Fluid wird durch die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie bestimmt (vgl. Gl. 2.13 - 2.17). Die kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen können in konservativer Form geschrieben werden als

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV = - \int_{\partial V} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{\partial V} \mathbf{F}_v \cdot \mathbf{n} dS \quad (3.1)$$

wobei V ein beliebiges Kontrollvolumen mit geschlossener Oberfläche ∂V darstellt und \mathbf{n} den nach außen gerichteten Normalenvektor repräsentiert [59]. Der Vektor der konservativen Variablen \mathbf{W} und die Tensoren

ren der konvektiven und viskosen Flüsse \mathbf{F} und \mathbf{F}_v sind folgendermaßen definiert:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} \\ \rho E \mathbf{u} + p \mathbf{u} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{T} \\ \mathbf{u} \mathbf{T} - \mathbf{q} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

wobei ρ die Dichte, \mathbf{u} den Geschwindigkeitsvektor und E die spezifische Gesamtenergie repräsentieren. Der Druck berechnet sich aus

$$p = (\gamma - 1) \rho \left(E - \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) \quad (3.4)$$

Der Spannungstensor \mathbf{T} setzt sich aus den viskosen und turbulenten Spannungstensoren zusammen:

$$\mathbf{T} = (\mu_L + \mu_T) \left(\nabla \otimes \mathbf{u} + (\nabla \otimes \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} \quad (3.5)$$

mit der laminaren Viskosität μ_L und der turbulenten Viskosität μ_T . Der Vektor \mathbf{q} bezeichnet die Wärmestromdichte

$$\mathbf{q} = -c_p \cdot \left(\frac{\mu_L}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \nabla T \quad (3.6)$$

wobei Pr und Pr_T die laminare und turbulente Prandtlzahl und T die Temperatur repräsentieren.

3.2.2 Räumliche Diskretisierung mittels Finiter Volumen

Die Methode der Finiten Volumen geht von einem stückweise konstanten Ansatz von \mathbf{W} innerhalb des Kontrollvolumens V aus. Es gilt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{W} = -\mathbf{R}(\mathbf{W}) \equiv -\frac{\mathbf{Q}(\mathbf{W})}{\int_V dV} \quad (3.7)$$

mit dem Fluss $\mathbf{Q}(\mathbf{W})$ über die Zellgrenzen

$$\mathbf{Q}(\mathbf{W}) = \int_{\partial V} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS - \int_{\partial V} \mathbf{F}_v \cdot \mathbf{n} dS \quad (3.8)$$

Der hier verwendete Strömungslöser TAU berechnet den Strömungszustand für die Eckpunkte des primären Gitters (cell vertex), die im Fall der vorliegenden Arbeit ortsfest sind. Hierfür werden in einem Preprocessing-Schritt vor der eigentlichen Rechnung die umgebenden Kontrollflächen bestimmt (dual grid), durch die der jeweilige lokale Fluss ermittelt wird. \mathbf{R} definiert das Residuum:

$$\mathbf{R}(\mathbf{W}) = -\frac{d}{dt}\mathbf{W} \quad (3.9)$$

Für die Berechnung der Flüsse stehen in TAU verschiedene Upwind-Verfahren sowie der zentrale Löser mit künstlicher Dämpfung nach Jameson zur Verfügung [20]. Beim zentralen Löser mit skalarer Dissipation wird der Fluss durch die Kontrollflächen durch Bildung der zentralen Differenz zwischen den Zuständen der jeweiligen Zellen berechnet. Der Ansatz ist inhärent instabil und muss durch zusätzliche Dämpfungsterme zweiter und vierter Ordnung künstlich stabilisiert werden.

3.2.3 Zeitliche Diskretisierung

Local Time Stepping Bei rein stationären Strömungszuständen $\frac{d\mathbf{W}}{dt} = 0$ wird ein fiktiv instationäres Problem betrachtet, dessen auskonvergierte Lösung den stationären Zustand repräsentiert:

$$\frac{d}{dt^*}\mathbf{W} + \mathbf{R}(\mathbf{W}) = 0 \quad (3.10)$$

Die Schrittweiten der fiktiven Pseudozeit t^* lassen sich für die einzelnen Zellen unterschiedlich wählen. Beim Local Time Stepping wird in jeder Zelle die maximal mögliche Zeitschrittweite angesetzt, sodass sich die Lösung im gesamten Strömungsfeld dicht am Stabilitätslimit bewegt, woraus eine wesentlich höhere Konvergenzgeschwindigkeit resultiert. Obwohl sich die einzelnen Zellen während des Lösungsvorganges auf zeitlich unterschiedlichen und somit nichtphysikalischen Niveaus befinden, konvergiert die Lösung gegen den stationären physikalischen Endzustand.

Dual Time Stepping Zur Berechnung zeitlich instationärer Probleme, bei denen Zeit-Echtheit garantiert werden muss, wird die Zeitableitung

des Zustandsvektors über eine implizite rückwärtsgerichtete Differenz bestimmt (BDF). Die Formel für die zweite Ordnung lautet:

$$\frac{3}{2\Delta t}\mathbf{W}^{n+1} - \frac{4}{2\Delta t}\mathbf{W}^n + \frac{1}{2\Delta t}\mathbf{W}^{n-1} = -\mathbf{R}(\mathbf{W}^{n+1}) \quad (3.11)$$

Wobei \mathbf{W}^v den Zustand zum Zeitpunkt t_v kennzeichnet, $n+1$ für den aktuellen, n für den letzten und $n-1$ für den vorletzten Zeitschritt steht.

Für jedes Zeitlevel wird das nichtlineare stationäre Problem nach Gl. (3.11) mit Hilfe des Dual Time Stepping Schemas gelöst. Hierbei wird die stationäre Lösung \mathbf{W}^{n+1} innerhalb der Pseudozeit t^* mittels

$$\frac{d\mathbf{W}^{n+1}}{dt^*} = -\mathbf{R}^{DTS}(\mathbf{W}^{n+1}) \quad (3.12)$$

und dem modifizierten Residuum

$$\mathbf{R}^{DTS}(\mathbf{W}^v) \equiv \mathbf{R}(\mathbf{W}^v) + \frac{3}{2\Delta t}\mathbf{W}^v - \frac{4}{2\Delta t}\mathbf{W}^{v-1} + \frac{1}{2\Delta t}\mathbf{W}^{v-2} \quad (3.13)$$

berechnet. Innerhalb eines physikalischen Zeitschritts wird eine quasistationäre Lösung mittels Iteration gesucht. Hierbei können alle konvergenzbeschleunigenden Verfahren wie Multigrid, Local Time Stepping und Residuenglättung eingesetzt werden.

3.2.4 Nichtlineare Löser

Die Gleichungen (3.10) und (3.12) lassen sich innerhalb der Pseudozeit t^* iterativ lösen. Hierfür stehen explizite und implizite Verfahren zur Verfügung. Bei expliziten k -stufigen Runge-Kutta-Verfahren [51] werden pro Iteration k Flussberechnungen durch die Randflächen der jeweiligen Kontrollvolumina durchgeführt und daraus der jeweilige nächste Zeitschritt berechnet:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}^{(0)} &= \mathbf{W}^{(n)} \\ \mathbf{W}^{(1)} &= \mathbf{W}^{(0)} - \alpha\Delta t\mathbf{R}^{(0)} \\ &\vdots \\ \mathbf{W}^{(k)} &= \mathbf{W}^{(0)} - \alpha_k\Delta t\mathbf{R}^{(k-1)} \\ \mathbf{W}^{(n+1)} &= \mathbf{W}^{(k)} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Der Zeitschritt Δt wird über die Courant-Friedrich-Lewy-Zahl vorgegeben. Diese sogenannte CFL-Zahl lässt sich als die Anzahl der Zellen

interpretieren, um die sich die Strömung bei dem entsprechenden Zeitschritt maximal fortbewegt.

Für die Zeitintegration stehen beim Strömungslöser TAU darüber hinaus mehrere implizite Verfahren wie beispielsweise das Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Verfahren (LU-SGS) zur Verfügung [20].

3.2.5 Konvergenzbeschleuniger: Residuenglättung und Multigrid

Residuenglättung Zur Konvergenzbeschleunigung sind in TAU die Verfahren „Multigrid“ und „Residuenglätten“ implementiert. Beim expliziten Residuenglätten mittels Laplaceschem Glättungsalgorithmus wird das Residuum im Punkt $P(j1)$ mit den benachbarten Punkten

$$P(jk) \mid \{k = 2, \dots, n\} \quad (3.15)$$

in einem iterativen Prozess geglättet. Bei der m -ten Iteration sind die Residuen gegeben als

$${}^m \mathbf{R}_t(j1) = (1 - \omega) \cdot {}^{m-1} \mathbf{R}_t(j1) + \frac{\omega}{n-1} \sum_{k=2}^n ({}^{m-1} \mathbf{R}_t(jk)) \quad (3.16)$$

Die Glättung stabilisiert die Lösung und ermöglicht höhere lokale Zeitschrittweiten.

Multigrid Eine weitere effiziente Technik zur Konvergenzbeschleunigung bietet das Multigrid-Verfahren. Iterative Löser beseitigen kurzwellige Störungen (z.B. Oszillationen zwischen Gitterpunkten) sehr effizient, langwelligere Störungen werden hingegen wesentlich schwächer eliminiert. Die Lösung wird deshalb auf ein gröberes Gitter geringerer Auflösung transferiert (Restriktion), auf dem sich langwellige Störungen im Vergleich zum feineren Gitter als kurzwelliger darstellen und eine stärkere Dämpfung erfahren. Durch mehrmaliges sukzessives Vergrößern des Gitters mittels Zusammenschluss benachbarter Zellen werden die Störungen in diskreten spektralen Bandbreiten herausgefiltert. Die dabei errechneten Korrekturen werden anschließend wieder auf das Ausgangsnetz interpoliert (Prolongation).

Die Abfolge der Restriktions-/Prolongationsschritten lässt sich variieren. In Abb. 3.1 sind zwei der gebräuchlichsten Zyklen dargestellt. Kom-

plexe Strömungen werden in der Regel auf zwei bis vier verschiedenen Gitterlevels unterschiedlicher Feinheit berechnet.

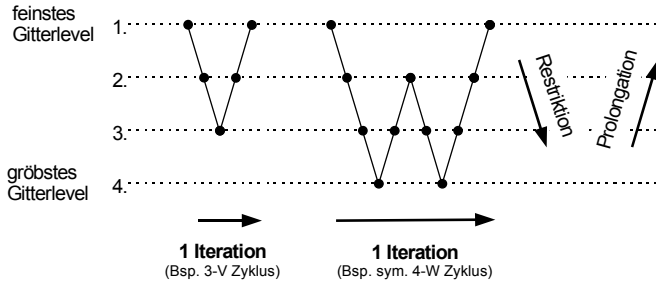


Abb. 3.1: Beispiele für MG-Zyklen

3.2.6 Turbulenzmodellierung

Die Anzahl notwendiger Gitterpunkte zur guten Auflösung turbulenter Strukturen skaliert wie bereits erwähnt mit $Re^{\frac{3}{4}}$, die daraus resultierende erforderliche CPU-Rechenzeit mit Re^3 . Aufgrund dieser Tatsache ist die genaue Auflösung der turbulenten Wirbelstrukturen meist nicht möglich, die Berechnung von Strömungen mit technisch relevanten Reynoldszahlen erfordert die analytische Modellierung der kleinskaligen turbulenten Fluktuationen.

Reynolds-/Favre-Mittelung Einen Ansatz zur Berücksichtigung turbulenter Effekte ohne direkte räumliche und zeitliche Auflösung stellt die Reynoldsmittelung dar [20]. Hierfür wird die entsprechende Strömungsgröße in einen zeitlichen Mittelwert (symbolisiert durch $\bar{}$) und einen Schwankungswert (symbolisiert durch ρ') zerlegt. Für die Dichte gilt beispielsweise

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (3.17)$$

mit

$$\bar{\rho} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho \cdot dt \quad (3.18)$$

Bei kompressiblen Strömungen empfiehlt sich die sogenannte Favre-Mittelung einiger Größen wie der Geschwindigkeit, der Temperatur, der inneren Energie und der Enthalpie. Analog zu Gl. (3.17) gilt hierbei

$$v_i = \tilde{v}_i + v_i'' \quad (3.19)$$

mit

$$\tilde{v}_i = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho \cdot v_i \cdot dt \quad (3.20)$$

wobei $\tilde{}$ für den Favre-Mittelwert und $''$ für die Schwankungskomponente steht.

Werden die Strömungsgrößen der Navier-Stokesschen Gleichungen (3.1) eingesetzt, erweitern sich die Gleichungen um den Favre-gemittelten Reynolds-Spannungstensor

$$\tau_{ij}^F = -\bar{\rho} \widetilde{v_i'' v_j''} \quad (3.21)$$

mit den sechs unbekanntten Korrelationen $\widetilde{v_i'' v_j''}$. Unter Annahme des Prinzips der Wirbelviskosität nach Boussinesq

$$\tau_{ij}^F = -\bar{\rho} \widetilde{v_i'' v_j''} = 2\mu_T \tilde{S}_{ij} - \left(\frac{2\mu_T}{3} \right) \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k} \delta_{ij} \quad (3.22)$$

lässt sich der Einfluss der Turbulenz durch die skalare Wirbelviskosität μ_T repräsentieren. Die laminare und turbulente Viskosität werden zur dynamischen Viskosität $\mu = \mu_L + \mu_T$ zusammengefasst. Dieser Ansatz ermöglicht die Reduktion der zur Schließung des Gleichungssystems erforderlichen Gleichungen auf die Berechnung von μ_T . Man unterscheidet zwischen Null-, Ein- und Zweigleichungs-Turbulenzmodellen je nach Komplexität des Modellierungsansatzes für die Turbulenzparameter. Die in der vorliegenden Arbeit angewandten Turbulenzmodelle werden nachfolgend beschrieben.

Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodell $k - \omega$ nach Wilcox Das $k - \omega$ Modell nach Wilcox [156] liefert den Wert der Wirbelviskosität durch

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.23)$$

wobei k die turbulente kinetische Energie und ω die spezifische turbulente Dissipationsrate darstellt. Diese beiden Größen werden durch zwei

gekoppelte Transportgleichungen für das gesamte Strömungsfeld berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho k) - \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_T) \nabla k) &= \tilde{P} - \beta_k \rho k \omega \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho \omega) - \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \mu_T) \nabla \omega) &= \gamma \frac{\rho}{\mu_T} P - \beta_\omega \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (3.24)$$

wobei die Produktion \tilde{P} in der k -Gleichung durch

$$\tilde{P} = \min(P; C_{limitP_k} \epsilon) \quad (3.25)$$

mit $\epsilon = \beta_k \rho k \omega$ limitiert wird. Die enthaltenen Modellkonstanten haben die folgenden Werte:

$$C_{limitP_k} = 1000, \beta_k = 0,09, \gamma = 0,55555556, \sigma_k = 0,5, \sigma_\omega = 0,5$$

β_ω lässt sich aus dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz mit $\kappa = 0,41$ berechnen:

$$\beta_\omega = \beta_k \left(\gamma + \frac{\sigma_\omega \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \right) \quad (3.26)$$

Hieraus folgt $\beta_\omega = 0,07521$. Neben der Familie der $k-\omega$ Turbulenzmodelle sind weiterhin die $k-\varepsilon$ Modelle in vielen Anwendungsbereichen weit verbreitet, die eine Transportgleichung für die Dissipationsrate $\varepsilon = k \cdot \omega$ anstelle der energiespezifischen Dissipationsrate ω lösen [20, 156].

Menter-Baseline Turbulenzmodell Die zugrunde liegende Idee des Baseline Turbulenzmodells nach Menter [80, 81] ist die Kombination des $k-\omega$ Modells im wandnahen Bereich der Grenzschicht mit dem $k-\varepsilon$ Modell im vollturbulenten Bereich sowie außerhalb der Grenzschicht. Das $k-\varepsilon$ Modell zeigt gegenüber dem $k-\omega$ Modell eine wesentlich geringere Abhängigkeit der Lösung von den Freiströmgrößen, ist jedoch bei Grenzschichten mit größerem positiven Druckgradienten unzuverlässiger. Der Unterschied zum reinen $k-\omega$ Modell nach Wilcox besteht im Kreuz-Diffusionsterm in der Transportgleichung für ω :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho k) - \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_T) \nabla k) &= \tilde{P} - \beta_k \rho k \omega \\
\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho \omega) - \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \mu_T) \nabla \omega) &= \gamma \frac{\rho}{\mu_T} P - \beta_\omega \rho \omega^2 \\
&\quad + 2\sigma_{\omega 2} (1 - F_1) \frac{\rho}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega
\end{aligned} \tag{3.27}$$

Die Koeffizienten $\phi \in \{\sigma_k, \sigma_\omega, \gamma, \beta_\omega\}$ des Modells werden mit der Formel

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \tag{3.28}$$

zwischen den Koeffizienten des $k - \omega$ Modells $\phi_1 \in \{\sigma_{k1}, \sigma_{\omega 1}, \gamma_1, \beta_{\omega 1}\}$ (innere Zone) und den Koeffizienten des $k - \varepsilon$ Modells

$\phi_2 \in \{\sigma_{k2}, \sigma_{\omega 2}, \gamma_2, \beta_{\omega 2}\}$ (äußere Zone) interpoliert. Es gilt für die innere Zone:

$$\sigma_{k1} = 0,5, \sigma_{\omega 1} = 0,5, \gamma_1 = 0,555556, \beta_{\omega 1} = \beta_k \left(\gamma_1 + \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \right)$$

Für die äußere Zone gilt:

$$\sigma_{k2} = 1,0, \sigma_{\omega 2} = 0,857, \gamma_2 = 0,44, \beta_{\omega 2} = \beta_k \left(\gamma_2 + \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \right)$$

mit $\kappa = 0,41$, $\beta_k = 0,09$ und der Übergangsfunktion

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta_k \omega y_{wall}}; \frac{500\nu}{y_{wall}^2 \omega} \right); \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y_{wall}^2} \right) \tag{3.29}$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega; 10^{-20} \right) \tag{3.30}$$

y_{wall} und ν bezeichnen hierbei den dimensionsbehafteten Wandabstand und die kinematische Viskosität. Durch Substitution erhält man $\beta_{\omega 1} = 0,07522$ und $\beta_{\omega 2} = 0,08282$. Die Funktion F_1 regelt den Übergang der Koeffizienten und des Kreuz-Diffusionsterms. Das Menter Baseline Modell liegt in den hier verwendeten Strömungslösern TAU und FLOWer in $k - \omega$ Formulierung vor.

Menter SST Turbulenzmodell Das Menter-SST Turbulenzmodell ist eine Weiterentwicklung des Menter-Baseline Modells. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Modellen besteht in der Limitierung der turbulenten Schubspannungen, die insbesondere bei Strömungen mit starkem positivem Druckgradienten von den meisten Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodellen überschätzt werden. Hierzu wird eine Schubspannungskorrektur eingeführt:

$$\mu_T = \min \left(\frac{\rho k}{\omega} ; \frac{a_1 \rho k}{\Omega F_2} \right) \quad (3.31)$$

mit

$$F_2 = \tanh \left(\arg_2^2 \right), \quad \arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta_k \omega y_{wall}} ; \frac{500 \nu}{y_{wall}^2 \omega} \right) \quad (3.32)$$

$$\bar{\Omega} = \sqrt{2\Omega : \Omega}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.33)$$

wobei $a_1 = 0,31$ die Bradshaw-Konstante repräsentiert und der Operator $:$ die Verjüngung bzw. die Kontraktion des Tensors Ω bezeichnet. Die Koordinaten x_i bzw. x_j sowie die Geschwindigkeiten u_i bzw. u_j entsprechen den kartesischen Koordinaten x, y, z bzw. den lokalen Geschwindigkeiten u, v, w . Der Ansatz nach Bradshaw limitiert das Spannungsverhältnis $\frac{u'v'}{k}$ auf $\frac{u'v'}{k} \leq 0,31$. Weiterhin sind die Turbulenzkonstanten gegenüber dem Baseline-Modell teilweise modifiziert:

$$\sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5, \quad \gamma_1 = 0,555556, \quad \beta_{\omega 1} = \beta_k \left(\gamma_1 + \frac{\sigma_{\omega 1} k^2}{\sqrt{\beta_k}} \right)$$

Für die Strömungssimulationen am Stratosphärenobservatorium SOFIA wurde das Menter-SST Turbulenzmodell verwendet, da dieses, verglichen mit den weiteren in TAU verfügbaren Zwei-Gleichungs-Wirbelviskositätsmodellen, die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Messwerten zeigte.

3.2.7 Detached Eddy Simulation

Die instationäre Umströmung des SOFIA-Windkanalmodells wurde mittels natürlicher DES simuliert, d.h. die LES-Zonen wurden nicht vorab definiert, sondern basierend auf den lokalen Strömungsgrößen und den

Gitterweiten vom Verfahren gewählt. Hierbei kam das Spallart-Allmaras DES-Feinstrukturmodell zum Einsatz, das auf dem originalen Spalart-Allmaras Wirbelviskositätsmodell beruht [3, 128]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\nu}) + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho\tilde{\nu}) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_L + \rho\tilde{\nu}}{\sigma} \nabla\tilde{\nu} \right) - \rho \frac{c_{b2}}{\sigma} (\nabla\tilde{\nu})^2 = P - \epsilon \quad (3.34)$$

wobei μ_L die laminare Viskosität bezeichnet und der Produktionsterm P und der Destruktionsterm ϵ wie folgt definiert sind:

$$P = c_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu}, \quad \epsilon = c_{w1}f_w\rho \left(\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{d}} \right)^2 \quad (3.35)$$

$\tilde{\nu}$ bezeichnet die turbulente kinematische Viskosität, c_{b1} , c_{b2} , c_{w1} und σ repräsentieren empirische Konstanten und f_w steht für die sogenannte Wall-Blockage Funktion. Der Unterschied zum ursprünglichen Spalart-Allmaras Turbulenzmodell besteht lediglich in der Modifikation der Längenskala d bzw. \tilde{d} im Destruktionsterm. Im SA-Modell entspricht d dem Abstand zur nächsten Wand, im DES-Modell wird d durch \tilde{d} ersetzt, wobei dieser definiert ist als:

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad \text{mit } \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (3.36)$$

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$ entsprechen den Gitterweiten in x-, y-, und z-Richtung. Hiermit wird garantiert, dass innerhalb Grenzschichten mit $d \ll \Delta$ der RANS-Mode aktiv ist, obwohl $\Delta y \ll d$ und das Verhältnis zwischen $(\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}}$ und d undefiniert ist. Innerhalb der Grenzschicht, wo die maximale Zelldimension in der Regel größer ist als der lokale Wandabstand, orientiert sich die Längenskala somit überwiegend am Wandabstand, im Außenbereich entsprechend an der lokalen Zellgröße. Mittels Kalibrierungen wurde für homogene isotrope Turbulenz der Wert $C_{DES} = 0,65$ ermittelt.

Durch Gleichsetzen von Produktions- und Destruktionsterm $P = \epsilon$ lässt sich das Modell formal zu $\tilde{\nu}\tilde{S} \sim (\tilde{\nu}/\Delta)^2$ reduzieren, was dem Smagorinsky-Modell $\nu_{SGS} \sim \tilde{S}\Delta^2$ entspricht [125]. Weiterhin ist in dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten TAU-Code die Low-Re Modifikation nach Strelets implementiert:

$$\tilde{d} = \min(d, \Psi C_{DES}\Delta) \quad \text{mit } \Psi^2 = \frac{1 - c_{b1}f_{v2}/(c_{w1}\kappa^2 f_w^*)}{f_{v1}} \quad (3.37)$$

f_w^* , f_{v1} , f_{v2} und κ bezeichnen empirische Konstanten. Diese auch als „DES97“ bekannte Formulierung stellt sehr hohe Anforderungen an die Qualität des Rechengitters. Eine der Schwächen des Verfahrens ist die unter dem Begriff „Grid Induced Separation“ (GIS) bzw. „Modelled Stress Depletion“ (MSD) bekannte unphysikalische gitterinduzierte Strömungsablösung, hervorgerufen durch abrupte Verfeinerung der Zellen in Strömungsrichtung und die damit verbundene plötzliche Reduktion der turbulenten Viskosität. Bei der von Spalart et al. entwickelten „Delayed Detached Eddy Simulation“ (DDES) [127] geht neben der lokalen Gitterweite zusätzlich die berechnete Wirbelviskosität der Strömung zur Bestimmung der Filterweite des Feinstrukturmodells ein und verhindert, dass der LES-Bereich zu weit in den Grenzschichtbereich eindringt. Nebenbei wird durch die Modifikation ein weiterer erwünschter Effekt erzielt, der die Problematik der im Allgemeinen verzögerten Anfachung des LES-Anteils reduziert. Der Übergang zwischen der RANS- und der LES-Zone erfolgt durch den DDES-Ansatz schneller, die unerwünschte Grauzone zwischen beiden Zonen verkleinert sich, turbulente Strukturen können sich früher ausbilden und führen zu einem realistischeren Verhalten.

3.3 Grundgleichungen der Akustiksimulation

Neben den instationären CFD-Strömungssimulationen wurden im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit weiterhin Akustiksimulationen durchgeführt, um die charakteristischen Hohlraum-Resonanzmoden zu bestimmen und den Geometrieinfluss auf Frequenzen und Dämpfungsverhalten zu untersuchen.

Die Ausbreitung schwacher Störungen in ruhenden Medien wird durch die Wellengleichung beschrieben. Unter der Annahme der zeitlichen Periodizität $\exp(-i\omega t)$, wobei ω die Kreisfrequenz ist, kann die Wellengleichung zur Helmholtzgleichung reduziert werden:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi(x, y, z) + K^2 \phi(x, y, z) = 0 \quad (3.38)$$

$\phi(x, y, z)$ bezeichnet das Geschwindigkeitspotenzial, $K = \omega l_{ref} / c_0$ ist die dimensionslose Frequenz, wobei $\frac{K}{2\pi}$ auch als Helmholtz-Zahl bekannt ist. Im Folgenden werden Längen mit der Referenzlänge l_{ref} , Geschwindigkeiten mit der Schallgeschwindigkeit c_0 , Dichten mit der Dichte ρ_0 der Umgebung, und Drücke mit $\rho_0 c_0^2$ dimensionslos gemacht. Die zeitunabhängige dimensionslose Störgeschwindigkeit und der Stördruck sind

gegeben durch $\mathbf{v}(x, y, z) = \nabla\phi$ und $p(x, y, z) = iK\phi$. Die Vorgabe von Randbedingungen zur Berechnung von Resonanzen in Körpern, die der freien Atmosphäre ausgesetzt sind, stellt eine große modellierungstechnische Schwierigkeit dar. Das in Wirklichkeit unendlich große Gebiet muss in der Rechnung durch einen künstlichen Fernfeldrand begrenzt werden. An dieser in Wirklichkeit nicht existenten Grenze des Rechengebietes dürfen nach außen laufende Wellen nicht reflektiert werden. Die Umsetzung dieser Forderung gestaltet sich wesentlich schwieriger als die Erfüllung der Neumann-Randbedingung $\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0$ an festen Wänden zur Darstellung der Reflexion von Wellen. Ein Ansatz zur Gewährleistung absorbierender Fernfeldgrenzen stellt die PML-Methode (Perfectly Matching Layer) nach Berenger [18] dar. Die kartesischen Koordinaten $x, y, z \in \mathbb{R}$ werden hierzu in die komplexen Koordinaten $\xi, \eta, \zeta \in \mathbb{C}$ überführt. Die erweiterte Lösung $\tilde{\phi}(\xi, \eta, \zeta)$ erfüllt die gleiche Differentialgleichung wie $\phi(x, y, z)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \tilde{\phi}(\xi, \eta, \zeta) + K\tilde{\phi}(\xi, \eta, \zeta) = 0 \quad (3.39)$$

Für die erweiterten komplexen Koordinaten ξ , η , und ζ gilt:

$$\begin{aligned} \xi(x) &= x + i\sigma_x(x) \\ \eta(y) &= y + i\sigma_y(y) \\ \zeta(z) &= z + i\sigma_z(z) \end{aligned} \quad (3.40)$$

mit $\sigma_{x,y,z} > 0$ als Dämpfungsfunktion, die innerhalb des Rechengebietes folgendermaßen verteilt ist:

$$\sigma_x(x) = \begin{cases} \sigma_{x,0}(x - x_0)^\beta & x > x_0 \\ 0 & |x| \leq x_0 \\ -\sigma_{x,0}(-x - x_0)^\beta & x < -x_0 \end{cases} \quad (3.41)$$

$$\sigma_y(y) = \begin{cases} \sigma_{y,0}(y - y_0)^\beta & y > y_0 \\ 0 & |y| \leq y_0 \\ -\sigma_{y,0}(-y - y_0)^\beta & y < -y_0 \end{cases} \quad (3.42)$$

$$\sigma_z(z) = \begin{cases} \sigma_{z,0}(z - z_0)^\beta & z > z_0 \\ 0 & z \leq z_0 \end{cases} \quad (3.43)$$

Die Verteilung von $\sigma_{x,y,z}$ ist für einen Schnitt parallel zur x-z-Ebene in Abb. 3.2 dargestellt.

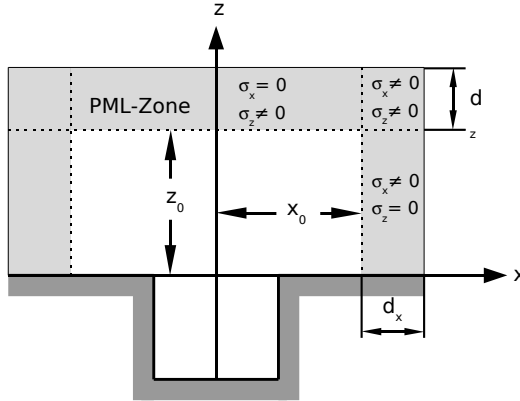


Abb. 3.2: 2D-Darstellung der PML-Zone

Im Übergangsbereich zwischen dem inneren Rechengebiet und der PML-Dämpfungszone ist die Dämpfungsgröße $\sigma_{x,y,z}$ null und steigt dann bis zum Außenrand entsprechend des Potenzgesetzes mit dem Exponenten $\beta \geq 1$ an. Unter Anwendung der Kettenregel lässt sich die Funktion $\phi_{PML}(x, y, z) := \tilde{\phi}(\xi(x), \eta(y), \zeta(z))$ nach Koch [60] wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi'(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\xi'(x)} \frac{\partial \phi_{PML}}{\partial x} \right) + \frac{1}{\eta'(y)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\eta'(y)} \frac{\partial \phi_{PML}}{\partial y} \right) \\ + \frac{1}{\zeta'(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\zeta'(z)} \frac{\partial \phi_{PML}}{\partial z} \right) + K^2 \phi_{PML} = 0 \end{aligned} \quad (3.44)$$

wobei ξ' , η' und ζ' die Ableitungen der komplexen Koordinaten ξ , η und ζ nach den kartesischen Koordinaten x , y und z darstellen. Es lässt sich nun zeigen, dass ϕ eine lediglich nach außen gerichtete Komponente besitzt, sofern $\phi_{PML}(x, y, z)$ mit $|x|$, $|y|$, $|z| \rightarrow \infty$ exponentiell abnimmt. Dies kommt dem Setzen von Dirichlet-Randbedingungen in endlicher Entfernung $\pm(x_0 + d_x)$, $\pm(y_0 + d_y)$ und $+(z_0 + d_z)$ gleich:

$$\phi_{PML}(\pm(x_0 + d_x), y, z) = 0, \phi_{PML}(x, \pm(y_0 + d_y), z) = 0,$$

$$\phi_{PML}(x, y, +(z_0 + d_z)) = 0 \quad (3.45)$$

mit den Dicken d_x , d_y und d_z der PML-Schicht in x -, y -, und z -Richtung. Man erhält dadurch ein Eigenwertproblem für ein geschlossenes Gebiet, das sich mit Standardlösern berechnen lässt.

Aus dem Realteil $Re(K)$ der Eigenwerte lässt sich die zugehörige dimensionsbehaftete Frequenz f der jeweiligen Eigenfunktion ermitteln:

$$f = \frac{Re(K) \cdot c_0}{2\pi l_{ref}} \quad (3.46)$$

Aus dem Imaginärteil $Im(K)$ der Eigenwerte lassen sich Aussagen über die Dämpfung der Akustikmoden treffen, der Qualitätsfaktor

$$Q = \left| \frac{Re(K)}{2 \cdot Im(K)} \right| \quad (3.47)$$

gibt das Verhältnis zwischen der im System gespeicherten mittleren Energie und der pro Zyklus abgegebenen Energie an.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass sich die Herleitung der Gleichungen auf ein ruhendes Medium mit verschwindender mittlerer Geschwindigkeit bezieht, was für den Innenraum von überströmten Cavities aufgrund der Strömungsgeschwindigkeit nur annähernd erfüllt ist. Da die mittlere Machzahl im Innern der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Cavities größtenteils kleiner als 0,1 ist, kann der dadurch verursachte Fehler als gering betrachtet werden.

In Abb. 3.3 sind die Eigenwerte sowie ausgewählte zugehörige Eigenmoden einer 2D-Cavity mit $L/D = 0,8$ exemplarisch dargestellt. Akustische Moden mit jeweils der gleichen Wellenzahl in x -Richtung liegen in einer gemeinsamen Reihe übereinander, wobei mit zunehmender Wellenzahl in z -Richtung der Betrag des Imaginärteils ansteigt (im Diagramm durch eine blau gestrichelte Linie angedeutet). Die Moden der in x -Richtung nächst höheren Wellenzahl liegen auf einer zu höheren Werten von $Re(K)$ verschobenen Reihe (im Diagramm durch eine rot gestrichelte Linie angedeutet).

Die Berechnung der akustischen Resonanzmoden wurde mit dem Programm NETGEN/NGSOLVE [121] von Joachim Schöberl der Universität Linz durchgeführt. Mit Hilfe dieses High-Order Finite-Element-

Lösers lassen sich verschiedenste Differentialgleichungen aus dem Bereich der Strukturmechanik, der Wärmeleitung, der Akustik und der Magnetfeldsimulation numerisch lösen.

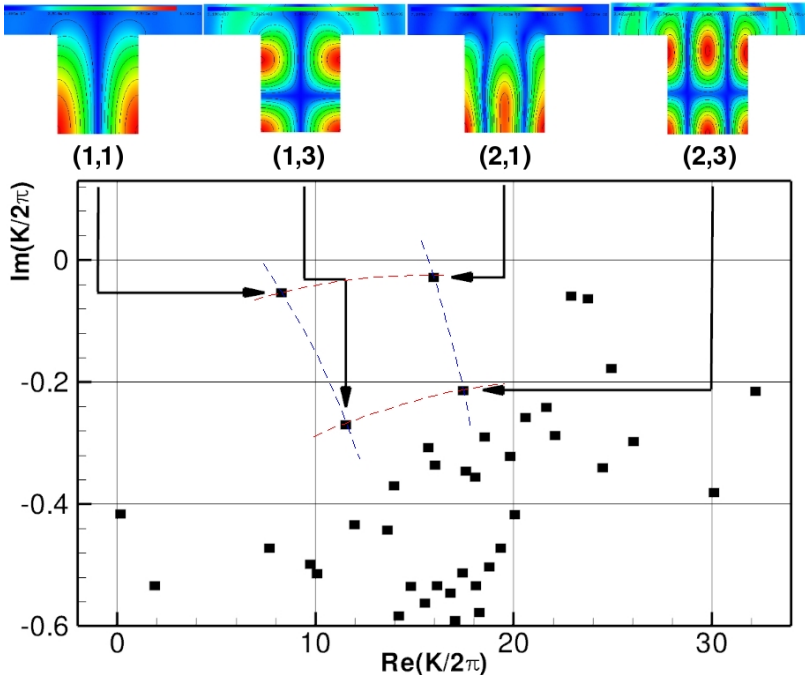


Abb. 3.3: Akustische Resonanzmoden am Beispiel einer 2D-Cavity mit $L/D = 0,8$ sowie zugehörige komplexe Eigenwerte

3.4 Numerische Rechengitter

Zur numerischen Lösung der physikalischen Erhaltungsgleichungen wird das Rechenggebiet räumlich diskretisiert. Den jeweiligen lokalen Strömungsphänomenen entsprechend erfolgt dies mittels Prismen, Tetraedern, Hexaedern und Pyramiden. Prismen ermöglichen die Auflösung hoher Gradienten in Richtung der Normalen der Dreiecksfläche bei einer gleichzeitig unabhängigen Auflösung in die beiden anderen senkrecht dazu

stehenden Richtungen, was bei RANS im Bereich der Grenzschicht erforderlich ist. Isotrope und anisotrope Tetraeder bieten die Möglichkeit, beinahe uneingeschränkt komplexe Regionen des Strömungsfeldes zu vernetzen oder den Übergang zwischen verschiedenen inkompatiblen Blöcken zu realisieren. Ein großer Teil des SOFIA-Teleskopschachts wurde beispielsweise mit Tetraedern vernetzt. Hexaeder ermöglichen eine in alle drei Raumrichtungen unabhängige räumliche Auflösung, außerdem zeichnen sie sich aufgrund ihrer strukturierten Topologie durch eine hohe erzielbare Genauigkeitsordnung aus. Mittels Pyramiden lässt sich der Übergang zwischen Elementtypen mit dreieckigen und viereckigen Flächenelementen realisieren. Die Vernetzung komplexer Rechengebiete ist mit diesem hybriden Ansatz im Vergleich zur blockstrukturierten Methode wesentlich einfacher, zudem besteht die Möglichkeit der automatischen Gitteradaptation.

3.4.1 Gitterqualität

Zur Gewährleistung einer gitterunabhängigen Lösung sollten rund 30-40 Prismenzellen in Normalenrichtung innerhalb der Grenzschicht liegen, wobei ein y^+ -Wert von etwa eins der wandnächsten Zelle zur Auflösung der viskosen Unterschicht notwendig ist, sofern das Turbulenzmodell die Grenzschicht vollständig auflöst und nicht mit einer internen Wandfunktion arbeitet. Zur Berücksichtigung der beiden Aspekte beim Erstellen der Rechengitter lassen sich die zwei Größen mit den Gleichungen für die turbulent umströmte ebene Platte abschätzen.

Nach [89] berechnet sich der y^+ -Wert eines Punktes im Strömungsfeld zu

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y_{wall}}{\mu} \quad (3.48)$$

wobei μ für die dynamische Viskosität des Fluids und u_τ für die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{2} V^2 c_f} \quad (3.49)$$

stehen. c_f bezeichnet den lokalen dimensionslosen Reibungsbeiwert.

Eine Möglichkeit, y_{wall} bei vorgegebenem y^+ -Wert abzuschätzen, bietet die modifizierte Grenzschichtgleichung nach Blasius

$$y_{wall} = 6 \left(\frac{V}{\nu} \right)^{-\frac{7}{8}} \left(\frac{l_{ref}}{2} \right)^{\frac{1}{8}} y^+ \quad (3.50)$$

mit der Referenzgeschwindigkeit V , der Referenzlänge l_{ref} und der kinematischen Viskosität ν . Durch Ersetzen von $\frac{V}{\nu}$ durch die Einheitsreynoldszahl Re_m , die Definition von l_{ref} als Lauflänge x und Umformen von Gl. (3.50) erhält man für $y^+ = 1$ schließlich den gewünschten Zusammenhang zwischen Wandabstand und Lauflänge:

$$y_{wall} = 5,5 (Re_m \cdot x)^{-\frac{7}{8}} \cdot x \quad (3.51)$$

Die Grenzschichtdicke berechnet sich für vollturbulente Strömungen entlang einer ebenen Platte nach [153] zu

$$\delta = 0,37 \cdot x \cdot \left(\frac{\nu}{V \cdot x} \right)^{\frac{1}{5}} = 0,37 \cdot x \cdot (Re_x)^{-\frac{1}{5}} \quad (3.52)$$

Der Übergangsbereich zwischen Grenzschicht und Außenströmung sollte vollständig innerhalb des Prismenblocks liegen und die Zellen eine wandnormale Ausdehnung von jeweils 10% der gesamten Grenzschichtdicke nicht überschreiten. Obwohl die Strömungsgeschwindigkeit dort nur noch einen sehr geringen Gradienten in Richtung der Wandnormalen aufweist, müssen die hohen Gradienten der Turbulenzgrößen (insbesondere der turbulenten kinetischen Energie k) aufgelöst werden. Zu grobe Netzauflösung in diesem Bereich führt zu Fehlern bei der Berechnung des Impulsaustausches der Grenzschicht mit der Außenströmung und kann zur Instabilität des Lösungsalgorithmus führen. In der Praxis hat sich eine Gesamthöhe des Grenzschicht-Prismenblocks von etwa 150% der Grenzschichtdicke bewährt. Für die Dimensionen der Oberflächenzellen parallel zur Wand empfiehlt Spalart [129] eine Obergrenze von $\Delta x^+ = \Delta z^+ = 8000$.

Neben den oben genannten Eigenschaften stellt die Detached Eddy Simulation zur Gewährleistung einer hohen Ergebnisqualität zusätzliche Bedingungen an die Netztopologie. Da die Auflösung wirbelbehaltener Strömungen durch die größte Zelldimension bestimmt wird, sollten LES-Regionen im Gegensatz zu RANS-Bereichen nach Möglichkeit durch isotrope Zellen aufgelöst werden. Um beispielsweise eine Wirbelstruktur mit einem Verfahren zweiter Ordnung im Raum aufzulösen, dürfen die maximalen Kantenlängen der Zellen nicht größer sein als ein Fünftel des Wirbeldurchmessers. Durch Vorgabe der lokalen Netzauflösung wird die Grenze zwischen den aufgelösten und den modellierten Turbulenzskalen

vorgegeben, und damit die Filterweite des Feinstrukturmodells festgelegt. Aus dieser Tatsache heraus ergibt sich im Vergleich zu RANS eine wesentlich höhere Gitterabhängigkeit der Lösung.

3.4.2 Gitterkonvergenz

Die mit der Diskretisierung des Rechengebietes einhergehende Unsicherheit lässt sich mit Hilfe des Richardson-Extrapolationsverfahrens [99] quantifizieren. Unter Annahme von asymptotischem Konvergenzverhalten lässt sich durch Vergleich von Rechenergebnissen, die auf unterschiedlich feinen Gittern berechnet wurden, ein sogenannter Grid-Convergence Index (GCI) ermitteln, der im Rahmen der zugrundeliegenden Theorie die Abweichung zum diskretisierungsfehlerfreien asymptotischen Ergebnis ausdrückt.

Stellen f_1 , f_2 und f_3 beispielsweise die Lösungen auf einem feinen, einem mittleren und einem groben Rechengitter dar, so lässt sich die tatsächliche Genauigkeitsordnung wie folgt berechnen:

$$p = \ln \left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right) / \ln(r) \quad (3.53)$$

Hierbei bezeichnet $r = \frac{n_1}{n_2} = \frac{n_2}{n_3}$ die Verfeinerungsrate, wobei n_1 , n_2 bzw. n_3 jeweils die Anzahl der Zellen pro Raumrichtung für das feine, das mittlere bzw. grobe Rechengitter darstellen.

Der Gitter-Konvergenz Index für das feine Gitter ist definiert als

$$GCI[\text{Gitterlevel } 1] = 1,25 \cdot \frac{\left| \frac{f_2 - f_1}{f_1} \right|}{2^p - 1} \cdot 100 \quad (3.54)$$

Für das mittelfeine Gitter berechnet sich der Gitter-Konvergenz Index zu

$$GCI[\text{Gitterlevel } 2] = 1,25 \cdot \frac{\left| \frac{f_3 - f_2}{f_2} \right|}{2^p - 1} \cdot 100 \quad (3.55)$$

Als Variable kann jede lokale oder globale Strömungsgröße sowie die l^2 -Norm von lokalen Größen angesetzt werden:

$$|x| = \sqrt{\sum_{k=1}^n |x_k|^2} \quad (3.56)$$

Bei CFD-Rechnungen auf unstrukturierten Gittern, wie sie bei komplexen dreidimensionalen praxisrelevanten Geometrien häufig zum Einsatz kommen, ist eine strukturierte bzw. systematische Verfeinerung des gesamten Diskretisierungsgebietes nicht möglich, die Verfeinerungsrate r variiert lokal. Das Verfahren in der oben beschriebenen Form lässt sich formal nicht mehr anwenden. Nach Roache [99] lässt sich in diesen Fällen eine globale Verfeinerungsrate

$$\tilde{r} = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^{1/D} \quad (3.57)$$

definieren, wobei N_1 bzw. N_2 die Gesamtzahl aller Elemente im feinen bzw. groben Gitter darstellen und D die Dimensionalität bezeichnet. Diese Modifikation ist jedoch mit Vorsicht zu behandeln, da die fundamentale Annahme einer strukturierten Gitterverfeinerung nicht mehr erfüllt ist und die Genauigkeit über- bzw. unterschätzt werden kann. Beispielsweise könnte eine lokale Verfeinerung innerhalb eines kleinen kritischen Bereiches, kombiniert mit einer Vergrößerung in einem wesentlich größeren, aber unbedeutendem Gebiet zur Verbesserung des Ergebnisses bei gleichzeitiger Reduktion der Gesamt-Zellenzahl führen.

4 Grundlagenuntersuchungen

Die Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter der Anströmung und der Geometrie auf die instationären Strömungsvorgänge sowie die Validierung der Simulationsmodelle wurde im Rahmen dieser Arbeit an abstrahierten 2D-Cavities durchgeführt. Aufgrund der einfachen Geometrien ließen sich die Rechengebiete mittels blockstrukturierter Gitter diskretisieren und besonders rechenzeiteffiziente Lösungsmethoden anwenden. Die Strömungssimulationen wurden mit dem Strömungslöser FLOWer [10] durchgeführt, die Berechnung der akustischen Resonanzen erfolgte mit dem Finite-Element Löser NGSOLVE [121].

4.1 2D-Cavity

Wie bereits in Kap. 2 erläutert, ist der bei Cavityströmungen zu selbsterhaltenden Druckfluktuationen führende Feedbackmechanismus rein zweidimensionaler Natur. Die Umströmung sowie die bei tiefen Cavities angeregten akustischen Resonanzen sind in der Regel dreidimensionale Erscheinungen, unter gewissen Umständen lassen sich diese jedoch in guter Näherung zweidimensional abbilden.

Entscheidend für die Übertragbarkeit ist der Aufbau bzw. die Dreidimensionalität der freien Scherschicht. Zeigt diese ausgeprägt dreidimensionale Strukturen mit einem signifikanten Einfluss auf das Strömungsfeld, liefert die 2D-Simulation aufgrund des Fehlens dieser Effekte unphysikalische Ergebnisse. Für eine sinnvolle zweidimensionale Modellierung von Cavityströmungen mit dominierenden akustischen Resonanzmoden ist weiterhin die Übereinstimmung zwischen den zwei- und den dreidimensionalen akustischen Resonanzmoden von Bedeutung. Zeigt die abstrahierte zweidimensionale Geometrie hinsichtlich ihrer akustischen Resonanzfrequenzen deutliche Unterschiede zur dreidimensionalen Cavity, führt dies zu einer Verfälschung der Amplituden und Frequenzen der charakteristischen Peaks im Druckspektrum.

Es sei hier schon vorab festgestellt, dass die instationäre quasi zweidimensionale Simulation des komplexen SOFIA-Teleskopschachts frag-

würdige Ergebnisse liefert. Im Bereich der Scherschicht zeigte die 2D-Simulation zwar eine große Ähnlichkeit mit der 3D-Simulation in Bezug auf die Grundströmungsmuster, d.h. vergleichbare Machzahlen sowie nahezu identische Stromlinien. Aufgrund der völlig verschiedenen akustischen Resonanzcharakteristiken beider Hohlräume unterscheiden sich die berechneten instationären Fluktuationen sowohl in Bezug auf die charakteristischen Frequenzen als auch in den vorhergesagten Amplituden grundlegend voneinander. Eine zweidimensionale Simulation der dreidimensionalen aeroakustischen Effekte ist bei dieser Konfiguration ausgeschlossen.

Die von Forestier et al. [35] untersuchte Cavity mit quadratischem Grundriss und einem Längen-Tiefenverhältnis von $\frac{L}{D} = 0,42$ bei einer Anström-Machzahl von $Ma = 0,8$ erfüllt hingegen die oben genannten Voraussetzungen der Übertragbarkeit. Aufgrund des verhältnismäßig strukturierten zweidimensionalen Charakters der Scherschicht und der Dominanz der akustischen Resonanzen zeigen die Ergebnisse der zweidimensionalen URANS-Simulation eine hervorragende Übereinstimmung mit den Windkanal-Messdaten der dreidimensionalen Cavity. Da diese Konfiguration sehr intensiv vermessen wurde und umfangreiche Daten vorliegen, wurde sie als Referenzfall für die Untersuchungen dieses Kapitels ausgewählt.

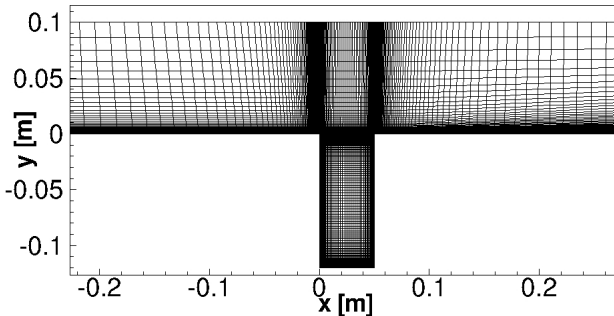


Abb. 4.1: Rechengitter der Cavity nach Forestier et al. [35]

In Abb. 4.1 ist das in den URANS-Simulationen verwendete Rechengitter im Bereich der Cavity dargestellt. Es besteht aus 4 strukturierten Blöcken mit insgesamt 45 312 Zellen. Die 0,05m lange und 0,12m tiefe Cavity ist Teil eines rechteckigen Kanals, stromauf der Cavity bildet

sich entlang einer 0,55m langen ebenen Platte eine turbulente Grenzschicht aus. Die obere Seite des Kanals bei $y = 0,1\text{m}$ wurde als reibungsfreie ebene Platte modelliert, die an der Kanaldecke anwachsende Grenzschicht wurde nicht berücksichtigt. Der Einströmrand des Rechengebietes liegt 0,6m stromauf der Cavity-Vorderkante, der Ausströmrand 0,3m stromab der Rückwand. An beiden Rändern wurden charakteristische Fernfeldrandbedingungen vorgeschrieben. Im Bereich der Scherschichten ist das Netz in Richtung der hohen Gradienten entsprechend verdichtet. Zur Gewährleistung einer korrekten Grenzschichtauflösung aller reibungsbehafteten Wände wurden y^+ -Werte der wandnächsten Zellen von eins angestrebt. Die Grenzschicht wurde mit mindestens 40 Zellen in Wandnormalenrichtung aufgelöst.

Zur Beurteilung des Diskretisierungsfehlers wurde im Bereich der ebenen Platte stromauf der Cavity eine Gitterkonvergenzstudie nach Roache entsprechend Kap. 3.4.2 für laminare Anströmung durchgeführt. An vier verschiedenen Stellen auf der ebenen Platte wurden basierend auf dem lokalen Reibungsbeiwert $c_{f,\infty} = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2}u_\infty^2}$ die Konvergenzordnung (siehe Gl. (3.53)) sowie der Grid-Convergence Index (siehe Gl. (3.55)) berechnet und gemittelt. Für die Konvergenzordnung ergab sich ein Wert von 2,0, der Grid-Convergence Index des Gitters liegt bei 7%. Gemäß der Theorie des Richardson-Extrapolationsverfahrens beträgt der Diskretisierungsfehler demnach 7%. Basierend auf dieser Erkenntnis wurde für die folgenden instationären Cavity-Rechnungen diese Gitterauflösung gewählt. Die physikalische Zeitschrittweite wurde in der Rechnung auf $3,3\mu\text{s}$ festgelegt, die zeitliche Auflösung des ersten bzw. vierten Modes erfolgt damit durch etwa 150 bzw. 38 Zeitschritte. Rechnungen mit systematisch variiertem Zeitschrittweite zeigten einen weitestgehend vernachlässigbaren Einfluss auf das Ergebnis.

In Abb. 4.2 ist eine Momentaufnahme des Betrages der auf den Maximalwert bezogenen lokalen Wirbelstärke $\vec{\omega} = \text{rot}(\vec{v})$ sowie der Stromlinien im Bereich der Cavity-Scherschicht dargestellt. Die Scherschicht zeigt ausgeprägte Kelvin-Helmholtz Strukturen mit der charakteristischen Vortex-Shedding Frequenz von 4040 Hz. Dabei ist sowohl im Experiment als auch in der URANS-Simulation festzustellen, dass sich ein charakteristischer Zyklus aus drei Wirbelablösungen zusammensetzt. Die Trajektorien zweier aufeinanderfolgender Wirbelkerne befinden sich außerhalb der Cavity und sind flach nach außen gerichtet, jeder dritte Wirbel hingegen taucht in die Cavity ein und trifft knapp unterhalb der Hinterkante auf die Cavitywand auf. Die mittlere bezogene Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbelkerne entlang der Scherschicht wur-

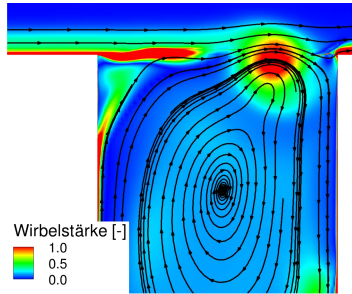


Abb. 4.2: Momentaufnahme der dimensionslosen Wirbelstärke und der Stromlinien im Bereich der Cavity-Scherschicht (Wirbelstärke mit Maximalwert normiert)

de anhand der Simulationsdaten zu $K = \frac{U_c}{U_\infty} = 0,544$ bestimmt, experimentelle Messungen von Forestier et al. [35] ergaben einen Wert von $K = 0,5$. Die mittels URANS-Simulation berechneten zeitlichen Druckverläufe wurden mittels diskreter Fouriertransformation (siehe Anhang B) in den Frequenzbereich transformiert. Abb. 4.3 zeigt den Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Druckspektrum bei $x = 0\text{mm}$, $y = -35\text{mm}$.

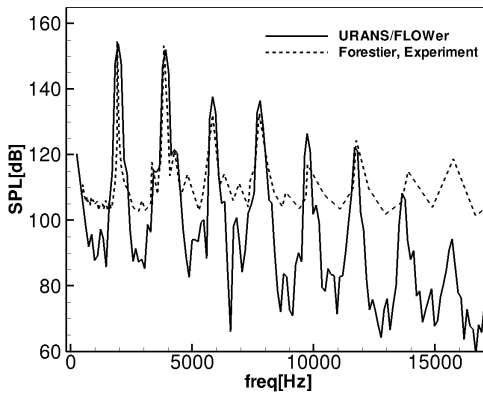


Abb. 4.3: Vergleich zwischen gemessenem [35] und berechnetem Druckspektrum bei $x = 0\text{mm}$, $y = -35\text{mm}$

Die niederfrequenten Peaks werden sowohl in Frequenz als auch in der Stärke sehr gut wiedergegeben. Die Abweichung der Amplitude gegenüber der Messung ist bei den ersten beiden Moden geringer als 1dB, beim dritten und vierten Mode beträgt der Fehler weniger als 5dB. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die am Einströmrand vorgegebene Stärke und die Längenskala der Freiströmturbulenz in der Simulation angepasst werden mussten, um diese Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Amplituden zu erzielen. Da diese Größen für das Experiment nicht dokumentiert waren, wurden sie empirisch ermittelt. In Bezug auf die charakteristischen Frequenzen der ersten vier Moden zeigt URANS im Vergleich zur Messung lediglich eine Abweichung von 2%. Bei höheren Frequenzen nehmen die in Kap. 2.5 angesprochenen Unsicherheiten der Modellierung zu und die Simulationsergebnisse weichen stärker von den Messungen ab. Die deutlichen Abweichungen der Amplituden in den Bereichen zwischen den Peaks ist auf die bereits angesprochene Schwäche des URANS-Verfahrens hinsichtlich der Darstellung des breitbandigen Hintergrundlärms zurückzuführen.

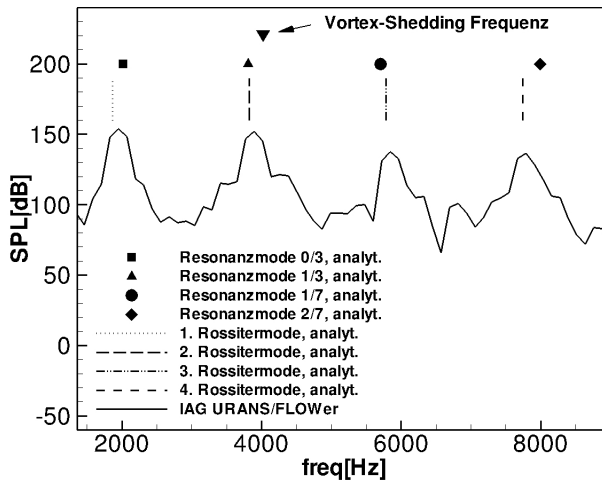


Abb. 4.4: Vergleich zwischen analytisch berechneten akustischen Resonanzfrequenzen nach Gl. (2.30), analytischen Rossiter-Frequenzen nach Gl. (2.10) und dem mit URANS berechneten Druckspektrum am Punkt $x = 0\text{mm}$, $y = -35\text{mm}$; Rossiter-Konstanten: $K = 0,544$; $\gamma = 0,05$

Für die untersuchte Cavity wurden mittels Gl. (2.10) die möglichen Frequenzen der ersten vier Rossiter-Moden bestimmt. In Abb. 4.4 sind diese Frequenzen als vertikale Linien eingezeichnet. Für die bezogene Konvektionsgeschwindigkeit K wurde der aus der URANS-Simulation gewonnene Wert 0,544 angesetzt, die Konstante γ zur Berücksichtigung der Phasendifferenz des Scatterings an der Cavity-Rückwand wurde gemäß Gl. (2.6) zu 0,05 ermittelt. Die vier analytisch bestimmten niederfrequenten Rossiter-Frequenzen fallen praktisch mit den Frequenzen der Peaks im Spektrum zusammen, ein eindeutiges Indiz dafür, dass die tatsächliche Ursache der Fluktuationen auf den in Kap. 2.1 beschriebenen Feedback-Mechanismus des Shear-Layer Modes zurückzuführen ist. Die charakteristische Frequenz des Vortex-Sheddings liegt im Bereich des zweiten Rossiter-Moden und ist in Abb. 4.4 ebenfalls eingezeichnet. In Abb. 4.4 sind ebenfalls die mittels Gl. (2.30) berechneten möglichen akustischen Resonanzfrequenzen eingetragen, die nahe der Rossiter-Moden liegen. Wie in Kap. 2.4 erläutert, werden diese Moden begünstigt angeregt. Für die vier dominanten Frequenzen des Spektrums sind die mittels URANS berechneten spektralen Komponenten der Druckfluktuationen in Abb. 4.5 links dargestellt. Die Verteilung bei 1947Hz deutet auf eine stehende Welle in Tiefenrichtung mit einem Druckknoten innerhalb der Cavity hin. Per Definition charakterisiert diese Verteilung den Resonanzmode 0/3, der sich für die untersuchte Geometrie nach Gl. (2.30) zu 2018Hz berechnet. Bei dem im Spektrum bei 3894Hz auftretenden Peak handelt es sich gemäß der spektralen Verteilung der Druckfluktuationen um den gekoppelten Longitudinal-/Transversalmode 1/3. Die mittels analytischer Gleichung berechnete Frequenz liegt für diesen Mode bei 3809Hz. Die beiden Peaks bei 5842Hz bzw 7789Hz lassen sich ebenfalls als akustische Resonanzen identifizieren, ihre Fluktuationenmuster deuten auf die gekoppelten Moden 1/7 und 2/7 hin. Die auf der linken Seite von Abb. 4.5 dargestellten Fluktuationenmuster zeigen eine große Ähnlichkeit mit den rechts daneben abgebildeten Ergebnissen der NGSOLVE-Akustiksimulationen. Unterschiede zwischen den URANS-basierten Fluktuationenmustern und den akustischen Resonanzmoden zeigen sich in einer geringen Asymmetrie über die gesamte Cavity sowie einer deutlichen Deformation im Bereich der Scherschicht, wo in der Strömungssimulation hohe Machzahlen vorherrschen. Die Berechnung der akustischen Resonanzmoden mittels der Helmholtzschen Gleichungen geht wie in Kap. 2.4 erwähnt von einem ruhenden Medium aus, die Verzerrung der mittels URANS-berechneten Fluktuationenmuster ist auf die herrschende Strömungsgeschwindigkeit gemäß der URANS-Simulation zurückzuführen.

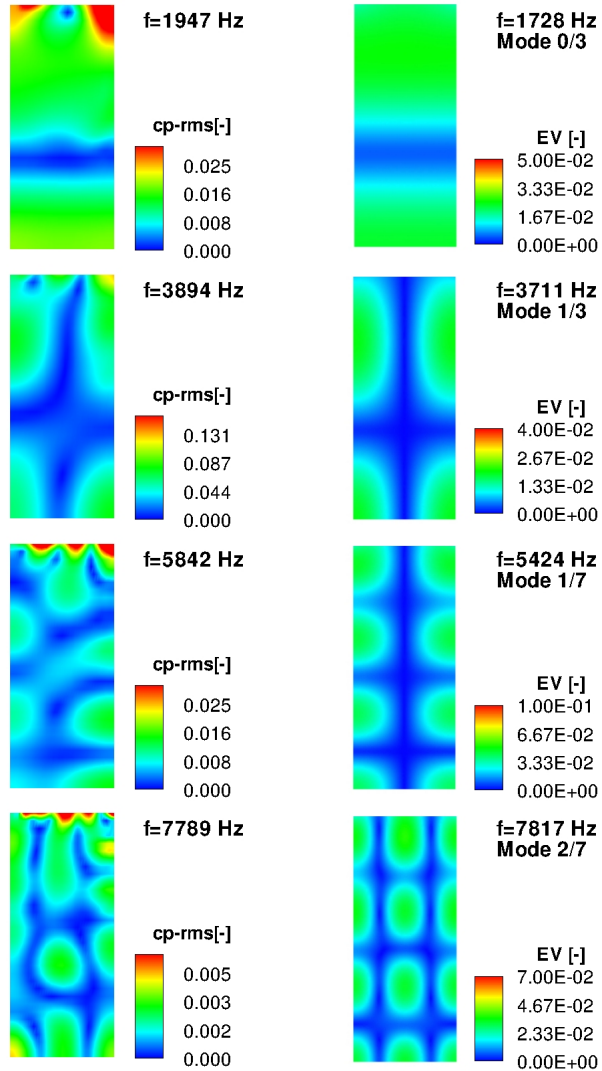


Abb. 4.5: Mittels FLOWER berechnete spektrale Komponenten der Druckfluktuationen ($c_{p,RMS}$) innerhalb der Cavity (links) sowie mit NGSOLVE berechnete akustische Resonanzmoden (Eigenvektoren, rechts) nach Christ [26]

Die über den gesamten Frequenzbereich integrierte räumliche Verteilung der Druckfluktuationen ist in Abb. 4.6 dargestellt. Die Form des Musters deutet auf die Dominanz der Moden 0/3 und 1/3 hin.

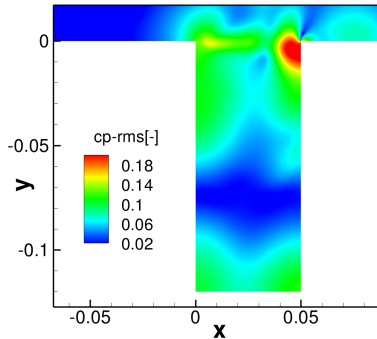


Abb. 4.6: Räumliche Verteilung der Druckfluktuationen innerhalb der Cavity (nach Gmelin [42])

Durch Betrachtung des Phasenverlaufs entlang des Störungs-Feedbackpfads bei den charakteristischen Frequenzen lässt sich zeigen, dass es sich bei den ersten vier Peaks im Spektrum tatsächlich um Rossiter-Moden handelt. Wie bereits in Kap. 2.1 beschrieben, beträgt die gesamte Phasenverschiebung des n -ten Rossiter-Modens entlang des Feedbackpfads das n -fache von 2π (siehe Gl. (2.10)). Entlang der Scherschicht ($y \approx 0\text{m}$) sowie entlang des Pfads der rücklaufenden akustischen Wellen direkt unterhalb der Scherschicht ($y \approx -0,03\text{m}$) wurden mittels DFT die Phasenverläufe der Druckfluktuationen für die Frequenzen der ersten vier Moden berechnet und daraus die gesamte Phasenverschiebung entlang der Pfade bestimmt. In Abb. 4.7 sind die Phasenverläufe für die kleinsten vier Peak-Frequenzen dargestellt. Zum Vergleich eingezeichnet ist weiterhin der Phasenverlauf, wie er von der linearen Stabilitätstheorie vorhergesagt wird. Hierfür wurden an mehreren diskreten Stützstellen in Strömungsrichtung Geschwindigkeitsprofile aus der zeitlich gemittelten URANS-Lösung extrahiert. Die Differenz entlang des gesamten Feedback-Pfades beträgt in allen vier Fällen in guter Näherung ein ganzzahliges Vielfaches von 2π , was diese als Rossiter-Moden 1-4 identifiziert.

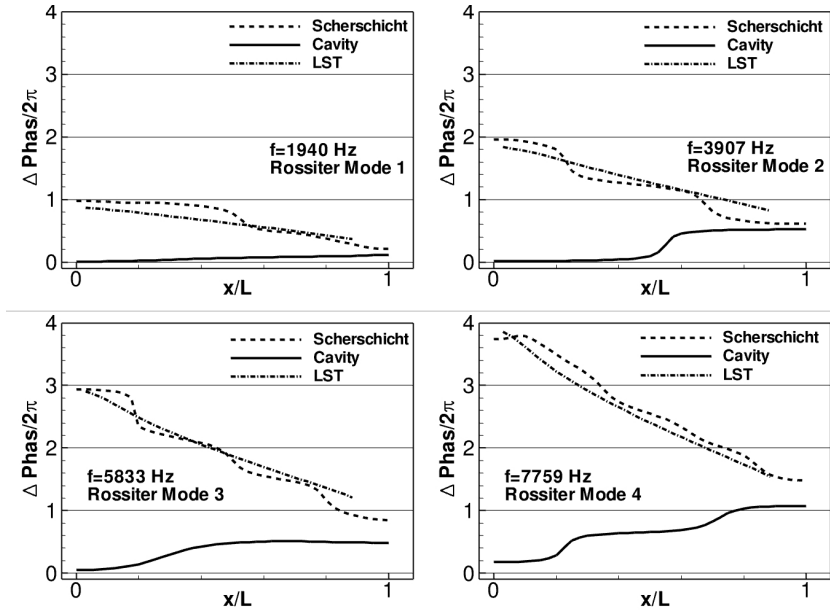


Abb. 4.7: Phasenplots für Mode 1-4

Neben dem Phasenverlauf liefert die lineare Stabilitätstheorie weiterhin die frequenzabhängige Charakteristik der Störungsanfachsung (siehe Kap. 2.3). In Abb. 4.8 ist die mit dem Code Linstab/Wielandt [11] berechnete, und anschließend in Strömungsrichtung integrierte räumliche Störungsanfachsung über der Frequenz für verschiedene diskrete x-Positionen aufgetragen. Die dimensionslos dargestellten Amplitudenwerte sind hierbei auf die Position $x_0/L = 0,02$ bezogen, die in diesem Fall als Referenzpunkt definiert wurde. Die Kurven zeigen eine Abnahme der charakteristischen Frequenz der maximalen Anfachsung in Strömungsrichtung. Bis zu einer Stromabposition von etwa 50% liegt die am stärksten angefachte Frequenz oberhalb von 8000Hz, in diesem Bereich der Scherschicht ist ein kontinuierlicher Amplitudenzuwachs in Strömungsrichtung zu erkennen. Nach 80% der Cavitylänge liegt das Amplitudenmaximum bei rund 6000Hz, weiter stromab bewirkt der dämpfende Einfluss der Rückwand eine Reduktion der Anfachsung. Jenseits von 80% ließen sich keine Amplitudenkurven mehr generieren. Aufgrund des Einflusses der Rückwand sind die Geschwindigkeitsprofile in diesem Bereich

zunehmend deformiert, die lineare Stabilitätstheorie liefert fragwürdige Ergebnisse. Es ist jedoch anzunehmen, dass die charakteristische Frequenz der maximalen Anfachungsamplitude dem Trend folgt und weiter absinkt. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Wahl des betrachteten Scherschichtbereiches einen nicht unerheblichen Einfluss auf das Ergebnis hat. Die Geschwindigkeitsprofile der Scherschicht sind aufgrund der Rückströmung in der Cavity im unteren Bereich teilweise deutlich deformiert, wodurch sich eine klare Abgrenzung der reinen Scherschicht von der übrigen Cavityströmung nicht mehr möglich ist.

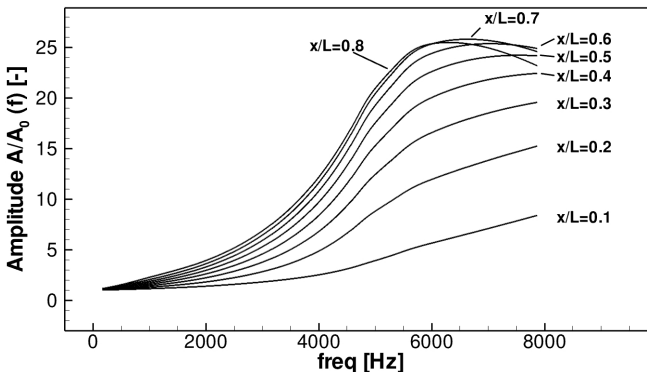


Abb. 4.8: In Strömungsrichtung integrierte Amplitude der Störungsanfachung, berechnet mittels linearer Stabilitätstheorie basierend auf zeitgemittelter URANS-Lösung

Um den im Experiment von Forestier et al. [35] vorhandenen Einfluss der oberen Kanalwand zu eliminieren, wurde im Rahmen der nachfolgenden Untersuchungen das Rechengebiet in positive y -Richtung sowie in beide x -Richtungen auf jeweils 5 Gittereinheiten erweitert (entspricht 100 Cavitylängen) und am oberen Fernfeldrand ebenfalls charakteristische Freiström-Randbedingungen vorgeschrieben. Ziel der nachfolgenden Untersuchungen war die Analyse der Physik der reinen Cavityströmung ohne Verfälschung der Ergebnisse durch Reflektionen an der oberen Kanalwand. Diese Maßnahme führt zu einer geringfügigen Reduktion der Amplituden des ersten und dritten Rossitermodes. Da die Frequenzen dieser beiden Cavitymoden sehr nahe an den Resonanzfrequenzen der Transversalmoden des geschlossenen Windkanalschachts liegen, wird vermutet, dass diese im Fall der geschlossenen Konfiguration durch die an-

geregten Resonanzmoden zusätzlich verstärkt werden. Es handelt sich hierbei um den zweiten und den sechsten transversalen Resonanzmode mit 1870Hz und 5620Hz ($\lambda_a = 0,11\text{m}$ bzw. $\lambda_a = 0,0367\text{m}$).

4.2 Einfluss der Machzahl

Abb. 4.9 zeigt die Abhängigkeit der Modelfrequenzen von der Machzahl. Die Ergebnisse der URANS-Rechnungen sind der analytischen Gleichung nach Rossiter sowie den experimentellen Daten von Forestier et al. gegenübergestellt. Wird die Machzahl der Anströmung verringert, zeigt sich sowohl im Experiment als auch in der Rechnung die Tendenz einer anwachsenden Strouhalzahl, entsprechend dem analytischen Modell von Rossiter (Gl. (2.10)), symbolisiert durch die mit Mode 1-4 gekennzeichneten durchgezogenen Linien.

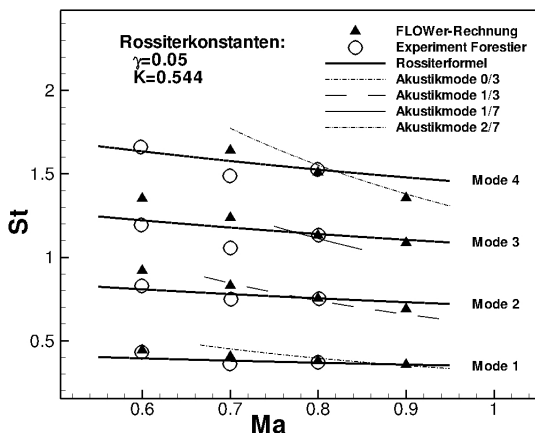


Abb. 4.9: Abhängigkeit der Strouhalzahl von der Machzahl; Rossiter-Konstanten: $K = 0,544$; $\gamma = 0,05$

Weiterhin sind die mittels Gl. (2.30) berechneten Strouhalzahlen der rein akustischen Resonanzmoden für eine rechteckige 2D-Cavity mit $\frac{L}{B} = 0,42$ aufgetragen. Im Bereich der Überschneidungen der Resonanzlinien mit den Rossiter-Linien zeigen die URANS-Simulationen die entsprechenden Resonanzmuster. In einigen Fällen sind die Peakfrequenzen geringfügig in Richtung der Resonanzlinien verschoben, insbesondere beim

zweiten und vierten Mode bei $Ma = 0,7$ und $Ma = 0,9$, was für eine ausgeprägte Dominanz der Akustikresonanzen spricht. Die stärkste Aktivität der Druckfluktuationen findet sich in diesen Fällen nicht bei der Frequenz der Anregung, sondern ist in Richtung der akustischen Resonanzfrequenz verschoben.

Der Einfluss der Machzahl lässt sich weiterhin am Verlauf des Druckspektrums erkennen. In Abb. 4.10 sind die Spektren für $Ma = 0,4$ und $Ma = 0,8$ dargestellt. Neben einem generellen Anstieg der Amplitude über beinahe den gesamten Frequenzbereich treten mit der Erhöhung der Machzahl weitere Peaks im Spektrum hervor, was im Einklang mit den allgemeinen Beobachtungen von Block [21] und Tracy [145] ist. Bei $Ma = 0,2$ konnte in der Simulation nur der dritte Rossiter-Mode, bei $Ma = 0,4$ nur der dritte und der fünfte Rossiter-Mode identifiziert werden, bei Machzahlen oberhalb von $0,7$ zeigte die Simulation alle unteren vier Rossiter-Moden.

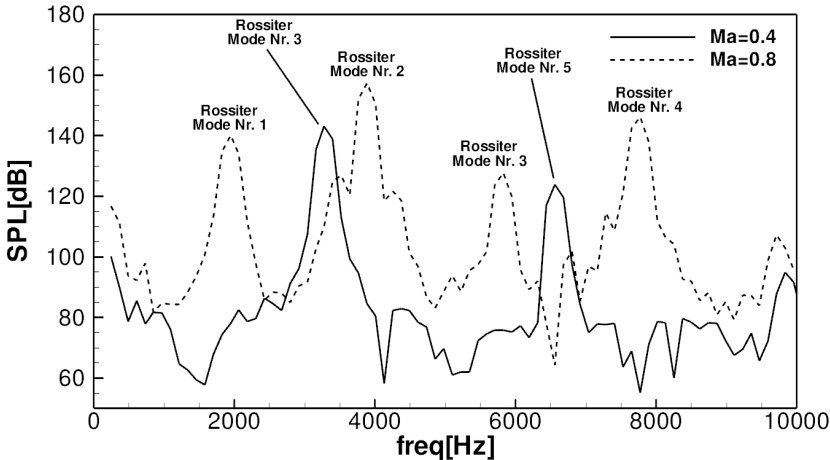


Abb. 4.10: Vergleich der Druckspektren bei $Ma = 0,4$ und $Ma = 0,8$ (berechnet für $x = 0\text{mm}$, $y = -35\text{mm}$)

4.3 Einfluss des Verhältnisses L/D

Das Verhältnis zwischen Cavylänge und -tiefe entscheidet maßgeblich über die Charakteristik akustischer Resonanzen. Der pro Schwingungs-

zyklus ins Fernfeld abgestrahlte Teil der akustischen Energie wird mit abnehmendem Verhältnis von Länge zu Tiefe geringer. Tiefe Cavities akkumulieren im Vergleich zu flachen Cavities einen größeren Betrag an Schallenergie und weisen damit eine schwächere akustische Dämpfung auf. Wie bereits in Kap. 2.2.4 erläutert, sind tiefe Cavities deshalb meist durch einen höheren Schalldruckpegel und durch eine größere Anzahl an Resonanzmoden gekennzeichnet. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strömungs- und Akustiksimulationen zeigen diesen Sachverhalt sehr deutlich.

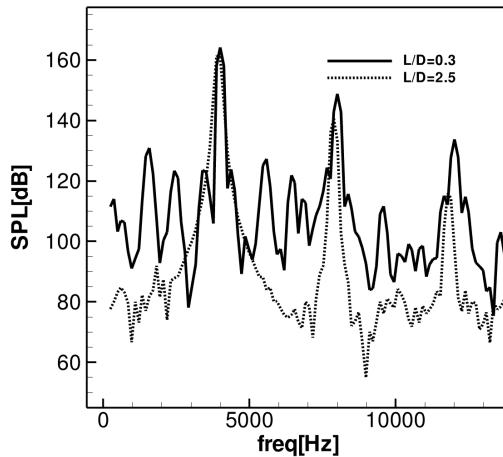


Abb. 4.11: Vergleich der Druckspektren für 2D-Cavity mit $\frac{L}{D} = 0,3$ und $\frac{L}{D} = 2,5$ bei $Ma = 0,8$ (berechnet für $x = 0\text{mm}$, $y = -35\text{mm}$)

In Abb. 4.11 sind die berechneten Druckspektren für zwei Cavities mit unterschiedlichem $\frac{L}{D}$ -Verhältnis dargestellt. Das Gesamtniveau der tiefen Cavity mit $\frac{L}{D} = 0,3$ ist gegenüber der Cavity mit $\frac{L}{D} = 2,5$ deutlich erhöht und es zeigen sich neben den Rossiter-Moden weitere Peaks im Druckspektrum, deren Ursache in der zunehmenden Aktivität akustischer Resonanzen begründet ist.

Die mit NGSOLVE im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten 2D-Akustikrechnungen an Cavities mit unterschiedlichem Längen-Tiefenver-

hältnis ($L = \text{const.}$) offenbaren diesen Einfluss des Längen-Tiefenverhältnisses auf das akustische Dämpfungsverhalten ebenfalls. In Abb. 4.12 ist der Imaginärteil der Eigenwerte von sechs charakteristischen Resonanzmoden exemplarisch dargestellt. Mit zunehmender Tiefe lässt sich eine deutliche Abnahme des Imaginärteils aller Moden erkennen, was der Reduktion der akustischen Dämpfung entspricht und sich auf die im Verhältnis zur Öffnung größer werdende Fläche innerhalb der Cavity zurückführen lässt.

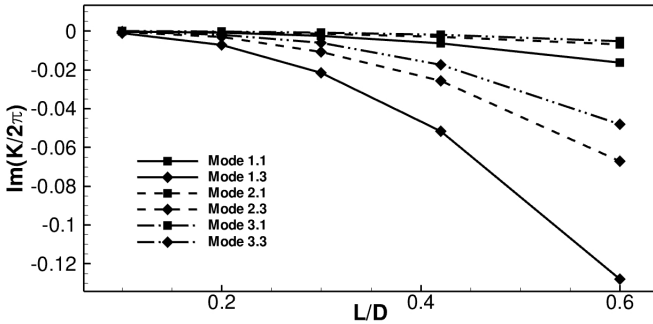


Abb. 4.12: Zusammenhang zwischen dem Verhältnis $\frac{L}{D}$ und der akustischen Dämpfung

Weiterhin lässt sich der Einfluss des Längen-Tiefenverhältnisses an der Verschiebung der Peakfrequenzen erkennen. Gemäß Gl. (2.6) verringert sich die durch das Scattering an der Cavity-Rückwand verursachte Phasenverschiebung mit zunehmender Tiefe, was nach Gl. (2.10) zu einer Abnahme der Peakfrequenzen führt. Laut der analytischen Beziehungen führt die Verringerung der Cavitytiefe hierbei zu einer Reduktion der Peakfrequenzen um 154Hz, die URANS-Simulation liefert für die beiden Moden bei etwa 4000Hz und 8000Hz eine Abnahme um rund 122Hz.

4.4 Strömungskontrolle durch Grenzschichtaufdickung

Wie in Kap. 2.1 angesprochen, beeinflusst der Zustand der Grenzschicht stromauf der Cavity in hohem Maße die instationären Strömungsvorgänge sowie den Energieaustausch zwischen Innen- und Außenströmung. In einer separaten Untersuchung wurden die Einflüsse der Grenzschicht auf die Cavityströmung mittels URANS-Simulationen nachvollzogen. Hierfür

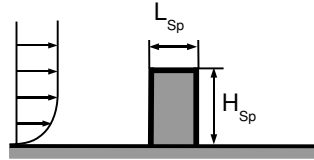


Abb. 4.13: Spoiler zur Aufdickung der Grenzschicht stromauf der Cavity

wurde in der Simulation die Grenzschicht durch einen Spoiler im Bereich der Vorderkante der ebenen Platte stromauf der Cavity aufgedickt (siehe Abb. 4.13). Um die Effekte der reinen Grenzschichtaufdickung von der Ablenkung der Scherschicht nach außen zu separieren, wurde die Anlaufstrecke der Grenzschicht auf der ebenen Platte stromauf der Cavity auf 6,0m verlängert, der Abstand zwischen Spoiler und Cavity betrug dadurch rund 100 Cavitylängen. Damit wurde weiterhin sichergestellt, dass sich die stromauf der Cavity befindliche Grenzschicht im Anfangsbereich der Scherschicht wieder im Gleichgewichtszustand befindet, und die durch den Spoiler hervorgerufenen Vertikalgeschwindigkeiten weitestgehend abgeklungen sind.

In Abb. 4.14 links ist der Verlauf der Grenzschicht-Impulsverlustdicke stromauf der Cavity für $H_{SP}/D = 0,33$ bzw. $0,66$ im Vergleich zum Fall ohne Spoiler dargestellt. Man beachte, dass sich diese Größe erst nach einer gewissen Entfernung hinter dem Spoiler außerhalb des Rezirkulationsgebietes berechnen lässt, wenn sich das Grenzschichtprofil wieder im Gleichgewichtszustand befindet. Der eingebrachte Spoiler bewirkt eine Vergrößerung der Impulsverlustdicke um den Faktor 6,4 bzw. 12,9 am vorderen Cavityrand gegenüber dem ungestörten Fall ohne Spoiler. Die Auswirkungen der Grenzschichtaufdickung auf die Scherschichtentwicklung sind in Abb. 4.14 rechts dargestellt. Das Diagramm zeigt die auf den bei $x = 0$ (Vorderkante der Cavity, Beginn der Scherschicht) bezogenen Verlauf der Vorticity-Thickness gemäß Gl. 2.12 der Scherschicht über der Cavity entlang der in Strömungsrichtung orientierten x-Koordinate. Diese Größe wächst über einen Bereich von rund 70% - 80% der Cavitylänge nahezu linear an und fällt dann aufgrund des Einflusses der hinteren Ca-

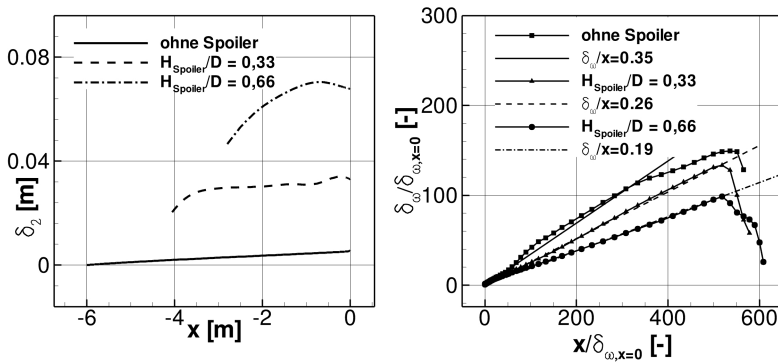


Abb. 4.14: Beeinflussung der Grenzschicht-Impulsverlustdicke δ_2 durch Spoiler (links); Auswirkung Vorticity-Thickness (rechts)

vitywand ab. Die Erhöhung der Impulsverlustdicke durch den stromauf angebrachten Spoiler bewirkt eine Verlangsamung des Wachstums der Vorticity-Thickness in Strömungsrichtung. Liegt die auf die Strömungskordinate bezogene Zunahme der Vorticity-Thickness im Fall ohne Spoiler bei $\frac{\delta_\omega}{x} = 0,35$, so wird diese durch den Spoiler auf $\frac{\delta_\omega}{x} = 0,26$ bzw. $\frac{\delta_\omega}{x} = 0,19$ reduziert. Die verringerte Spreading Rate aufgrund der stromauf angebrachten Spoiler macht sich in einer stabilisierten Scherschicht und damit in einer deutlichen Reduktion der instationären strömungsinduzierten Druckfluktuationen in der Cavity bemerkbar.

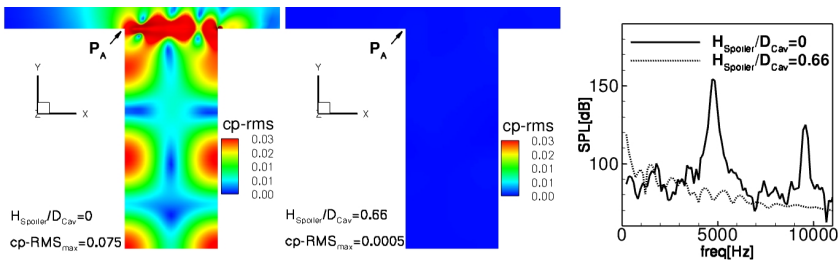


Abb. 4.15: Reduktion der Druckfluktuationen durch Modifikation des Grenzschichtaufbaus mittels stromauf angebrachtem Spoiler (Druckspektren rechts berechnet für Punkt P_A)

In Abb. 4.15 sind die Auswirkungen der Grenzschichtaufdickung dargestellt. Der Schalldruckpegel wird über die gesamte Cavity deutlich reduziert, der maximale RMS-Wert von c_P sinkt durch die Maßnahme von 0,075 auf 0,0005. Die im Punkt P_A berechneten Druckspektren zeigen die vollständige Auslöschung der beiden Peaks bei 5000Hz und 9500Hz aufgrund des Einflusses des Spoilers.

4.5 Strömungskontrolle mittels angepasster Cavity-Rückwand

Bei der SOFIA-Konfiguration erfolgt die Strömungsbeeinflussung mit dem in Kap. 2.6.1 beschriebenen Ansatz durch Neigung der Cavity-Rückwand. Die Adaption der Cavitykontur im Bereich des Scherschicht-Anlegepunktes reduziert die Stromlinienkrümmung und verringert die destabilisierenden dynamischen Kräfte. Weiterhin werden die von der Scherschicht konvektierten Störungen nach außen abgelenkt und die Rückkopplung der Störungen abgeschwächt. Dieses Konzept führt im Gegensatz zu dem stromauf angebrachten Spoiler weder zu einer wesentlichen Widerstandserhöhung, noch werden die optischen Eigenschaften der Scherschicht beeinträchtigt.

In einer separaten Studie wurde am Beispiel der 2D-Cavity mit $\frac{L}{D} = 0,42$ der Einfluss des Neigungswinkels α_{HK} der Rückwand auf die Dynamik der Cavityströmung untersucht. Zu diesem Zweck wurde das Rechengitter im Bereich der Rückwand entsprechend Abb. 4.16 modifiziert, und der Neigungswinkel α_{HK} in fünf Schritten zwischen 0 und 45 parametrisch variiert.

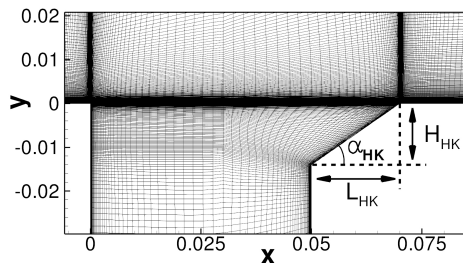


Abb. 4.16: An die Scherschicht angepasste Cavity-Rückwand

Die Länge L_{Hk} ist bei allen Konfigurationen aus Gründen der Vergleichbarkeit identisch, wodurch sich eine vom Neigungswinkel abhängige Höhe H_{Hk} ergibt. Die Ergebnisse der URANS-Rechnungen mit FLOWER liefern ein Optimum bei $\alpha_{Hk} = 35$, die Druckfluktuationen zeigen bei diesem Wert über die gesamte Cavity eine deutliche Reduktion wie in Abb. 4.17 dargestellt. Im Fall der Baseline-Cavity liegt der zeitliche Mittelwert des Winkels zwischen der Scherschicht-Staumstromlinie und der Cavity-Rückwand zwischen 25° und 30° . Der Unterschied zwischen den Druckfluktuationen der Baseline-Konfiguration in Abb. 4.17 bzw. Abb. 4.15 ist auf die unterschiedliche Länge der ebenen Platten stromauf der Cavities zurück zu führen, woraus eine höhere Grenzschichtdicke resultiert. Die geringfügigen Abweichungen der Druckfluktuationen der hier betrachteten Konfiguration gegenüber der Cavity in Abb. 4.6 begründen sich im unterschiedlichen Ansatz der Modellierung des Fernfeldes. Die Cavitykonfiguration in Abb. 4.6 entspricht dem experimentellen Aufbau von Forestier [35], wohingegen bei der Cavity in Abb. 4.17 die obere Kanalwand entfernt, und durch ein Fernfeld ersetzt wurde.

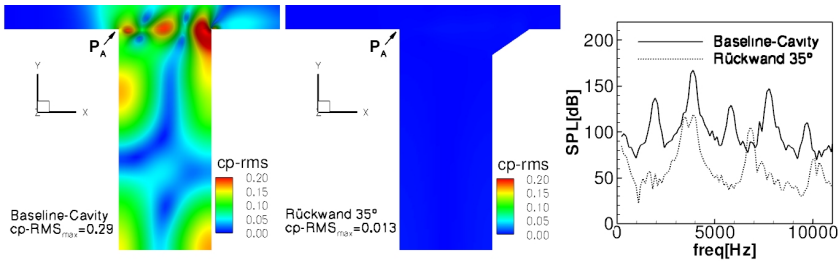


Abb. 4.17: Reduktion der Druckfluktuationen durch Stabilisierung der Scherschicht mittels Neigung der Cavity-Rückwand (Druckspektren rechts berechnet für Punkt P_A)

Der Maximalwert von $c_{p,RMS}$ im Bereich des Staupunktes sinkt durch diese Maßnahme von 0,29 auf 0,013. Der Vergleich der Druckspektren im Punkt P_A verdeutlicht den Effekt weiterhin, das gesamte Spektrum wird breitbandig abgesenkt, einige Peaks werden vollständig unterdrückt. Die Verschiebung der Peaks zu kleineren Frequenzen hin ist einerseits auf eine Vergrößerung der effektiven Cavitylänge, und vermutlich auf eine größere Phasendifferenz des Scatterings zurückzuführen.

Das dynamische Verhalten der Scherschicht wird durch die Modifikation der Cavity-Rückwand fundamental beeinflusst. Der Vergleich zweier

Momentaufnahmen der Wirbelstärke in Abb. 4.18 zeigt sehr anschaulich, dass die großskaligen Wirbelablösungen unterbunden werden, wie sie im Fall der Baseline-Cavity auftreten. Die Stabilisierung der Scherschicht führt zu einer wesentlich schwächeren Störung der Außenströmung, verbunden mit einem deutlich geringeren Austausch von kinetischer Energie zwischen Innen- und Außenströmung. Das Optimum der Reduktion der Fluktuationen zeigte sich in den hier vorgestellten Simulationen wie bereits erwähnt bei einem Neigungswinkel von $\alpha_{Hk} = 35$. Empirische Untersuchungen der NASA [104] am 7%-SOFIA Windkanalmodell lieferten optimale Strömungsverhältnisse bei einem Aperturrampen-Neigungswinkel von $\alpha_{Hk} = 30$.

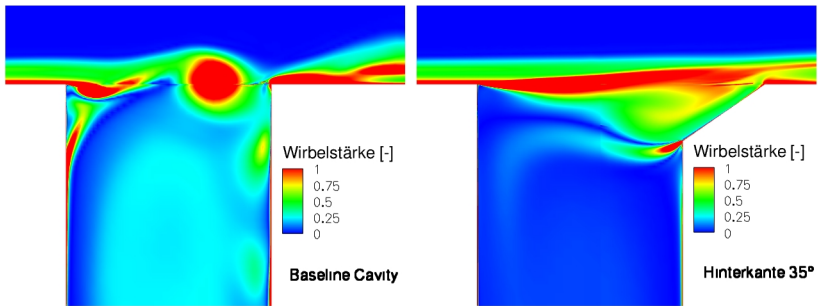


Abb. 4.18: Verteilung der Wirbelstärke im Bereich der Cavity-Scherschicht (Momentanaufnahmen)

5 Simulation des SOFIA-Windkanalmodells

Das folgende Kapitel beschreibt die Validierung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Strömungs- und Akustiksimulationen des SOFIA-Teleskopschachts anhand vorliegender Windkanal-Messdaten sowie die Charakterisierung und Interpretation der beteiligten aeroakustischen Phänomene. Weiterhin soll die Wirksamkeit von stromauf des Teleskopschachts angebrachten Wirbelgeneratoren zur Strömungskontrolle und deren Auswirkung auf die Teleskop-Positionierungsgenauigkeit untersucht und bewertet werden.

Die Entwicklung und Optimierung der zur Kontrolle der Umströmung des SOFIA-Teleskopschachts getroffenen Maßnahmen beruhen größtenteils auf experimentellen Untersuchungen der NASA im transsonischen 14ft-Windkanal am NASA Ames Research Center in Moffett Field, Kalifornien [132, 133]. Weder Software noch Hardware waren Mitte der Neunziger Jahre leistungsfähig genug, um innerhalb der zur Verfügung stehenden Zeit zuverlässige Ergebnisse mittels CFD-Simulation für die Auslegung der Strömungsbeeinflussungsmaßnahmen liefern zu können. Die Simulation eines einzelnen Flugzustandes mit URANS-Verfahren erforderte mehrere Wochen Rechenzeit auf den größten zur Verfügung stehenden Supercomputern. Verschiedene Konfigurationen unter allen relevanten Flugzuständen zu simulieren, war unter diesen Umständen ausgeschlossen. Zudem waren die verfahrensbedingten Unsicherheiten der verfügbaren Rechenmodelle beim damaligen Entwicklungsstand zu groß [66].

An einem 7%-Modell wurde die Geometrie der Teleskopschachtöffnung, insbesondere der Aperturrampe, im hinteren Bereich der Öffnung empirisch optimiert, um bei den relevanten Flugzuständen ein Minimum an strömungsinduzierten instationären Lasten auf der Teleskopstruktur zu erhalten [131, 134, 135, 136]. Eine wichtige Randbedingung stellte die möglichst gering zu haltende Zunahme des Gesamtwiderstands sowie eine große Robustheit des Konzeptes gegenüber Änderungen der Fluglage und Abweichungen vom nominellen Flugzustand dar, wie sie

beispielsweise durch atmosphärische Störungen hervorgerufen werden. In weiteren Windkanalkampagnen, durchgeführt an einem 3%-Modell im BTWT-Windkanal von Boeing in Seattle und im UWAL-Windkanal der University of Washington, wurden die Auswirkungen der Cavityströmung auf die Flugleistungen und die Steuerbarkeit untersucht [97]. Nach diesen Untersuchungen stellte sich jedoch heraus, dass die Grenzschichtdicke des Modells im Vergleich zum Originalflugzeug zu gering war und die Druckfluktuationen in der Cavity unphysikalisch hohe Amplituden aufwiesen. Aufgrund dieser Problematik werden diese Daten in der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet, und die CFD-Daten lediglich mit den Messdaten des 7% Modells verglichen.

Die zeitlichen Druckverläufe wurden beim 7%-Modell, wie in Abb. 5.1 links z.T. dargestellt, an insgesamt 56 Positionen auf der Oberfläche der Teleskopstruktur gemessen und aufgezeichnet. Der Vergleich zwischen der CFD-Simulation und der Windkanalmessung erfolgt an diesen Punkten. Weiterhin wurden Grenzschichtprofile auf der Rumpfoberfläche unmittelbar vor der Cavity gemessen.

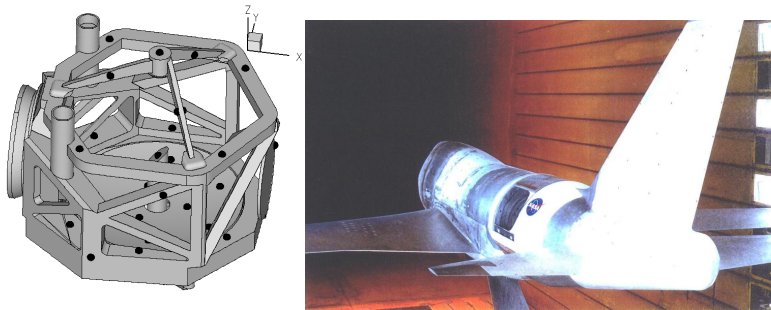


Abb. 5.1: Sensorpositionen auf der Oberfläche der Teleskopstruktur (links); 7%-SOFIA-Modell im transsonischen 14ft-Windkanal der NASA am Ames Research Center (rechts)

Die Messdaten der Windkanalkampagne sind mit verschiedenen Unsicherheiten verbunden, die einen Vergleich mit den Daten der numerischen Strömungssimulation erschweren. Beispielsweise wurden die thermodynamischen Werte des Totalzustands während der Untersuchung nicht gemessen bzw. dokumentiert. Die Annahme des Umgebungszustandes als Totalzustand im Windkanal berücksichtigt nicht die eventuell durch den Antrieb des Windkanals hervorgerufene Erhöhung der

Totaltemperatur. Weiterhin ist der Grad der Freiströmerturbulenz nicht genau bekannt und die Größenskalen der turbulenten Wirbel der Freistromung liegen im Bereich der Modellgröße [126]. Hinzu kommt, dass der Versperrungsgrad des Windkanals durch das Modell sehr groß war. Unter anderem mussten die Flügel im Außenbereich gekappt werden, um das Modell im Kanal unterbringen zu können. Die Versperrung der Testsektion wurde mittels geschlitzter Wände verringert, was in der CFD-Simulation nicht berücksichtigt werden konnte.

5.1 Aufbau der Rechengitter

Die Erstellung von CFD-Rechengittern für komplexe Geometrien wie der SOFIA-Konfiguration stellt den Großteil des Arbeitsaufwands der CFD-Simulationen dar. Die Güte der Rechenetze entscheidet in hohem Maße über die Qualität der Rechenergebnisse. Trotz der mittlerweile recht weit fortgeschrittenen automatisierten Vernetzungsalgorithmen zur Erstellung hybrider Rechengitter mussten zahlreiche Regionen, wie beispielsweise der Bereich der Scherschicht, manuell erstellt bzw. an lokale Gegebenheiten der Strömung angepasst werden. Die SOFIA-Rechengitter wurden unter Berücksichtigung der in Kap. 3.4 genannten Anforderungen aufgebaut. Zur Einsparung von Rechenzeit wurde lediglich die linke Flugzeughälfte simuliert, entlang der Mittelebene des Flugzeugs wurde eine reibungsfreie Symmetrieffläche mit Euler-Randbedingungen vorgeschrieben. Aufgrund der einseitigen Anordnung des Teleskopschachtes auf der Backbord-Seite ist die Flugzeugkonfiguration asymmetrisch. Vorab durchgeführte Simulationen an einem Vollmodell mit geöffneter Cavity zeigten jedoch verschwindend geringe Normalkomponenten der Strömungsgrößen entlang der Flugzeug-Symmetrieebene.

Da die Modellierung der geschlitzten Windkanalwände mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht realisierbar war, wurde die Strömungslösung in einem endlichen Halbzyylinder mit einer Länge von 40 Spannweiten und einem Radius von 14 Spannweiten durchgeführt. Auf den Mantel- und Stirnflächen wurden charakteristische Fernfeld-Randbedingungen vorgeschrieben. Die Rechengitter wurden mit der kommerziellen Software GRIDGEN [96] erstellt, die Aufbereitung der Geometriedaten erfolgte mit CATIA V5. In Abb. 5.2 links ist das SOFIA-Oberflächennetz im Bereich der Cavity dargestellt, die Abbildung rechts daneben zeigt einen Schnitt durch das Volumennetz entlang der Cavity-Symmetrieebene.

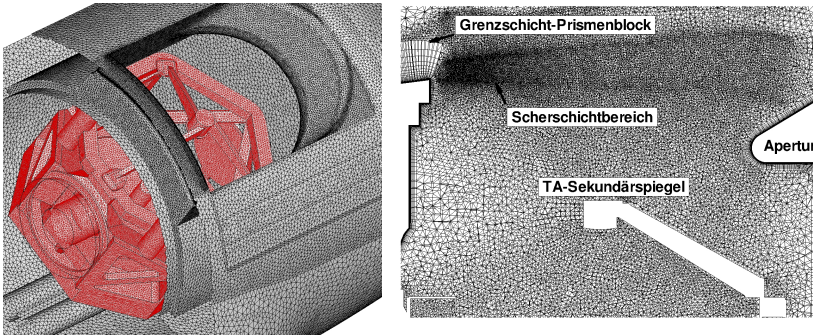


Abb. 5.2: Oberflächennetz der SOFIA-Konfiguration im Bereich der Cavity (links); Schnitt durch Mittelebene der Cavity im Bereich der Scherschicht (rechts)

Zur Erzeugung von Prismenzellen zur Auflösung der auf reibungsbehafteten Oberflächen entstehenden Grenzschicht wurde das Oberflächennetz in Normalenrichtung extrudiert. Mit Ausnahme der Teleskopoberfläche, der Leitwerke sowie der Flügelspitzen wurden auf allen festen Wänden Prismenblöcke erzeugt, die auf der Flugzeugoberfläche aus 38, und in der Cavity aus 28 Prismenschichten bestehen. Die Oberfläche des Primärspiegels der Flugzeugkonfiguration wurde zusätzlich mit 30 Prismenschichten belegt. Da die Erstellung einer kontinuierlich anwachsenden Prismenschicht mit der Software GRIDGEN nicht möglich ist, wurde der Rumpf in mehrere Sektionen unterteilt und der Dickenzuwachs der Prismen durch abschnittsweise konstant dicke Blöcke stufenweise realisiert. Der Rest des Strömungsgebietes wurde in den URANS-Gittern mit Tetraedern aufgefüllt, die insbesondere im kritischen Bereich der Scherschicht verfeinert wurden (siehe Abb. 5.2 rechts). Die Oberflächen derjenigen Strukturkomponenten, die nicht mit Prismen belegt wurden, grenzen direkt an die jeweiligen Tetraederblöcke. Die maximale Ausdehnung der Tetraeder innerhalb der Cavity ist auf 3,2mm (Windkanalmodell) bzw. 45mm (Flugzeugkonfiguration) begrenzt, um die Auflösung relevanter akustischer Wellen mit mindestens 55 Zellen pro Wellenlänge zu gewährleisten. Das URANS-Gitter des SOFIA-Windkanal-Halbmodells mit Teleskopschacht inklusive Teleskop besteht aus insgesamt $6,1 \cdot 10^6$ Gitterpunkten ($21,3 \cdot 10^6$ Zellen, davon $6,7 \cdot 10^6$ Prismen und $14,6 \cdot 10^6$ Tetraeder).

Die sich über dem Teleskopschacht ausbildende freie Scherschchicht ist eines der zentralen Elemente der gesamten instationären Strömungs- und Akustikvorgänge. Erfahrungen mit unterschiedlich aufgebauten Rechenetzen zeigen, dass die Simulationsergebnisse äußerst sensibel auf Diskretisierungsfehler in diesem Bereich reagieren und unzureichende Netzauflösung oder ungünstige Netztopologie besonders gravierende Folgen haben können. Fundamentale Phänomene der Cavityströmung werden unter Umständen nicht bzw. fehlerhaft wiedergegeben. Beim Generieren der Rechengitter wurde diese Region daher mit besonders großer Sorgfalt behandelt und der Einfluss der Netztopologie auf die Simulationsergebnisse eingehend untersucht.

Im Bereich des Übergangs zwischen Rumpf- und Cavitygrenzschicht stoßen die durch Extrusion der triangulierten Oberflächennetze entstandenen Prismenschichten wie in Abb. 5.3 angedeutet rechtwinklig aufeinander. Die stromauf der Cavity gebildete Rumpfgrenzschicht bzw. die daraus hervorgehende Scherschchicht läuft unmittelbar hinter dem Übergang durch die senkrecht dazu orientierten Prismenzellen hindurch. Die hohen Gradienten der Scherschchicht senkrecht zur Rumpfoberfläche können in diesem Bereich von den in vertikale Richtung orientierten Prismenzellen nicht ausreichend aufgelöst werden.

Weiterhin bereitet die Zellform im Bereich des Übergangs Schwierigkeiten bei der Berechnung der Flüsse. Wie in Kap. 3.1 erwähnt, basiert der TAU-Code auf einer knotenbasierten Metrik. Die Flussberechnung erfolgt daher auf einem dualen Netz, das nach Abb. 5.3 entsteht. Die Flussbilanz im Punkt P_i wird dadurch zum Teil aus Flüssen berechnet, die senkrecht aufeinander stehen. Da sich die beiden angesprochenen Probleme dieser kritischen Region mit abnehmender Zellausdehnung in wandparallele Richtung aufgrund zunehmender Zellisotropie abschwächen, wurde die wandparallele Zellauflösung im Bereich des Übergangs mittels anisotroper Triangulierung erhöht. Eine Alternative, die das Problem im Ansatz behebt, besteht in der Fortführung der Rumpf-Prismenzellen in Strömungsrichtung über die Cavity-Vorderkante hinaus, verbunden mit der Abwinklung der vertikalen Cavity-Prismenzellen in die gleiche

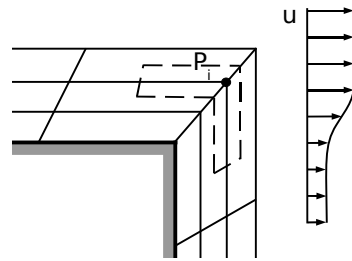


Abb. 5.3: Skizze des dualen Netzes im Bereich der Cavity-Vorderkante

Richtung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieses Konzept untersucht. Allerdings traten hierbei aufgrund der Komplexität der Cavitygeometrie Schwierigkeiten bei der Netzerstellung im Übergangsbereich zur Aperturrampe auf, weshalb der Ansatz nicht weiter verfolgt wurde.

5.2 Ergebnisse der stationären RANS-Simulationen

Die auf der Rumpfoberfläche stromauf der Cavity anwachsende Grenzschicht beeinflusst maßgeblich den Aufbau und die Stabilitätscharakteristiken der Cavityschicht. Zur Gewährleistung der Übertragbarkeit der Windkanalergebnisse auf den Flugzustand musste daher sichergestellt werden, dass der Zustand der Modell-Rumpfgrenzschicht dem Zustand der Flugzeugkonfiguration entsprach. Im Rahmen von Flugversuchen [100] und Windkanalkampagnen [101] wurde die auf der Rumpfoberfläche anwachsende Grenzschicht unmittelbar stromauf der Cavity unter den Elevationswinkeln $\gamma = 20^\circ$ und $\gamma = 80^\circ$ vermessen. Der Elevationswinkel $\gamma = 0^\circ$ entspricht dabei in Flugrichtung blickend horizontal nach links, $\gamma = 90^\circ$ entspricht senkrecht nach oben. Diese Messungen wurden an der Baseline-Flugzeugkonfiguration ohne Cavity bzw. Verkleidungen durchgeführt (siehe Abb. 5.4).

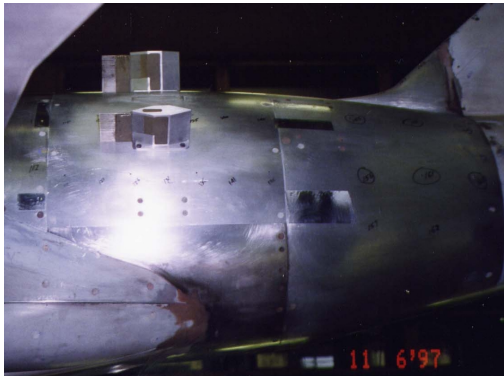


Abb. 5.4: Pitot-Rechen ($\gamma = 20^\circ$ und $\gamma = 80^\circ$) zur Vermessung der Rumpfgrenzschicht am Windkanalmodell; Blick von links unten auf den Flugzeugrumpf

Da aufgrund der Bauweise des Windkanals die Reynoldsähnlichkeit nicht eingehalten werden konnte (siehe Tabelle D.1), wurde die Rumpfgrenzschicht am Modell auf Höhe des Flugzeugcockpits mittels Turbulatoren getrippt. Jegliche Versuche, die Grenzschicht bereits im divergierenden Bereich der Rumpfnase stromauf des Cockpits zu trippen, scheiterten aufgrund der dort vorherrschenden starken negativen Druckgradienten und der daraus resultierenden Beschleunigung der Grundströmung [104]. Diese lediglich am Modell vorhandene laminare Anlaufstrecke im vorderen Rumpfbereich führte im Vergleich zum Flugzustand zu einer geringeren Grenzschichtdicke im Bereich der Cavity. Um diesen Unterschied auszugleichen, wurden unmittelbar stromab der Transitionsbänder zusätzliche Zylinder zur Grenzschichtaufdickung angebracht.

In der Simulation ließ sich die gewünschte Grenzschichtdicke im Bereich der Cavity durch entsprechendes Vorverlagern des Transitionspunktes realisieren. Dadurch konnte auf die Modellierung der Zylinder in der Simulation verzichtet werden. Voruntersuchungen, basierend auf stationären RANS-Simulationen zeigten, dass die Modellierung der durch die Zylinder induzierten Wirbelsysteme einen enormen zusätzlichen Rechenaufwand erfordert hätten. Durch Vergleichen der berechneten Grenzschichtprofile mit den Windkanalmessungen wurde sichergestellt, dass die für die Stabilitätseigenschaften der Scherschicht relevanten Grenzschichtprofile unmittelbar vor der Cavity mit den im Windkanal gemessenen Profilen in guter Näherung übereinstimmen.

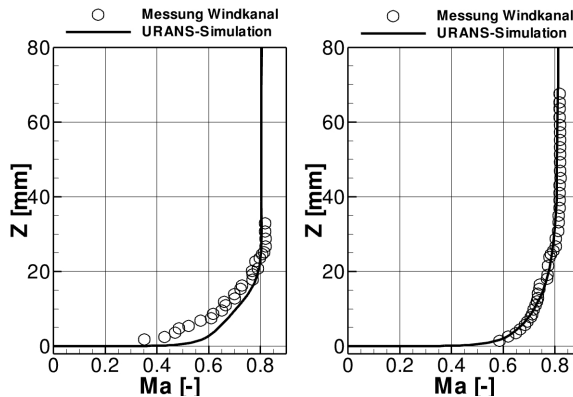


Abb. 5.5: Grenzschichtprofile bei 20 (links) und 80 (rechts) Elevationswinkel unmittelbar vor der Cavity [157]

In Abb. 5.5 ist der Vergleich zwischen den gemessenen und den mit TAU berechneten Machprofilen dargestellt. Wie bereits erwähnt, beziehen sich diese Profile auf die Baseline-Konfiguration ohne Cavity und Fairings. Die Rechnungen hierfür wurden auf separaten Rechengittern der Flugzeugkonfiguration ohne Cavity und Fairings erstellt. Im Experiment wurde die Machzahl mittels Pitotsonden unter Anwendung der Isentropenbeziehungen

$$Ma = \left\{ \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{2/7} - 1 \right] 5 \right\}^{1/2} \quad (5.1)$$

aus dem Verhältnis des Totaldrucks zum statischen Druck ermittelt. Die Verläufe der gemessenen und berechneten Machzahlen sind beim Elevationswinkel $\gamma = 80^\circ$ nahezu identisch, sowohl die Formen als auch die absoluten Grenzschichtdicken stimmen sehr gut miteinander überein.

Deutlichere Abweichungen sind bei $\gamma = 20^\circ$ zu erkennen. Die Messungen zeigen gegenüber der Simulation im unteren Bereich einen größeren Defekt. Vermutlich ist dieser Unterschied der Verfälschung der Strömung durch die Grenzschichtrechen zuzuschreiben, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Die Umströmung des Rumpfes ist im Bereich der Cavity aufgrund der Flügelumströmung von ausgeprägten dreidimensionalen Effekten gekennzeichnet. Im Bereich des unteren Rechens bei $\gamma = 20^\circ$ zeigt die Simulation einen Winkel von über 15° zwischen den Wandstromlinien und der Rumpf-Längsachse bzw. der Symmetrieffläche der Rechen. Es wird vermutet, dass diese Abweichung durch die dominante Queranströmung im Bereich der Pitotsonden verursacht wird. Möglicherweise führt diese ausgeprägte Querströmung zu einem Hufeisenwirbel am Pitotrechen bzw. am Haltesupport. Weiterhin ist nicht auszuschließen, dass diese Abweichungen den bereits angeführten Unsicherheiten der Windkanalströmung bzw. der eingeschränkten Modellierbarkeit der geschlitzten Wände zuzuschreiben sind.

Abb. 5.6 zeigt die mit RANS berechneten Grenzschichtprofile unter $\gamma = 20^\circ$ und $\gamma = 80^\circ$ Elevationswinkel unmittelbar vor der Cavity in dimensionsloser Form. Der Vergleich der Kurven mit dem theoretischen Verlauf der viskosen Unterschicht und dem logarithmischen Wandgesetz zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Der wandnächste Punkt liegt bei einem y^+ Wert von eins, innerhalb der viskosen Unterschicht liegen rund sechs Gitterpunkte. Das Niveau des Geschwindigkeitsprofils im Außenbereich des 20° -Rechens ist aufgrund der Geschwindigkeitsinduktion der Flügeloberseite gegenüber dem 80° -Rechen erhöht.

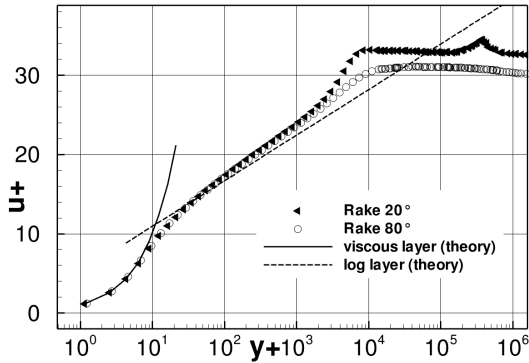


Abb. 5.6: Grenzschichtprofile in dimensionsloser Darstellung

Die Entwicklung der Grenzschicht auf der Rumpfoberfläche hängt maßgeblich von den lokalen Druckgradienten ab, die durch Flügel und Leitwerke auf den Rumpf aufgeprägt werden. Für den Druckverlauf auf der Rumpfoberfläche existieren keine Messdaten aus dem Windkanal. Im Allgemeinen ist dieser jedoch nur gering von der Reynoldszahl abhängig und somit ein Vergleich zwischen gemessenem Druckverlauf des Flugversuchs [9] und berechnetem Druckverlauf der Windkanalkonfiguration möglich. In Abb. 5.7 ist der für das Windkanalmodell mittels RANS berechnete Druckverlauf entlang der oberen, der unteren und der seitlichen Rumpf-Mittellinie dargestellt. Die Simulationsdaten zeigen eine hervorragende Übereinstimmung mit den Flugmessdaten.

5.3 Ergebnisse der instationären RANS-Simulationen

5.3.1 Nominalzustand

Die im Windkanal für den Nominalzustand nach Tabelle D.1 gemessenen aeroakustischen Störungen dienen als Referenzlasten für die Auslegung des Teleskop-Lagereglers. Wie bereits erwähnt, wurden mittels Drucksensoren an insgesamt 56 verschiedenen Positionen gemäß Abb. 5.1 auf der Teleskopstruktur die zeitlichen Druckverläufe aufgezeichnet [75]. Die aus jeweils 50 000 Samples bestehenden Datenblöcke wurden in sieben Einzel-

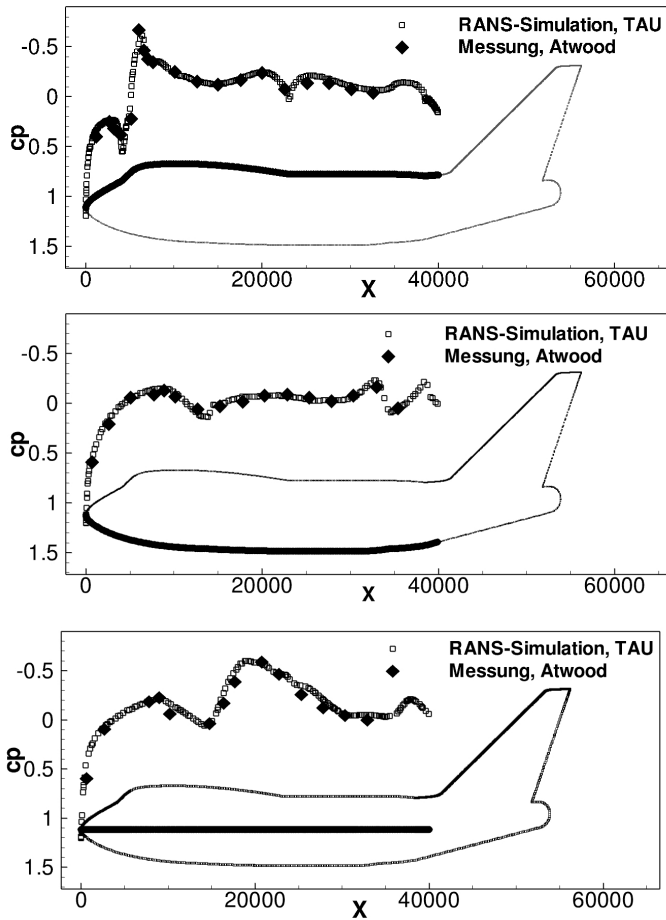


Abb. 5.7: Gemessene [9] und mittels URANS berechnete Druckverteilung auf der Rumpfoberfläche

blöcke mit jeweils 16 384 Samples bei einer Überlappung von 65% unterteilt und gemäß der Welch-Methode (siehe Anhang B) in den Frequenzbereich transformiert. Die Gesamtdauer dieser Daten beträgt 2,5s unter Windkanalbedingungen, was nach nachfolgender Gl. (5.3) einer Dauer von 41s unter Flugbedingungen entspricht. Die Samplingrate der Datenerfassung im Windkanal lag bei $50\mu\text{s}$. Da die URANS-Simulation einen

enormen Rechenaufwand erforderte, musste die Gesamtdauer der Simulation auf 0,15s (2,5s skaliert auf Flugbedingungen) beschränkt werden. Nach einer stationären bzw. instationären Initialisierungsphase mit erhöhter Zeitschrittweite zur Errechnung realistischer Anfangsbedingungen wurden rund 9300 physikalische Zeitschritte mit einem Schrittweite von $\Delta t_{phys} = 16,3\mu s$ (bezogen auf den Windkanalbedingungen) mit jeweils 180 inneren Iterationen gerechnet. Der dritte Rossitermode wurde bei dieser Zeitdiskretisierung mit rund 60 Zeitschritten aufgelöst. Auf die CFD-Daten wurde ebenfalls die Welch-Methode mit sechs Einzelblöcken zu jeweils 2000 Samples und einer Überlappung von 50% angewandt. Auf dem Supercomputer „SGI Altix 4700“ des Leibniz-Rechenzentrums in Garching waren für die gesamte Rechnung im Parallelbetrieb mit jeweils 510 Prozessoren rund 90000 CPU-Stunden Rechenzeit notwendig.

Die Residuenverläufe sowie der Verlauf der Teleskopkräfte und -momente belegen ein konvergentes Verhalten innerhalb eines physikalischen Zeitschrittes. In Abb. 5.8 ist der Verlauf der L_2 -Norm des Dichteressiduum sowie des Teleskopmoments um die x-Achse für einen exemplarischen physikalischen Zeitschritt dargestellt. Das Residuum wird zu Beginn des jeweils neuen Zeitschritts normiert bzw. zu eins gesetzt und fällt innerhalb von 180 inneren Iterationen auf einen Endwert von 0,8. Innerhalb der ersten 40 Iterationen steigt das Residuum um etwa eine Größenordnung an und fällt nach rund 115 Iterationen auf einen Wert unter eins. Bereits nach 46 inneren Iterationen zeigen die auf die Teleskopstruktur ausgeübten Kräfte und Momente einen nahezu konstanten Verlauf.

Aufgrund der unterschiedlichen dynamischen Drücke sowie der Maßstabsfaktoren mussten die Windkanal-Messergebnisse auf den Flugzustand skaliert werden [78]. Alle in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse der Windkanal-Simulationen wurden bereits auf den Flugzustand umgerechnet, sofern nicht explizit angegeben ist, dass sie sich auf den Windkanalzustand beziehen. Der Faktor zur Umrechnung der Amplituden wird nach Gl. (5.2) durch das Verhältnis der dynamischen Drücke der Anströmung bestimmt:

$$\lambda_A = \frac{q_{\infty,FL}}{q_{\infty,WK}} = \frac{9101,0 Pa}{31716,0 Pa} = 0,29 \quad (5.2)$$

Experimentelle Untersuchungen von Gai et al. [36] bestätigen diese Annahme des linearen Zusammenhangs zwischen Amplitude und dem dynamischen Druck auch für supersonische Machzahlen. Der Faktor zur Skalierung der Frequenzen des Windkanalversuches auf den Flugzustand

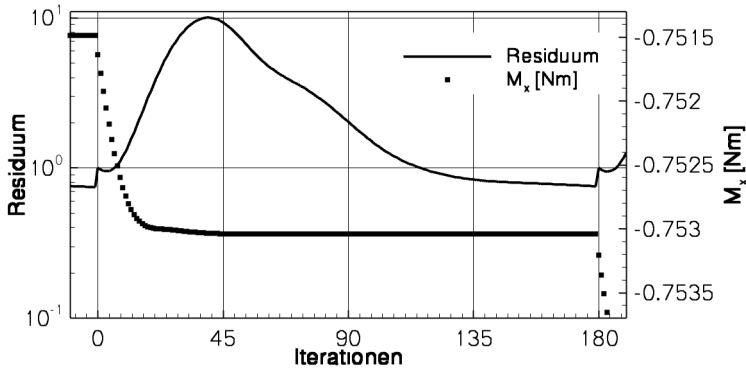


Abb. 5.8: Exemplarischer Residuen- und Teleskopmomentenverlauf innerhalb eines physikalischen Zeitschritts

berechnet sich unter Berücksichtigung des Maßstabsfaktors und über das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten:

$$\lambda_F = \frac{\left(\frac{c}{L}\right)_{FL}}{\left(\frac{c}{L}\right)_{WK}} = \frac{L_{WK} \cdot c_{FL}}{L_{FL} \cdot c_{WK}} = \frac{0,07 \cdot 295,0 \frac{m}{s}}{339,0 \frac{m}{s}} = 0,061 \quad (5.3)$$

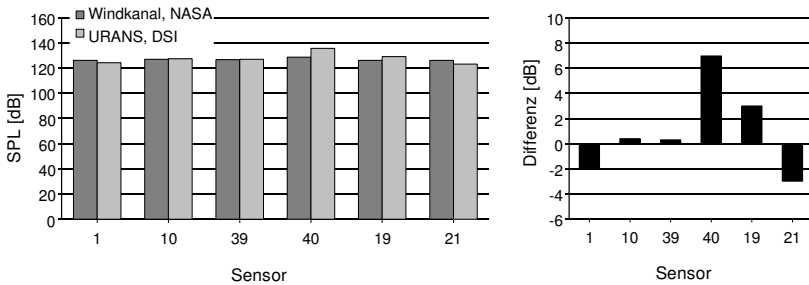


Abb. 5.9: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Schalldruckpegeln auf der Teleskopstruktur (skaliert auf Flugzustand)

In Abb. 5.9 ist der Vergleich zwischen den im Windkanal gemessenen und den mittels URANS berechneten Schalldruckpegeln an sechs verschiedenen Sensorpositionen auf der Teleskopstruktur dargestellt. Die mittlere Abweichung zwischen Messung und Rechnung liegt bei diesen ausgewählten Sensorpositionen bei 2,6 dB, wobei die Simulation zumeist überhöhte Werte liefert. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Dämpfungskonstante vierter Ordnung des zentralen Schemas nach Jameson modifiziert werden musste (Reduktion vom Standardwert 64 auf 32), um diese Übereinstimmung zu erhalten.

In Abb. 5.10 sind die für die Sensoren Nr. 7, 41 und 54 auf der Oberfläche der Teleskopstruktur mittels URANS berechneten Druckspektren mit den gemessenen Spektren des Windkanals verglichen. Die Frequenzen und Amplituden beider Datensätze wurden mittels Gl. (5.2) und (5.3) auf den Flugzustand skaliert.

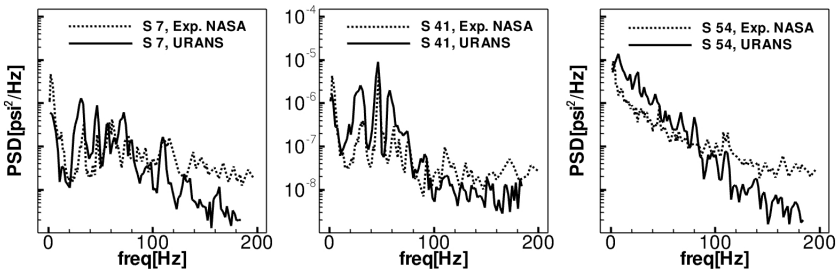


Abb. 5.10: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Druckspektren auf der TA-Oberfläche; für Sensorpositionen siehe Abb. C.2

Die URANS-Simulation zeigt im niederfrequenten Bereich eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Die charakteristischen Peaks der akustischen Resonanzmoden werden vom Verfahren deutlich wiedergegeben. Die Stärke des akustischen Resonanzmodes bei rund 30 Hz wird für die Sensoren Nr. 7 und 41 von URANS überschätzt, der Peak bei 47 Hz hingegen zeigt insbesondere bei Sensor Nr. 41 eine hervorragende Übereinstimmung mit der Messung. Ab etwa 100 Hz zeichnet sich ein zunehmender Abfall der Amplituden ab.

Dieser Effekt lässt sich auf den mit niedrigeren Wellenlängen stark zunehmenden dissipativen Charakter des Finite-Volumen-Verfahrens 2. Ordnung sowie auf die Unzulänglichkeiten der Turbulenzmodellierung

zurückführen (siehe Kap. 2.5). Da die aeroakustischen Störungen oberhalb von 100Hz jedoch nur noch eine untergeordnete Rolle für die Schwingungsanregung der Teleskopstruktur spielen, kann dieser Fehler im Rahmen dieser Arbeit toleriert werden.

Die Spektren der Sensoren Nr. 7 und 41 sind durch sehr dominante schmalbandige Anteile im Bereich bis etwa 70Hz charakterisiert, Sensor Nr. 54 hingegen zeigt einen wesentlich breitbandigeren Charakter mit deutlich schwächer ausgeprägten dominanten Peaks (für Sensorpositionen siehe Abb. C.2). Die Sensoren Nr. 7 und 41 befinden sich auf dem Primärspiegel bzw. dem Headring, in einem Bereich innerhalb der Cavity, der vorwiegend durch akustische Resonanzen dominiert wird. Sensor Nr. 54 hingegen liegt nicht weit von der Scherschicht entfernt in einem Bereich, der wesentlich stärker von den konvektiven Störungen beeinflusst wird. Diese Tendenz ist sowohl im Experiment als auch in der Simulation deutlich zu beobachten.

Der in allen betrachteten Sensorpositionen auftretende niederfrequente Peak bei rund 4Hz ist auf die Helmholtz-Resonanz der Cavity zurückzuführen [76]. Gl. (2.31) liefert mit den auf Flugbedingungen skalierten Dimensionen der Cavity eine theoretische Helmholtz-Resonanzfrequenz von 3,9Hz, die zugehörige Wellenlänge ist mit 68m rund zehn mal größer als die größte Cavitydimension ($\sim 6,0\text{m}$). Obwohl dieser Peak eine große Amplitude aufweist, ist sein Beitrag zur Anregung des Teleskops nur gering, da sich die auf den entsprechend gegenüberliegenden Teleskopseiten nahezu gleichphasig auftretenden Druckfluktuationen gegenseitig kompensieren. Weiterhin liegt die Frequenz der Helmholtz-Resonanz weit entfernt von den elastischen Resonanzmoden der Teleskopstruktur.

Peak Nr.:	1	2	3	4
Rossiter-Gleichung (Gl. (2.10), $m=1,2,3$)	-	24 Hz	47 Hz	71 Hz
Messung [75]	4 Hz	32 Hz	45 Hz	61 Hz
CFD Rechnung TAU	3 Hz	30 Hz	46 Hz	57 Hz
analyt. Helmholtzgleichung (Gl. (2.31))	3,9 Hz	-	-	-

Tabelle 5.1: Berechnete und gemessene charakteristische Frequenzen im Vergleich; skaliert auf Flugzustand; Rossiter-Konstanten: $\gamma = 0,03$, $K = 0,47$

Tabelle 5.1 vergleicht die analytisch berechneten charakteristischen Frequenzen mit den Werten der Messung und der Simulation. Die Peaks bei rund 30Hz, 46Hz und 57Hz liegen sehr dicht an den in Kap. 2 be-

schriebenen Rossiter-Frequenzen, deren Ursache im Feedback von konvektierten Scherschichtstörungen begründet ist. Im Frequenzbereich zwischen 10Hz und 80Hz liegt eine Vielzahl möglicher akustischer Cavity-Resonanzmoden. Das Druckspektrum für Sensor Nr. 7 ist den analytisch berechneten Rossiter-Frequenzen und den akustischen Resonanzfrequenzen in Abb. 5.11 gegenüber gestellt.

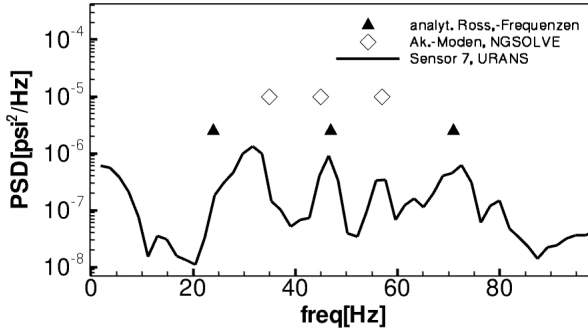


Abb. 5.11: Berechnetes Spektrum für Sensor Nr. 7; Darstellung der analytischen Rossiter-Frequenzen nach Gl. (2.10) sowie der mit NGSOLVE berechneten akustischen Resonanzfrequenzen im Bereich von 0 – 100Hz; für Sensorposition siehe Abb. C.2

Die akustischen Resonanzmoden der Cavity sowie deren zugehörige Resonanzfrequenzen wurden mittels NGSOLVE (siehe Kap. 3.3) berechnet. Hierfür wurde ebenfalls mit GRIDGEN ein Tetraedernetz, bestehend aus 45 000 Zellen erstellt, das den Cavity-Innenraum sowie die nähere Umgebung des Teleskopschachtes abbildet. Für die Peakfrequenzen der Spektren wurden die spektralen Komponenten der mit TAU gewonnenen URANS-Lösung berechnet und mit den Eigenformen der NGSOLVE-Akustikrechnung verglichen. Die Lösungen sind in Abb. 5.12 für 46Hz und in Abb. 5.13 für 57Hz miteinander verglichen. Für beide Frequenzen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den mit NGSOLVE berechneten rein akustischen Resonanzmoden und den spektralen Komponenten der mit TAU berechneten instationären RANS-Lösung. Die Übereinstimmung beider Formen belegt, dass die beiden Peaks bei 46Hz und 57Hz des Spektrums auf angeregte akustische Resonanzen in der Cavity zurückzuführen sind.

Für den Peak bei 46Hz wurde der Phasenverlauf entlang der Scher-

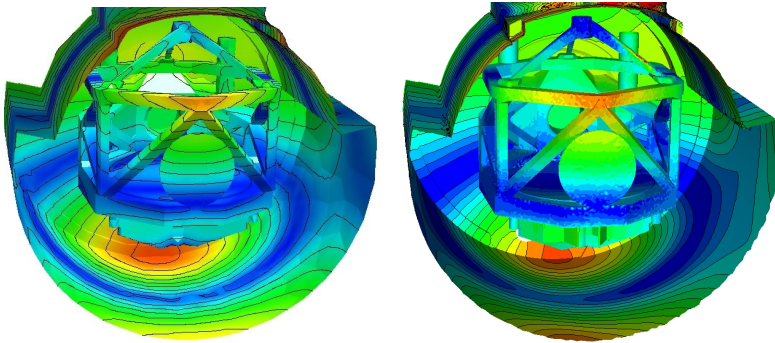


Abb. 5.12: Vergleich zwischen rein akustischem Resonanzmode (Lösung der homogenen Helmholtz-Gleichungen, NGSOLVE, links) mit der räumlichen Verteilung der spektralen Fluktuation (Lösung der URANS-Simulation, TAU, rechts) bei 46Hz

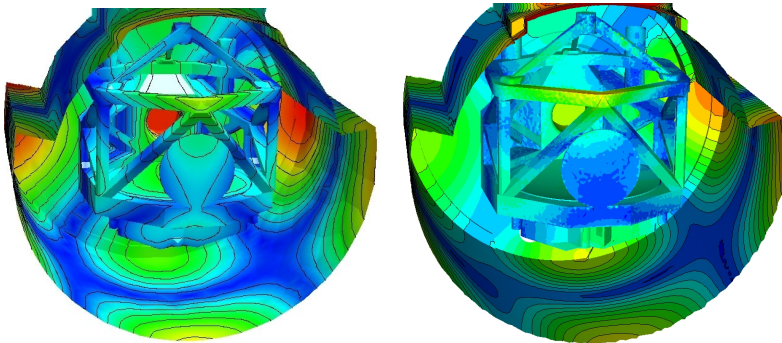


Abb. 5.13: Vergleich zwischen rein akustischem Resonanzmode (Lösung der homogenen Helmholtz-Gleichungen, NGSOLVE, links) mit der räumlichen Verteilung der spektralen Fluktuation (Lösung der URANS-Simulation, TAU, rechts) bei 57Hz

schicht mittels Diskreter Fouriertransformation bestimmt. Der Cavity-Pfad unterhalb der Scherschicht wurde durch die analytische Beziehung

$$\varphi\left(\frac{x}{L}\right) = \varphi_0 + \left(\frac{x}{L}\right) \cdot \frac{\pi f L}{c} \quad (5.4)$$

modelliert. Die Phasendifferenz der konvektierten Störungen entlang der Scherschicht beträgt rund 3π , nach Gl. (5.4) errechnet sich der Beitrag der Druckstörungen zu 1π . Die bei 46Hz auftretende Gesamtdifferenz von $2 \cdot 2\pi$ entlang des Feedback-Pfades deutet auf den zweiten Rossiter-Mode hin. In Abb. 5.14 sind der Scherschicht- und der Cavity-Pfad als rote bzw. blaue Linie gekennzeichnet.

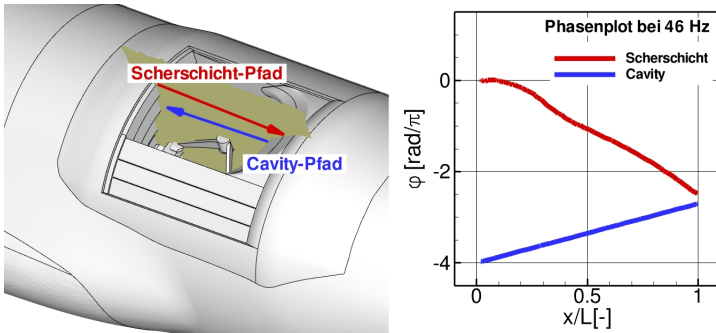


Abb. 5.14: 46Hz-Phasenverlauf entlang der Scherschicht sowie innerhalb der SOFIA-Cavity

5.3.2 SOFIA-Konfiguration ohne Aperturrampe

Zur Demonstration der Effizienz des im Rahmen von SOFIA angewandten Konzepts zur passiven Strömungskontrolle wurde in einer separaten Untersuchung die Umströmung der SOFIA-Konfiguration ohne Aperturrampe simuliert. Die Cavity-Rückwand wurde im oberen Bereich durch eine nahezu senkrechte ebene Platte geschlossen (siehe Abb. 5.15 links). Wie in Kap. 2.6.1 beschrieben, ruft diese Maßnahme eine starke Destabilisierung und eine deutliche Deformation der Scherschicht hervor, verbunden mit einer drastischen Zunahme der instationären Druckfluktuationen im Inneren der Cavity.

Wie im Schnitt durch die Symmetrieebene der SOFIA-Cavity zu erkennen ist, zeigt die Konfiguration ohne Aperturrampe großskalige Wirbelstrukturen in der Scherschicht sowie eine deutliche Wechselwirkung der Scherschicht mit der Cavity-Rückwand. Die Geometriemodifikation

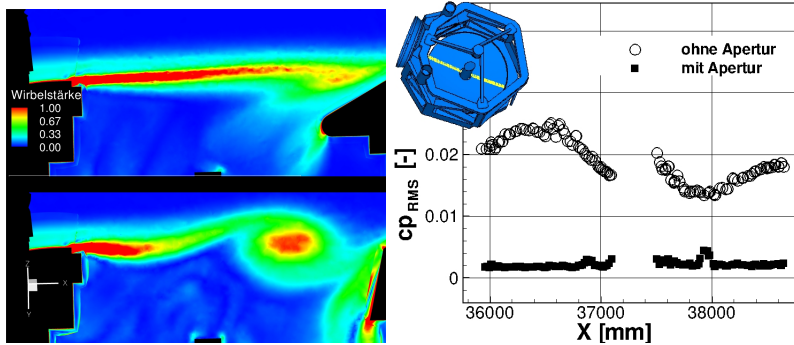


Abb. 5.15: Einfluss der Aperturrampe auf die Wirbelstärke der Scherschicht (links) und auf die hervorgerufenen Druckfluktuationen auf dem Teleskop-Primärspiegel (rechts)

führt zu einer wesentlich ausgeprägteren Interaktion der Außenströmung mit dem Cavityinneren, wodurch sich die Machzahl in der Cavity erhöht, insbesondere im Bereich der Teleskop-Headings. Es ist eine deutlich stärkere Anregung des Cavity-Innenraums durch die an der Rückwand verursachten Druckfluktuationen zu beobachten. Abb. 5.15 rechts zeigt den Vergleich des $c_{p,RMS}$ -Werts entlang der Mittellinie des Primärspiegels (gelbe Linie) zwischen beiden Konfigurationen. Die SOFIA-Konfiguration ohne Aperturrampe liefert im Vergleich zur Baseline-Konfiguration eine um bis zu Faktor 10 höhere instationäre Druckamplitude entlang der Primärspiegel-Mittellinie. In Abb. 5.16 sind die Spektren für drei ausgewählte Sensorpunkte der beiden Fälle miteinander verglichen (für Sensorpositionen siehe Abb. C.2).

Das Entfernen der Aperturrampe resultiert in einem deutlichen Anstieg des Pegels nahezu über den gesamten Frequenzbereich. Weiterhin tritt der Peak bei 46Hz stärker hervor, der Maximalwert der spektralen Leistungsdichte steigt um beinahe zwei Größenordnungen an.

5.4 Detached Eddy Simulation

Neben den URANS-Rechnungen wurden zusätzlich Detached-Eddy Simulationen an der SOFIA-Windkanalkonfiguration durchgeführt. Aufgrund der DES-spezifischen Anforderungen an das Rechnernetz musste

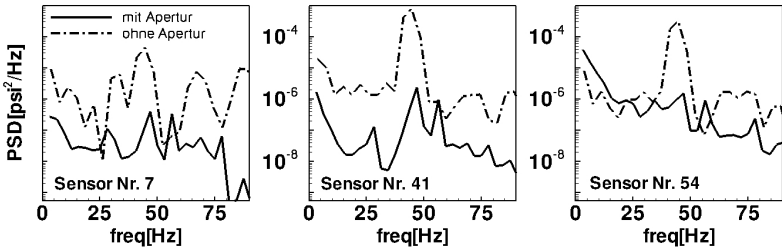


Abb. 5.16: Auswirkung der Aperturrampe auf PSD-Plots; für Sensorpositionen siehe Abb. C.2

dieses neu erstellt werden, insbesondere wurde im Bereich der Scherschicht ein LES-Block mit nahezu isotropen Hexaederzellen eingefügt. Dank des strukturierten Aufbaus ermöglicht dieser Block im Vergleich zum unstrukturiert aufgelösten Bereich eine höhere effektive Verfahrensordnung und eine reduzierte numerische Dissipation, wodurch sich das Auflösungsvermögen zur Darstellung der großskaligen turbulenten Wirbelstrukturen der Scherschicht verbessert. Aufgrund der enormen Komplexität der Geometrie im Bereich der Scherschicht wurde der LES-Block frei in das Hintergrundgitter eingebettet (siehe Abb. 5.17), der Übergang zum Tetraeder-Hintergrundblock erfolgt mittels Pyramidenelementen. Die Zelldiskretisierung des Cavity-Innenraums außerhalb der Scherschicht wurde gegenüber den URANS-Gittern weitestgehend beibehalten. Zur Untersuchung des Einflusses der Gitterauflösung im Bereich der Scherschicht wurden zwei Netze unterschiedlicher Feinheit erstellt: eine grobe Variante mit $7,5 \cdot 10^6$ Hexaederzellen (insgesamt $28,7 \cdot 10^6$ Zellen bzw. $14,0 \cdot 10^6$ Gitterpunkte) sowie eine feinere Version mit $14,7 \cdot 10^6$ Hexaedern (insgesamt $39,8 \cdot 10^6$ Zellen bzw. $20,0 \cdot 10^6$ Gitterpunkte).

Die erforderlichen Abmessungen der Zellen im Bereich des LES-Blockes wurden basierend auf den zuvor durchgeführten URANS-Ergebnissen überschlägig abgeschätzt. Hierzu wurde basierend auf den vom Turbulenzmodell berechneten Größen k und ω mittels Gl. (2.34) die turbulente Längenskala berechnet, welche mit der Ausdehnung der energiereichsten Eddies korreliert. Abb. 5.18 zeigt die räumliche Verteilung der mit Hilfe dieser Methode berechneten Längenskalen im Bereich der Scherschicht im Cavity-Mittelschnitt. Innerhalb der Rumpfgrenzschicht geht die Längenskala mit abnehmendem Wandabstand gegen null, über den größten Teil der freien Scherschicht ist diese größer als 6mm. Basierend auf die-

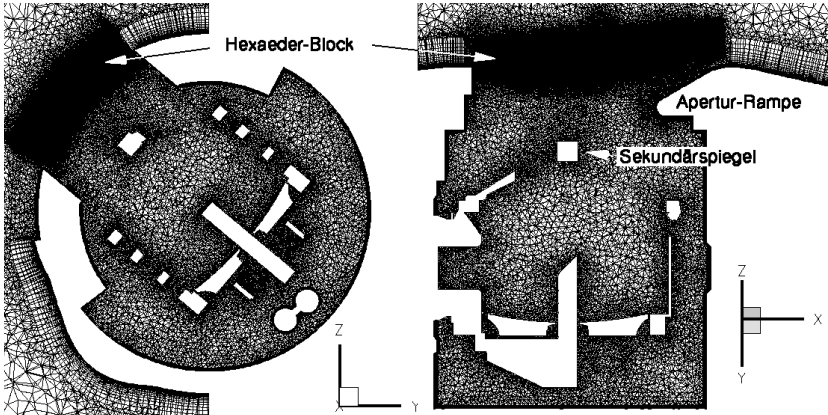


Abb. 5.17: DES-Rechengitter mit Hexaeder-Block im Bereich der Cavity-Scherschicht

ser Erkenntnis wurde die Gitterweite des Hexaederblocks zu 0,62mm ($\sim 0,8$ mm für das Gitter mit der groben Auflösung) bestimmt, um eine räumliche Auflösung der charakteristischen Turbulenzstrukturen mit mindestens zehn Zellabmessungen zu gewährleisten.

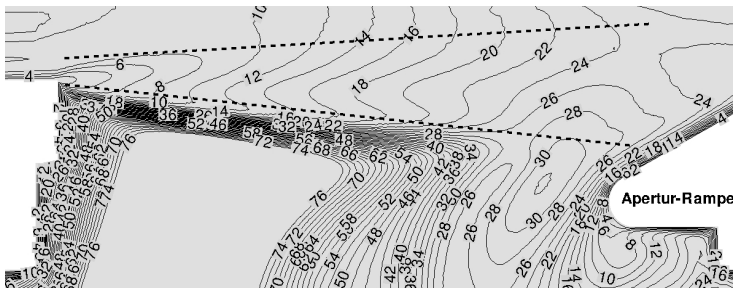


Abb. 5.18: Räumliche Verteilung der mittels k und ω berechneten charakteristischen turbulenten Längenskala im Bereich der Scherschicht (angedeutet durch gestrichelte Linien) im Cavity-Mittelschnitt ; Einheiten in mm

Für die Wahl der physikalischen Zeitschrittweite der Detached Eddy Simulation empfiehlt Spalart [129] das Verhältnis zwischen der klein-

sten Zelldimension und der Geschwindigkeit der Anströmung, was im Fall der hier betrachteten SOFIA-Konfiguration einen Wert von $2,3\mu\text{s}$ liefert ($3,0\mu\text{s}$ für das Gitter mit groben Auflösung). Um den Rechenaufwand der Simulation in Grenzen zu halten, wurde für die Bestimmung der Zeitschrittweite nicht die Anströmgeschwindigkeit am Fernfeldrand angesetzt, sondern ein repräsentativer Mittelwert der lokalen Geschwindigkeit im Bereich der Scherschicht angenommen, was zu einem physikalischen Zeitschritt von $5,0\mu\text{s}$ führte.

Zur Darstellung der Wirbelstrukturen der freien Scherschicht wurde die zweite Invariante Q des Geschwindigkeitstensors $\nabla \otimes \mathbf{u}$ berechnet, die nach Hunt et al. [50] innerhalb von Wirbeln positive Werte annimmt. Diese Größe ist wie folgt definiert:

$$Q \equiv \frac{1}{2} (u_{i,i}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = \frac{1}{2} (\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2) \quad (5.5)$$

wobei $\|\mathbf{S}\| = [\text{Spur}(\mathbf{S}\mathbf{S}^t)]^{\frac{1}{2}}$ und $\|\boldsymbol{\Omega}\| = [\text{Spur}(\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\Omega}^t)]^{\frac{1}{2}}$, und \mathbf{S} und $\boldsymbol{\Omega}$ die symmetrischen und antisymmetrischen Komponenten von $\nabla \otimes \mathbf{u}$ darstellen. Gegenüber der teilweise ebenfalls zur Visualisierung von Wirbeln verwendeten Wirbelstärke $|\omega|$ verschwindet diese Größe innerhalb von stationären Wandgrenzschichten und zeichnet ein detaillierteres Bild der Wirbelstrukturen. Anschaulich ausgedrückt repräsentiert sie das Gleichgewicht zwischen der lokalen Scherrate und der Wirbelstärke.

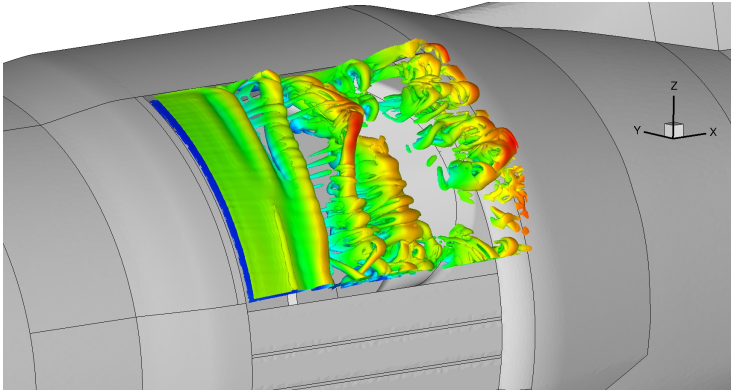


Abb. 5.19: Visualisierung der turbulenten Wirbelstrukturen der Scherschicht anhand der Isofläche $Q = 30\,000\text{s}^{-1}$

In Abb. 5.19 ist die Isofläche $Q = 30000\text{s}^{-1}$ der Scherschicht über der SOFIA-Cavity dargestellt. Nach einer kurzen Anlaufstrecke bilden sich aus der anfangs recht gleichmäßigen und ebenen Scherschicht quasi zweidimensionale Wirbelstrukturen, deren Ursache auf die Mechanismen der Kelvin-Helmholtz Instabilität zurückzuführen ist. Dieses in freien Scherschichten auftretende Phänomen ist auf die Form des Geschwindigkeitsprofils zurückzuführen und quasi unabhängig von der Viskosität des Mediums.

Mit der weiteren Konvektion stromab zerfallen diese kohärenten Wirbel allmählich in chaotische dreidimensionale Strukturen. In der RANS-Lösung hingegen sind diese Strukturen nicht zu erkennen, ihr Einfluss auf die Strömung d.h. die induzierte Durchmischung und der Austausch von Impuls erfolgt über die vom Turbulenzmodell eingebrachte turbulente Wirbelviskosität.

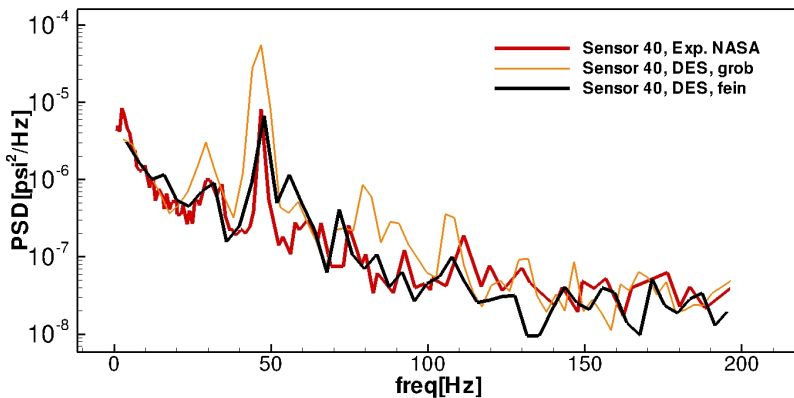


Abb. 5.20: Einfluss der Gitterfeinheit im Bereich der Scherschicht auf berechnete Druckspektren; für Sensorposition siehe Abb. C.2

In Abb. 5.20 ist der Einfluss der Zelldiskretisierung des Hexaederschichtblockes auf die berechneten PSD-Plots dargestellt. Die nahezu vollständige Verdopplung der Anzahl an Hexaederzellen von $7,5 \cdot 10^6$ auf $14,7 \cdot 10^6$ innerhalb des LES-Blockes bewirkt eine durchschnittliche Verringerung der Knotenabstände um rund ein Viertel in alle drei Raumrichtungen. Werden die Amplituden vom groben Rechengitter generell zu hoch berechnet, insbesondere beim Peak im Bereich von 46Hz, so liefert die Verfeinerung des Rechengitters eine deutlich bessere Übereinstim-

mung mit der Messung. An nahezu allen anderen Sensorpositionen auf der Teleskopstruktur ist dieser Trend zu beobachten, wonach die Verfeinerung des strukturierten Hexaedergitters im Bereich der Scherschicht die Amplituden der diskreten Peaks verringert.

Für die Sensoren Nr. 7 und 41 sind die mittels URANS und DES (Gitter mit hoher Zellauflösung) berechneten Druckspektren in Abb. 5.21 zum Vergleich dargestellt.

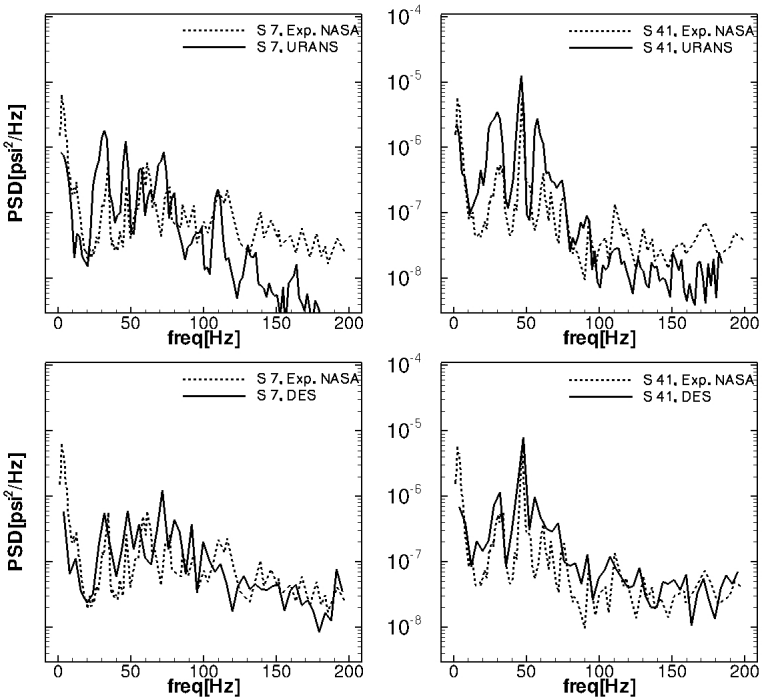


Abb. 5.21: Vergleich der mit URANS und DES berechneten Druckspektren für Sensor Nr. 7 und 41; für Sensorpositionen siehe Abb. C.2

Die DES-Simulation zeigt gegenüber der URANS-Simulation eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Messdaten, insbesondere liegen die vorhergesagten Amplituden der beiden Peaks bei 35 Hz und 57 Hz näher an den Messungen. Das URANS-Verfahren liefert in diesem Bereich überhöhte Werte. Weiterhin ist in den URANS-Spektren ein

Amplitudenabfall oberhalb von 100Hz zu erkennen, der mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Unzulänglichkeiten der Turbulenzmodellierung sowie auf eine erhöhte Dissipation aufgrund des Diskretisierungsschemas zurückzuführen ist. Die DES-Lösung hingegen zeigt selbst oberhalb von 100Hz eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten.

Wie in Kap. 3.2.7 beschrieben, wird bei der Detached Eddy Simulation gegenüber RANS nur ein Teil des Turbulenzspektrums modelliert, und die größeren und dominanteren anisotropen Wirbel werden vom Verfahren räumlich aufgelöst. In der Rechnung äußert sich diese Tatsache durch eine Reduktion der turbulenten Wirbelviskosität. In Abb. 5.22 sind die Profile der vom RANS-Turbulenzmodell bzw. vom DES-Feinstrukturmodell berechneten turbulenten Viskosität innerhalb der Scherschicht für die 40°- Symmetrieebene bei $x = 2660\text{mm}$ dargestellt.

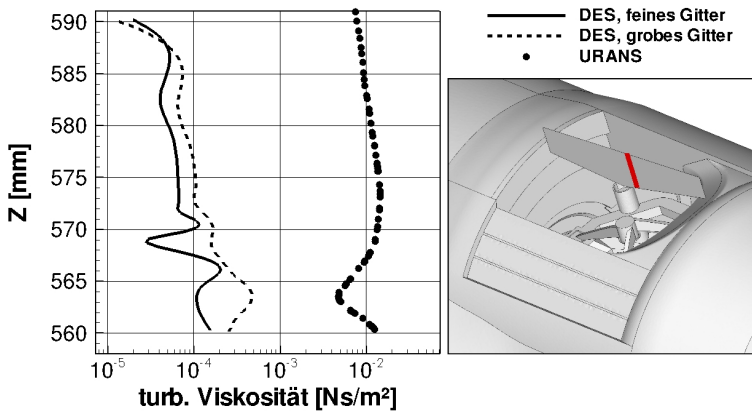


Abb. 5.22: Vergleich zwischen URANS und DES: modellierte turbulente Viskosität der Scherschicht; dargestellt für die 40°- Symmetrieebene bei $x = 2660\text{mm}$ (im Bild rechts durch rote Linie markiert)

Der Vergleich zwischen der vom RANS-Turbulenzmodell und der vom DES-Feinstrukturmodell berechneten turbulenten Viskosität offenbart den fundamentalen Unterschied zwischen beiden Verfahren. Die modellierte turbulente Viskosität ist beim RANS-Verfahren rund zwei Größenordnungen höher als beim DES-Verfahren, bei dem lediglich die feinen

und wesentlich isotroperen Turbulenzstrukturen modelliert werden, und in Form von turbulenter Viskosität in die Strömungslösung einfließen. Abb. 5.22 zeigt weiterhin die Charakteristiken der Turbulenzfilterung, das Grundprinzip der Large Eddy Simulation. Die mit dem gröberen Rechengitter berechnete Lösung zeigt gegenüber der Lösung des feinen Rechengitters eine höhere turbulente Viskosität innerhalb der Scherschicht.

Die im Rahmen der DES berechnete turbulente Längenskala ist in Abb. 5.23 für die Grenzschicht auf der Oberseite des Rumpfes im vorderen Bereich (zwischen Cockpit und Flügelansatz) dargestellt. Innerhalb der RANS-Zone steigt die turbulente Längenskala entsprechend des nach Spalart und Almaras definierten Turbulenzmodells linear mit zunehmendem Wandabstand d an. Abhängig von der lokalen Zellgröße sowie der vom Feinstrukturmodell berechneten Wirbelviskosität erfolgt der Übergang zwischen RANS- und LES-Zone innerhalb der Grenzschicht. Gemäß Spalart [129] kann dieser Umstand aufgrund der im GS-Außenbereich auftretenden hohen Gradienten der turbulenten Viskosität teilweise zu numerischen Stabilitätsproblemen führen. Bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulation wurde dieses Problem jedoch nicht beobachtet. Das Eindringen der LES-Zone in den äußeren Bereich der Grenzschicht zeigte sich unabhängig von der Zellverteilung in wandnormale Richtung auf allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Rechengittern.

5.5 Scherschichtkontrolle mittels Wirbelgeneratoren

Zur Bewertung des Potenzials einer möglichen Reduktion der auf dem SOFIA-Teleskop wirkenden strömungsinduzierten instationären Lasten wurde das URANS-Simulationsmodell um Grenzschicht-Wirbelgeneratoren stromauf des Teleskopschachts erweitert. Die Wirbelgeneratoren erhöhen einerseits die Grenzschichtdicke, andererseits wird die räumliche Kohärenz der Scherschicht herabgesetzt. Homogene und quasi-zweidimensional strukturierte Scherschichten fördern das Anwachsen von Instabilitäten aufgrund der effizienten und gleichmäßigen Ausbreitung von Störungen wesentlich stärker. Die von Wirbelgeneratoren induzierten Längswirbel brechen die gleichmäßige Scherschichtstruktur auf und zergliedern diese. Die instationären Druckfluktuationen in der Cavity reduzieren sich aufgrund der wesentlich ineffizienteren Störungsausbreitung in der Scherschicht und der damit verbundenen Abschwächung der

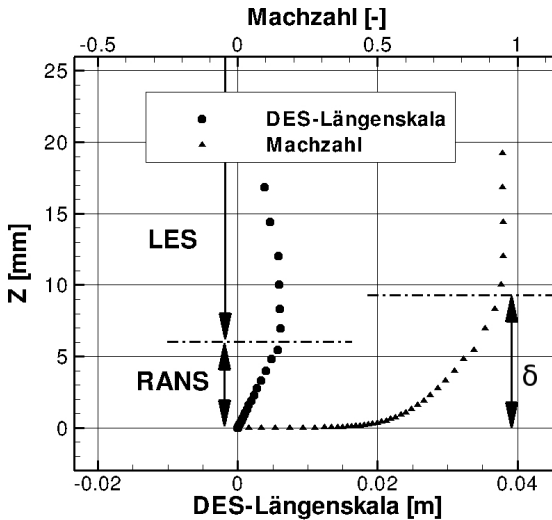


Abb. 5.23: Übergang zwischen RANS- und LES-Zone auf der Oberseite des Rumpfes im vorderen Bereich zwischen Cockpit und Flügelsatz

Rückkopplung. Für die SOFIA Konfiguration wurde das Konzept von paarweise angeordneten Wirbelgeneratoren untersucht, die gegenläufige Längswirbel in der Scherschicht induzieren („counter rotating vortex generators“). Ein wichtiges Kriterium bei der Auswahl des Wirbelgenerator-Typs stellte die Beibehaltung der Grundströmung im Bereich der Cavity dar. Die Apertur wurde für die ungestörte Grundströmung ausgelegt und optimiert. Stark abweichende Strömungsverhältnisse wie beispielsweise eine mittels Wirbelgeneratoren herbeigeführte dominante Querströmung würde die Effizienz des vorhandenen Konzeptes möglicherweise reduzieren. Im Gegensatz zu den „co-rotation vortex generators“, die Längswirbel mit identischer Drehrichtung hervorrufen und eine ausgeprägte Querkomponente aufprägen, wurde die Grundströmung durch das nachfolgend dargestellte und hier angewandte Konzept nur minimal beeinflusst. Da in der Literatur keine Informationen über die erforderlichen geometrischen Dimensionen von Wirbelgeneratoren zur Beeinflussung von Cavityströmung gefunden werden konnten, wurde die Auslegung des Konzeptes an den Untersuchungen von Pearcey [91] orientiert, die im Hinblick auf eine Beeinflussung von Profil- bzw. Tragflügelumströ-

mungen durchgeführt wurden. Die von Pearcey zur Reduktion der Ablösung und zur Steigerung des maximalen Auftriebsbeiwertes von Tragflügeln empfohlene Konfiguration von symmetrisch unter einem Winkel von 15° angebrachten Plattenpaaren wurden mit einer Höhe von etwa 30% der Grenzschichtdicke in das Rechengitter des SOFIA-Windkanalmodells eingefügt. Nach Lin [72] liegt bei dieser Höhe das Optimum aus Effizienz und Widerstand.

Der Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Grundströmung wurde in einer zuvor durchgeführten Studie separat untersucht [65]. Hierfür wurde ein Wirbelgenerator-Paar auf einer ebenen Platte angebracht und unter SOFIA-Windkanalbedingungen angeströmt. Die Länge der Platte stromauf der Wirbelgeneratoren wurde an der Rumpflänge des Windkanalmodells orientiert, um eine Grenzschicht mit vergleichbarer Dicke und ähnlichem Geschwindigkeitsprofil zu gewährleisten.

Die Untersuchung der Netzabhängigkeit der Lösung wurde für fünf stationär angeströmte VG-Paare durchgeführt. Mit Hilfe des TAU-internen Adaptionmoduls wurde das Rechengitter in mehreren Schritten sukzessive verfeinert, wobei bei jedem Schritt rund 5% neue Zellen eingefügt wurden. Der Verlauf des von den Wirbelgeneratoren hervorgerufenen Gesamtwiderstandes ist in Abhängigkeit der Adaptionstufe des Netzes in Abb. 5.24 dargestellt. Der Verlauf offenbart ein typisch asymptotisches Verhalten, die gesamte Änderung des Widerstands zwischen Ausgangs- und Endversion des Rechengitters beträgt 0,12%.

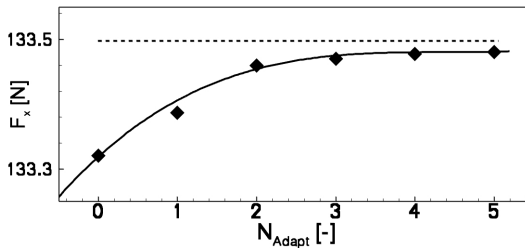


Abb. 5.24: Einfluss der lokalen Netzauflösung auf den Gesamtwiderstand der Wirbelgeneratoren (5%-Verfeinerungsrate pro Adaptionsschritt) [65]

Die daraus gewonnenen Erkenntnisse wurden beim Erstellen des Gitters für die SOFIA-Konfiguration mit Wirbelgeneratoren berücksichtigt. Die Diskretisierung der unmittelbaren Umgebung der Wirbelgenerato-

ren sowie des Bereiches der Längswirbel über der Cavity wurde an diesen Werten orientiert. Da eine systematische Gitterkonvergenzstudie bzw. eine Extrapolation nach Richardson aufgrund der lokalen unstrukturierten Zellverfeinerung nicht möglich ist, wurde versucht, den Diskretisierungsfehler anhand der L_2 -Norm des Drucks bzw. der Dichte zu quantifizieren. Das Kriterium lieferte jedoch in dem hier betrachteten Fall aufgrund der in Kap. 3.4.2 angesprochenen ansatzbedingten Unsicherheiten keine verwertbaren Aussagen hinsichtlich des Diskretisierungsfehlers.

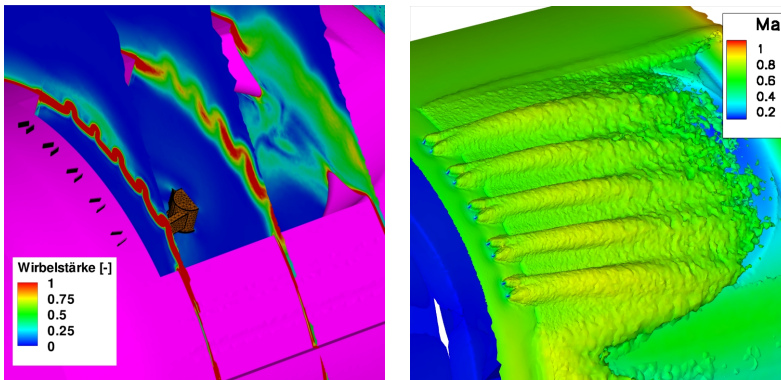


Abb. 5.25: Wirbelgeneratoren stromauf der SOFIA-Cavity; links: Konturplot der Wirbelstärke in drei senkrecht zur Strömung befindlichen Schnitten; rechts: Isofläche $Q = 60\,000$

Abb. 5.25 links zeigt die SOFIA-Cavity mit applizierten Wirbelgeneratoren sowie drei senkrecht zur Strömungsrichtung ausgerichtete Schnitte mit der Darstellung der lokalen Wirbelstärke. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, wird die Scherschicht im Bereich der Wirbelkerne aufgrund der induzierten Geschwindigkeit nach außen gewölbt und stark deformiert. Die Isofläche $Q = 60\,000$ der rechten Abbildung zeigt die Entwicklung der durch die Wirbelgeneratoren induzierten Längswirbel entlang der Strömungsrichtung, die vom Verfahren über den größten Teil der Cavitylänge erhalten werden.

Die Auswirkungen dieser Maßnahme zeigen sich in einer deutlichen Reduktion der Druckfluktuationen über die gesamte Cavity. Wie Abb. 5.26 verdeutlicht, verringert sich der von URANS vorhergesagte Schalldruckpegel auf der Oberfläche der Teleskopstruktur teilweise um bis zu 10dB. Untersuchungen mittels LES-Simulation von Barakos et al. [12]

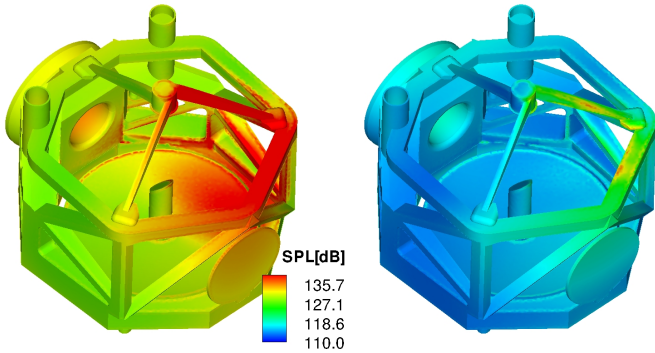


Abb. 5.26: Vergleich der Schalldruckpegel auf der TA-Oberfläche zwischen der SOFIA Baseline Konfiguration (links) und der SOFIA Konfiguration mit 5 gegenläufigen Wirbelgeneratorpaaren (rechts)

mit ähnlichen passiven Strömungsbeeinflussungsmaßnahmen stromauf einer rechteckigen Cavity bei einer Machzahl von $Ma = 0,85$ zeigen Reduktionen in der gleichen Größenordnung. In den auf der Oberfläche der SOFIA-Teleskopstruktur berechneten Druckspektren äußert sich der Einfluss der Wirbelgeneratoren in einem über beinahe den gesamten Frequenzbereich abgesenkten Fluktuationsniveau (siehe Abb. 5.27).

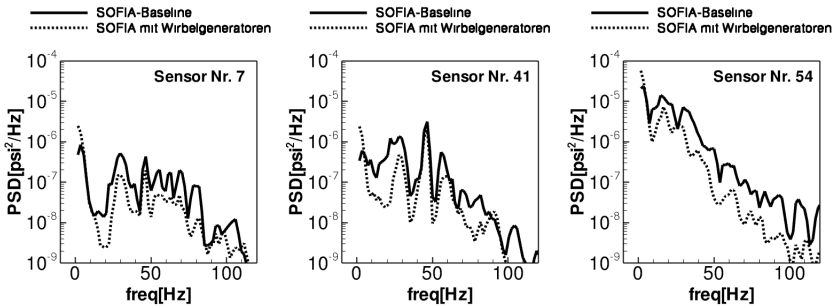


Abb. 5.27: Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Spektren der Sensoren Nr. 7, 41 und 54; für Sensorpositionen siehe Abb. C.2

Bewertung mittels End-to-End Pointingsimulation Zur Quantifizierung des Einflusses der Wirbelgeneratoren auf die Positionierungsgenauigkeit des Teleskops wurde eine End-to-End Pointing Simulation durchgeführt. Hierfür wurde das unter Leitung von MT-Aerospace entwickelte Simulationsmodell [83] verwendet. Die MATLAB-basierte Simulationsumgebung beinhaltet ein Strukturmodell des Teleskops, den Lageregler sowie die implementierten Aktuatoren, und ermöglicht die Berechnung der Positionierungsgenauigkeit unter Berücksichtigung der auf das System einwirkenden Störeinflüsse (siehe Abb. 5.28 und Abb. 5.29). Bei der ursprünglichen Anwendung wurden die aeroakustischen Lasten den Windkanalmessungen entnommen. Die über die Flugzeugstruktur in das Teleskop eingeleiteten Vibrationen stammen aus Flugversuchen bei geschlossener Cavity.

Das Modell wurde ursprünglich zum Nachweis der Leistungsfähigkeit des Observatoriums entwickelt, es soll aber zukünftig auch für eine Vielzahl anderer Zwecke eingesetzt werden, wie beispielsweise der Optimierung der Reglergesetze, oder für die Bewertung von Maßnahmen zur Strömungsbeeinflussung. Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchung wurden die dem Simulationsmodell zugrundeliegenden Windkanalmessdaten durch CFD-basierte Daten ersetzt.

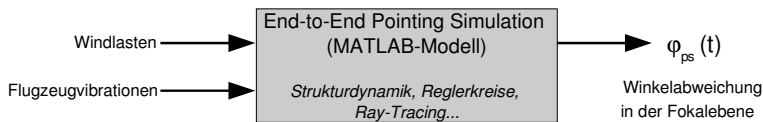


Abb. 5.28: End-to-End Simulationsmodell zur Berechnung der Positionierungsgenauigkeit des SOFIA-Teleskops

Die Positionierungsgenauigkeit des Teleskops ist definiert als die relative Abweichung des zu beobachtenden Objektes in der Fokalebene des Beobachtungsinstruments innerhalb der Beobachtungsdauer. Als Referenzgröße wird hierfür der RMS-Wert der instationären Winkelabweichung

$$\varphi(t) = \sqrt{\varphi_v^2(t) + \varphi_w^2(t)} \quad (5.6)$$

zwischen der aktuellen Bildposition und dem zeitlichen Mittelwert aller Beobachtungspunkte herangezogen, wobei $\varphi_v(t)$ und $\varphi_w(t)$ die instatio-

näre Beobachtungswinkelabweichungen in u - und v -Richtung innerhalb der Fokalebene darstellen. Der RMS-Wert berechnet sich unter der Annahme der Mittelwertfreiheit daraus wie folgt:

$$\varphi_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \varphi^2(t) dt} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (\varphi_v^2(t) + \varphi_w^2(t)) dt} \quad (5.7)$$

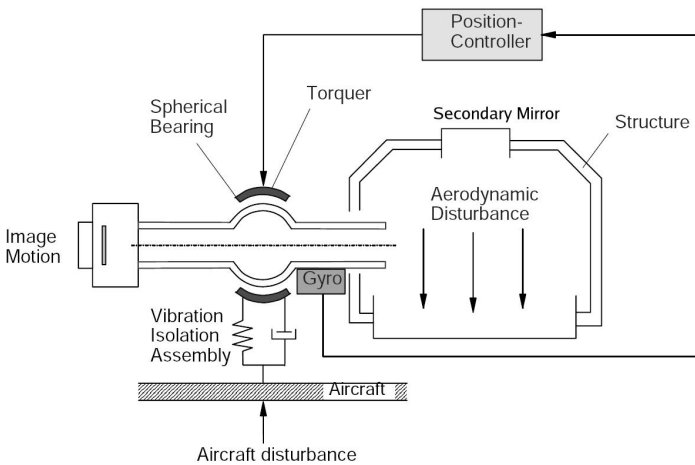


Abb. 5.29: Aufbau des Teleskop-Regelsystems

Die Stabilisierung des Teleskopsystems erfolgt gemäß Abb. 5.29. Durch Gyroskope und Beschleunigungsaufnehmer werden die auf das Teleskop wirkenden Störungen in Folge von Flugzeugvibrationen und Windlasten ermittelt und an den Lageregler weitergegeben. Dieser berechnet basierend auf einem implementierten Strukturmodell die aus den Lasten resultierende Auslenkung und steuert den elektromagnetischen Motor (Torquer), der eine Drehung der gesamten Teleskopstruktur um $\pm 3^\circ$ um alle drei Achsen mit einer Frequenz bis zu 12Hz ermöglicht. Zusätzlich lassen sich höherfrequente flexible Verformungen der Struktur durch das sogenannte „Flexible Body Compensation“-System (FBC) ausgleichen, das einerseits mittels Torquer und andererseits mittels Schwenken des Sekundärspiegels um seine beiden Querachsen die flexiblen Verformungen

der Struktur kompensiert. Da im Windkanalversuch aufgrund der hohen Frequenzen der aeroakustischen Störungen die auf das Teleskop wirkenden Windlasten nicht direkt mit einer Kraft- bzw. Momentenwaage gemessen werden konnten, wurde diese durch Integration des Drucks über die Oberfläche berechnet. Basierend auf den im Windkanalversuch an 56 verschiedenen Stellen punktuell gemessenen und auf den Flugfall skalierten zeitlichen Druckverläufe wurden durch Multiplikation mit definierten Referenzflächen und effektiven Abständen zum Bezugssystem die daraus resultierenden Kräfte und Momente berechnet. Mit Hilfe der Ergebnisse der numerischen Strömungssimulation lässt sich der Diskretisierungsfehler dieses Ansatzes bewerten. Analog zum Vorgehen bei den Windkanalversuchen wurden die instationären Teleskoplasten über die lokal an den 56 Sensorpositionen berechneten zeitlichen Druckverläufe durch Multiplikation mit entsprechenden Referenzflächen und -hebelarmen ermittelt. Zum Vergleich wurden diese Lasten mittels Oberflächenintegration über die gesamte Teleskopstruktur berechnet.

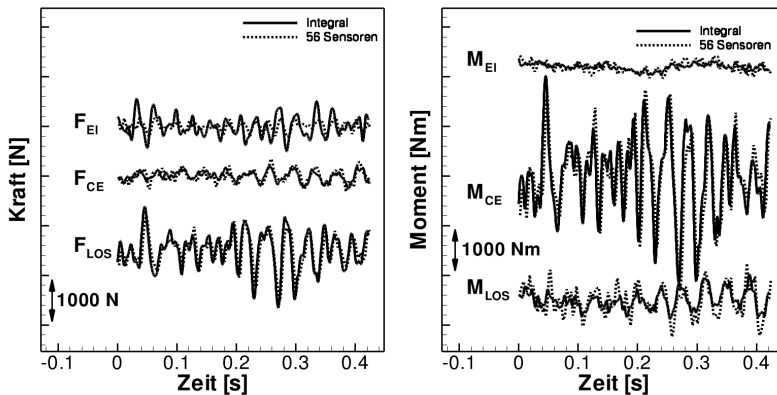


Abb. 5.30: Von URANS berechneter zeitlicher Verlauf der am Teleskop induzierten instationären Windlasten; Vergleich zwischen den mittels Oberflächenintegration und diskreter Drücke und Referenzflächen berechneten Teleskoplasten

Die von beiden Vorgehensweisen ermittelten zeitlichen Verläufe der aeroakustischen Lasten sind in Abb. 5.30 dargestellt. Die Kraftschwankung parallel zur Elevationsachse wird von dem Verfahren deutlich unterschätzt, die dominierende Kraftschwankung parallel zur Line-of-Sight wird hervorragend wiedergegeben. Es ist eine sehr gute Übereinstim-

mung der Momente um die Elevations- und die Cross-Elevationsachse zu erkennen. Das Moment bezüglich der Line-of-Sight Achse hingegen wird durch die Methode der 56 diskreten Punktlasten zu hoch berechnet.

Der in das End-to-End Pointing-Simulationsmodell eingehende Datensatz der Teleskop-Windlasten besteht aus insgesamt 50 000 Samples mit einer Samplingrate von $8,2 \cdot 10^{-4}$ s und einer Gesamtdauer von 41s (auf Flugbedingungen skaliert). Die Daten beziehen sich auf den Referenz-Flugfall mit dem Teleskop-Elevationswinkel $\gamma = 40^\circ$ gemäß Tabelle D.1. Die über die Flugzeugstruktur übertragenen Störungen in Form von Vibrationen erstrecken sich über eine Dauer von 33s. Die Simulation liefert für den Referenz-Flugfall die in Tabelle 5.2 aufgelisteten Werte für die Teleskop Pointing-Stability.

	bis 30Hz	bis 70Hz	gesamt
Pointing Stability ohne FBC	1,60	1,67	1,88
Beitrag der Windlasten	0,93	1,05	1,36
Beitrag der Strukturvibrationen	1,30	1,30	1,30

Tabelle 5.2: Pointing Stability (φ_{RMS} [arcsec]) des Gesamtsystems ohne Flexible Body Compensation gemäß [83]

Der Beitrag der Flugzeugvibrationen zur Bildbewegung ist in etwa gleich groß wie der durch die Windlasten bedingte Störungsanteil, wobei die aeroakustische Anregung zu höheren Frequenzen hin verschoben ist. Durch Aktivierung der Flexible Body Compensation lässt sich die Pointing Stability deutlich steigern, wie Tabelle 5.3 verdeutlicht.

	bis 30Hz	bis 70Hz	gesamt
Pointing Stability mit FBC	0,50	0,71	1,11
Beitrag der Windlasten	0,46	0,67	1,10
Beitrag der Strukturvibrationen	0,20	0,22	0,22

Tabelle 5.3: Pointing Stability (φ_{RMS} [arcsec]) des Gesamtsystems mit Flexible Body Compensation gemäß [83]

Die Flexible Body Compensation erhöht gemäß End-to-End Simulation die Teleskop Pointing Stability von 1,88arcsec auf 1,11arcsec, insbesondere werden die vom Flugzeug induzierten niederfrequenten Strukturvibrationen drastisch reduziert. Der Beitrag der Windlasten hingegen

reduziert sich in wesentlich geringerem Umfang, da die Bandbreite des FBC-Systems auf 24Hz beschränkt ist und die dominanten aeroakustischen Störungen in einem höheren Frequenzbereich liegen. Diese Tatsache verdeutlicht die Notwendigkeit der Untersuchung potenzieller Konzepte zur Verringerung der aeroakustischen Störeinflüsse zur längerfristigen Steigerung der Leistungsfähigkeit des Teleskopsystems.

Zur Untersuchung des Einflusses der angewandten Strömungs-Beeinflussungsmaßnahmen auf die Teleskop-Positionierungsgenauigkeit wurden die aus der Windkanaluntersuchung stammenden Drucklasten durch die Ergebnisdaten der CFD-Simulation ersetzt. Die Simulationsdauer musste aufgrund des enormen Rechenaufwandes der URANS-Simulationen gegenüber der auf den Windkanaldaten basierenden Pointing-Simulation reduziert werden. Mittels parametrischer Variation des Zeitfensters der in das Simulationsmodell eingehenden Windlasten konnte gezeigt werden, dass eine Gesamt-Simulationsdauer von rund 5s bereits hinreichend genaue Ergebnisse liefert, und für die End-to-End Pointingsimulation ausreichend ist. Dieser Wert wurde für die CFD-Daten als Untergrenze der Simulationsdauer angesetzt. Da die Abtastrate der Windkanalmessungen geringer war als die Samplingrate der CFD-Simulation, wurden die Werte für die fehlenden Stützstellen durch Interpolation mittels Polynomen dritter Ordnung gewonnen. Zur Limitierung der erforderlichen Rechenzeit musste die physikalische Zeitschrittweite der URANS-Simulation von $16,4\mu\text{s}$ auf $32,8\mu\text{s}$ verdoppelt werden, wodurch die Ergebnisse im noch vertretbaren Rahmen beeinträchtigt wurden. Abb. 5.31 zeigt einen Vergleich zwischen den beiden Simulationen mit unterschiedlicher Zeitschrittweite.

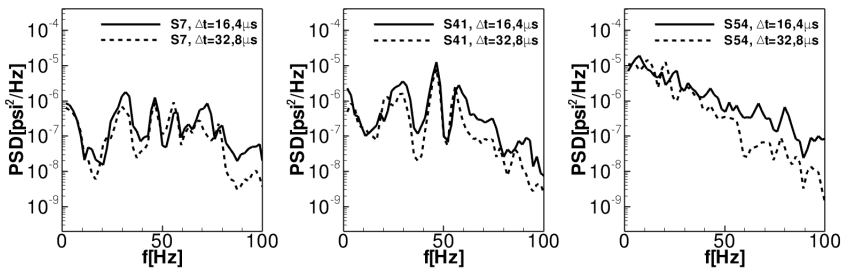


Abb. 5.31: Einfluss der physikalischen Zeitschrittweite auf die Druckspektren der Sensoren Nr. 7, 41 und 54; für Sensorpositionen siehe Abb. C.2

Für Sensor Nr. 7 auf dem Primärspiegel und Sensor Nr. 41 auf dem TA-Headring zeigt sich durch die Vergrößerung der Zeitschrittweite eine Abnahme der Amplitude des 30Hz Modes sowie ein stärkerer Abfall der Amplituden im höheren Frequenzbereich. Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen der Wirbelgeneratoren konnten diese Abweichungen toleriert werden. Zudem wurden die Simulationsergebnisse der Konfiguration mit Wirbelgeneratoren mit den Rechenergebnissen der Baseline-Konfiguration bei gleicher Zeitschrittweite verglichen. Für beide Konfigurationen wurden rund 10 000 physikalische Zeitschritte gerechnet.

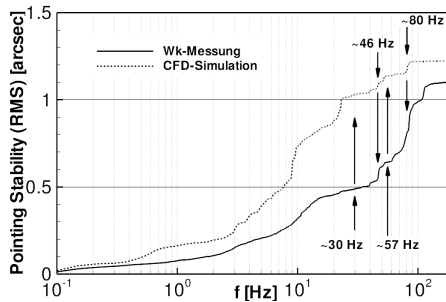


Abb. 5.32: Akkumulative frequenzabhängige Positionierungsgenauigkeit des SOFIA-Teleskops; basierend auf CFD-/Windkanaldaten

In Abb. 5.32 ist die frequenzabhängige akkumulative Pointing Stability des Teleskops bei aktiver Flexible Body Compensation basierend auf Windkanal- und CFD-Daten dargestellt. Die beiden Kurven zeigen einen ähnlichen qualitativen Verlauf, wobei die auf CFD-Daten basierende Kurve geringfügig über der Kurve der Windkanalmessung liegt, da die Strömungssimulation wie in Kap. 5.3.1 angesprochen im Bereich zwischen 10Hz und 50Hz deutlich überhöhte Amplitudenwerte liefert. Die charakteristischen Anstiege der Kurven sind auf dominante Teleskop-Strukturmoden zurückzuführen, die durch aeroakustische Lasten angeregt werden. Den Hauptteil der Anregung liefern die aeroakustischen Moden bei 30Hz, 46Hz, 57Hz und 80Hz. Der in den Windkanal-Messdaten sichtbare Anstieg oberhalb von 100Hz wird durch die CFD-Simulationsdaten aufgrund der bereits angesprochenen Unsicherheiten der Turbulenzmodellierung der URANS-Simulation und der mit steigenden Frequenzen zunehmenden numerischen Dissipation nicht wiedergegeben.

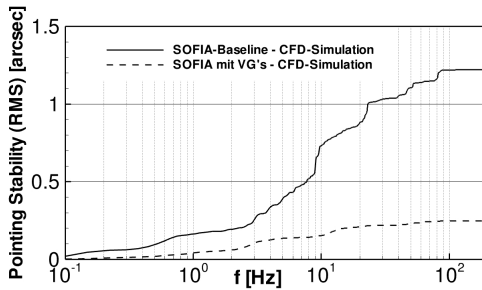


Abb. 5.33: Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Teleskop-Positionierungsgenauigkeit

Die Erhöhung der Pointing Stability aufgrund der installierten Wirbelgeneratoren ist Abb. 5.33 zu entnehmen. Die über die Frequenz integrierte Teleskop-Positionierungsgenauigkeit ist deutlich erhöht, die Kurvenverlauf zeigt wesentlich schwächer ausgeprägte Anstiege bei den charakteristischen Frequenzen. Aufgrund der geringeren zur Anregung der Struktur bereitgestellten aeroakustischen Energie in der Cavity reduziert sich der kumulative RMS-Wert des Pointing Errors im Frequenzbereich bis 200Hz laut Simulation von 1,22arcsec auf 0,24arcsec.

6 Simulation der SOFIA-Flugzeugkonfiguration

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen zur Übertragbarkeit der Windkanaldaten auf den Flugfall sowie verschiedene Möglichkeiten zur passiven Beeinflussung der Strömung und der Akustik des SOFIA-Teleskopschachts vorgestellt. Die Übertragung der in Kap. 5 diskutierten Ergebnisse auf den Flugzustand ist aufgrund verschiedener Faktoren mit zahlreichen Unsicherheiten verbunden. Im transsonischen 14ft Windkanal der NASA in Ames waren sowohl die Reynoldszahl als auch der dynamische Druck fest an die Machzahl der Anströmung gekoppelt und konnten nicht unabhängig voneinander vorgeschrieben werden. Die auf das Windkanalmodell bezogene Reynoldszahl betrug im Nominalzustand bei $Ma = 0,85$ lediglich ein Sechstel der tatsächlichen Flugreynoldszahl, der dynamische Druck der Anströmung hingegen war im Windkanal um den Faktor 3,5 größer. Weiterhin unterschied sich aufgrund der unterschiedlichen Recoverytemperaturen die Schallgeschwindigkeit in den Cavities. Gemäß Gl. (2.10) und (2.30) bestimmt diese Größe maßgeblich die Frequenzen der Rossiter- und Akustikmoden. Hinzu kommt, dass nach den Windkanaluntersuchungen konstruktive Änderungen an der Geometrie des Teleskops, der Cavitywände und der Fairings durchgeführt wurden. Die Fairings wurden um mehrere Zentimeter angehoben und verlängert, die Innenwände mit Isolationsmaterialien ausgekleidet und die Stützstruktur des Telskop-Sekundärspiegels um 60° gedreht.

Dem Unterschied in der Reynoldszahl der Anströmung wurde durch Skalierung der Rumpfgrenzschicht des Windkanalmodells Rechnung getragen, deren Wachstum und Aufbau primär von Viskositätseffekten beeinflusst wird. Mittels Transitionsbändern und Störkörpern im Bereich des Flugzeugcockpits wurden die Rumpf-Grenzschichtprofile des Modells im Bereich der Cavity an die Flugkonfiguration angepasst. Die Auswirkungen der um den Faktor sechs geringeren Reynoldszahl auf die dynamischen Eigenschaften und die Stabilitätscharakteristiken der Scherschicht sowie deren Konsequenzen für die instationären Druckfluktua-

tionen in der Cavity wurde vernachlässigt. Die Unterschiede des dynamischen Drucks der Anströmung wurden durch Skalierung der Druckschwankungsamplituden gemäß Gl. (5.2) berücksichtigt. Wie bereits in Kap. 5.3.1 beschrieben, wurde dabei eine lineare Abhängigkeit zwischen dem dynamischen Druck und den Amplitudenwerten der Fluktuationen angenommen. Experimentelle Untersuchungen von Gai et al. [36] zeigen diesen Zusammenhang selbst für supersonische Strömungen. Die Frequenz der Spektren wurde unter Berücksichtigung des Modell-Maßstabsfaktors und der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten gemäß Gl. (5.3) skaliert.

Zur Bewertung dieser Unsicherheiten wurde die SOFIA-Konfiguration unter Flugbedingungen mit der tatsächlichen Flugreynoldszahl und dem korrekten dynamischen Druck sowie der aktuellen Teleskop- und Cavitygeometrie simuliert und mit den Simulationsdaten der Windkanalkonfiguration verglichen. Das Rechengitter wurde hierfür vollständig neu aufgebaut, wobei sich die Diskretisierung an der Windkanalkonfiguration orientierte. Die Gesamt-Zellenzahl, die räumliche Verteilung der Netzfinesse sowie die Netztopologie wurden weitestgehend übernommen. Aufgrund der Beschränkung der zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten wurden für die Flugkonfiguration lediglich URANS-Rechnungen durchgeführt. Wie in Kap. 5 gezeigt, werden die wesentlichen Effekte der instationären Strömung im SOFIA-Teleskopschacht vom Verfahren wiedergegeben.

6.1 Thermodynamische Zustandsgrößen

Für die Leistungsfähigkeit des Teleskops ist neben der Pointing-Stability die Bildqualität (Image Quality) von Bedeutung. Neben den hochfrequenten Teleskop-Strukturvibrationen oberhalb von 70Hz führen insbesondere Brechungseffekte des optischen Lichts bzw. der kurzwelligen Infrarotstrahlung an Temperatur- bzw. Dichtegradienten in der Strömung zur Beeinträchtigung der Bildqualität. Dieser Effekt tritt vorwiegend im Bereich der Scherschicht auf, wo dominante Geschwindigkeitsdifferenzen aufgrund turbulenter Wirbel vorliegen. Weiterhin wird die Bildqualität durch Temperaturschwankungen herabgesetzt, die durch Warmluft-Leckströme aus der Kabine oder durch nicht vollständig auf Betriebstemperatur gebrachte Komponenten des Teleskopsystems verursacht werden. Die Erfahrungen mit dem Vorgänger-Observatorium KAO zeigen, dass es im optischen sowie im nahen IR-Bereich zu deutlichen

Beeinträchtigungen der Bildqualität kommt, wenn die Temperatur des Teleskops mehr als 2°C über der Recoverytemperatur der Cavity liegt [103]. Dies tritt insbesondere auf, wenn die Struktur vor Beobachtungsbeginn nicht genügend abgekühlt wurde, wie es in den Dokumenten [1] und [2] spezifiziert ist. Um diese störenden Einflüsse möglichst gering zu halten, ist beabsichtigt, die gesamte Cavity inclusive Teleskopstruktur vor dem Start des Flugzeugs mittels Kühlaggregaten auf die Recoverytemperatur des erwarteten Flugzustands zu bringen. Aufgrund viskoser Effekte der Scherschicht lässt sich diese nicht mittels Isentropengesetzen berechnen.

Die Verteilung der Recoverytemperatur sowie weitere relevante thermodynamische Zustandsgrößen in der Cavity wurde daher mittels CFD berechnet. In Abb. 6.2 sind diese Größen für den Schnitt A-B innerhalb der 40° Mittelebene in Richtung des Strahlengangs, wie in Abb. 6.1 angedeutet, dargestellt.

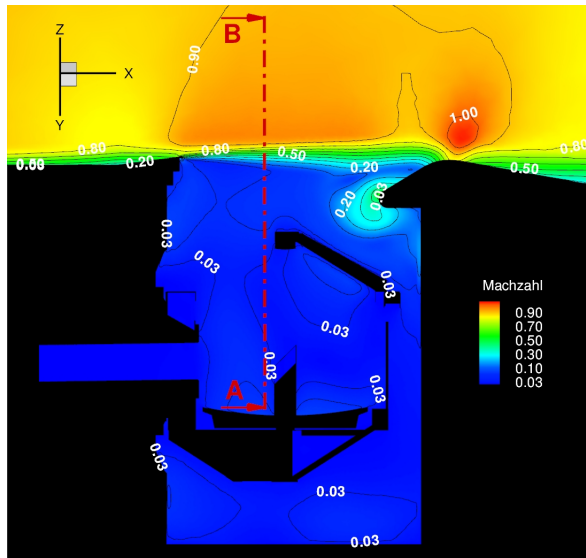


Abb. 6.1: Schnitt A-B durch Cavity-Scherschicht; Mach-Konturplot

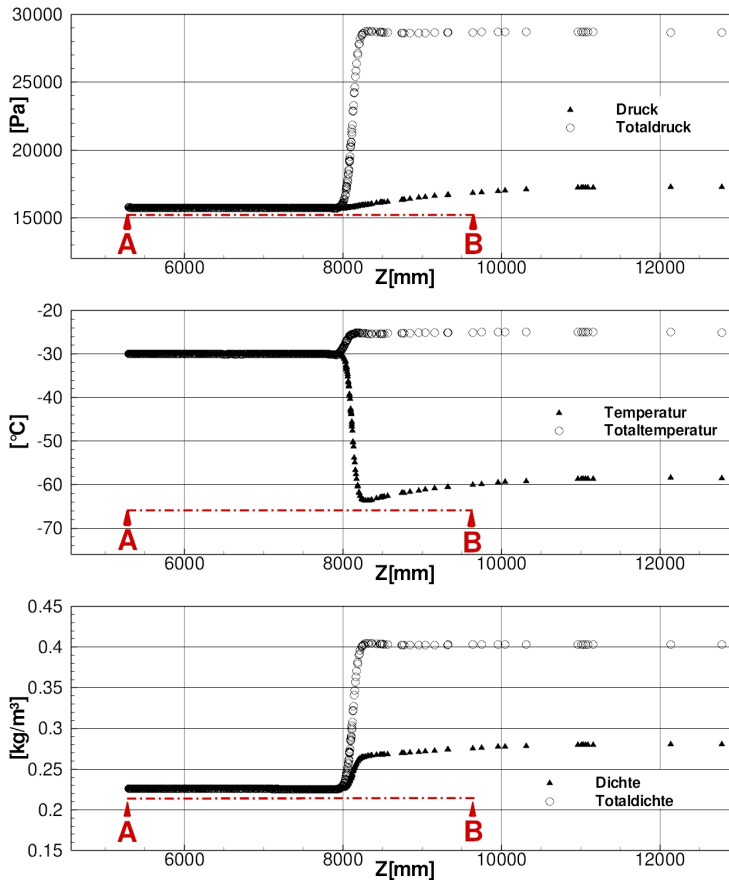


Abb. 6.2: Verlauf der thermodynamischen Zustandsgrößen entlang des Schnitts A-B durch die Cavity-Scherschicht

Im Inneren der Cavity sowie in der ungestörten Außenströmung sind die Zustandsgrößen nahezu konstant, eine deutliche Änderung der Totaldichte, der statischen Temperatur und des Totaldruckes zeigt sich innerhalb der Scherschicht im Übergangsbereich zwischen Innen- und Außenströmung. Die Strömungsgeschwindigkeit ist im Teleskopschacht stark reduziert, bei einer Anströmmachzahl von $Ma = 0,85$ liegt gemäß Abb.

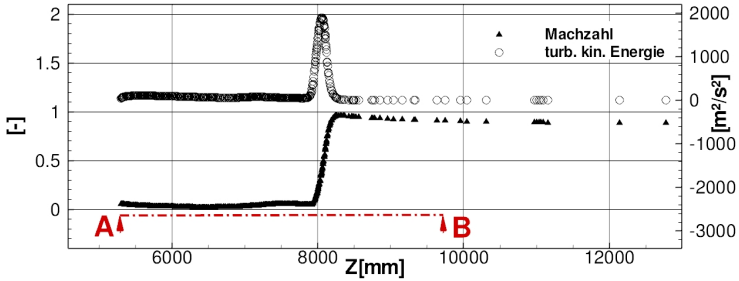


Abb. 6.3: Machzahl und turbulente kinetische Energie entlang des Schnitts A-B durch die Cavity-Scherschicht

6.3 die lokale Machzahl der Cavity größtenteils unter einem Wert von 0,07. Die Isentropenbeziehungen idealer Gase lauten allgemein:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right)^{\left(-\frac{\kappa}{\kappa - 1}\right)} \quad (6.1)$$

$$\left(\frac{T}{T_0}\right) = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right)^{-1} \quad (6.2)$$

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (6.3)$$

Für kleine Machzahlen nähern sich demnach die lokalen Zustandsgrößen ihren Kessel- bzw. Totalzustandsgrößen an, wie Abb. 6.2 verdeutlicht. Der statische Druck im Inneren des Teleskopschachts wird maßgeblich durch das lokale Geschwindigkeitsfeld der Flugzeugumströmung bestimmt. Dieser ist in der Cavity aufgrund der konvexen Krümmung der Scherschichtstromlinien gegenüber der freien Anströmung um 2000Pa niedriger. Ursache hierfür ist die Konturierung des Rumpfes im Bereich der Cavity sowie die Form der Verkleidungen. Die Krümmung von Stromlinien führt aufgrund der Zentrifugalkräfte im Allgemeinen zu einem Druckgradienten in Radialrichtung. Der dynamische Druck entspricht im Inneren der Cavity aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeit nahezu dem statischen Druck. Der Übergang vom Zustand der freien Außenströmung zum Zustand im Inneren der Cavity, der durch einen rund 15 000Pa niedrigeren Totaldruck gekennzeichnet ist, erfolgt

innerhalb der von Reibungseffekten dominierten viskosen Scherschicht.

Die statische Lufttemperatur beträgt in dem hier betrachteten Flugfall bei einer Flughöhe von 41 000ft rund -57°C , die Totaltemperatur bzw. Recoverytemperatur im Inneren des Teleskopschachtes liegt laut Simulationsergebnissen bei -30°C . Dieser Wert steht mit den im Rahmen des Kuiper Airborne Observatoriums gemachten Beobachtungen im Einklang, nach Rose [103] lag die Recoverytemperatur im Teleskopschacht des KAO teilweise bis zu 25K über der statischen Temperatur der Außenströmung. Die Temperaturdifferenz zwischen Cavity und freier Atmosphäre führt zu einem nach außen gerichteten Wärmestrom, der eine Absenkung der Cavity-Totaltemperatur in Richtung der Außenströmung um etwa 5K zur Folge hat.

Der Zustand in der Cavity weicht deutlich vom Totalzustand der Außenströmung ab. Die statische Cavitytemperatur erreicht zwar nahezu den Wert des Kesselzustands der Außenströmung, der Totaldruck und die Totaldichte erfahren jedoch einen signifikanten Abfall über die Scherschicht hinweg. Die Totaldichte sinkt unter den Wert der statischen Dichte der Außenströmung, wodurch die statische Dichte in der Cavity ebenfalls unter dem Wert der Außenströmung liegt. Diese Tatsache verdeutlicht, dass die Isentropenbeziehungen nicht über die Scherschicht hinweg gültig sind.

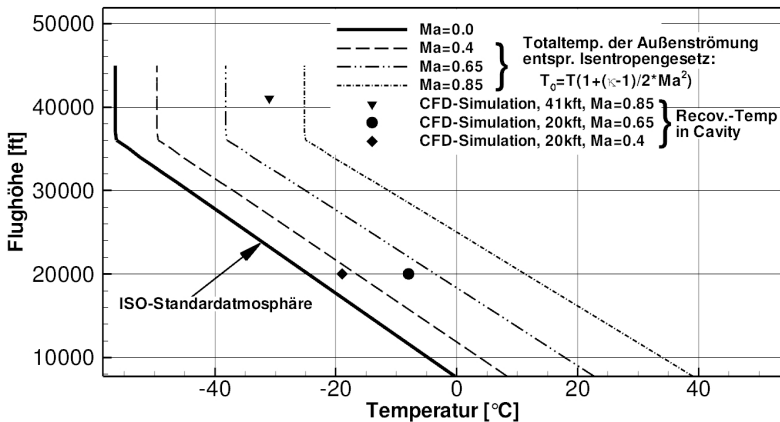


Abb. 6.4: Abhängigkeit der Totaltemperatur im Inneren der Cavity von der Flughöhe und -machzahl

In Abb. 6.4 sind die URANS-basierten Cavity-Recoverytemperaturen mit den auf dem Isentropengesetz nach Gl. (6.2) basierenden Totaltemperaturen der Freiströmung für die Flugmachzahlen 0,4, 0,65 und 0,85 über der Flughöhe dargestellt, wobei für die statische Lufttemperatur der freien Atmosphäre die ISO-Standardatmosphäre angesetzt wurde. In Tabelle 6.1 sind die Werte der Totaltemperatur der freien Strömung und der mittels URANS berechneten Cavity-Recoverytemperatur nochmals aufgelistet. Die Differenz zwischen der Totaltemperatur der Freiströmung und der von URANS in der Cavity berechneten Recoverytemperatur nimmt mit sinkender Machzahl ab.

	T_0	$T_{recov.}$	$T_0 - T_{recov.}$
$Ma = 0,85; h = 41\text{kft}$	-25°C	-30°C	+5K
$Ma = 0,65; h = 20\text{kft}$	-4°C	-8°C	+4K
$Ma = 0,4 ; h = 20\text{kft}$	-17°C	-19°C	+2K

Tabelle 6.1: Vergleich zwischen der Totaltemperatur der Anströmung und der mittels URANS berechneten Recoverytemperatur im Inneren der Cavity

6.2 Übertragbarkeit der Windkanalergebnisse auf den Flugfall

Die Unsicherheiten der Übertragung der Windkanaldaten auf den Flugzustand lassen sich durch Vergleich der für beide Zustände berechneten Schalldruckpegel sowie der spektralen Verteilung der akustischen Energie bewerten. In Abb. 6.5 sind die für beide Zustände berechneten Schalldruckpegel miteinander verglichen. Aufgrund der Modifikation der Sekundärspiegel-Stützstreben ist ein Vergleich der darauf angebrachten Drucksensoren Nr. 49-54 nicht möglich, weshalb auf die Darstellung dieser Werte verzichtet wurde.

Der mittels URANS berechnete arithmetische Mittelwert der Sensoren Nr. 1 - 48 und Nr. 55 - 56 ist für beide Konfigurationen als horizontale Linie eingezeichnet. Der auf den Flugzustand skalierte Mittelwert der Simulation des Windkanalmodells liegt bei 125,5dB, die Simulation der Flugbedingungen liefert einen Mittelwert von 125,9dB. Die Windkanalmessungen ergaben einen geringfügig höheren Mittelwert von 127dB. Der Vergleich der absoluten Schalldruckpegel der einzelnen Sensoren beider

Konfigurationen zeigt eine gute qualitative bzw. quantitative Übereinstimmung, obwohl sich die Geometrien beider Teleskopstrukturen an einigen Stellen konstruktiv voneinander unterscheiden. In beiden Fällen zeigt Sensor Nr. 40 den größten Absolutwert, da dieser im Bereich des ablösungsinduzierten Abwinds auf dem TA-Headring liegt (siehe Kap. 6.6). Die Sensoren Nr. 1-9 befinden sich alle auf der Primärspiegeloberfläche, die Schalldruckpegel liegen in diesem Bereich geringfügig unter dem Mittelwert.

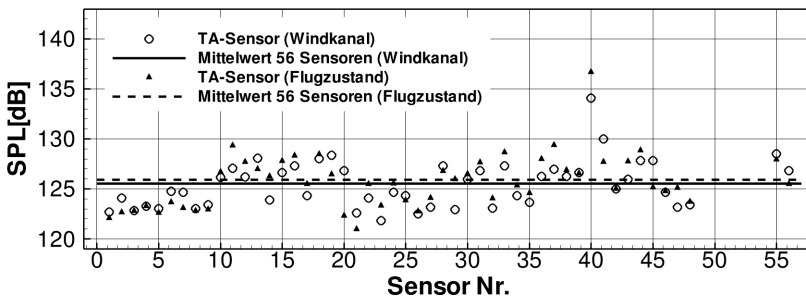


Abb. 6.5: Vergleich der für den Windkanal- und den Flugzustand berechneten Schalldruckpegel auf der Teleskopstruktur; berechnet mit URANS; für Sensorpositionen siehe Abb. C.3, C.4 und C.5

In Abb. 6.6 sind die mittels URANS berechneten Schalldruckspektren für den Windkanalzustand und den Flugzustand miteinander verglichen. Beide Druckspektren zeigen eine sehr ähnliche Verteilung der akustischen Energie. Sowohl die Simulation des Windkanalmodells unter Windkanalbedingungen als auch die Flugzeugkonfiguration unter Flugbedingungen zeigen den im Windkanal beobachteten niederfrequenten Helmholtz-Mode sowie die charakteristischen Peaks bei rund 30Hz, 46Hz und 57Hz, die auf eine Kopplung zwischen Rossiter-Moden und stehenden akustischen Wellen zurückzuführen sind. Analog zur Windkanalkonfiguration wird die Akustik des Teleskopschachts der Flugzeugkonfiguration vom 46Hz-Mode dominiert. Ein deutlicher Unterschied zwischen den Spektren ist hingegen im niederfrequenten Bereich zwischen 10Hz und 15Hz zu erkennen, die Flugzeugkonfiguration zeigt hier rund 10dB höhere Schalldruckpegel. Die spektrale Verteilung der Druckfluktuationen

on auf der Cavityoberfläche belegt, dass es sich hierbei um den ersten „Orgelpfeifen-Mode“ handelt, wie von McIntyre [77] angenommen. Die Ursache des Anwachsens dieses Modes ist bisher noch ungeklärt.

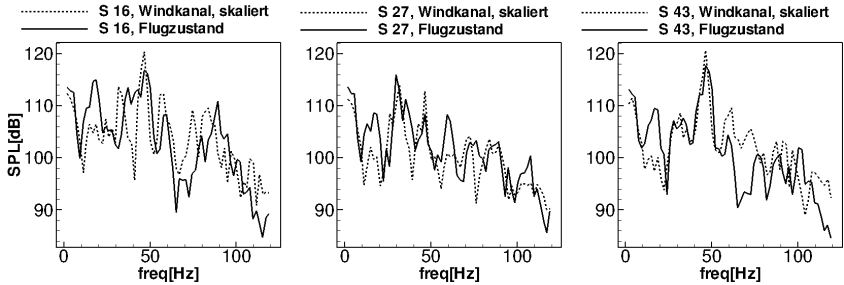


Abb. 6.6: Vergleich der für das Windkanalmodell und die Flugzeugkonfiguration berechneten Druckspektren (spektrale Auflösung $\Delta f = 1,86\text{Hz}$); für Sensorpositionen siehe Abb. C.2 und C.4

Die räumliche Charakteristik des akustischen Modes bei 46Hz ist in Abb. 6.7 dargestellt. Die Verteilung der von URANS berechneten spektralen Komponente bei dieser Frequenz (links) zeigt eine sehr große Übereinstimmung mit dem rein akustischen Cavity-Eigenmode (rechts), der durch Lösung der homogenen Helmholtzgleichungen für ruhendes Fluid berechnet wurde.

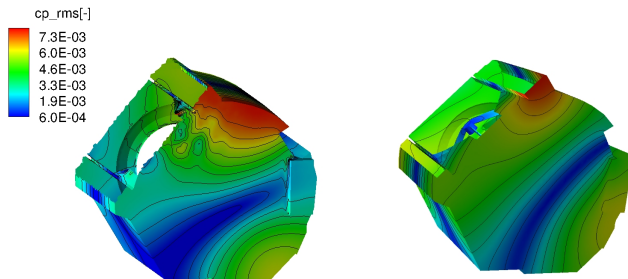


Abb. 6.7: Spektrale Komponente der Druckfluktuationen bei 46Hz berechnet mit URANS (links); akustischer Eigenmode berechnet durch Lösung der Helmholtzgleichungen (rechts)

6.3 Einfluss der Cavity-Türposition

Während der Phase des Öffnens und Schließens des Teleskopschachts im Flug wird die Aperturrampe zur Stabilisierung der Scherschicht durch die Tür partiell abgedeckt. Sowohl die Grundströmung als auch die instationären Druckfluktuationen in der Cavity werden dadurch grundlegend beeinflusst. Es lassen sich drei Haupteffekte identifizieren, die von der teilweisen Bedeckung des Teleskopschachtes ausgehen:

1. Durch die partielle Abdeckung der Teleskopschachtöffnung wird die Größe der Fläche reduziert, über die kinetische Energie der Außenströmung in die Cavity gelangen kann. Eine teilweise über den Teleskopschacht ragende Tür verringert somit den Anteil kinetischer Energie zur Aufrechterhaltung der instationären Vorgänge, wodurch die Druckfluktuationen reduziert werden.
2. Die Aperturrampe wurde für die nominellen Beobachtungszustände mit vollständig geöffneter Tür entworfen, Veränderungen des Anströmungszustands reduzieren deren Wirksamkeit. Aufgrund des Einflusses der Tür kommt es zu einer ausgeprägten Abweichung der lokalen Strömungsverhältnisse vom nominellen Auslegungszustand, wodurch die Effizienz des Mechanismus zur Stabilisierung der Scherschicht an Wirkung verliert.
3. Der abnehmende Öffnungsgrad der Cavity bewirkt eine Reduktion der akustischen Dämpfung. Je größer das Verhältnis zwischen Cavityvolumen und Öffnungsfläche, umso weniger akustische Energie wird ins Fernfeld abgegeben bzw. umso geringer wird die akustische Dämpfung. Die Auswirkungen dieses Effekts zeigen sich im Anstieg der Amplituden sowie in einer Reduktion der Peak-Bandbreite bzw. im Anstieg des Qualitätsfaktors Q .

Die Auswirkung dieser Effekte auf die Grundströmung und die Akustik wurde für die Cavity-Öffnungsgrade von 10%, 50% und 70% mittels URANS-Simulationen untersucht. Die Simulationen wurden im nominellen Flugzustand ($Ma = 0,85$, $h = 41\,000\text{ft}$, $\alpha = 2,5^\circ$) durchgeführt, um die Ergebnisse mit der bereits untersuchten Baseline-Konfiguration mit vollständig geöffnetem Teleskopschacht vergleichen zu können.

Der Einfluss der Tür führt bei allen partiell geöffneten Konfigurationen zu einer deutlich ausgeprägten Veränderung der Grundströmung. Wie in Abb. 6.8 links für die SOFIA-Konfiguration mit einer Türposition von 50% angedeutet, führt die einseitige Abdeckung der Cavity durch

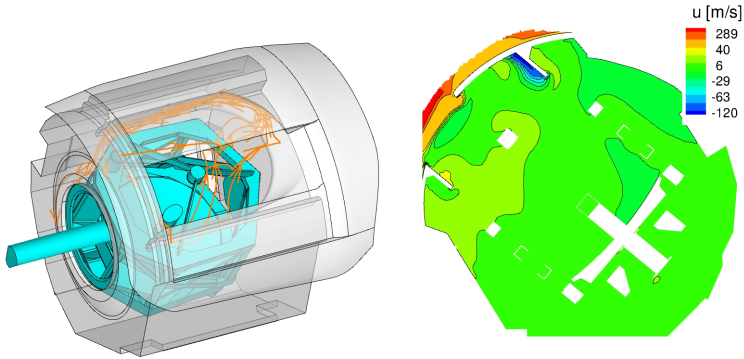


Abb. 6.8: Visualisierung des Rückströmgebiets beim Öffnungsgrad von 50% durch 3D-Stromlinien (links) sowie durch Konturplot der Strömungsgeschwindigkeitskomponente in x-Richtung in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung (rechts) durch das Zentrum des Primärspiegels

die Tür zu stark asymmetrischen Strömungsverhältnissen. Unterhalb der Cavitytür kommt es aufgrund der Ablenkung der Scherschicht zwischen Aperturrampe und Cavitytür zu einem ausgeprägten Rückströmungsgebiet mit lokalen Machzahlen von über 0,4. Besonders deutlich ist dies im Konturplot der Geschwindigkeitskomponente u in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung im Zentrum des Primärspiegels zu sehen (siehe Abb. 6.8 rechts).

Der unter 1. genannte Effekt der Türposition auf die instationären Strömungsvorgänge in der Cavity zeigt sich sehr deutlich an der Verteilung der Machzahl und der kinetischen turbulenten Energie. Beide Größen steigen mit zunehmendem Öffnungsgrad an. In Abb. 6.9 ist ein Konturplot der turbulenten kinetischen Energie in einem Schnitt senkrecht zur Flugrichtung durch das Zentrum des Primärspiegels für die vier betrachteten Konfigurationen dargestellt. Mit zunehmendem Öffnungsgrad erkennt man einen deutlichen Anstieg dieser Größe im betrachteten Schnitt, insbesondere im Bereich neben dem Sekundärspiegel unterhalb der Scherschicht. Diese mit zunehmendem Öffnungsgrad anwachsende Durchmischung führt zu einem gesteigerten Impuls- und Energieaustausch mit der Außenströmung.

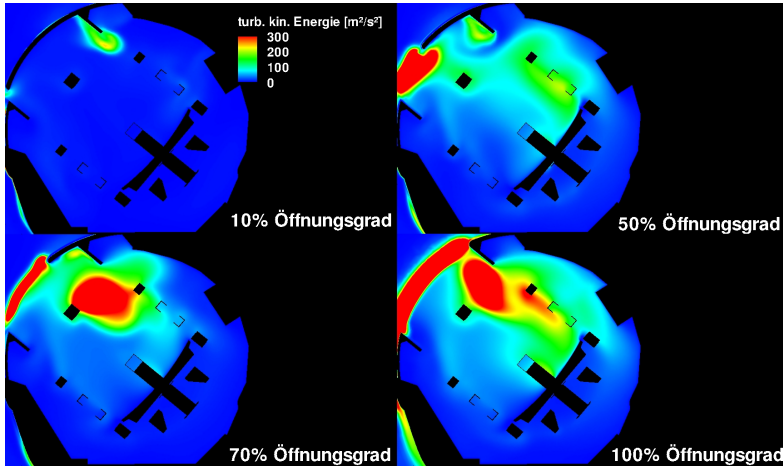


Abb. 6.9: Turbulente kinetische Energie, dargestellt für Ebene senkrecht zur Flugrichtung durch das Zentrum des Primärspiegels

Der unter 3. genannte Effekt der reduzierten akustischen Dämpfung bei abnehmender Cavityöffnung lässt sich sehr anschaulich am Verhalten der Imaginärteile der Eigenwerte beim Schließen der Tür zeigen. Für die ausgewählten Fälle wurde das akustische Eigenwertproblem gelöst und die Imaginär- und Realteile der Eigenmoden berechnet.

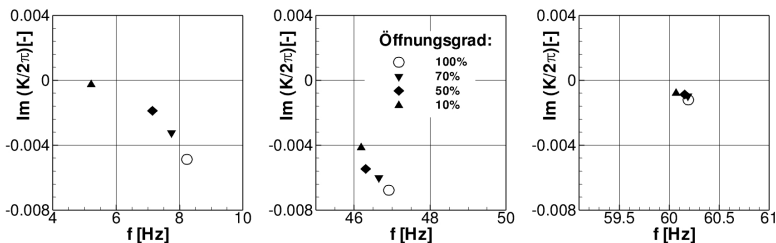


Abb. 6.10: Einfluss der Türposition auf Frequenz und Dämpfung der akustischen Cavity-Resonanzmoden bei 8Hz, 47Hz und 60Hz

Wie in Abb. 6.10 dargestellt, verringern sich demnach mit kleiner werdendem Türspalt die Imaginärteile der Eigenwerte betragsmäßig, was

sich als Abnahme der akustischen Dämpfung interpretieren lässt. Dieser Effekt ist im niederfrequenten Bereich stärker ausgeprägt als bei höheren Frequenzen. Die zunehmende Bedeckung des Teleskopschachts führt weiterhin zur Abnahme der Resonanzfrequenzen. Dieser Effekt ist bei den niederfrequenten Resonanzmoden ebenfalls stärker ausgeprägt und nimmt mit zunehmender Frequenz ab.

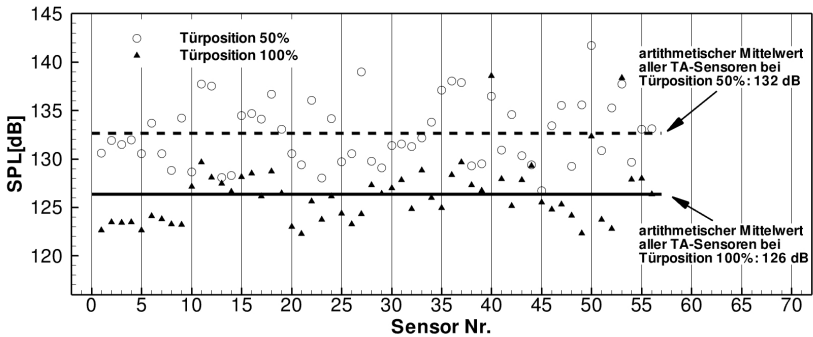


Abb. 6.11: Abhängigkeit des Schalldruckpegels von der Türposition; für Sensorpositionen siehe Abb. C.3, C.4 und C.5

In Abb. 6.11 sind die gesamten Schalldruckpegel aller 56 TA-Drucksensoren des zu 50% bedeckten Teleskopschachts mit den Werten der vollständig geöffneten Konfiguration verglichen. Der arithmetische Mittelwert aller 56 Drucksensoren der Teleskopstruktur beträgt im Fall des halb geöffneten Teleskopschachts 132dB, was einem Anstieg um 6dB gegenüber der vollständig geöffneten Standardkonfiguration entspricht. Der höchste Schalldruckpegel (142dB) wird bei Sensor Nr. 50 erreicht, der sich auf der hinteren Strebe der Sekundärspiegelaufhängung befindet (siehe Abb. C.3 und C.4). Die gegenüber den anderen Positionen auf dem Teleskop deutlich überhöhte Amplitude wird unter anderem durch den ablösungsinduzierten Abwind verursacht.

In Abb. 6.12 sind die über alle 56 Drucksensoren arithmetisch gemittelten Schalldruckpegel für die Türpositionen 10%, 50%, 70% und 100% einander gegenübergestellt. Die Konfiguration mit der kleinsten Öffnung (10%) zeigt den niedrigsten Schalldruckpegel-Mittelwert, gegenüber der vollständig geöffneten Standardkonfiguration ist dieser um 3dB reduziert. In diesem Fall dominieren die Effekte resultierend aus der Ver-

kleinerung der für den Austausch kinetischer Energie zur Verfügung stehenden Cavity-Öffnungsfläche. Bei 50% und 70% Öffnungsgrad hingegen werden die Verhältnisse von den anderen beiden Effekten dominiert, da der Mittelwert des Schalldruckpegels deutlich höher ist.

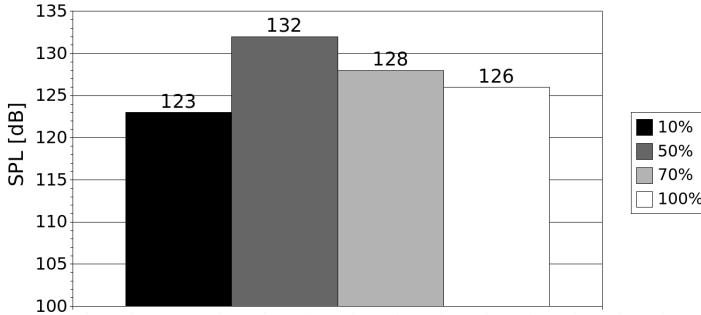


Abb. 6.12: Einfluss der Türposition auf den Mittelwert des Schalldruckpegels

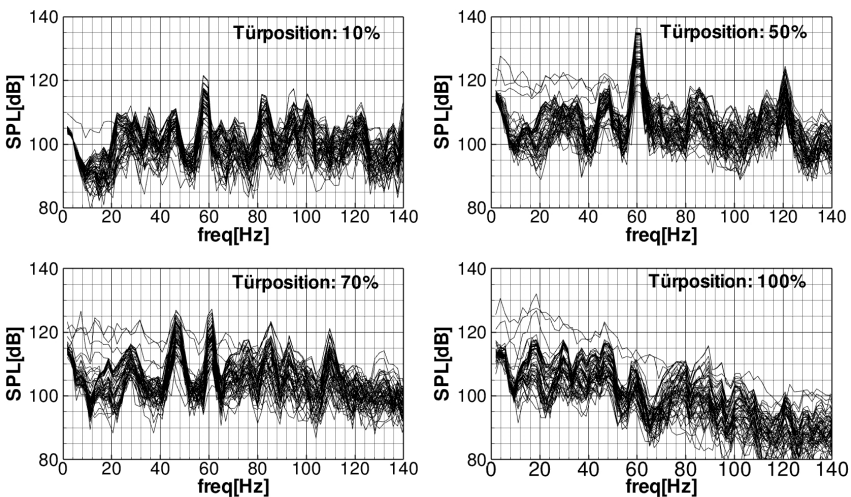


Abb. 6.13: Einfluss der Türposition auf Druckspektren der Teleskopstruktur (spektrale Auflösung $\Delta f = 1,86\text{Hz}$)

Die an den Sensorpositionen der Teleskopstruktur berechneten Druckspektren zeigen eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Cavity-Öffnungsgrad (siehe Abb. 6.13). In allen drei Fällen mit teilweise geöffneter Tür ist der Peak bei 60Hz wesentlich stärker ausgeprägt als im Fall des vollständig geöffneten Teleskopschachts, bei halb geöffneter Cavity ist der mittlere Schalldruckpegel beispielsweise um 25dB erhöht. Weiterhin zeigt die Konfiguration mit der Türposition von 50% eine Dominanz der Energie bei 120Hz, beim Öffnungsgrad von 70% erreicht der 46Hz Mode nahezu die Stärke des 60Hz Modes.

In allen drei Fällen des teilweise geöffneten Teleskopschachts heben sich die charakteristischen Peaks etwas deutlicher vom breitbandigen Hintergrundlärm ab, wie es bei Verkleinerung des Verhältnisses zwischen der Cavity-Öffnungsfläche und dem Cavityvolumen zu erwarten ist. Einerseits nehmen die konvektiven Einflüsse der Scherschicht ab, andererseits wird die Anregung von akustischen Resonanzen aufgrund der mit kleinerer Öffnung abnehmenden akustischen Dämpfung begünstigt. Trotz der bekannten Schwächen von URANS in Bezug auf die Vorhersage des Breitbandanteils scheinen sich diese Effekte im Fall der hier untersuchten SOFIA-Cavity zumindest ansatzweise widerzuspiegeln.

6.4 Einfluss der Flughöhe und der Flugmachzahl

Für den Fall eines möglichen Versagens des Tür-Antriebsystems beim Öffnen oder Schließen der Cavity muss ein sicherer Abstieg aus der Beobachtungshöhe sowie eine Landung mit teilweise geöffnetem Teleskopschacht ohne Risiko gewährleistet sein. Dabei eventuell auftretende exzessiv hohe Schalldruckpegel könnten zum Versagen der Struktur führen und eine Gefahr für Flugzeug und Besatzung darstellen. Um den Einfluss der Flughöhe und der Machzahl auf die Cavityströmung zu untersuchen, wurden URANS-Simulationen des zu 10% und 50% geöffneten Teleskopschachts bei einer Flughöhe von $h = 20\,000\text{ft}$ und $Ma = 0,4$ durchgeführt. Die Reynoldszahl ist in diesem Fall identisch zum bisher untersuchten Flugzustand ($h = 41\,000\text{ft}$, $Ma = 0,85$), lediglich der dynamische Druck sowie die Machzahl der freien Anströmung unterscheiden sich voneinander. Aufgrund der Übereinstimmung der Reynoldszahl mit dem bisher simulierten nominellen Flugzustand konnte bei der Simulation auf die bereits vorhandenen Rechengitter zurückgegriffen werden. Da der dynamische Druck der freien Anströmung beim Flugzustand in

$h = 20\,000\text{ft}$ mit $Ma = 0,4$ rund 45% niedriger ist und die Schalldruckpegel im Wesentlichen von dieser Größe beeinflusst werden, liegen die instationären Druckfluktuationen in diesem Fall unter den Werten des nominellen Flugzustands. Weiterhin reduzieren die in Kap. 2.2.3 angesprochenen Machzahleffekte die Schalldruckpegel.

Die URANS-Simulationen zeigen diesen Trend sehr deutlich. Die Reduktion des dynamischen Drucks und der Machzahl der Anströmung verringert den mittleren Schalldruckpegel der Konfiguration mit der Türposition von 10% in der Cavity um 9dB, für die 50%-Konfiguration liefert URANS eine mittlere Abnahme um 16dB. Basierend auf der vereinfachten Annahme der Gl. (5.2), wonach die Amplituden der Druckfluktuationen in der Cavity linear mit dem dynamischen Druck der freien Anströmung skalieren, bewirkt die Reduktion des dynamischen Drucks alleine einen Rückgang um 5dB.

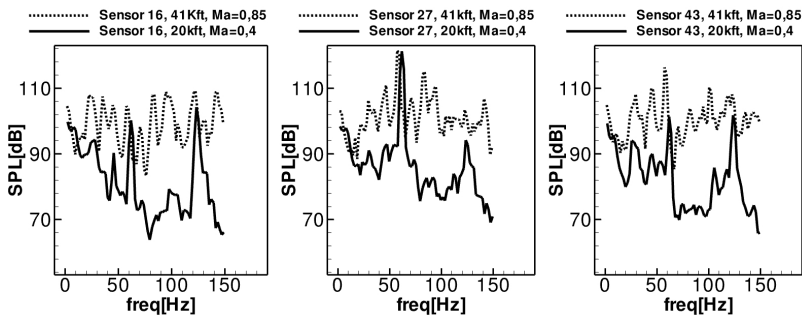


Abb. 6.14: Einfluss der Machzahl und der Flughöhe auf Druckspektren bei 10% geöffneter Tür (spektrale Auflösung $\Delta f = 1,86\text{Hz}$); für Sensorpositionen siehe Abb. C.4

Abb. 6.14 zeigt den mittels URANS vorhergesagten Einfluss der Machzahl und der Flughöhe auf die Druckspektren der SOFIA-Konfiguration mit der zu 10% geöffneten Tür. Mit Ausnahme der Peaks bei 60Hz und 120Hz ist das Fluktuationenniveau bei niedriger Flughöhe und Flugmachzahl beinahe über den gesamten Frequenzbereich reduziert. Die räumlichen Verteilungen der spektralen Komponenten der Druckfluktuationen zeigen im Bereich des 60Hz Peaks eine sehr große Ähnlichkeit zwischen beiden Flugzuständen (siehe Abb. 6.15), es handelt sich also um denselben akustischen Resonanzmode. Aufgrund der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten in beiden Fällen sind die Resonanzfrequenzen

geringfügig verschoben. Die Recoverytemperatur in der Cavity ist in $h = 20\,000\text{ft}$ Höhe um 8K höher als in $h = 41\,000\text{ft}$, wodurch die Schallgeschwindigkeit 2,6% höherer liegt. Die Mittelfrequenz des Peaks im Spektrum ist hingegen um 5% erhöht.

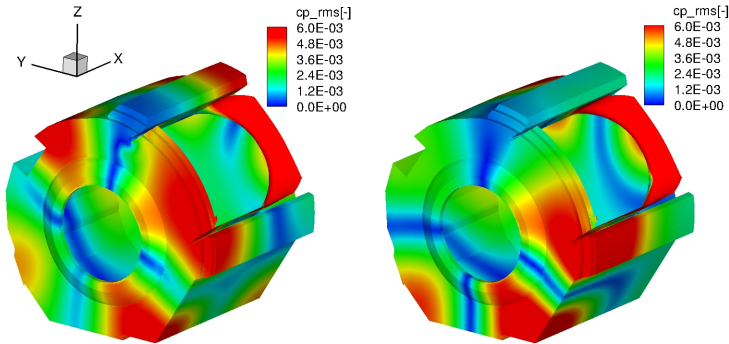


Abb. 6.15: Räumliche Verteilung der spektralen Komponenten der Druckfluktuationen auf Cavityoberfläche für $h = 41\,000\text{ft}$, $Ma = 0,85$, $f = 58,5\text{Hz}$ (links) und $h = 20\,000\text{ft}$, $Ma = 0,4$, $f = 61,7\text{Hz}$ (rechts)

Gemäß der Rossiter-Formel nach Gl. (2.10) liegt bei 62Hz die Frequenz des dritten Rossiter-Modes, der mit hoher Wahrscheinlichkeit Ursache dieser starken Anfachung ist.

6.5 Modifikation der Cavitygeometrie

Die Beeinträchtigung der Teleskop-Positionierungsgenauigkeit durch aeroakustische Störungen hängt maßgeblich von der relativen Lage bzw. der Übereinstimmung zwischen den Resonanzfrequenzen der Akustik- und Strukturmoden ab. Die Teleskopstruktur zeigt zwischen 20Hz und 100Hz eine Vielzahl von Resonanzmoden, deren charakteristische Frequenzen teilweise sehr dicht beieinander liegen. Aufgrund der hohen Dichte von Strukturmoden im Bereich der aeroakustischen Frequenzen ist die zumindest teilweise Anregung der Moden nicht auszuschließen. Generell lassen sich bei den Strukturmoden die drei folgenden Typen unterscheiden (siehe Abb. 6.16):

- Dumbbell Moden (20Hz - 30Hz): Vorwiegend niederfrequente elastische Biegemoden, der in der Flugzeugkabine sowie in der Cavity befindliche Teil des Teleskops schwingen in Gegenphase
- Pumping Moden (40Hz - 50Hz): Deformation/"Atmen" der oberen Teleskop-Struktur (Headring) in der Cavity
- Rocking Moden (>50Hz): Kippen/Rollen des Primärspiegels

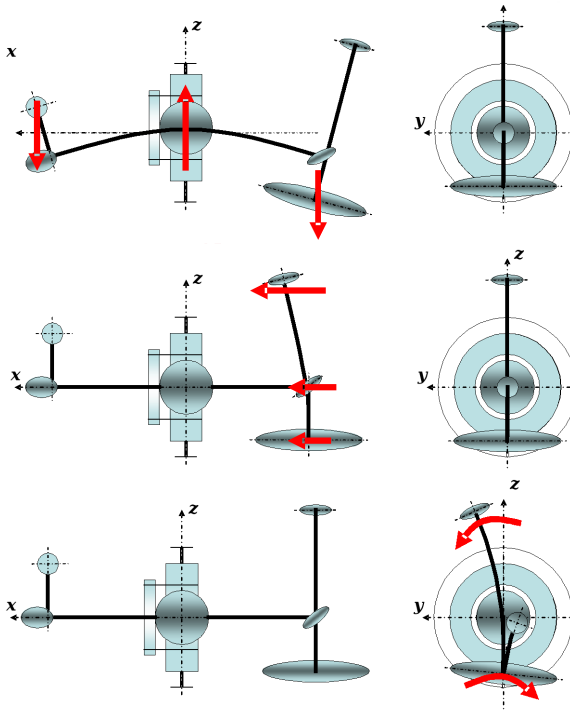


Abb. 6.16: Schematische Darstellung der Dumbbell-Moden (oben), der Pumping-Moden (mitte) und der Rocking-Moden (unten) der Teleskopstruktur (nach Kärcher et al. [54])

In Abb. 6.17 sind die flexiblen Eigenschwingungen der Teleskopstruktur neben den akustischen Resonanzmoden in den PSD-Plot des auf der Teleskopoberfläche befindlichen Drucksensors Nr. 41 eingezeichnet.

Die Akustikmoden bei 46Hz und 60Hz liegen im Bereich der Pumping- und Rockingmoden der Teleskopstruktur, die mittels Finite-Element-Simulation [55] berechnet und durch Modal Survey Tests [152] an der originalen Teleskopstruktur bestätigt wurden.

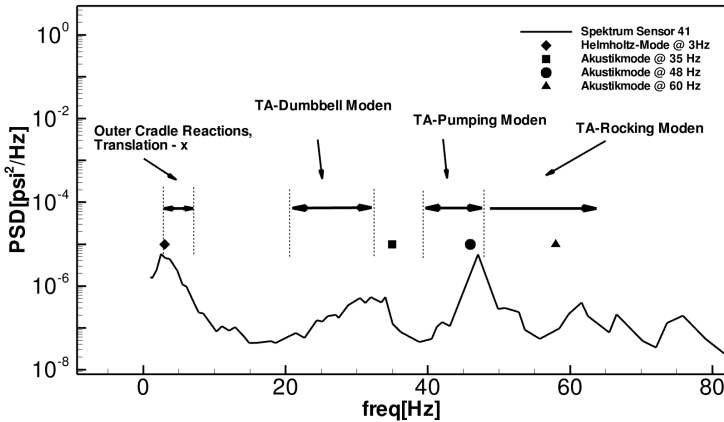


Abb. 6.17: Lage der akustischen und strukturellen Resonanzmoden

Mit Hilfe der End-To-End Pointing Simulation lassen sich das Anregungsverhalten der Teleskop-Strukturmoden durch die aeroakustischen Störungen sowie die Auswirkungen auf die dadurch hervorgerufene Bildbewegung bewerten und quantifizieren. Untersuchungen von McIntyre [74] zeigen, dass bereits geringfügige Veränderungen in der Frequenz der strömungsinduzierten Lasten einen bedeutenden Einfluss auf die Positionierungsgenauigkeit des Teleskopsystems haben können. Abb. 6.18 verdeutlicht den Einfluss möglicher Verschiebungen der aeroakustischen Störfrequenzen auf die Positionierungsgenauigkeit des Teleskopsystems. Für diese Untersuchung wurden die nach SOF-1030 [2] spezifizierten Windlasten auf der Teleskopstruktur um $\pm 6\%$ gedehnt bzw. gestaucht, und anschließend als Störgrößen in die End-to-End Pointingsimulation eingespeist. Für vier verschiedene angenommene Strukturdämpfungswerte wurde mit diesem Modell die Pointing Stability in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung ermittelt.

Bei einer angenommenen mittleren Strukturdämpfung von 1% verbessert sich demnach die Pointing Stability des Teleskops durch Er-

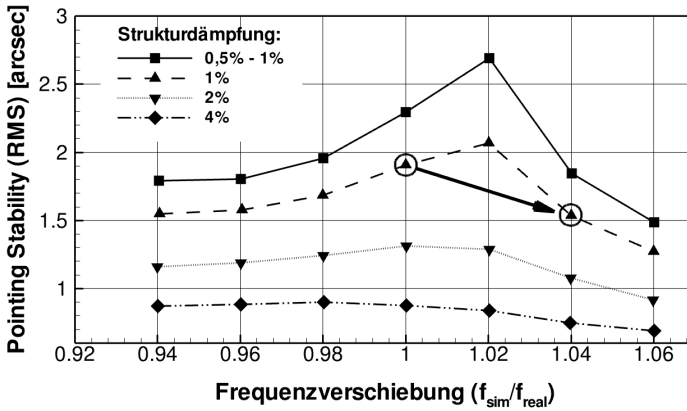


Abb. 6.18: Einfluss der Frequenzverschiebung akustischer Störungen auf die Pointing Stability

höhung der akustischen Anregungsfrequenz um 4% von 1,9arcsec auf 1,53arcsec, wie in Abb. 6.18 durch den Pfeil exemplarisch angedeutet. Der dazwischen liegende Anstieg der Bildbewegung bei einer um 2% erhöhten Anregungsfrequenz wird laut Simulationsmodell durch den 46Hz-Akustikmode hervorgerufen, dessen Frequenz dadurch in die Nähe der Eigenfrequenz eines Teleskopstruktur-Pumpingmodes rückt. Diese Untersuchung geht davon aus, dass die Amplitude der Anregung konstant gehalten wird.

Die akustischen Resonanzfrequenzen von Hohlräumen hängen primär von deren geometrischen Form bzw. Größe ab. Für den SOFIA-Teleskop-schacht wurde mittels Akustiksimulationen untersucht, inwiefern sich die Resonanzfrequenzen der dominanten Akustikmoden durch geringfügige Modifikation der Cavitygeometrie beeinflussen lassen. Ziel dieser Maßnahme ist die Verringerung der strömungsinduzierten Strukturschwingungen durch Vergrößerung des Abstands zwischen den Resonanzfrequenzen der Akustik und der Teleskopstruktur. Hierfür wurde die Cavitygeometrie wie in Abb. 6.19 dargestellt modifiziert. Die Originalgeometrie ist blau, die entsprechenden Modifikationen sind orange dargestellt.

Die in Abb. 6.19 links dargestellte Modifikation 2 weist gegenüber der Ausgangsgeometrie einen geringfügig reduzierten Cavitydurchmesser auf, die in der Mitte dargestellte Modifikation 3 ist durch eine verkürzte Cavitylänge charakterisiert. An einer weiteren Konfiguration (Abb. 6.19

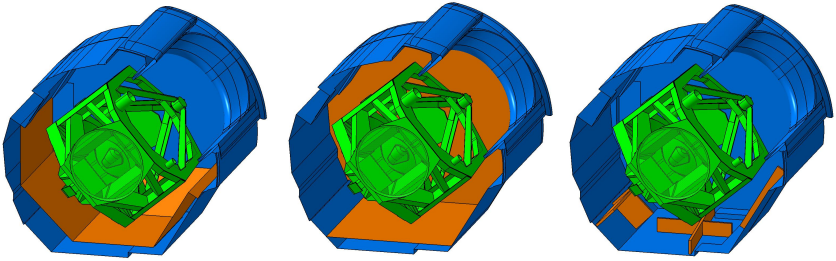


Abb. 6.19: Modifikation der Cavitygeometrie durch Reduktion des Cavityvolumens (Modifikation 2 - links, Modifikation 3 - mitte) sowie Einbau von Baffle Plates (rechts) zur Beeinflussung der akustischen Resonanzfrequenzen des Teleskopschachts

rechts) wurde der Einfluss von Baffle Plates auf die akustischen Resonanzeigenschaften untersucht. Hierbei handelt es sich um Trennwände, die im Bereich der Druckknoten dominanter Resonanzmoden installiert wurden, um die räumliche Kohärenz des Cavityvolumens zu reduzieren.

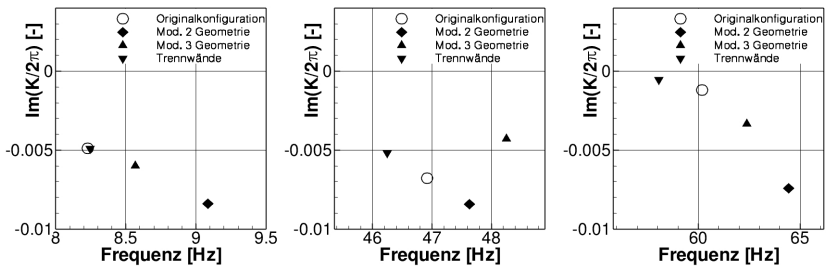


Abb. 6.20: Einfluss der Cavitygeometrie auf die Dämpfung und die Frequenzen akustischer Resonanzmoden

Der Einfluss der Cavity-Geometriemodifikationen auf die Dämpfung und die Frequenz der akustischen Resonanzmoden bei 8 Hz, 47 Hz und 60 Hz ist in Abb. 6.20 dargestellt. Der Einbau der Baffle Plates zeigt nahezu keinen Einfluss auf den Mode bei 8 Hz, da die Vektoren der Geschwindigkeitsfluktuationen in Richtung parallel der Plattenoberflächen gerichtet sind und diese damit keinen Einfluss auf die Fluidbewegung haben. Im Gegensatz dazu hat diese Maßnahme einen signifikanten Ein-

fluss auf die beiden höherfrequenten Moden, da deren Fluktuationskomponenten senkrecht zu deren Oberflächen orientiert sind. Die charakteristischen Frequenzen des 47Hz Modes und des 60Hz Modes werden durch die Baffles um 0,8Hz und 2Hz reduziert.

Im Gegensatz zu den Baffle Plates zeigt die Reduktion der Cavitydimensionen, wie von Gl. (2.30) vorhergesagt, eine Erhöhung der Resonanzfrequenzen. Dies ist für alle drei Moden zu erkennen, wobei der Effekt beim 8Hz Mode am stärksten ausgeprägt ist. Die Resonanzfrequenz dieses sogenannten ersten Orgelpfeifen-Modes wird durch die Maßnahme der Modifikation 2 um 10% angehoben. Die Resonanzfrequenzen der Peaks bei 47Hz und 60Hz erhöhen sich um 1,5% und 7%. Die Modifikation 3 erhöht die Frequenzen der drei Moden entsprechend um 4,1%, 2,8% und 3,6%.

Mit Ausnahme des 47Hz Modes der Geometriemodifikation 3 werden die Imaginärteile der Eigenwerte durch die Volumenverkleinerung betragsmäßig vergrößert. Dies lässt sich als eine erhöhte akustische Dämpfung deuten, da sich durch diese Maßnahme das Verhältnis von Cavityvolumen zu Öffnungsfläche verkleinert, wodurch pro Resonanzzyklus ein größerer Teil der akustischen Energie ins Fernfeld abgestrahlt werden kann.

Die Resonanzfrequenzen hängen weiterhin von der Schallgeschwindigkeit in der Cavity ab, die wiederum an die Recoverytemperatur bzw. die Flugmachzahl gekoppelt ist. Um den Einfluss der Änderung der Flugmachzahl auf die akustischen Resonanzfrequenzen zu untersuchen wurden basierend auf dem Isentropengesetz die Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Flugmachzahl im Bereich von $Ma = 0,8 - 0,9$ berechnet.

In Abb. 6.21 ist der resultierende Einfluss auf die Resonanzfrequenzen dargestellt. Die Variation der Machzahl um $\pm 0,05$ verschiebt demnach aufgrund der geänderten Recoverytemperatur der Cavity die akustischen Resonanzfrequenzen um $\pm 0,7\%$. Berücksichtigt man den Effekt der Geometriemodifikation und der Flugmachzahl zusammen, so ließen sich mit der Konfiguration 3 bei einer Flugmachzahl von $Ma = 0,9$ die Frequenzen der drei Akustikmoden um 4,8%, 3,6% und 4,4% erhöhen. Die Installation der Baffle Plates und die Reduktion der Flugmachzahl auf $Ma = 0,8$ führt zu einer Abnahme der Peakfrequenzen um $-0,7\%$, $-2,1\%$ und $-4,2\%$. Gemäß Abb. 6.18 führen beide Maßnahmen zu einer Verbesserung der Positionierungsgenauigkeit des Teleskopsystems. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass das von McIntyre verwendete Strukturmodell der End-to-End Pointing Simulation noch auf dem Stand von

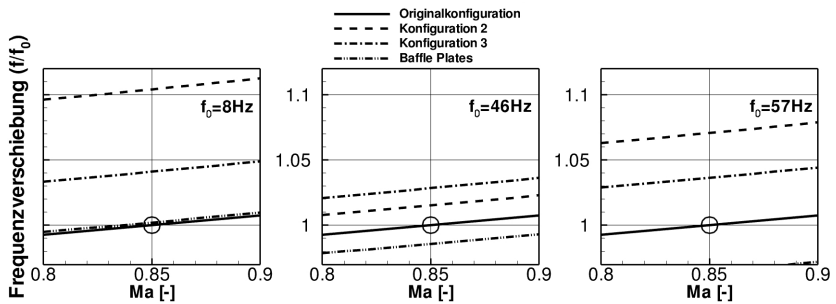


Abb. 6.21: Einfluss der Flugmachzahl auf die charakteristischen Frequenzen der akustischen Resonanzmoden

1999 ist. Die Teleskop-Strukturmoden unterscheiden sich teilweise recht deutlich von der aktuellen Konfiguration. Es ist geplant, das Pointing-Simulationsmodell mit den neuesten Ergebnisse des Modal Survey Tests [152] zu aktualisieren.

6.6 Modifikation der Cavity-Aperturrampe

Sowohl die experimentellen Daten der Windkanaluntersuchungen [75] als auch die von der NASA durchgeführten URANS-Simulationen [134] und die URANS/DES-Simulationen der hier präsentierten Arbeit zeigen unter Standardbedingungen eine Strömungsablösung im vorderen Bereich der Aperturrampe des Teleskopschachts. Dadurch kommt es zu einem in die Cavity gerichteten Strahl, der seitlich versetzt auf den Primärspiegel trifft (siehe Abb. 6.22). Neben der unerwünschten Schwingungsanregung der Teleskopstruktur durch die instationär auftreffenden Störungen wirkt sich die Strömung negativ auf die Temperaturverteilung der Spiegeloberfläche aus. Temperaturschwankungen bewirken aufgrund von lokalen Brechungseffekten insbesondere im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums eine Beeinträchtigung der optischen Eigenschaften. Weiterhin ist eine dominante Prallströmung auf der Primärspiegeloberfläche hinsichtlich der längerfristigen Degradierung der Oberflächenbeschichtung ungünstig. Ein mögliches Konzept zur Verhinderung dieses Strömungsphänomens wurde mit Hilfe von URANS-Simulationen anhand eines vereinfachten 2D-Modells der 40°-Mittlebene untersucht.

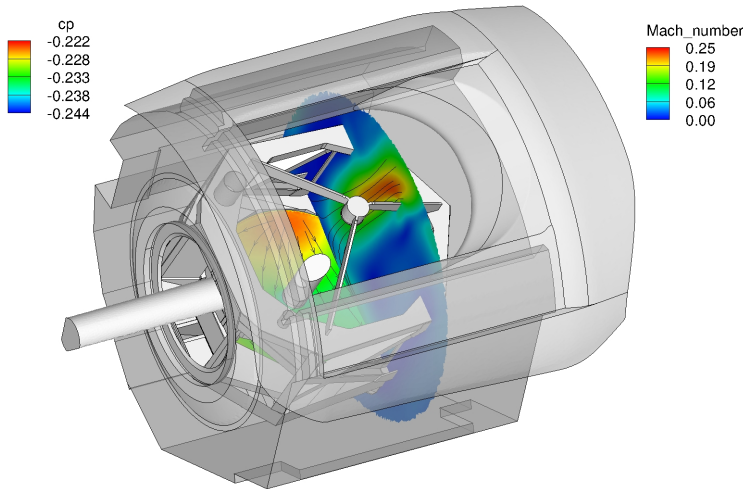


Abb. 6.22: Ablösungsinduzierter Abwind auf den Primärspiegel; Konturplot der Machzahl in Schnittebene $x = 38\,000\text{mm}$; Konturplot des dimensionslosen Druckbeiwerts c_p auf der Oberfläche des TA-Primärspiegels

Die zweidimensionale Simulation der eigentlich dreidimensionalen Strömung zeigte im Bereich der Scherschicht eine sehr große Ähnlichkeit zum dreidimensionalen Fall. Die Strömungsablösung im vorderen Bereich der Aperturrampe sowie der daraus resultierende Abwind sind auch in der 2D-Simulation deutlich zu erkennen (siehe Abb. 6.23 links). Der nach unten gerichtete Teil der Scherschicht folgt der Krümmung der Aperturgeometrie nur innerhalb eines kleinen Bereichs auf der Oberseite und löst ab.

In Abb. 6.23 rechts ist ein mögliches Konzept zur Verhinderung der Ablösung und des daraus resultierenden Abwinds auf die Oberfläche des Primärspiegels dargestellt. Der Vorderkantenradius der Aperturrampe wurde im unteren Bereich vergrößert, um den positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung zu reduzieren. Weiterhin wurden unterhalb der Aperturrampe zwei Leitbleche platziert, die eine Umlenkung der Strömung parallel zur Cavity-Rückwand bewirken.

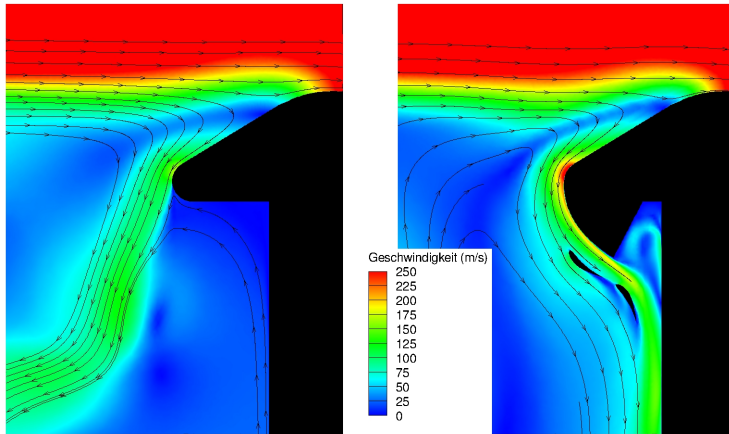


Abb. 6.23: Mögliches Konzept zur Verhinderung der Strömungsablösung auf der Cavity-Aperturrampe (rechts) im Vergleich zur bestehenden Konfiguration (links)

Gemäß der 2D-Simulation folgt die Strömung dadurch der modifizierten Kontur der Aperturrampe und läuft entlang der Cavity-Rückwand ohne Interferenz mit dem Teleskopspiegel nach unten. Inwiefern sich dieses Prinzip im dreidimensionalen Fall anwenden lässt und welche Auswirkungen es auf die instationären Vorgänge in der Cavity hat, lässt sich nur mit einer vollständigen 3D-Strömungssimulation bzw. weiteren Windkanaluntersuchungen feststellen. Es ist anzunehmen, dass die Strahl-ableitung eine Abschwächung der Rückkopplung der an der Aperturrampe entstehenden Druckstörungen bewirkt, dadurch die Effizienz des Rossiter-Feedback-Mechanismus herabsetzt und sich die instationären Druckfluktuationen in der Cavity reduzieren.

Die Strömungsablösung an der Aperturrampe könnte weiterhin durch aktive Absaugung im Bereich der Rampen-Vorderkante verhindert werden. Da sich dieses Bauteil jedoch während des Beobachtungsfluges mit dem Teleskop synchron von 20° bis 60° Elevationswinkel dreht, ist die Umsetzung dieses Konzeptes technisch aufwändiger, da u.a. externe Energie für die Absaugung bereit gestellt werden muss.

7 Zusammenfassung/Ausblick

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der am SOFIA-Teleskopschacht auftretenden aeroakustischen Phänomene mittels verschiedener CFD- bzw. CAA-Verfahren: Im Rahmen des SOFIA-Projektes werden astronomische Beobachtungen mit Hilfe eines 2,7m messenden Spiegelteleskops durchgeführt, das in einem offenen Schacht im Rumpf einer Boeing 747SP untergebracht ist [64]. Im Vordergrund dieser Untersuchungen steht die Vorhersage der während des Fluges auftretenden Druckfluktuationen auf der Oberfläche des Spiegelteleskops sowie die Untersuchung von Methoden zu deren Beeinflussung. Da die Simulation der komplexen SOFIA-Konfiguration einen enormen Rechenaufwand erfordert, wurde im ersten Teil der Arbeit eine Reihe von Untersuchungen an vereinfachten Cavitykonfigurationen durchgeführt. Im Rahmen dieser Voruntersuchungen ließen sich die für die SOFIA-Konfiguration relevanten Effekte der instationären Cavityströmung mit erheblich reduziertem Rechenaufwand studieren. Diese Untersuchungen wurden an einer rechteckigen Cavity [35] durchgeführt. Die Bewertung der Anwendbarkeit sowie der Güte der Rechenverfahren erfolgte für die betrachteten Konfigurationen durch Vergleich der berechneten instationären Druckfluktuationen mit Messdaten aus Windkanalversuchen. Die Cavitykonfiguration eignet sich aufgrund der zweidimensionalen Scherschichtstruktur und dem von Akustikresonanzen dominierten Druckspektrum hervorragend für die Simulation mittels URANS-Verfahren. Der Vergleich zwischen den URANS-Simulationsergebnissen der SOFIA-Konfiguration und den Windkanalmessungen zeigt auch, dass die wesentlichen physikalischen Strömungseffekte vom Rechenverfahren ausreichend gut wiedergegeben werden. Sowohl die berechneten Frequenzen als auch die Amplituden der ersten vier Rossiter-Moden zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Der Einfluss verschiedener Größen wie die Machzahl der Anströmung, der Aufbau der Grenzschicht sowie die Gestaltung der Cavitygeometrie auf die instationären Strömungsvorgänge konnte mittels numerischer Strömungssimulation nachvollzogen werden. Weiterhin ließ sich die Wirksamkeit von Wirbelgeneratoren und einer konturierten Cavity-Rückwand zur Stabilisierung der Scherschicht und

zur Kontrolle der Cavityströmung demonstrieren. Die Frequenzen der charakteristischen Peaks in den PSD-Plots stimmen im niederen Frequenzbereich sehr gut mit den Werten der Windkanalmessung überein, bei höheren Frequenzen nehmen die Unsicherheiten aufgrund der numerischen Dissipation des Diskretisierungsverfahrens und der Schwächen der Turbulenzmodellierung zu. Eine sichtbare Verbesserung im Hinblick auf die vorhergesagten Amplitudenwerte zeigen die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls durchgeführten Detached Eddy Simulation. Insgesamt lässt sich jedoch für beide Verfahren eine deutliche Abhängigkeit der Amplitudenwerte von numerischen Parametern wie den Dämpfungstermen zweiter und vierter Ordnung des zentralen Löser sowie der Turbulenzlimiter feststellen, was eine gewisse Unsicherheit im Hinblick auf die Vorhersage der absoluten Levels der Druckfluktuationen darstellt.

Am Beispiel der SOFIA-Windkanalkonfiguration wurde wie erwähnt mittels URANS die Möglichkeit der Strömungskontrolle mittels Wirbelgeneratoren aufgezeigt. Der mittlere Schalldruckpegel ließ sich mit dieser Maßnahme um rund 10dB senken. Die positiven Auswirkungen auf die Teleskop-Positionierungsgenauigkeit konnten mit Hilfe eines End-to-End Pointing-Simulationsmodells nachgewiesen werden.

Zur Untersuchung der durch die Skalierung der Windkanaldaten auf den Flugzustand hervorgerufenen Unsicherheit wurden URANS-Simulationen der SOFIA-Konfiguration unter Flugbedingungen durchgeführt. Die Simulationen zeigten eine stärkere Ausprägung des ersten Orgelpfeifen-Modes bei rund 10 – 15Hz bei ansonsten recht ähnlichen Charakteristiken.

Der Einfluss der Cavity-Türposition auf die Umströmung des Teleskopschachts und die induzierten instationären Druckfluktuationen wurde ebenfalls mittels URANS Simulationen untersucht. Durch die partielle Bedeckung der Öffnung tritt beim Öffnungsgrad von 50% der 60Hz Mode wesentlich deutlicher hervor, die zu 70% geöffnete Cavity zeigt einen Anstieg des 47Hz und des 60Hz Modes. Bei halb geöffneter Cavity sind die Schalldruckpegel auf der Teleskopoberfläche im Durchschnitt um den Faktor zwei größer als bei der Nominalkonfiguration.

Die Ergebnisse der Akustiksimulationen an modifizierten Cavitygeometrien zeigen, dass die charakteristischen Frequenzen akustischer Resonanzmoden in geringem Maße beeinflusst werden können, wodurch sich unter Umständen die Teleskop-Positionierungsgenauigkeit verbessern lässt.

Als mögliche Anschlussarbeiten wurden im Laufe der Arbeit folgende Themen identifiziert:

- Reduktion der durch die Turbulenzmodellierung bedingten Unsicherheiten der Simulation des Flugzustands der SOFIA-Konfiguration mittels DES sobald Messdaten aus dem Flugversuch vorhanden sind. Aufgrund der um den Faktor sechs höheren Reynoldszahl ist ein wesentlich höherer Rechenaufwand erforderlich.
- Untersuchung des Einflusses passiver Methoden (Baffle Plates, Modifikation der Cavity Geometrie) mittels URANS/DES zur Beeinflussung der Akustikresonanzen.
- Untersuchung der Möglichkeit der passiven Schalldämmung mittels in der Cavity angebrachten Schalldämmstoffen.
- Untersuchung des Einflusses des Teleskop-Elevationswinkels auf die instationären Strömungsvorgänge in der Cavity.
- Redesign der Aperturgeometrie zur Unterdrückung des ablösungsinduzierten Abwinds auf die Oberfläche des Primärspiegels. Instationäre dreidimensionale URANS-/DES-Simulationen der Konfiguration mit modifizierter Aperturrampe.

A Rechenleistung und Skalierungsverhalten

Die URANS-Simulationen der vereinfachten 2D-Cavities und die Rechnungen mit dem Stabilitätslöser LINSTAB/WIELANDT wurden auf dem Supercomputer NEC SX-8 des Höchstleistungs Rechenzentrums in Stuttgart durchgeführt. Der Vektorrechner mit insgesamt 576 Prozessoren und insgesamt 9,2 TB Speicher hat eine Peak-Performance von 12 TFlops (Stand: Oktober 2008). Die zweidimensionalen Simulationen ermöglichten einen sequentiellen Betrieb auf jeweils einem Prozessor.

Die URANS- und DES-Rechnungen der SOFIA-Konfiguration wurden auf dem Supercomputer HLRB2 des Leibniz-Rechenzentrums in Garching durchgeführt. Der Großrechner mit einer Speichergröße von 39TB und insgesamt 9728 Intel Itanium Montecito Cores verfügt über eine Peak-Performance von 62 TFlop/s (Stand: September 2007).

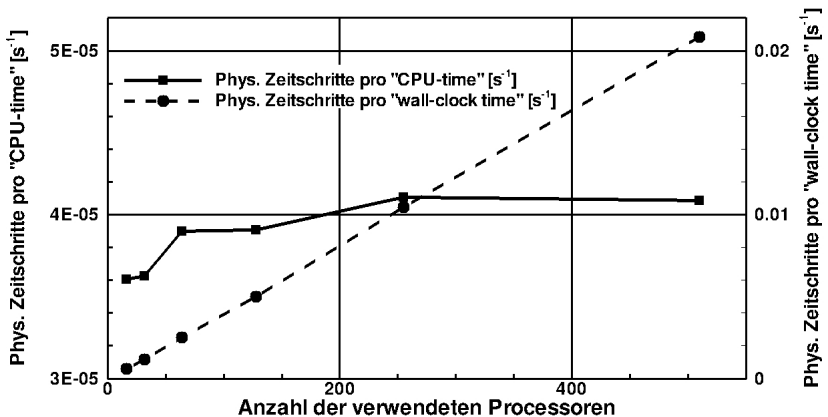


Abb. A.1: Skalierungsverhalten des Strömungslösers TAU auf dem Supercomputer HLRB2 des Leibniz Rechenzentrums in Garching ([117])

In Abb. A.1 ist das Skalierungsverhalten des im Rahmen der Untersuchungen der SOFIA-Konfiguration verwendeten Strömungslösers TAU auf diesem Rechner dargestellt. Die durchschnittliche CPU-Rechenzeit für eine Iteration (3V-Multigrid-Schema, Menter-SST Turbulenzmodell, Gitter: $\approx 25 \cdot 10^6$ Zellen) beträgt rund $6,5\mu s$ pro Zelle. Die auf die Wall-Clock Time bezogene Anzahl der physikalischen Zeitschritte skaliert nahezu linear mit der Anzahl der verwendeten Prozessoren. Die auf CPU-Zeit bezogene Anzahl physikalischer Zeitschritte ist unterhalb von 256 Prozessoren geringfügig reduziert. Dieses Phänomen ist vermutlich auf eine weniger effiziente Ausnutzung des Caches zurückzuführen, da der Speicherbedarf pro Prozessor ein kritisches Level überschreitet.

B Methode von Welch

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit berechneten zeitlichen Druckverläufe wurden mittels Diskreter Fourier-Transformation (DFT) in den Frequenzbereich transformiert. Dabei kam die Methode von Welch zum Einsatz, bei der mehrere Periodogramme von zeitlich überlappenden Datenblöcken arithmetisch gemittelt werden. Durch diese Mittelung reduziert sich das in den meisten Fällen unerwünschte Rauschen.

Die DFT berechnet aus einem endlichen Signal $x[n]$ im Zeitbereich die komplexen Fourierkoeffizienten $X[m]$ für N Samples [154] wie folgt:

$$X[m] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j \frac{2\pi}{N} mn} \quad (m = 0, 1, \dots, N-1) \quad (\text{B.1})$$

Der Frequenzbereich des Spektrums reicht von 0 bis $\frac{f_s}{2}$, wobei f_s die Abtastrate darstellt. Die Anzahl der Spektralkomponenten beträgt $\frac{N}{2} + 1$, der Abstand zwischen den Komponenten berechnet sich zu $\frac{f_s}{N}$.

Zur Unterdrückung des sogenannten Leakage-Effekts wird der Zeitverlauf der Daten vor der Transformation in den Frequenzbereich mit einer Fensterfunktion multipliziert. Im Rahmen dieser Arbeit kam das weit verbreitete Hanningfenster zum Einsatz, das ebenfalls auf die Windkanaldaten angewandt wurde:

$$w[n] = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) \right], \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{B.2})$$

C Sensorpositionen am SOFIA-Teleskop

Die folgenden Skizzen zeigen die Positionen der Drucksensoren auf der Teleskopstruktur des Windkanalmodells bzw. der Originalkonfiguration.

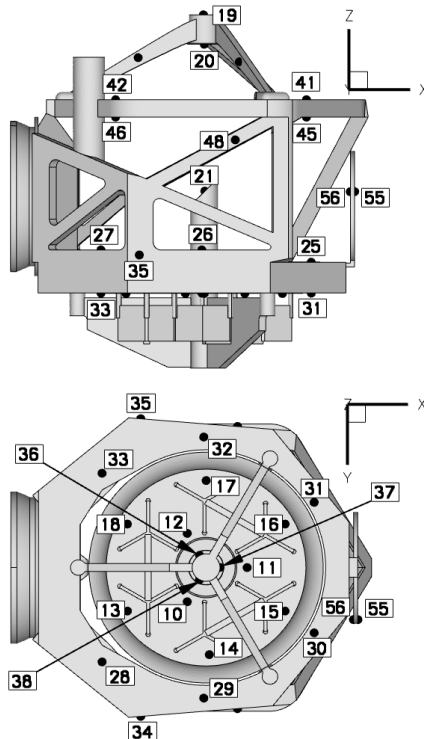


Abb. C.1: Belegung der SOFIA-Teleskopstruktur des Windkanalmodells mit Drucksensoren; Seitenansicht (oben); Ansicht von unten (unten)

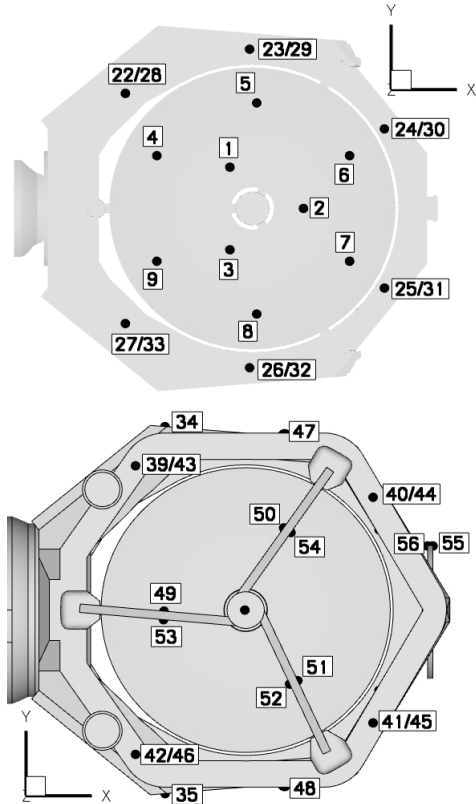


Abb. C.2: Belegung der SOFIA-Teleskopstruktur des Windkanalmodells mit Drucksensoren (sichtbarer Sensor/nicht sichtbarer Sensor auf Rückseite); Draufsicht auf Shearbox und Primärspiegel (oben); Draufsicht auf gesamtes TA (unten)

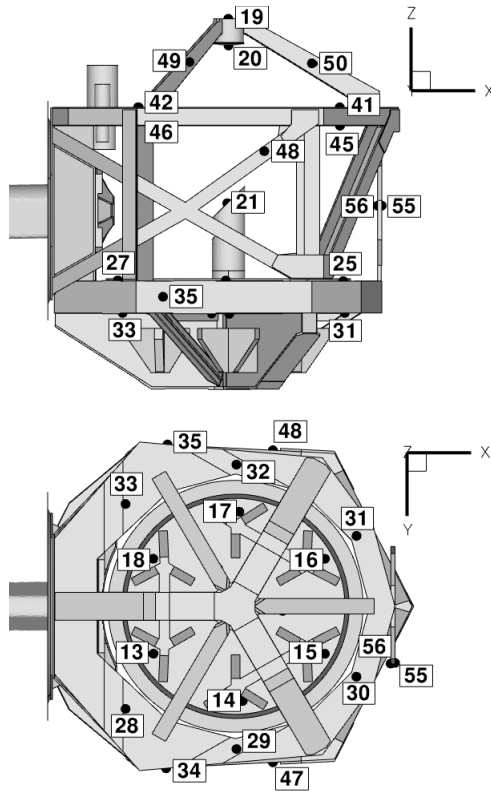


Abb. C.3: Belegung der aktuellen SOFIA-Teleskopstruktur mit Drucksensoren; Seitenansicht (oben); Ansicht von unten (unten)

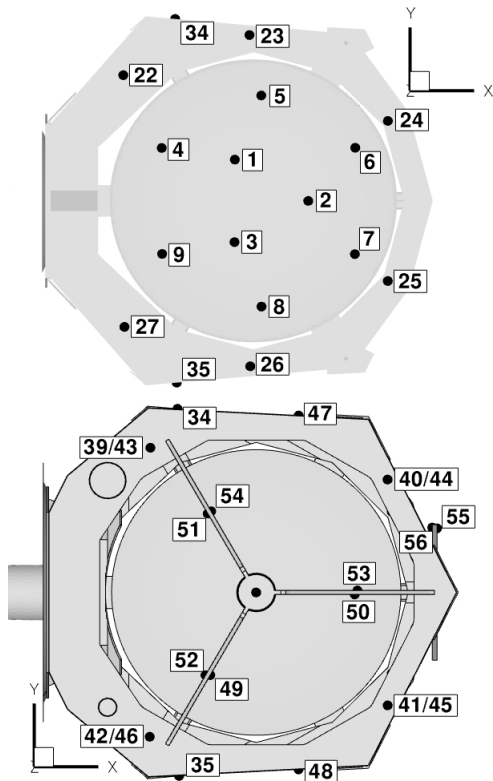


Abb. C.4: Belegung der aktuellen SOFIA Teleskopstruktur mit Drucksensoren (sichtbarer Sensor/nicht sichtbarer Sensor auf Rückseite); Draufsicht auf Shearbox (oben); Draufsicht auf gesamtes TA (unten)

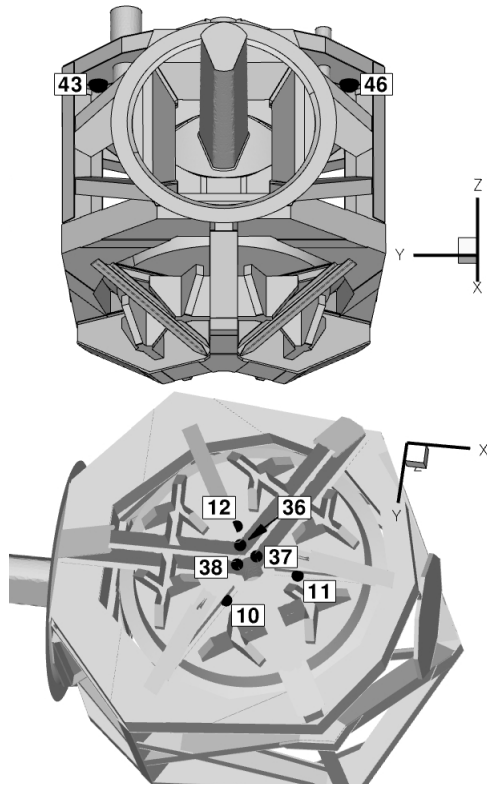


Abb. C.5: Belegung der aktuellen SOFIA Teleskopstruktur mit Drucksensoren; Ansicht von unten

D Daten der Grundströmung

Im folgenden sind die Parameter der Grundströmung für den Windkanalzustand und den Flugfall aufgelistet. Die Windkanalmessungen wurden an einem Modell im Maßstab von 7% durchgeführt.

Strömungsgröße:	Windkanal [101]	Flugzustand [78]
Flughöhe h [m]:	-	12492
Flughöhe h [ft]:	-	41000
statische Temperatur T [K]:	263	217
Totaltemperatur T_0 [K]:	300	248
Machzahl Ma [-]:	0,855	0,85
statische Luftdichte ρ [kg/m]:	0,834	0,288
Totaldichte ρ_0 [kg/m]:	1,168	0,403
statischer Druck p [N/m]:	62849	17880
Totaldruck p_0 [N/m]:	100798	28707
Schallgeschwindigkeit c [m/s]:	324	295
Einheitsreynoldszahl Re_m [-]:	1,31E+07	5,08E+06
Bezogene Reynoldszahl $Re_{L,Cav}$ [-]:	3,03E+06	1,68E+07
dynamischer Druck q [N/m]:	3,24E+04	9,05E+03
kinematische Viskosität μ [Ns/m]:	1,66E-05	1,42E-05
dynamische Viskosität ν [m/s]:	1,99E-05	4,94E-05
Anströmgeschwindigkeit v [m/s]:	277	251

Tabelle D.1: Strömungsdaten des Nominalzustands im Windkanal (links) und im Flug (rechts)

Literaturverzeichnis

- [1] *Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) Telescope Assembly (TA) Requirements, Specification SOF-1011, Revision 7*. Tech. Rep., NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, 2000.
- [2] *Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) Systems Interface Requirements, Specification SOF-1030, Revision 4.*. Tech. Rep., NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, 2001.
- [3] *Technical Documentation of the DLR TAU-Code*. Tech. Rep., Institute of Aerodynamics and Flow Technology, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik e.V. Braunschweig, 2007.
- [4] K. K. AHUJA UND J. MENDOZA: *Effects of Cavity Dimensions, Boundary Layer and Temperature on Cavity Noise with Emphasis on Benchmark Data To Validate Computational Aeroacoustic Codes*. NASA CR-4653, April 1995.
- [5] R. ALLEN, F. MEDONCA UND D. KIRKHAM: *RANS and DES Turbulence Model Predictions on the M219 Cavity at M=0.85*. Report, CD Adapco Group, London, UK and BAE Systems, Farnborough, UK, 2004.
- [6] R. ASHWORTH: *DES of a Cavity with Spoiler*. In: *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, S.-H. Peng und W. Haase, Eds., Vol. 97, Springer Berlin/Heidelberg, 2008, S. 162–171.
- [7] C. A. ATWOOD: *Navier-Stokes Simulations of Unsteady Transonic Flow Phenomena*. Technical Memorandum 103962, NASA, Ames Research Center, Moffett Field, California, 1992.
- [8] C. A. ATWOOD: *Selected Computations of Transonic Cavity Flows*. ASME, Vol. 147, S. 7–18, 1993.

- [9] C. A. ATWOOD UND W. R. V. DALSEM: *Flowfield Simulation About the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy*. Journal of Aircraft, Vol. 30, S. 719–727, 1993.
- [10] P. AUMANN, W. BARTELHEIMER, H. BLEECKE UND M. KUNTZ: *FLOWer Installation and User Handbook, Release 116*, Institut fuer Entwurfsaerodynamik, Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrttechnik, Braunschweig, 2000.
- [11] A. BABUCKE: *Kompressible Lineare Stabilitätstheorie*. Dokumentation zum Code LINSTAB/WIELANDT, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, 2006.
- [12] G. N. BARAKOS, S. J. LAWSON, R. STEIJL UND P. NAYYAR: *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, Vol. 14, Springer Berlin Heidelberg New York, 2009.
- [13] O. BAYSAL UND R. L. STALLINGS: *Computational and Experimental Investigation of Cavity Flowfields*. AIAA Journal, Vol. 26, No. 1, S. 6–7, Juni 1987.
- [14] O. BAYSAL, G.-W. YEN UND K. FOULADI: *Navier-Stokes Computations of Cavity Aeroacoustics with Suppression Devices*. Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 116, No. 1, S. 105–112, Januar 1994.
- [15] E. E. BECKLIN, A. G. G. M. TIELENS, R. D. GEHRZ UND H. H. S. CALLIS: *Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA)*. In: *Infrared Spaceborne Remote Sensing and Instrumentation XV* (Proceedings of SPIE), 2007.
- [16] J. A. BENEK, P. G. BUNING UND J. L. STEGER: *A 3-D Chimera Grid Embedding Technique*. NASA Report 85-1523, 1985.
- [17] B. BERANEK UND N. INC: *Aerodynamically Induced Pressure Oscillations in Cavities - Physical Mechanisms and Suppression Concepts*. Tech. Rep. AFFDL-TR-74-133, Air Force Flight Dynamics Laboratory, Februar 1975.
- [18] J.-P. BERENGER: *A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves*. Journal of Computational Physics, Vol. 114, S. 185–200, 1994.

- [19] A. BILANIN UND E. E. COVERT: *Estimation of Possible Excitation Frequencies for Shallow Rectangular Cavities*. AIAA Journal, Vol. 11, S. 347–352, 1973.
- [20] J. BLAZEK: *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Academic Press Inc., 2001. ISBN-10: 0080430090.
- [21] P. J. W. BLOCK: *Noise Response of Cavities of Varying Dimensions at Subsonic Speeds*. NASA TN D-8351, Dezember 1976.
- [22] G. L. BROWN UND A. ROSHKO: *On Density Effects and Large Structures in Turbulent Mixing Layers*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 64, S. 775–816, 1974.
- [23] L. CATTAFESTA, S. GARG, M. CHOUDARI UND F. LI: *Active Control of Flow-Induced Cavity Resonance*. AIAA-97-1804, AIAA, 1997.
- [24] L. CATTAFESTA, D. WILLIAMS, C. ROWLEY UND F. ALVI: *Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Resonance*. In: 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference, June 23-26, Orlando, FL, no. 3567, 2003.
- [25] A. F. CHARWAT, J. N. ROOS, F. C. DEWEY UND J. A. HITS: *An investigation of separated flows. Part 1. The pressure field*. Journal of Aerospace Sciences, Vol. 28, S. 457–470, 1961.
- [26] A. CHRIST: *Untersuchung von Resonanzphänomenen bei der Überströmung von Cavities*. Studienarbeit, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, 2007.
- [27] T. COLONIUS: *An Overview of Simulation, Modeling, and Active Control of Flow/Acoustic Resonance in Open Cavities*. In: 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 8-11, Reno, NV, no. 76, 2001.
- [28] T. COLONIUS, A. J. BASU UND C. ROWLEY: *Computation of Sound Generation and Flow/Acoustic Instabilities in the Flow past an Open Cavity*. In: Proceedings of FEDSM99, 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, 1999.
- [29] P. COMTE, F. DAUDE UND I. MARY: *Simulation of the Reduction of Unsteadiness in a Passively-Controlled Transonic Cavity Flow*. Journal of Fluids and Structures, Vol. 24, No. 8, S. 1252–1261, November 2008.

- [30] A. N. COX, S. D. FIALA, W. DAPPEN UND C. R. COWLEY: *Allen's Astrophysical Quantities*. Springer-Verlag New York Berlin Heidelberg, 4. Auflage, 2000. ISBN 0-387-98746-0.
- [31] M. CZECH, E. SAVORY, N. TOY UND T. MAVRIDES: *Flow regimes associated with yawed rectangular cavities*. The Aeronautical Journal, No. 2602, S. 125–134, March 2001.
- [32] D. EGERMANN: *An Investigation of Fluctuation Internal Pressure and Forces caused by the Tangential Flow over an Opening in a Bluff Body*. Studienarbeit, Universität Stuttgart, 2004.
- [33] E. ERICKSON: *The SOFIA Program*. In: The dusty and molecular universe, a prelude to alma and herschel, ESA SP-577, 2005.
- [34] F. EULITZ: *Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen*. DLR-FB-2000-05, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik, 2000.
- [35] N. FORESTIER, L. JACQUIN UND P. GEFFROY: *The mixing layer over a deep cavity at high subsonic speed*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 475, S. 101–145, 2003.
- [36] S. GAI, S. MOON, H. KLEINE, A. NEELY UND P. NAVIAUX: *Passive Control of Supersonic Cavity Flows*. In: International Congress for Theoretical and Applied Mechanics, August 24-28, Adelaide/Australia, 2008.
- [37] P. GERALDES, D. BRAY UND K. KNOWLES: *3D Unsteady Simulation of Transonic Cavity Flows*. Internal Report. Cranfield University, Royal Military College of Science Shrivenham, UK, 2004.
- [38] T. GERHOLD: *Overview of the Hybrid RANS Code TAU*. In: Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, N. Kroll und J. K. Fassbender, Eds., Vol. 89, Springer, 2005, S. 81–92.
- [39] M. GHARIB: *The Effect of Flow Oscillations on Cavity Drag and a Technique for their Control*. PhD thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 1983.
- [40] M. GHARIB UND A. ROSHKO: *The effect of flow oscillations on cavity drag*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 177, S. 501–530, 1987.

- [41] X. GLOERFELT, C. BOGEY, C. BAILLY UND D. JUVE: *Aerodynamic noise induced by laminar and turbulent boundary layers over rectangular cavities*. AIAA Paper 2002-2476, 2002.
- [42] C. GMELIN: *Untersuchung der Umströmung von Cavities mittels instationären RANS-Simulationen*. Diplomarbeit, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, 2007.
- [43] W. L. HANKEY UND J. S. SHANG: *Analyses of Pressure Oscillations in an Open Cavity*. AIAA Journal, Vol. 18, No. 8, S. 892–898, August 1980.
- [44] H. H. HELLER UND D. B. BLISS: *Aerodynamically Induced Pressure Oscillations in Cavities - Physical Mechanisms and Suppression Concepts*. AFFDL-TR-74-133, 1975.
- [45] H. H. HELLER UND D. B. BLISS: *The Physical Mechanism of Flow-Induced Pressure Fluctuations in Cavities and Concepts for their Suppression*. AIAA Paper 75-491, März 1975.
- [46] H. H. HELLER, D. G. HOLMES UND E. E. COVERT: *Flow-Induced Pressure Oscillations in Shallow Cavities*. Journal of Sound and Vibration, No. 18, S. 545–553, 1971.
- [47] M. J. HENSHAW: *M219 cavity case in verification and validation data for computational unsteady aerodynamics*. RTO-TR-26, AC/323(AVT)TP/19, 2000.
- [48] C. M. HO: *Mixing Processes in Free Shear Layers*. AIAA Paper 86-0234, 1986.
- [49] C. M. HO UND L. S. HUANG: *Subharmonics and vortex merging in mixing layers*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 119, S. 443–473, 1985.
- [50] J. C. R. HUNT, A. A. WRAY UND P. MOIN: *Eddies, Stream and Convergence Zones in Turbulent Flows*. Tech. Rep. CTR-S88, Center For Turbulence Research, 1988.
- [51] A. JAMESON: *Transonic flow calculations*. Tech. Rep. MAE Report 1651, Princeton University, 1983.
- [52] K. KARAMCHETI: *Sound Radiation From Rectangular Cavities*. NACA TN 3487, NACA, 1955.

- [53] H. J. KÄRCHER: *Airborne Environment - a Challenge for Telescope Design*. In: Airborne Telescope Systems, R. Melugin und H.-P. Röser, Eds., Airborne Telescope Systems, Proc. SPIE, S. 278-284, 2000.
- [54] H. J. KÄRCHER, A. KRABBE UND T. WEGMANN: *The SOFIA Telescope: Preparing for Early Science*. In: SPIE's Conference on Astronomical Instrumentation, 23 - 28 June, Marseille, France, 2008.
- [55] P. J. KEAS: *Ranking of TA modes WRT their influence on image jitter and attitude control performance*. SOFIA Technical Note (STN) STN-PJK-23, National Aeronautics and Space Administration NASA, 2003.
- [56] L. KELVIN: *Hydrokinetic Solutions and Observations*. Phil. Mag. 42(4):362-77, 1871.
- [57] S. P. KLOTZ: *The 747-SP SOFIA Platform: Result of a Closed-Cavity CFD Simulation*. Tech. Rep., MCAT, Inc., 1998.
- [58] S. P. KLOTZ: *Computational Fluid Dynamic Grids in the Partially-External Door, Cavity, and Aperture Configuration of the SOFIA Aircraft Platform*. Tech. Rep., MCAT, Inc., 1998.
- [59] T. KNOPP: *Validation of the Turbulence Models in the DLR TAU Code for Transonic Flows - A Best Practice Guide*. Forschungsbericht 2006-01, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Aerodynamik und Strömungsmechanik Göttingen, 2006.
- [60] W. KOCH: *The Acoustic Modes of a Two-Dimensional Rectangular Cavity*. Tech. Rep., DLR Göttingen, 2005.
- [61] N. M. KOMERATH, K. K. AHUJA UND F. W. CHAMBERS: *Predictions and Measurements of Flows Over Cavities - A survey*. AIAA Paper 87-0166, 25th Aerospace Sciences Meeting, January 12-15, Reno, Nevada, 1987.
- [62] A. KRABBE: *Becoming reality: the SOFIA telescope*. In: Proceedings SPIE 4857, Airborne Telescope Systems, R. Melugin und H.-P. Röser, Eds., 2002, S. 62-72.
- [63] A. KRABBE UND H.-P. RÖSER: *SOFIA - Astronomy and Technology in the 21st Century*. In: Reviews of Modern Astronomy, Vol.

- 12: *Astronomical Instruments and Methods at the Turn of the 21st Century*, R. E. Schielicke, Ed., Vol. 12, Hamburg, Astronomische Gesellschaft, S. 107, 1999. ISBN 3-9805176-2-4.
- [64] A. KRABBE, R. TITZ UND H.-P. RÖSER: *SOFIA oder: Warum Astronomen in die Luft gehen*. Sterne und Weltraum, S. 1052–1063, 1999.
- [65] T. KÜHN: *Untersuchung von passiven Beeinflussungsmaßnahmen zur Kontrolle der Umströmung des Stratosphärenobservatoriums SOFIA*. Diplomarbeit, Deutsches SOFIA Institut der Universität Stuttgart, 2007.
- [66] N. KUNZ. Persönliche Mitteilung, 2004.
- [67] B. LANDMANN UND S. WAGNER: *Aeroelastic analysis of helicopter rotor blades*. AIAA Paper 2004-5286, 22nd Applied Aerodynamics Conference and Exhibit, Providence, Rhode Island, 2004.
- [68] R. LANGTRY UND P. SPALART: *Detached Eddy Simulation of a Nose Landing-Gear Cavity*. In: IUTAM Symposium on Unsteady Flows and their Control, Corfu, Greece, 2007.
- [69] L. LARCHEVEQUE, P. COMTE UND P. SAGA: *Large-Eddy Simulation of Flows past Cavities*. Tech. Rep., AFM Research Group Seminar, Southampton, UK, February 2004.
- [70] L. LARCHEVEQUE, O. LABBE, I. MARY UND P. SAGAUT: *Large-Eddy Simulation of a Subsonic Flow over a Deep, Open Cavity*. In: 3rd AFOSR Workshop on DNS/LES, Arlington, USA, 2001.
- [71] H. P. LARSON: *The NASA Airborne Astronomy Program: A Perspective on its Contributions to Science, Technology and Education*. Airborne Astronomy Symposium on the Galactic Ecosystem, ASP Conference Series, Vol. 73, S. 591–608, 1995.
- [72] J. C. LIN: *Review of Research on Low-Profile Vortex Generators to Control Boundary Layers*. Progress in Aerospace Sciences, Vol. 38, S. 389–420, 2002.
- [73] I. MARY UND T. H. LE: *Large Eddy Simulations of Flow Past Weapon Bays*. Tech. Rep., Computational Fluid Dynamics and Aeroacoustics Department, Onera BP, 72, 92322 Chatillon, France, 2005.

- [74] M. McINTYRE: *Sensitivity Study of Image Motion due to the Alignment of Cavity Aero-Acoustic Modes with TA Structural Modes*. NASA SOFIA TN MJM-009 Rev.0, August 1999.
- [75] M. McINTYRE: *SOFIA V Pressure Sensor Power Spectral Density Plots*. NASA SOFIA TN MJM-007 Rev.0, Juli 1999.
- [76] M. McINTYRE: *The SOFIA Cavity as a Helmholtz Resonator*. NASA SOFIA TN MJM-010 Rev. 0, August 1999.
- [77] M. McINTYRE: *Analysis of SOFIA Cavity Acoustic Modes*. NASA SOFIA TN MJM-011, Mai 2000.
- [78] M. McINTYRE: *Comparison of NASA and RSC Wind Tunnel Test Results*. NASA SOFIA TN MJM-012, April 2000.
- [79] F. MENDONCA, R. ALLEN UND J. CHARENTENAY: *CFD Prediction of Narrowband and Broadband Cavity Acoustics at $M=0.85$* . Tech. Rep., BAE Systems, Farnborough, UK, 2003.
- [80] F. R. MENTER: *Improved Two-Equation k - Ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows*. Tech. Rep. TN-103975, NASA, 1992.
- [81] F. R. MENTER: *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, Vol. 32, S. 1598–1605, 1994.
- [82] P. G. MEZGER UND H.-P. RÖSER: *SOFIA - A stratospheric observatory for infrared astronomy*. In: *Dusty Objects in the Universe*, E. Bussoletti und A. A. Vittone, Eds., Kluwer Academic Publisher, S. 123-130, 1990.
- [83] R. MOIK: *SOFIA: Servo Subsystem Description, Appendix H: End-To-End Simulation Pointing (SOF-SPE-MG-5200.0.04)*. Tech. Rep., Kayser-Threde, MT-Aerospace, 2000.
- [84] P. NAYYAR, G. N. BARAKOS UND K. J. BADCOCK: *Analysis and Control of Transonic Cavity Flow Using DES and LES*. AIAA Paper 2005-5267, 2005.
- [85] P. NAYYAR, G. N. BARAKOS UND K. J. BADCOCK: *CFD Analysis of Transonic Cavity Flow Using DES*. In: *Symposium on Hybrid RANS-LES Methods Stockholm*, 2005.

- [86] P. NAYYAR, G. N. BARAKOS, K. J. BADCOCK UND B. E. RICHARDS: *Noise Suppression Methods for Transonic Cavity Flows*. In: CEAS/KATnet Conference on Key Aerodynamic Technologies, June 22-25, Bremen, Germany, 2005.
- [87] P. NAYYAR, D. LAWRIE, G. N. BARAKOS, K. J. BADCOCK UND B. E. RICHARDS: *Numerical Study of Transonic Cavity Flows Using Large-Eddy and Detached-Eddy Simulation*. CFD Laboratory, Department of Aerospace Engineering, University of Glasgow, Glasgow, G12 8QQ, 2004.
- [88] P. NAYYAR, D. LAWRIE, G. N. BARAKOS, K. J. BADCOCK UND B. E. RICHARDS: *Transonic Cavity Flow Simulations Using Large-Eddy and Detached-Eddy Simulation*. Tech. Rep., CFD Laboratory, Department of Aerospace Engineering, University of Glasgow, Glasgow, G12 8QQ, 2005.
- [89] NUMECA INTERNATIONAL: *How To Generate Grids for Turbulent Flows*, Avenue Franklin Roosevelt 5, 1050 Bruxelles (Belgium), 1. Auflage, June 2001.
- [90] D. OM: *Navier-Stokes Simulation for Flow Past an Open Cavity*. Journal of Aircraft, Vol. 25, No. 9, S. 842–848, April 1988.
- [91] H. H. PEARCEY: *Boundary Layer and Flow Control, its Principles and Applications*, Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [92] S. H. PENG: *Simulation of Turbulent Flow Past a Rectangular Open Cavity Using DES and Unsteady RANS*. AIAA Paper 2006-2827, 24th Applied Aerodynamics Conference, San Francisco, California, Juni 2006.
- [93] E. B. PLENTOVICH, R. L. STALLINGS UND M. B. TRACY: *Experimental Cavity Pressure Measurements at Subsonic and Transonic Speeds, Static Pressure Results*. Report 3358, NASA, 1993.
- [94] H. E. PLUMBLEE, J. GIBSON UND L. LASSITER: *A theoretical and Experimental Investigation of the Acoustic Response of Cavities in an Aerodynamic Flow*. Tech. Rep. WADD-TR-61-75, US Air Force, 1962.
- [95] H. E. PLUMBLEE, J. S. GIBSON UND L. W. LASSITER: *A Theoretical and Experimental Investigation of the Acoustic Response of*

- Cavities in an Aerodynamic Flow.* Tech. Rep. WADD-TR-61-75, U.S. Air Force, 1962.
- [96] POINTWISE, INC.: *Gridgen User Manual, Version 15, Volume 1*, 213 S. Jennings Ave. Forth Worth, Texas 76104-1107, USA, 2008. URL: www.pointwise.com.
- [97] RAYTHEON: *Aeroacoustics Wind Tunnel Test Report for the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) Program.* Technical Report 96185008-001, Raytheon Aircraft Integration Systems, 2000.
- [98] D. P. RIZZETTA UND M. R. VISBAL: *Large-Eddy Simulation of Supersonic Cavity Flowfields Including Flow Control.* AIAA Journal, Vol. 41, No. 8, August 2003.
- [99] P. J. ROACHE: *The Grid Convergence Index*, Vol. 52 of Applied Mechanics Reviews, Fundamentals of Computational Fluid Dynamics, 1998.
- [100] W. ROSE: *Boundary Layer Measurement Flight Test for the SOFIA 747-SP.* Tech. Rep., Rose Engineering & Research, INC., P.O. Box 5146, Incline Village, NV 89450, 1998.
- [101] W. ROSE: *SOFIA V Design Validation Test Final Report.* Tech. Rep., ROSE Engineering & Research, INC., P.O. Box 5146, Incline Village, NV 89450, 1998.
- [102] W. ROSE: *Aerodynamic Contingencies for the SOFIA Aircraft.* Tech. Rep., Rose Engineering & Research, INC. P.P. BOX 5146, Incline Village, NV 89450, 1999.
- [103] W. ROSE: *A Note on Optical Seeing in the Cavity.* Tech. Rep., Rose Engineering & Research, INC. P.O. Box 5146, Incline Village, NV 89450, 2001.
- [104] W. ROSE. Persönliche Mitteilung, 2008.
- [105] J. E. ROSSITER: *Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speed.* R&M No. 3438, Aeronautical Research Council, London, UK, Oktober 1964.
- [106] C. ROWLEY, V. JUTTIJUDATA UND D. R. WILLIAMS: *Cavity Flow Control Simulations and Experiments.* AIAA Paper 2005-0292,

- Mechanical & Aerospace Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, 2005.
- [107] C. W. ROWLEY: *Modeling, Simulation, and Control of Cavity Flow Oscillations*. PhD-Thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, August 2001.
- [108] C. W. ROWLEY, D. WILLIAMS, T. COLONIUS, R. MURRAY UND D. G. MACMYNOWSKI: *Linear Models for Control of Cavity Flow Oscillations*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 547, S. 317–330, 2006.
- [109] T. RUNG: *Statistische Turbulenzmodellierung*. Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin, 2003.
- [110] P. SAGAUT: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, 3. Auflage, 1998. ISBN 3-540-26344-6.
- [111] P. SAGAUT, O. LABBE, L. LARCHEVEQUE, V. LEVASSEUR UND M. MALLET: *On the use of LES for flow control: the compressible cavity flow case*. In: IUTAM Symposium on Unsteady Flows and their Control, Corfu, Greece, 2007.
- [112] V. SAROHIA: *Experimental and Analytical Investigations of Oscillations in Flows over Cavities*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1975.
- [113] V. SAROHIA: *Experimental Investigations of Oscillations in Flows Over Shallow Cavities*. AIAA Journal, Vol. 15, No. 7, S. 984–991, Juli 1977.
- [114] V. SAROHIA UND P. F. MASSIER: *Control of Cavity Noise*. AIAA Journal, Vol. 14, No. 9, S. 833–837, September 1977.
- [115] H. SCHLICHTING UND K. H. GERSTEN: *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 9. Auflage, 1997. ISBN 3-540-55744-X.
- [116] S. SCHMID, T. LUTZ UND E. KRÄMER: *Numerical Simulation of the Flow Field Around the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy*. In: Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, C. Tropea, S. Jakirlic, H. J. Heinemann, R. Henke und H. Hönlinger, Eds., Vol. 96, Springer Berlin Heidelberg New York, 2007, S. 364–371.

- [117] S. SCHMID, T. LUTZ UND E. KRÄMER: *Simulation of the Flow Around the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy SOFIA Using URANS and DES*. In: Third Joint HLRB and KONWIHR Result and Reviewing Workshop, Garching, Germany, 2007.
- [118] S. SCHMID, T. LUTZ UND E. KRÄMER: *IUTAM Symposium on Unsteady Flows and their Control*, Vol. 14, Springer Berlin Heidelberg New York, 2009.
- [119] S. SCHMID, T. LUTZ, E. KRÄMER UND T. KÜHN: *Passive Control of the Flow Around the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy*. AIAA Paper 2008-6717, 2008.
- [120] S. SCHMIDT, H. LÜBKE UND F. THIELE: *Comparison of LES and RANS in bluff-body wake flows*. GAMM Workshop on Numerical Methods in Fluid Mechanics, Kirchzarten, 1999.
- [121] J. SCHÖBERL: *NETGEN An Advancing Front 2D/3D-Mesh Generator Based on Abstract Rules*. Computing and Visualization in Science, Vol. 1, No. 1, S. 41–52, 1997.
- [122] L. L. SHAW: *Suppression of Aerodynamically Induced Cavity Pressure Oscillations*. Journal of the Acoustical Society, Vol. 66, No. 3, S. 880–884, 1979.
- [123] L. L. SHAW, L. BARTEL UND J. ACAVOY: *Prediction and Suppression of the Acoustic Environment in Large Enclosures with Small Openings*. AIAA Paper 82-0121, 1982.
- [124] S. H. SHIH, A. HAMED UND J. J. YEUNAN: *Unsteady Supersonic Cavity Flow Simulations Using Coupled k -epsilon and Navier-Stokes Equations*. AIAA Journal, Vol. 32, S. 2015–2021, 1994.
- [125] J. SMAGORINSKY: *General Circulation Experiments with the Primitive Equations*. Monthly Weather Review, Vol. 91, S. 99–165, 1963.
- [126] S. SMITH. Persönliche Mitteilung, 2005.
- [127] P. SPALART, S. DECK, M. SHUR, K. SQUIRES, M. STRELETS UND A. TRAVIN: *A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics Manuscript, Vol. 20, No. DOI 10.1007/s00162-006-0015-0, S. 181–195, 2006.

- [128] P. SPALART, W. JOU, M. STRELETS UND S. ALLMARAS: *Comments on the Feasibility of LES for Wings on a Hybrid RANS/LES Approach*. First AFOSR International Conference on DNA/LES, Rouston, Louisiana, 1997.
- [129] P. R. SPALART: *Young-Person's Guide to Detached-Eddy Simulation Grids*. Tech. Rep., Boeing Commercial Airplanes, Seattle, Washington, 2001.
- [130] P. R. SPALART UND S. R. ALLMARAS: *A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*. AIAA Paper 92-0439, 1992.
- [131] G. R. SRINIVASAN: *Flowfield and Acoustic Characteristics of Telescope Cavity in SOFIA Platform*. AIAA Journal, Vol. 95, No. 1862, S. 801–823, Juni 1995.
- [132] G. R. SRINIVASAN: *Influence of Cavity Aperture and Telescope Shape on Acoustics and Unsteady Flow of the Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*. Tech. Rep., NASA Ames Research Center, 1997.
- [133] G. R. SRINIVASAN: *Influence of Cavity Aperture and Telescope Shape on Acoustics and Unsteady Flow of the SOFIA*. AIAA Paper 1998-413, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 12–15, Reno, NV, 1998.
- [134] G. R. SRINIVASAN: *Computational Fluid Dynamics Simulation of the SOFIA PED Configuration*. Tech. Rep., NASA Ames Research Center, 1999.
- [135] G. R. SRINIVASAN: *Acoustics and Unsteady Flow of Telescope Cavity in an Airplane*. Journal of Aircraft, Vol. 37, S. 274–281, 2000.
- [136] G. R. SRINIVASAN UND S. P. KLOTZ: *Features of Cavity Flow and Acoustics of the Stratospheric Observation for Infrared Astronomy*. In: The 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, NASA Ames Research Center, Moffet Field, ASME, S. 1-8, 1997.
- [137] S. SRINIVASAN UND O. BAYSAL: *Navier-Stokes Calculations of Transonic Flows Past Cavities*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 113, S. 368–376, September 1991.
- [138] R. L. STALLING, E. B. PLENTOVICH, M. B. TRACY UND M. J. HEMSCH: *Measurements of Store Forces and Moments and Cavity*

- Pressures for a Generic Store In and Near a Box Cavity at Subsonic and Transsonic Speeds.* Memorandum 4611, Mai 1995.
- [139] J. STUTZKI: *SOFIA - The Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy.* In: *Reviews of Modern Astronomy*, S. Röser, Ed., Vol. 19, Weinheim, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, KGaA, S. 293-314, 2006. ISBN 3-527-40662-X.
- [140] N. TABORDA, D. BRAY UND K. KNOWLES: *Passive Control of Cavity Resonances in Tandem Configuration.* AIAA Paper 2001-2770, 31st AIAA Fluid Dynamics Conference & Exhibit, June 11-14, Anaheim, CA, 2001.
- [141] K. TAKEDA UND C. M. SHIEH: *Cavity Tones by Computational Aeroacustics.* *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Vol. 18, No. 6, S. 439-454, August 2004.
- [142] C. K. W. TAM UND P. J. W. BLOCK: *On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities.* *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89, S. 373-399, 1978.
- [143] R. TITZ UND H.-P. RÖSER: *Astronomy and Technology in the 21st Century.* Wissenschaft & Technik Verlag, 1998. ISBN 3-89685-558-1.
- [144] M. B. TRACY UND E. B. PLENTOVICH: *Characterization of Cavity Flow Fields Using Pressure Data Obtained in the Langley 0.3-Meter Transonic Cryogenic Tunnel.* Tech. Rep., NASA Technical Memorandum 4436, 1993.
- [145] M. B. TRACY UND E. B. PLENTOVICH: *Cavity Unsteady-Pressure Measurements at Subsonic and Transonic Speeds.* NASA Technical Paper 3669, December 1997.
- [146] R. TRAMEL, S. ROCK, J. ELLIS UND D. SHARPES: *Comparison of Large Cavity Aeroacoustic Computations with Flight Test Results.* AIAA Paper 2005-2800, Mai 2005.
- [147] A. TRAVIN, M. SHUR, P. SPALART UND M. STRELETS: *On URANS Solutions with LES-like Behaviour.* In: *Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS*, 2004.

-
- [148] L. S. UKEILEY, M. K. PONTON, J. M. SEINER UND B. JANSEN: *Suppression of Pressure Loads in Cavity Flows*. AIAA Journal, Vol. 42, No. 1, S. 70–79, Januar 2004.
- [149] H. v. HELMHOLTZ: *Über discontinuierliche Flüssigkeitsbewegungen*. Monatsberichte königlich Preussische Akad. Wiss. Berlin, Vol. 23:215-28, 1868.
- [150] A. D. VAKILI UND C. GAUTHIER: *Control of Cavity Flow by Upstream Mass-Injection*. Journal of Aircraft, Vol. 31, No. 1, S. 169–174, Februar 1994.
- [151] H. K. VERSTEEG UND W. MALALASEKERA: *An Introduction to Computational Fluid Dynamics, The Finite Volume Method*. Longman Group Ltd, 1995. ISBN 0-582-21884-5.
- [152] J. WAGNER: *TA Modal Survey Test - Overview and First Results*. Sofie Science Steering Committee Meeting, April 24-25, Stuttgart, 2008.
- [153] S. WAGNER: *Strömungslehre, Manuskript zur Vorlesung*. Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Universität Stuttgart, 1996.
- [154] M. WERNER: *Digitale Signalverarbeitung mit MATLAB*. Vieweg Verlag Wiesbaden, 2. Auflage, 2003. ISBN 3-528-13930-7.
- [155] F. M. WHITE: *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill Series in Mach. Engineering, 2. Auflage, 1990. ISBN 0072402318 / 9780072402315.
- [156] D. C. WILCOX: *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries, Inc., 5354 Palm Drive, La Canada, California 91011, 2. Auflage, 2000. ISBN 0-9636051-5-1.
- [157] O. ZEILE: *Untersuchung der Umströmung des Stratosphärenobservatoriums SOFIA*. Diplomarbeit, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, 2007.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Sven Joachim Schmid
Geburtsdatum und -ort: 22.11.1977 in Waiblingen
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

1984 - 1988: Grundschule Kernen Stetten
1988 - 1997: Friedrich Schiller Gymnasium Fellbach
07/1997: Abitur

Zivildienst

09/1997 - 10/1998: Diakonie Stetten

Studium

10/1998 - 01/2004: Luft- und Raumfahrttechnik an der
Universität Stuttgart, Vertiefungsrichtungen
Strömungsmechanik und Statik und Dynamik
01/2004: Diplom-Ingenieur

Berufstätigkeit

02/2004 - 11/2006: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut
für Aerodynamik und Gasdynamik der
Universität Stuttgart
12/2006 - heute: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen
SOFIA Institut der Universität Stuttgart