

DÄMPFUNG AKUSTISCHER WELLEN DURCH ABSORBER IN RAKETENTRIEBWERKEN

M. Schulze, D. Morgenweck und T. Sattelmayer
Lehrstuhl für Thermodynamik, Boltzmannstr. 15, Garching b. München, D-85747

Zusammenfassung

Seit Beginn der Raketentwicklung stellt das Phänomen der thermoakustischen Instabilitäten einen sicherheitskritischen Aspekt dar, dessen Bewältigung unter Umständen zu drastisch steigenden Kosten im Entwicklungs- und Fertigungsprozess führen kann. Diese Verbrennungsschwingungen basieren auf einem Rückkopplungsmechanismus zwischen dem Verbrennungsprozess und akustischen Störungen in der Brennkammer. Akustische Störungen führen zu periodisch fluktuierenden Drücken und Temperaturen, die zum Verlust der strukturellen Integrität der Brennkammerwände führen können, was katastrophale Folgen während des Betriebs bedingen kann. Bisherige Forschungsarbeiten haben ergeben, dass in zylindrischen Brennkammergeometrien die ersten beiden Transversalmoden hauptverantwortlich für Verbrennungsschwingungen sind. Es ist daher von großem Interesse, diese Modenformen geeignet zu dämpfen und somit die potentielle Gefährdung für das Auftreten von Instabilitäten zu reduzieren. Am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München wird seit geraumer Zeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TRR-40 „Technologische Grundlagen für den Entwurf thermisch und mechanisch hochbelasteter Komponenten zukünftiger Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft eine Methodik entwickelt, um in numerischen Simulationen so genannte akustische Absorber berechnen zu können. Diese sind notwendig um durch akustische Dämpfung die thermoakustische Rückkopplung zu stabilisieren. Eine am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelte Impedanzrandbedingung ermöglicht die adäquate Einbindung der Absorber in die Simulation. An einem generischen Testfall einer typischen Brennkammergeometrie mit Düse und ohne Verbrennung wurden bereits erste Simulationen durchgeführt, so dass der Einfluss weiterer Komponenten auf ein Minimum reduziert werden konnte. Hierbei konnte nachgewiesen werden, dass die entwickelte Methodik in der Lage ist, gezielt Modenformen zu dämpfen ohne dabei das Systemverhalten im Gesamten merklich zu beeinflussen.

1. EINLEITUNG

Im Verbrennungssystem von Raketentriebwerken führt allgegenwärtiger Verbrennungslärm zu akustischen Wellen, welche sich im gesamten System ausbreiten. Während diese teilweise durch verschiedene Dämpfungsmechanismen reduziert werden, wirkt der am Rand der Brennkammer reflektierte Teil zurück auf den Verbrennungsprozess. Kopplungsmechanismen führen dadurch zu einer verstärkt fluktuierenden Wärmefreisetzungsrate, welche ihrerseits wiederum verstärkt akustische Wellen generiert. Insgesamt stellt sich ein Rückkopplungsmechanismus zwischen Wärmefreisetzung und Brennkammerakustik ein, welcher bei resonanter Phasenlage zu einem Aufklingen von Druck- und Temperaturschwankungen führen kann.

Dämpfungsmechanismen wirken stabilisierend auf den Rückkopplungskreislauf, so dass letztendlich das Verhältnis von Energieeintrag und Dämpfungsvermögen über die Ausprägung der thermoakustischen Instabilität entscheidet. Der Rückkopplungskreislauf ist schematisch in Bild 1 dargestellt.

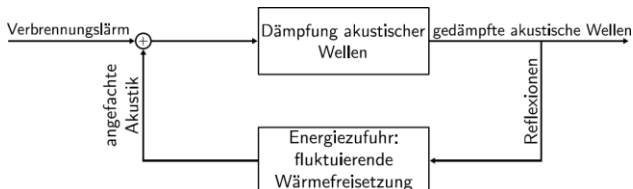


BILD 1: Rückkopplungskreislauf zwischen Wärmefreisetzung und Akustik.

Um verstärkt akustische Dämpfung in das Verbrennungssystem einzubringen und somit dem Aufklingen der Druck-

und Temperaturamplituden entgegenzuwirken, werden unter anderem Absorber in der Brennkammer verwendet. Diese akustischen Resonatoren absorbieren einen Teil der akustischen Energie, so dass einerseits ein geringerer Teil mit der Wärmefreisetzung rückkoppeln kann, andererseits die reduzierten Amplituden zu geringeren thermomechanischen Belastungen der Schubkammerstruktur führen.

Die „Chemical Propulsion Information Agency“ [1] definiert eine maximal zulässige Druckamplitude von 5% des herrschenden mittleren Brennkammerdruckes als tolerierbare Amplitudenhöhe für einen stabilen Betrieb eines Raketentriebwerks, siehe Bild 2. Um diesen Grenzwert einzuhalten, ist während des Entwicklungs- und Fertigungsprozesses eine iterative Analyse der potentiellen Gefährdung thermoakustischer Instabilität nötig. Experimentelle Untersuchungen müssen im Originalmaßstab durchgeführt werden, was kosten- und zeitintensiv ist, weshalb diese auf ein Minimum reduziert werden sollten. Vielversprechender sind mit steigenden Rechenkapazitäten heutzutage numerische Methoden. Diese sollen eine Vorhersage thermoakustischer Instabilität bereits im Stadium des Entwicklungsprozesses ermöglichen, so dass die Fertigung teurer Prototypen vermieden werden kann.

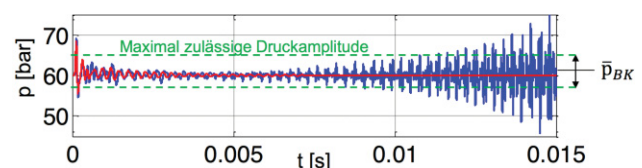


BILD 2: Druckamplitude in einer Raketentriebkammer für den stabilen (—) und instabilen (—) Fall.

Die Entwicklung numerischer Methoden erfordert allerdings die Abbildung der relevanten physikalischen Vorgänge in mathematische Beschreibungen, was ein tiefes Verständnis dieser voraussetzt. Die darauf aufbauende Berechnung des mathematischen Systems stellt ebenfalls eine große Herausforderung dar und ist Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten.

Dieser Bericht präsentiert ein Verfahren zur Berechnung akustischer Felder in typischen Brennkammergeometrien unter Berücksichtigung von Absorbern. Wärmefreisetzung durch Verbrennung sowie der Rückkopplungskreislauf wird hierbei nicht mitmodelliert. Die Entwicklung und Validierung der Absorbermodelle ist somit nur ein Zwischenschritt, bevor die Vorhersage thermoakustischer Instabilität in einem Gesamtpaket möglich ist.

In Kapitel 2 wird das Berechnungsverfahren zur Bestimmung der akustischen Felder beschrieben. Kapitel 3 erklärt das verwendete Absorbermodell und die sogenannte Impedanzrandbedingung, welche die Berücksichtigung der Absorber im Feldverfahren erst ermöglicht. Kapitel 4 zeigt und diskutiert die erzielten Ergebnisse. Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung.

2. AKUSTISCHES FELDDERFAHREN

2.1. Akustik-Löser: PIANO

Zur Berechnung des dreidimensionalen akustischen Feldes in der Schubkammer wird der vom Deutschen Luft- und Raumfahrtzentrum (DLR) in Braunschweig entwickelte Akustik-Löser PIANO¹ eingesetzt. Hierbei werden die Feldgrößen q in einen stationären, mittleren Teil \bar{q} und in einen fluktuierenden, akustischen Teil q' aufgespalten:

$$(1) \quad q = \bar{q} + q'$$

Die akustischen Größen sind hierbei um mehrere Größenordnungen kleiner als die mittleren Feldgrößen, d.h.

$$(2) \quad q' \ll \bar{q}$$

Das mittlere Feld wird mittels CFD-Methoden für den turbulenten und kompressiblen Fall gelöst und zeitlich gemittelt. Hierfür werden Reynolds-Averaged Navier-Stokes Methoden verwendet. Das akustische Feld wird durch das Lösen der Euler-Gleichungen in PIANO bestimmt, die um das mittlere Feld linearisiert werden. Die Linearisierung ist aufgrund von Gl. (2) gerechtfertigt. PIANO berechnet somit ausschließlich das akustische Feld. Eine beispielhafte, instantane Druckverteilung ist in Bild 3 abgebildet.

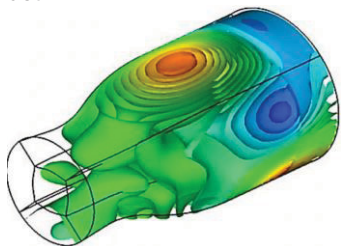


BILD 3: Instantane Druck-Isolinien am HF2-Testfall [3], berechnet mit PIANO

¹ PIANO wird bereitgestellt vom DLR Braunschweig, Prof. Delfs

Die linearisierten Euler-Gleichungen beschreiben die Akustik in Form von fünf Eigenlösungen [2]. Für den hier gegebenen Fall sind ausschließlich die beiden akustischen Eigenlösungen relevant, da im System keine Quellen für Entropie- oder Wirbelmoden vorhanden sind. Die Geschwindigkeit dieser akustischen Moden setzt sich additiv aus der Schallgeschwindigkeit und der mittleren Geschwindigkeit zusammen.

Die lineare Beschreibung der Akustik ist sowohl für den Berechnungsprozess als auch für die spätere Auswertung vorteilhaft. Die Berechnungszeiten werden durch die Anwendung linearer Gleichungen deutlich reduziert. Darüberhinaus existiert keine Modenkopplung, so dass jede Mode für sich getrennt analysiert werden kann.

Die numerische Diskretisierung ist durch die Methode der Finiten Differenzen vierter Ordnung realisiert, welche speziell für die Anwendung zur Akustikberechnung modifiziert wurde, so dass die Dispersion akustischer Wellen auf ein Minimum reduziert wird. Für die Zeitintegration ist das Runge-Kutta Verfahren vierter Ordnung implementiert.

Das numerische Modell ist in Bild 4 abgebildet. Zur Vereinfachung ist das mittlere Strömungsfeld als Blockprofil berechnet. Stratifizierungseffekte haben somit keinen Einfluss auf die Absorberuntersuchungen. Der Düsenhals ist kritisch durchströmt, so dass im divergenten Teil der Düse Überschallbedingungen herrschen.

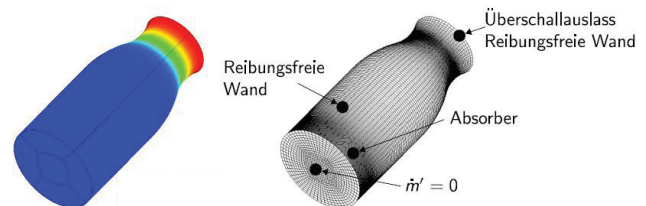


BILD 4: Aufbau des numerischen Modells. Links: Axiale Geschwindigkeitsverteilung als Blockprofil. Rechts: Diskretisiertes Berechnungsgebiet und Randbedingungen.

PIANO löst die linearisierten Euler-Gleichungen auf einem strukturierten Gitter. Dieses ist im konvergenten Teil der Düse verfeinert, so dass die durch die beschleunigte Strömung erhöhte Wellenlänge akustischer Wellen ausreichend aufgelöst wird. Die Absorber sind nahe der Injektorplatte im zylindrischen Teil der Brennkammer angeordnet. Zur korrekten Berücksichtigung der Absorber ist die Diskretisierung in diesem Gebiet verfeinert.

Die nötigen Randbedingungen um das akustische Gleichungssystem zu schließen, sind ebenfalls in Bild 4 abgebildet. Die Schubkammerwände werden als reibungsfrei modelliert, so dass hier der senkrechte Anteil des akustischen Geschwindigkeitsvektors zu Null gesetzt werden muss:

$$(3) \quad \vec{u}'_{\perp} = 0.$$

Diese Bedingung führt dazu, dass sich keine akustische Grenzschicht ausbilden kann.

Im divergenten Teil der Düse herrschen Überschallbedingungen, so dass hier eine natürliche nicht-reflektierende Randbedingung herrscht. Aus numerischen Gründen muss am Düsenaustritt dennoch eine Randbedingung aufgeprägt werden. Es konnte gezeigt

werden, dass die Bedingung einer harten Wand verwendet werden kann. Auch kann diese natürliche, nicht-reflektierende Randbedingung genutzt werden, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Dazu wird nicht die komplette Schubdüse numerisch abgebildet, sondern nur so weit berechnet, dass eine Überschallströmung an der Düsenaustrittsrandbedingung sichergestellt werden kann.

Die Absorber werden durch deren Impedanz durch die Impedanzrandbedingung in die Berechnung integriert. Auf diese wird in Kapitel 3 detailliert eingegangen.

Um keine akustischen Einflüsse des Zufuhrsystems der Treibstoffe berücksichtigen zu müssen, ist die Eintrittsebene akustisch vom Zufuhrsystem abgetrennt. Dazu wird der akustische Massenstrom in der Eintrittsebene zu Null gesetzt:

$$(4) \quad \dot{m}' = 0.$$

Somit ist der Rand des Rechengebiets vollständig definiert.

2.2. Auswerteverfahren und Referenzdaten

Die Dämpfungseigenschaften einer Schubkammer werden anhand eines Dämpfungskoeffizienten α mit der Einheit $[s^{-1}]$ dargestellt. Dieser beschreibt, wie die Schwingungsamplitude gemäß dem exponentiellen Zusammenhang zeitlich zu- oder abnimmt:

$$(5) \quad A(t) = A_0 e^{-\alpha t}.$$

In Gl. (5) beschreibt A die Amplitude und A_0 die Amplitude zum Zeitpunkt $t = 0$ s.

Der Dämpfungskoeffizient stellt dabei die Systemdämpfung des Gesamtsystems dar, so dass für die Beurteilung der Absorberdämpfung ein Vergleich baugleicher Schubkammern verwendet wird, wobei nur in einer der beiden Schubkammern Absorber mitmodelliert werden.

Zur Bestimmung des Dämpfungskoeffizienten wird die Impulsantwort des Schubkammersystems bestimmt. Dazu wird dem initial ruhenden akustischen Feld eine entsprechende Anfangsdruckverteilung aufgeprägt, wie sie in Bild 5 zu erkennen ist. Diese entspricht näherungsweise einem initialen Impuls, welcher derart angeordnet ist, dass sich longitudinale, radiale und auch transversale Modenformen ausbilden können. In der folgenden zeitlichen Entwicklung sind ausschließlich die Eigenmoden ausbreitungsfähig, so dass nur bestimmte akustische Moden im System propagieren und durch die Systemdämpfung zeitlich gedämpft werden.

Ein typisches Zeitsignal, welches für den in dieser Arbeit verwendeten Testfall ohne Absorber aufgezeichnet wurde, ist in Bild 6 dargestellt. Der Druck ist hier entdimensioniert abgebildet. Als Testfall wird die HF2-Geometrie verwendet, wie sie im Rahmen des REST² Workshops 2010 in Ottobrunn verwendet wurde, siehe [3]. Aus der Impulsantwort lässt sich durch Fast-Fourier-Transformation (FFT) das Frequenzspektrum bestimmen, in dem die dominierenden Moden sichtbar werden, siehe Bild 7.

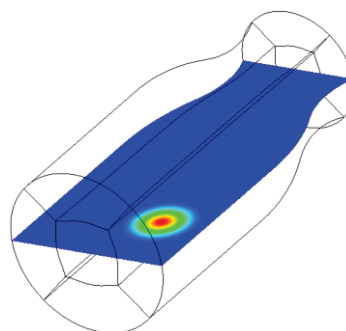


BILD 5: Initiale Druckverteilung zur Bestimmung der Impulsantwort.

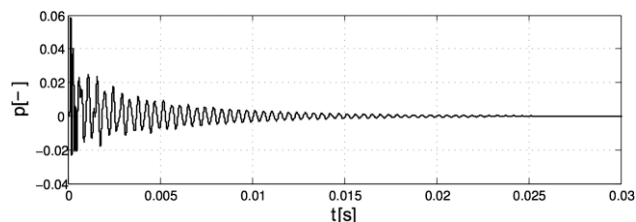


BILD 6: Zeitliches Drucksignal gemessen an einem Punkt im Berechnungsgebiet.

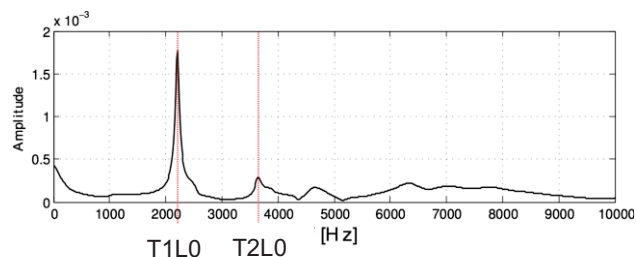


BILD 7: Frequenzspektrum des zeitlichen Signals aus Bild 5 mit den dominierenden T1L0- und T2L0-Moden.

Für die verwendete Geometrie ergeben sich zwei Hauptmoden. Aus weiteren Untersuchungen hat sich ergeben, dass diese Frequenzen den ersten beiden transversalen Modenformen entsprechen, siehe Bild 8.

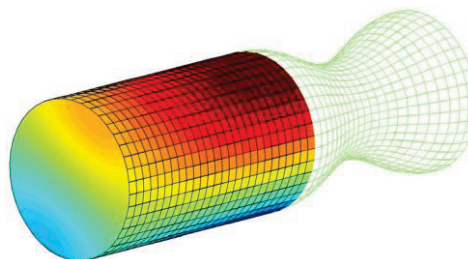


BILD 8: Erste transversale Mode mit longitudinalem Anteil für den zylindrischen Teil der Schubkammer, R. Kathan 2012.

Aufgrund der Durchströmung treten die transversalen Moden in Kombination mit einem longitudinalen Anteil auf. Außerdem haben vorangehende Untersuchungen ergeben, dass diese Modenformen auch hauptverantwortlich für das Auftreten von thermoakustischen Schwingungen in Verbrennungssystem von Raketen sind [4]. Longitudinale Modenformen werden wesentlich stärker durch die Düse gedämpft.

² Rocket Engine Stability research iniTiative

Die Dämpfungskoeffizienten können ebenfalls aus der Impulsantwort gewonnen werden. Dazu wird das Zeitsignal in mehrere Zeitabschnitte unterteilt und jeder Abschnitt einer Fast-Fourier-Transformation unterzogen. Aus diesen Frequenzspektren kann die zeitliche Entwicklung des Frequenzspektrums gewonnen werden und damit auch die Entwicklung der Modenanteile. Aus einem exponentiellen Fit an die entsprechende Mode lässt sich gemäß Gl. (5) schließlich der Dämpfungskoeffizient bestimmen, siehe Bild 9.

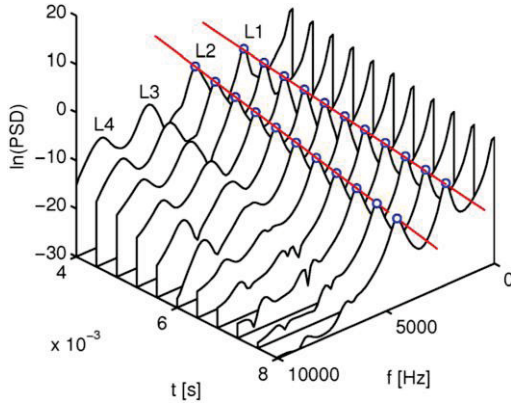


BILD 9: Transientes Verhalten des Frequenzspektrums, s. Köglmeier 2010. Hier: Leistungsdichtespektrum (PSD).

Für den Referenzfall ohne Absorber sind somit folgende Daten gegeben:

Modenform	Frequenz [Hz]	Dämpfungskoeffizient [s^{-1}]
T1L0	2211	173
T2L0	3652	360

TAB 1: Referenzdaten für den verwendeten HF-2 Testfall für die ersten beiden transversalen Moden.

Die Dämpfungskoeffizienten aus Tabelle 1 berücksichtigen den Einfluss der Düse und zum Teil numerische, unphysikalische Dämpfung.

3. ABSORBERMODELLIERUNG

Nachdem die Simulationsmethodik und die Referenzdaten in Kapitel 2 beschrieben wurden, wird nun die Modellierung und Integration der Absorber in die Simulation erklärt.

3.1. Absorbermodell

Absorber beeinflussen die Amplitude und Phase akustischer Wellen. Viskose Dissipation an der Wand der Kavität sowie die Generierung von Wirbelstrukturen und Turbulenz an der Schnittstelle zwischen Absorber und Brennkammer führen zu akustischen Verlusten, was letztendlich zu einer Reduktion der akustischen Schwankungen führt.

Für die Verwendung der Absorber in der akustischen Simulation werden diese anhand ihrer akustischen Impedanz Z an der Schnittstelle zwischen Absorber und Brennkammer charakterisiert. Diese kann als homogen verteilt über die Schnittstelle angenommen werden, da der Durchmesser der Absorber d wesentlich kleiner ist als der Brennkammerradius R_c und somit ausschließlich longitudinale Modenformen im Absorber propagieren.

Die Impedanz ist definiert als das Verhältnis aus Druckfluktuation und Geschwindigkeitsfluktuation im

Frequenzbereich:

$$(6) Z = \frac{\hat{p}}{\hat{u}\rho_0 c_0}$$

In Gl. (6) wurde die Impedanz mit den mittleren Größen der Dichte und Schallgeschwindigkeit entdimensioniert. Die Größen \hat{q} bezeichnen die komplexen Amplituden und beschreiben die jeweilige Fourier-Transformierten der zeitlichen Fluktuationsgrößen. Im Allgemeinen stellt die Impedanz eine komplexe Größe dar, die in Real- und Imaginärteil zerlegt werden kann:

$$(7) Z = \theta + i\psi$$

Dabei bezeichnet θ die Resistenz und charakterisiert die akustischen Verluste, die durch den Absorber generiert werden. Die Reaktanz ψ beschreibt die Beeinflussung der Phase und führt somit nicht zu akustischen Verlusten. Die Phasenverschiebung kann als Zeitverzug im Zeitbereich verstanden werden.

Die Absorber werden im Rahmen dieses Berichtes als $\lambda/4$ - Resonatoren ausgeführt. Durch die Konfiguration eines offenen und eines geschlossenen Endes etablieren sich stehende Wellen mit den Eigenfrequenzen:

$$(8) f_n = \frac{(2n+1)c_0}{4l_e}, n = 0,1,2,3, \dots$$

Die Index n bezeichnet dabei die Grundschiwingung ($n = 0$) und die Oberschwingungen ($n = 1,2,3, \dots$). Ist die Schwingungsfrequenz der zu dämpfenden Mode bekannt, kann der Absorber durch das Anpassen dessen effektiver Länge l_e entsprechend eingestellt werden. Die effektive Länge des Absorber berücksichtigt neben der geometrischen Länge zusätzliche Trägheitseffekte.

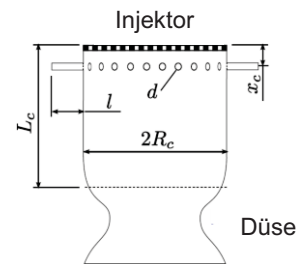


BILD 10: Positionierung der $\lambda/4$ -Resonatoren und weitere geometrische Maße der Schubkammer [5].

Die Absorberimpedanz ist im Allgemeinen amplitudenabhängig und verhält sich somit nicht-linear. Bei kleinen Amplituden kann von einem linearen Verhalten, welches durch viskose Dämpfung dominiert ist, ausgegangen werden. Für höhere Amplituden tragen Wirbelbildung und Turbulenz immer stärker zur Dämpfung bei, so dass Nichtlinearitäten mitberücksichtigt werden müssen. Ein bekanntes Modell für die Absorberimpedanz für $\lambda/4$ - Resonatoren ist gegeben durch [6],[7]:

$$(9) Z_{eq} = \frac{16R_c}{N d \rho_0 c_0} \left(1 + \frac{\epsilon_{nl}}{d}\right) \sqrt{2\mu\rho_0\omega} - i \cot\left(\frac{\omega l_e}{c_0}\right)$$

In Gl. (9) bezeichnet N die Anzahl an verwendeten Absorbern, μ die dynamische Viskosität des Fluides und ω die Kreisfrequenz. Die Größe ϵ_{nl} beinhaltet nicht-lineare Effekte und muss an die gegebenen Bedingungen angepasst werden. Aus Gl. (9) ist zu erkennen, dass ausschließlich die Resistenz zu Verlusten führt und die Reaktanz im Resonanzfall zu Null wird.

In Gl. (9) wurde die Impedanz zu einer äquivalenten Impedanz Z_{eq} modifiziert, so dass diese in der Simulation nicht detailgetreu auf der Schnittstellenfläche zwischen Absorber und Brennkammer aufträgt werden muss, sondern als Kreisring homogen verteilt auf dessen Fläche integriert werden kann, siehe Bild 11.

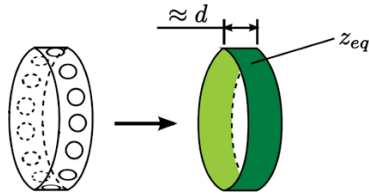


BILD 11: Modifikation der Absorberimpedanz auf eine Kreisfläche mit der Breite d , [5].

Aus Gründen der Kausalität ist es vorteilhaft, statt der Impedanz den Reflexionsfaktor R in der Simulation zu verwenden, da dieser stets einen endlichen Wert annimmt. Der Reflexionsfaktor stellt das mathematische komplexe Verhältnis der Riemann-Invarianten f und g , die sich als Lösungen der Wellengleichung ergeben, dar [8]:

$$(10) R = \frac{f}{g}$$

Die Riemann-Invarianten f und g können als rein rechts- bzw. linkslaufende Wellen interpretiert werden. Die Umrechnung zwischen Impedanz und Reflexionsfaktor bestimmt sich zu:

$$(11) R = \frac{Z_{eq}-1}{Z_{eq}+1}$$

Für typische Stoffdaten für Luft bei Raumtemperatur ergeben sich die nötigen Absorberlängen aus

$$(12) l_e = \frac{c_0}{4f}$$

zu

Modenform	Frequenz [Hz]	Absorberlänge l_e [m]
T1L0	2211	0.038
T2L0	3652	0.023

Die frequenzabhängigen Reflexionsfaktoren für die ersten beiden transversalen Moden sind in Bild 12 und Bild 13 dargestellt

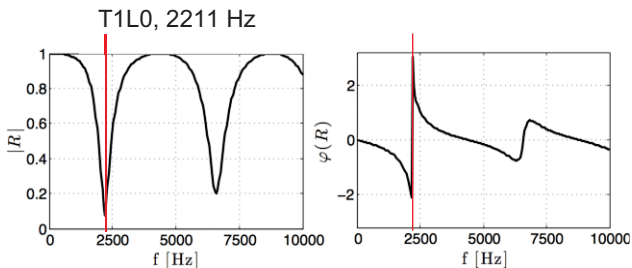


BILD 12: Reflexionsfaktor des Absorbers für die erste transversale Mode (T1L0). Links: Betrag. Rechts: Phase.

In beiden Frequenzspektren ist zu erkennen, dass der Reflexionsfaktor für die jeweilige Resonanzfrequenz den minimalsten Betrag und einen Phasensprung um eine Periode aufweist. Die Modenformen T1L0 und T2L0 werden durch die Anwendung der Reflexionsfaktoren entsprechend gedämpft. Weitere geometrische Maße und verwendete Stoffdaten sind in Tabelle 2 gezeigt.

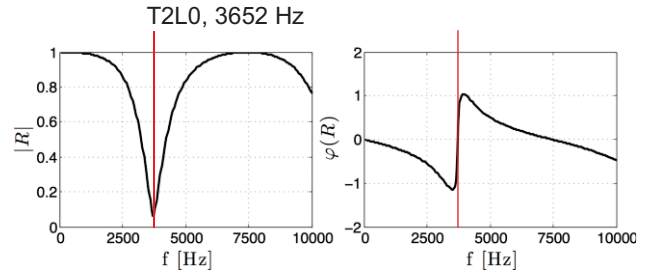


BILD 13: Reflexionsfaktor des Absorbers für die erste transversale Mode (T2L0). Links: Betrag. Rechts: Phase.

Absorberdurchmesser	0.008 m
Anzahl Absorber	15
Nichtlinearer Faktor	100
Dyn. Viskosität von Luft	$1.0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
Schallgeschwindigkeit	340 m/s

TAB 2: Absorber- und Stoffdaten

Die Verwendung des Nichtlinear-Faktors von $\epsilon_{nl} = 100$ hat sich aus Untersuchungen als zweckmäßig ergeben.

3.2. Impedanzrandbedingung

Für den im Zeitbereich arbeitenden Akustik-Löser PIANO muss die Frequenzbeschreibung der Absorber durch Gl. (9) in eine entsprechende Zeitbereichsbeschreibung transformiert werden. [9] und [10] benutzen Methoden der Digitalen Filtertechnik und die z-Transformation, um eine geeignete Impedanzrandbedingung zu formulieren. Aufgrund der numerisch leicht umsetzbaren Transformierbarkeit zwischen Frequenz- und Zeitbereich sind Digitale Filter gängige Werkzeuge in der Signalverarbeitung.

Die Darstellung der Impedanz in Gl. (6) motiviert die Interpretation der Impedanz als Transferfunktion zwischen der akustischen Geschwindigkeit und dem Druck. Aus regelungstechnischen Gesetzmäßigkeiten ist bekannt, dass die transformierte der Transferfunktion im Zeitbereich der Impulsantwort des Systems entspricht. Für eine adäquate Simulation der Absorber muss deshalb deren Impulsantwort in die Simulation integriert werden.

Im Frequenzbereich kann die Transferfunktion der Impedanz in Form eines Digitalen Filters abgebildet werden. Der Finite Impuls Response-Filter (FIR) beschreibt die Impedanz in Form eines ganzrationalen Polynoms im z-Bereich für den diskreten Fall:

$$(13) Z_{eq}(z) = \sum_{k=0}^M b_k z^{-k}$$

Der Infinite Impuls Response-Filter (IIR) stellt die Impedanz durch ein gebrochen rationales Polynom dar:

$$(14) Z_{eq}(z) = \frac{\sum_{k=0}^M b_k z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^N a_k z^{-k}}$$

Die Impedanz aus Gl. (9) muss zunächst in eine der beiden mathematischen Filter-Formen durch *Curve-Fitting* überführt werden. Ziel dieser Prozedur ist die Bestimmung der Filter-Koeffizienten a_k und b_k . Während der FIR-Filter stets stabile Transferfunktionen generiert, kann der IIR-Filter unter Umständen instabile Transferfunktionen bedingen, wenn dieser instabile Polstellen enthält. Dies muss vor Anwendung des Filters in der Simulation ausgeschlossen werden. Vorteil des IIR-Filter ist es jedoch, mit weniger Filter-Koeffizienten die Impedanz mit hoher Genauigkeit abbilden zu können, was bei der

Simulation mit der Reduktion der benötigten Speicherkapazität einhergeht.

Durch Darstellung der Impedanz in Form eines FIR-Filters kann Gl. (6) folgendermaßen formuliert werden:

$$(15) \hat{p} = \sum_{k=0}^M b_k z^{-k} \hat{u}.$$

Anwenden der inversen z-Transformation auf Gl. (15) liefert die Zeitbereichsdarstellung:

$$(16) p'[n] = \sum_{k=0}^M b_k u'[n - k],$$

wobei n die diskreten Zeitschritte beschreibt. Für den IIR-Filter ergibt sich die Zeitbereichsdarstellung:

$$(17) p'[n] = -\sum_{k=1}^N a_k p'[n - k] + \sum_{k=0}^M b_k u'[n - k].$$

Die Wahl der Anzahl an Filter-Koeffizienten ist vom Anwendungsfall abhängig. Generell hat sich allerdings gezeigt, dass ab einer gewissen erreichten Genauigkeit durch das Curve-Fitting eine weitere Steigerung der Koeffizientenanzahl keine weitere Genauigkeitserhöhung zur Folge hat.

Durch die Anwendung der Digitalen Filter und der z-Transformation konnte somit aus der bekannten Frequenzbeschreibung der Impedanz der Absorber deren Zeitbereichsbeschreibung gewonnen werden. Diese ergibt sich in Form des akustischen Druckes p' am Ausgang des Absorbers aus einer Linearkombination von vergangenen und dem aktuellen Geschwindigkeitswert u' für den Fall des FIR-Filter. Bei der Anwendung des IIR-Filters gehen in die Linearkombination noch vergangene Druckwerte mit ein. Die Charakterisierung der Absorber im Zeitbereich kann in PIANO implementiert werden, so dass die Berücksichtigung der Absorber bei der Bestimmung der Systemdämpfung durchgeführt werden kann. Die Beschreibung der Absorber durch den Reflexionsfaktor erfolgt analog zum vorgestellten Vorgehen. Anstatt der Impedanz wird der Reflexionsfaktor an die Form eines FIR oder IIR Filters angepasst.

Das Ergebnis des Curve-Fittings für die T1L0-Mode ist in Bild 14 dargestellt. Hierbei wurde ein IIR-Filter 4. Ordnung verwendet.

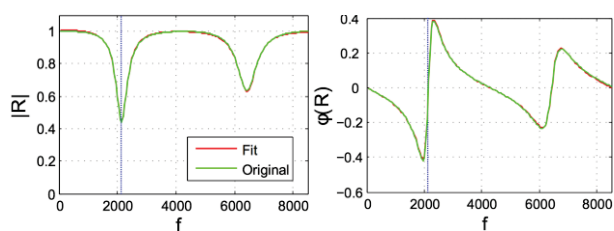


BILD 14: Ergebnis des Curve-Fittings des Reflexionsfaktors in Form eines IIR-Filter für die T1L0-Mode.

4. ERGEBNISSE

Bild 15 zeigt eine 2-D Schnittenebene durch das berechnete akustische Feld. Die Geschwindigkeit ist als Vektorfeld aufgetragen, welches verdeutlicht, dass ein akustischer Fluss in die Absorber bzw. aus diesen heraus, existiert. Zudem ist das Druckfeld als Kontur eingetragen.

Bild 16 zeigt die Ergebnisse für zwei Absorberkonfigurationen im Vergleich zum Referenzfall.

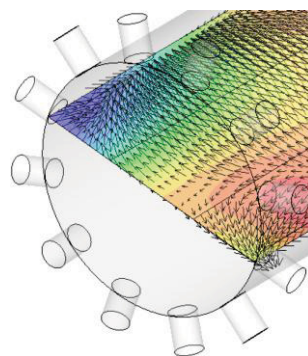


BILD 15: 2-D Schnittenebene aus der numerischen Simulation. Geschwindigkeit als Vektorfeld und Kontur der Druckverteilung

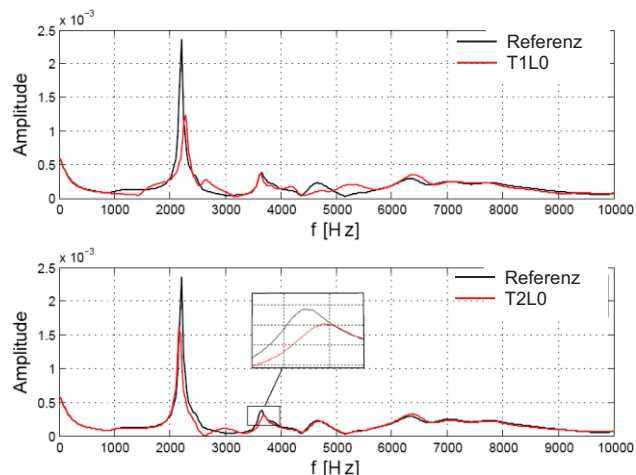


BILD 16: Frequenzspektren des Referenzfalles sowie für die Fälle mit Absorber für die T1L0-Mode (oben) und den Fall mit Absorber für die T2L0-Mode (unten).

Ein auf die T1L0-Mode eingestellter Absorber bewirkt eine deutliche Reduktion des Anteils der T1L0-Mode am Gesamtfrequenzspektrum. Folglich wirkt der Absorber dämpfend auf die T1L0-Mode. Außerdem ist zu erkennen, dass die TL0-Mode nur marginal beeinflusst wird. Die Absicht, nur eine bestimmte Frequenz gezielt zu dämpfen kann durch das gewählte Setup umgesetzt werden.

Das untere Diagramm in Bild 16 zeigt, dass ein auf die T2L0-Mode eingestellter Absorber dämpfende Wirkung auf die T2L0-Mode hat. Allerdings fällt die Reduktion verhältnismäßig schwächer aus als für die T1L0-Mode im Fall des T1L0-Absorbers. Darüber hinaus ist erkennbar, dass in dieser Konfiguration auch die T1L0-Mode reduziert wird. Dies kann damit erklärt werden, dass die Absorber nicht nur eine einzige Frequenz beeinflussen, sondern ein gewisses Frequenzband verteilt um die Auslegungsfrequenz, siehe Bild 17. Mit zunehmendem Abstand zur Auslegungsfrequenz wird der Einfluss des Absorbers immer schwächer. Im Fall des T2L0-Absorbers erstreckt sich die dämpfende Wirkung des Absorbers bis zur Eigenfrequenz der T1L0-Mode, so dass diese ebenfalls beeinflusst wird, woraus sich die Reduktion der T1L0-Mode in diesem Fall erklärt.

Aus der Methode der transienten FFT lassen sich folgende Dämpfungswerte für T1L0- und T2L0-Mode für die jeweiligen Absorber berechnen, siehe Tabelle 3.

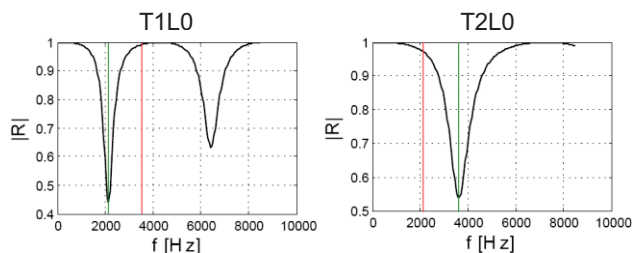


BILD 17: Betrag des Reflexionsfaktors für die Absorber für die T1L0- (links) und für die T2L0-Mode (rechts). Zusätzlich sind jeweils die Eigenfrequenzen eingezeichnet.

Mode	Referenz	T1L0-Absorber	T2L0-Absorber
T1L0	173	287	222
T2L0	360	267	407

TAB 3: Dämpfungskoeffizienten in $[s^{-1}]$ für den Referenzfall und unter Berücksichtigung der Absorber für die jeweilige Modenform. Die Dämpfungskoeffizienten sind jeweils für die T1L0- und die T2L0-Mode gegeben.

Die Anwendung des T1L0-Absorbers führt gegenüber dem Referenzfall zu einem erhöhten Dämpfungskoeffizienten für die T1L0-Mode, was gleichbedeutend mit der Reduktion der Amplitude dieser Mode ist. Der Dämpfungskoeffizient der T2L0-Mode wird durch diese Absorberkonfiguration reduziert, so dass diese Mode im System schwächer gedämpft wird als im Referenzfall.

Für den Fall des T2L0-Absorbers ist der Dämpfungskoeffizient für die T2L0-Mode erhöht. In dieser Absorberkonfiguration wird auch die T1L0-Mode stärker gedämpft.

5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im geschlossenen Verbrennungssystem von Raketentriebwerken kann allgegenwärtiger Verbrennungslärm zu thermoakustischen Instabilitäten führen, was die strukturelle Integrität der Schubkammer gefährden kann. Das Auftreten dieser Instabilitäten muss vermieden werden. Dafür muss die Systemdämpfung für akustische Wellen entsprechend dimensioniert sein.

Eine numerische Methodik zur Bestimmung der Dämpfungskoeffizienten in Schubkammern von Raketen wurde vorgestellt. Dieses basiert auf einem hybriden Ansatz, in dem die akustischen Felder in der Schubkammer durch linearisierte Euler-Gleichungen im Zeitbereich gelöst werden.

Für die Modellierung von Absorbern für die Dämpfung akustischer Wellen wurde die Impedanzrandbedingung verwendet. Die Impedanzrandbedingung basiert auf Digitalen Filtern und nutzt deren numerisch einfach handhabbare Transformationseigenschaft vom Frequenzbereich in den Zeitbereich. Ein Absorbermodell, welches die Berechnung der Reflexionsfaktoren der verwendeten Absorber im Frequenzbereich erlaubt, wurde vorgestellt. Diese können durch die Impedanzrandbedingung bei der Bestimmung der Dämpfungskoeffizienten in der Zeitbereichsberechnung durch PIANO implementiert werden.

Die Ergebnisse für die Simulationen mit Absorber zeigen, dass die Impedanzrandbedingung in Kombination mit dem akustischen Feldverfahren eine geeignete Methodik darstellt, um akustische Moden gezielt zu dämpfen ohne

dabei das Gesamtsystem merklich zu verstimmen. Ein Absorber, der auf die Dämpfung der T1L0-Mode eingestellt ist, liefert deutlich erhöhte Dämpfungskoeffizienten für diese Mode. Auch ein auf die T2L0-Mode eingestellter Absorber erhöht die Dämpfung auf die T2L0-Mode. Die Beeinflussung anderer Moden durch den Absorber kann allerdings nicht vollends ausgeschlossen werden. In einem gewissen Frequenzbereich um die Auslegungsfrequenz werden weitere akustische Moden beeinflusst. Es zeigt sich sogar eine anfachende Wirkung auf die T2L0-Mode durch einen Absorber, der für die T1L0-Mode ausgelegt ist.

Weitere, detailliertere Untersuchungen unter Verwendung verbesserter Absorbermodelle werden zukünftig zum Erkenntnisgewinn über die Dämpfung akustischer Wellen in Raketenmotoren durch Absorber führen, um somit zur Erforschung und Bewältigung der thermoakustischen Instabilitäten beizutragen.

DANKSAGUNG

Finanzielle Unterstützung wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereich Transregio 40 bereitgestellt. PIANO wird vom DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) Braunschweig zu Verfügung gestellt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R. J. Priem. Guidelines for Combustion Stability Specifications and Verification Procedures for Liquid Propellant Rocket Engines. Chemical Propulsion Information Agency, 1997.
- [2] R. Ewert, W. Schröder, Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering, Journal of Computational Physics, Volume 188, Issue 2, 1 July 2003, Pages 365-398.
- [3] R. Kathan, Experimental Investigation of the Test Case HF-2, Proceedings of the 2nd REST Modelling Workshop, October 5/6 2010, Ottobrunn.
- [4] D. Morgenweck, F. Fassl and T. Sattelmayer, Influence of Scaling Rules on the Loss of Acoustic Energy through Demonstrator Rocket Nozzles. Sonderforschungsbereich Transregio 40 - Annual Report 2009.
- [5] A. Cardenas Miranda and W. Polifke, Effects of temperature inhomogeneity on the damping characteristics of quarter wave resonator rings. Sonderforschungsbereich Transregio 40 - Annual Report 2010.
- [6] P.A. Marino, N. Bohn, P.L. Russell, A.C. Schnell and G.L. Parson, A study of the suppression of combustion oscillations with mechanical damping devices. NASA CR-90094, 1967.
- [7] U. Ingard, On the theory and design of acoustic resonators. The Journal of the acoustical society of America, 1953.
- [8] W. Polifke, J. van der Hoek, und B. Verhaar, Everything you always wanted to know about f and g. 2003.
- [9] Y. Özyörük, L. N. Long, A Time-Domain Implementation of Surface Acoustic Impedance Condition with and without Flow. In: Journal of Computational Acoustics 5(3), 1997, S. 277-296
- [10] Y. Özyörük, L. N. Long, M.G. Jones, Time-Domain Numerical Simulation of a Flow-Impedance Tube. In: Journal of Computational Physics 146, 1998, Nr. CP985919, S. 29-57