

Einsatz einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine zur Abwärmenutzung in einem Kraftfahrzeug

Dissertation

zur

Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

am Lehrstuhl für Technische Thermodynamik
der Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik
der Universität Rostock

Rostock, 2016

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Jörg Fritzsche
geboren in Rostock

Gutachter:

1. Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Egon Hassel
Lehrstuhl für Technische Thermodynamik, Universität Rostock

2. Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Horst Harndorf
Lehrstuhl für Kolbenmaschinen und Verbrennungsmotoren, Universität Rostock

Datum der Einreichung: 04.04.2016

Datum der Verteidigung: 11.11.2016

Die Ergebnisse, Meinungen und Schlüsse dieser Dissertation sind nicht
notwendigerweise die der Volkswagen AG.

Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit untersucht den stationären Einsatz einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, als Technologie zur Abwärmenutzung in einem Kraftfahrzeug. Der Schwerpunkt liegt in der Erarbeitung von Integrationskonzepten, die eine mobile Anwendung im Fahrzeug ermöglichen und in der Erstellung von Modellen dieser Integrationskonzepte, die eine dynamische Simulation im Fahrzeugbetrieb zulassen.

Als Basis für die Untersuchungen wird ein Prototyp einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine genutzt, der originär als Mikro-Blockheizkraft mit hoher Leistungsdichte und einem hohen Wirkungsgrad konzipiert ist. Aufbauend darauf, werden in der Arbeit zwei Integrationskonzepte vorgestellt, die es zum Ziel haben, diese prototypische thermoakustische Wärmekraftmaschine im mobilen Fahrzeugeinsatz zu bewerten.

Anhand dieser Integrationskonzepte werden Simulationsmodelle erstellt, die Teilsysteme abbilden und mit Messdaten abgeglichen werden. Die einzelnen Modelle werden in einer dynamischen Co-Simulation zusammengeführt, um das dynamische Verhalten in einer Fahrzeugumgebung abzubilden. Als Eingangswerte für die dynamische Simulation werden Rollenprüfstandsdaten genutzt, um die thermoakustische Wärmekraftmaschine anhand der Zulassungszyklen NEFZ und WLTP, sowie anhand von ausgewählten Konstantfahrtpunkten zu bewerten.

Es wird dargestellt, dass eine thermoakustische Wärmekraftmaschine ein vielversprechendes Potenzial für eine Anwendung im Fahrzeug zeigt. Für einen effizienten Betrieb ist dafür die genaue Auslegung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine auf den dynamischen Abgasenthalpiestrom notwendig. Da insbesondere die Heißseitentemperatur von wesentlicher Bedeutung ist, wird ein optimaler Bereich für die Auslegung ermittelt. Zudem werden Regelstrategien erarbeitet, die trotz eines dynamischen Abgasenthalpiestroms während des Betriebs, die Heißseitentemperatur im optimalen Bereich halten und so einen effizienten Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ermöglichen. In einer abschließenden Bewertung sind zudem weitere fahrzeugspezifische Faktoren berücksichtigt, die eine thermoakustische Wärmekraftmaschine insgesamt als vielversprechende Technologie zur Abgasenergienutzung erscheinen lassen.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	iii
Inhaltsverzeichnis.....	iv
Abbildungsverzeichnis	vi
Abkürzungsverzeichnis/Nomenklatur.....	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation.....	1
1.2 Abwärmenutzung im Kraftfahrzeug.....	2
1.3 Einleitung zur Thermoakustik	4
1.3.1 Prinzip der stehenden Welle.....	6
1.3.2 Prinzip der fortschreitenden Welle.....	8
1.3.3 Stand der Technik (Thermoakustik).....	9
1.4 Zielsetzung und Vorgehensweise.....	14
2 Grundlagen zur Thermoakustik	15
2.1 Physikalische/Mathematische Beschreibung der Thermoakustik	15
2.1.1 Akustische Approximationen durch N. Rott [19]	16
2.1.2 Ideale, verlustfreie Akustik	18
2.1.3 Verluste durch viskose und thermische Effekte	20
2.1.4 Ausgleichsströmungen.....	26
2.2 Arbeitsfluid.....	28
2.3 Thermisch-Akustischer Wandler	32
2.3.1 Regenerator	32
2.3.2 Wärmeübertrager	36
2.4 Akustisch-Mechanischer Wandler	36
2.4.1 Membran	36
2.4.2 Elektrischer Generator	37
2.5 Verbindungsrohre	37
3 Anlagenkonzepte für eine Anwendung im Fahrzeug.....	40
3.1 Voraussetzungen für eine fahrzeugtechnische Anwendung	40
3.1.1 Abgasenthalpiebilanz in Fahrzyklen und Konstantfahrtpunkten.....	41
3.1.2 Vorgehensweise bei der energetischen und exergetischen Bewertung	44
3.1.3 Spezielle Anforderungen des mobilen Einsatzes im Fahrzeug.....	46
3.2 Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung	47
3.2.1 Funktionsprinzip.....	47
3.2.2 Grobauslegung Abgaswärmeübertrager.....	48
3.2.3 Fahrzeugintegration.....	51
3.2.4 Abgaswärmeübertrager	51

3.3	Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf	53
3.3.1	Funktionsprinzip des selbstzirkulierenden Kreislaufs	54
3.3.2	Berechnungsgrundlagen	56
3.3.3	Fahrzeugintegration	60
3.3.4	Grobauslegung Abgaswärmeübertrager.....	66
3.3.5	Akustische Dioden.....	69
4	Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung	71
4.1	Simulationsumgebung	71
4.1.1	Modell der thermoakustischen Wärmekraftmaschine	71
4.1.2	Modell des Abgaswärmeübertragers.....	73
4.1.3	Modell der Fahrzeugumgebung.....	75
4.2	Bewertung.....	76
4.2.1	Abgaswärmeübertrager	76
4.2.2	Konzeptbewertung.....	80
5	Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf	82
5.1	Simulationsumgebung	82
5.1.1	Modell des selbstzirkulierenden Kreislaufs	82
5.1.2	Modell des Abgaswärmeübertragers.....	84
5.1.3	Modell der Fahrzeugumgebung.....	87
5.2	Prüfstands Aufbau und Versuchsergebnisse.....	87
5.3	Bewertung.....	89
5.3.1	Abgaswärmeübertrager	89
5.3.2	Akustische Dioden.....	97
5.3.3	Gerichteter Massenstrom	100
6	Bewertung der Anwendung im Fahrzeug	103
6.1	Charakterisierung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine	103
6.2	Bewertung am NEFZ, WLTP und Konstantfahrtpunkt.....	106
6.3	Exergieanalyse.....	113
6.4	Vergleich mit Rankine Prozess	115
6.5	Weitere Betrachtungen	117
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	121
	Literaturverzeichnis	124
	Anhang	128
I.	Veröffentlichungen und Patentanmeldungen	128
II.	Abbildungen	129
III.	Messungen.....	129
IV.	Herleitungen	131

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1 Umsetzung der chemischen Energie des Kraftstoffs über den WLTP aufgetragen. Am Ende des Zyklus wurden mehr als 60 % an die Umgebung abgeführt, der Rest für den Vortrieb und die Nebenverbraucher genutzt. Der Exergiegehalt im Abgas ist wesentlich größer als der Exergiegehalt im Kühlmittel.....	1
Abbildung 1.2 Schematische Darstellung des Rijke Rohrs. Eine stehende Welle entsteht durch die Zufuhr von Wärme durch das Metallgitter.....	5
Abbildung 1.3 Vergleich der Schallintensität innerhalb des Arbeitsmediums von thermoakustischen Anlagen, zur Schallintensität in einem Meter Abstand von bekannten Schallquellen. Die Skala ist logarithmisch aufgetragen.....	6
Abbildung 1.4 Querschnitt durch eine Flöte mit Andeutung des Verlaufs der Volumenstromoszillation innerhalb der Flöte. Quelle: [13].....	6
Abbildung 1.5 Stark vereinfachte Darstellung eines thermoakustischen Wandlers, der eine stehende Welle nutzt. Oben: Ohne Membran. Unten: Mit Membran.....	7
Abbildung 1.6 Betrieb des thermoakustischen Systems als Wärmepumpe. Die stehende Welle wird über Anregung der Membran erzeugt und verstärkt. Ein Gasvolumen im „Stack“ durchläuft dadurch einen linksläufigen Kreisprozess.	8
Abbildung 1.7 Stark vereinfachte Darstellung des Aufbaus einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, welche auch auf einer fortschreitenden Welle basiert.	8
Abbildung 1.8 Prototyp einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine der Firma Etalim Inc. Es wurde eine Ausgangsleistung von 1 kW mit einem mechanischem Wirkungsgrad von rund 30 % erreicht.	13
Abbildung 2.1 Einfluss der Viskosität auf die oszillierende Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand zur Wand. Dargestellt ist der Verlustfaktor $1 - e - 1 + i\gamma\delta v$ in Abhängigkeit eines Vielfachen der fluiddynamischen Grenzschichtdicke δv . Ein Faktor von „1“ entspricht einer verlustfreien Oszillation. .	21
Abbildung 2.2 Temperaturerhöhung bei isentroper Verdichtung von 120 bar um die angegebene Druckerhöhung. Der Isentropenexponent κ entspricht dem von Helium.	22
Abbildung 2.3 Zeigt die komplexen Funktionen $f v, \kappa$ für verschiedene Geometrien in Abhängigkeit von $rh\delta v, \kappa$. Für große Werte von $rh\delta v, \kappa$ konvergieren die Funktionen gegen die vereinfachte Lösung für große Radien. Quelle: [53].	23
Abbildung 2.4 Gasströmungen in thermoakustischen Maschinen, welche durch ein oszillierendes Arbeitsmedium hervorgerufen werden. Meist verursachen diese Strömungen ungewollten konvektiven Energietransport und reduzieren den Wirkungsgrad. Quelle: [53].	27
Abbildung 2.5 Überblick zur Herleitung und Vereinfachung der Grundgleichungen für die Thermoakustik.	28
Abbildung 2.6 Darstellung des Verhältnisses der fluiddynamischen und der thermischen Grenzschicht zueinander, in Abhängigkeit von der Prandtl-Zahl für laminare Strömungen entlang einer Wand. Für kleine Prandtl-Zahlen ist die thermische Grenzschicht größer als die fluiddynamische Grenzschicht.	29
Abbildung 2.7 Prandtl-Zahl diverser Gase und Flüssigmetalle bei 120 bar Druck und 300 °C Temperatur. Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56] sowie [57].	30
Abbildung 2.8 Zustandsänderungen von Helium für jeweils konstante Temperatur, Volumen und Druck. Realgasdaten zeigen in relevanten Bereichen eine sehr gute Linearität. Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56].	31

Abbildung 2.9 Realgasfaktor für Helium aufgetragen über die Temperatur bei verschiedenen Drücken. Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56].	31
Abbildung 2.10 Darstellung der thermodynamischen Zustandsänderungen, die von einem Gasvolumen im Regenerator durchlaufen werden. Links: Darstellung der Zustandsänderungen in einem Kanal. Rechts: Darstellung der Zustandsänderungen im p-v-Diagramm. Gestrichelt dargestellt ist der ideale Stirling-Kreisprozess. Die durchgezogene Linie stellt einen idealen Prozess mit sinusförmiger Schwankung von Druck und Auslenkung dar.....	33
Abbildung 2.11 Sinusförmige Schwankung der Zustandsgrößen und das daraus resultierende spezifische Volumen. Der Druck eilt der Auslenkungsamplitude um 90° voraus.....	34
Abbildung 2.12 Abbildung einer geätzten Metallfolie (links) mit Strukturierung. In Oszillationsrichtung wird die Wärmeleitung durch die eingefügten Materialunterbrechungen unterdrückt. Darstellung von gestapelten Metallfolien (rechts). Die Metallfolien werden wie Platten übereinander gestapelt und bilden den Regenerator. Quelle Abbildung links: [64]. Quelle Abbildung rechts: [65].	35
Abbildung 2.13 Schematische Darstellung eines thermoakustischen Wandlers basierend auf dem Prinzip der fortschreitenden Welle. Beispielhafte Darstellung der unterschiedlichen Querschnittsflächen der Verbindungsrohre und des thermisch-akustischen Wandlers (TAW) und akustisch-mechanischen Wandlers (AMW).	38
Abbildung 2.14 Akustische Verlustleistung pro Meter Rohrlänge in einem geraden Rohrabschnitt in Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser. Bei kleinem Rohrdurchmesser steigen die Verluste durch viskose Effekte stark an.	39
Abbildung 3.1 Typische Abgastemperaturen in der Abgasanlage zu verschiedenen Konstantfahrtpunkten. Basis Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG.....	40
Abbildung 3.2 Abgasenthalpiestrom im NEFZ für Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG. Dargestellt sind der Enthalpiestrom mit einer Referenztemperatur von 25 °C und 275 °C. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den nicht nutzbaren Enthalpiestrom unter der Annahme, das Abgase unterhalb von 275 °C nicht gewandelt werden können.....	42
Abbildung 3.3 Darstellung der optimalen Betriebstemperatur einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzyklus NEFZ. Die über einen betrachteten Zyklus gewandelte Energie ist das Produkt aus der nutzbaren Abgas-Enthalpie und dem Systemwirkungsgrad. Die Darstellung erfolgt für verschiedene Heißeitentemperaturen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Ein Maximum im Bereich von 325 °C ist erkennbar.....	43
Abbildung 3.4 Abgasenthalpiestrom im WLTP für Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG. Dargestellt sind der Enthalpiestrom mit einer Referenztemperatur von 25 °C und 275 °C. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den nicht nutzbaren Enthalpiestrom unter der Annahme, das Abgase unterhalb von 275 °C nicht gewandelt werden können.....	43
Abbildung 3.5 Darstellung der optimalen Betriebstemperatur einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzyklus WLTP. Die über einen betrachteten Zyklus gewandelte Energie ist das Produkt aus der nutzbaren Abgas-Enthalpie und dem Systemwirkungsgrad. Die Darstellung erfolgt für verschiedene Heißeitentemperaturen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Ein Maximum im Bereich von 340 °C ist erkennbar.....	44
Abbildung 3.6 Exergieanteil eines Abgasstroms unter Umgebungsdruck bei verschiedenen Temperaturen.	46
Abbildung 3.7 Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung. Links: Darstellungen der gesamten thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Rechts: Schnittdarstellung durch den thermisch-akustischen Wandler (TAW). Die Regeneratoren sind ringförmig angeordnet, der Heißeitenwärmeübertrager	

befindet sich außen. Der Wärmeübertrager mit Rippenstruktur ist mit den Heiseitenwrmebertragern über eine Kontaktfläche verbunden.	47
Abbildung 3.8 Schematische Darstellung eines Kreisausschnitts des Wärmeübertragers. Rechts: Angedeuteter Temperaturverlauf mit Wärmeübergangs- und Wärmeleitkoeffizienten.	48
Abbildung 3.9 Vereinfachtes eindimensionales thermisches Netzwerk für den Wärmeübertrager aus Abbildung 3.8.	49
Abbildung 3.10 Kontaktwrmebergang für verschiedene Materialpaarungen und Anpressdrücke nach [71], [70].	50
Abbildung 3.11 Links: Wärmeübertragungsleistung in Abhängigkeit des Kontaktkoeffizienten αk . Rechts: Wärmeübertragungsleistung bei mittleren Temperaturdifferenzen im Bereich des Auslegungspunkts. Linearität durch Annahme konstanter Stoffwerte im Bereich des Auslegungspunkts.	50
Abbildung 3.12 Fahrzeugintegration der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Unterboden eines VW Golf 7. Die Position des Abgaswärmeübertragers ist möglichst nahe am Eintritt der Abgasanlage in den Mitteltunnel. Das Abgas umströmt den thermisch-akustischen Wandler ringförmig und wird danach am akustisch-mechanischen Wandler vorbeigeführt.	51
Abbildung 3.13 Vereinfachte Darstellung des thermisch-akustischen Wandlers im Schnittbild. Die Regeneratoren sind ringförmig mit der Kaltseite nach innen und mit der Heißseite nach außen angeordnet. Der Abgaswärmeübertrager ist außen auf dem thermisch-akustischen Wandler positioniert.	52
Abbildung 3.14 Wärmeübertrager mit angepasster Rippengeometrie für eine bessere Temperaturgleichverteilung auf der Regeneratorheiseite.	53
Abbildung 3.15 Schematische Abbildung zum Aufbau eines selbstzirkulierenden Kreislaufs. Die Verbindung zum thermisch-akustischen Wandler (TAW) wird an der Heißseite der Regeneratoren realisiert. Kernkomponenten sind akustische Dioden und ein Abgaswärmeübertrager.	54
Abbildung 3.16 (a) Darstellung des SCL mit akustischen Dioden und Verbindung zum thermisch-akustischen Wandler. Der Abstand der Dioden von der Mischkammer beträgt $\lambda/4$. (b) Darstellung von Druck- und Volumenstromschwankung entlang des SCL. Die maximale Volumenstromamplitude befindet sich an den Positionen der akustischen Dioden.	55
Abbildung 3.17 Darstellung einer akustischen Diode und deren Durchströmung. Links: Akustische Diode. Rechts: Durchströmung einer akustischen Diode. Asymmetrischer Druckverlust in Abhängigkeit von der Strömungsrichtung.	56
Abbildung 3.18 Oben: Periodische Volumenstromoszillation und konstanter Volumenstrom. Unten: Überlagerung von oszillierendem und konstantem Volumenstrom. Flächen unterhalb der Kurven illustrieren die abschnittsweise Integration.	57
Abbildung 3.19 Integrationskonzept mit selbstzirkulierendem Heliumkreislauf (SCL) im Mitteltunnel eines Golf 7. Der Abgaswärmeübertrager ist über den SCL mit dem thermisch-akustischen Wandler (TAW) verbunden.	60
Abbildung 3.20 Überlagerung des gerichteten SCL Massenstroms und des oszillierenden Massenstroms in einer thermoakustischen Maschine auf der Expansionsseite. Ein Gasvolumen überträgt dabei Wärme sowohl an das oszillierende Gas als auch an die Regeneratorwand.	61
Abbildung 3.21 Selbstzirkulierender Kreislauf mit Wärmeübertrager. Durch das große Volumen des Wärmeübertragers und den daraus resultierenden Impedanzsprung, werden Schallwellen am Eintritt reflektiert. Die Druckamplitude nimmt durch das vergrößerte Volumen im Wärmeübertrager ab (vgl. Gleichung (2.24)).	62

Abbildung 3.22 Schematische Querschnittsdarstellung eines Verbindungsrohres des selbstzirkulierenden Kreislaufs. Links: Darstellung der Schichten und der Anströmung. Rechts: Temperaturverlauf durch die Wandschichten.....	62
Abbildung 3.23 Einfluss der fünf dargestellten Parameter auf den Verlustwärmestrom. Balken in positiver x-Richtung bedeuten einen höheren Verlustwärmestrom, Balken in negativer x-Richtung einen geringen Verlustwärmestrom. Die Werte sind immer auf den Referenz-Verlustwärmestrom von 210 WmRohrlänge bezogen. Die Grenzen in denen der jeweilige Parameter variiert wurde, sind angegeben.....	63
Abbildung 3.24 Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Isolationsstärke für unterschiedliche Isoliermaterialien mit einer Wärmeleitfähigkeit von 0.01 bis 0.3 W/m/K. Die Werte für den Wärmeverlust sind bezogen auf den Referenzwert ohne Isolation (100 % Wärmeverlust).	64
Abbildung 3.25 Vergleich von Messdaten und Modellwerten für den Wärmeverlust entlang eines Abgasrohres im nicht-isolierten und isolierten Zustand. Die Werte sind normiert, so dass 100% dem gemessenen Wert im Fall des nicht isolierten Rohres entspricht.	65
Abbildung 3.26 Druckverlust in den Verbindungsrohren des selbstzirkulierenden Kreislaufs im Auslegungspunkt.....	66
Abbildung 3.27 Erstausslegung des Abgaswärmeübertragers. Links: Äußere Abmessungen. Rechts oben: Senkrechter Schnitt durch die Schichten in denen abwechselnd Helium und Abgas strömt. Rechts unten: Waagerechter Schnitt durch eine Heliumschicht. Die Heliumkanäle und das Gegenstromprinzip sind zu erkennen.	67
Abbildung 3.28 Plattendesign und Lamellenstruktur des Abgaswärmeübertragers. Dargestellt sind zwei Platten zwischen denen das Helium strömt. Außen an den Platten strömt das Abgas in entgegengesetzter Richtung. Lamellen erhöhen den Wärmeübergang und gewährleisten die mechanische Festigkeit.....	68
Abbildung 3.29 Strömungsverlauf am Abgaseintritt in den Abgaswärmeübertrager. Angepasstes Design (rechts) ermöglicht ein Eintreten des Abgases ohne Ablösung.	68
Abbildung 3.30 Schnittbild durch den Wärmeübertrager. Links: Erstentwurf mit ungleichmäßiger Verteilung der einzelnen Schichten. Rechts: Optimierte Verteilung der Schichten. Abgas strömt hier durch die äußeren Schichten des Wärmeübertragers.....	69
Abbildung 4.1 Vereinfachte Darstellung der Gesamtsimulation in Dymola®. Dargestellt sind die einzelnen Modelle sowie Enthalpie- und Wärmeströme.	71
Abbildung 4.2: Vergleich Modellwerte der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit Messdaten aus der Prototypenvermessung. Gute Übereinstimmung der berechneten Leistung (oberes Diagramm), der Phasenlage (mittleres Diagramm) und der Druckamplitude (unteres Diagramm) mit den Messdaten der Drucksensoren. Messdaten sind als Punkte dargestellt und Modelldaten als Linien. Quelle: [87].	72
Abbildung 4.3: Vergleich von am Prüfstand ermittelten Werten für Leistungsabgabe und Systemwirkungsgrad mit den aus dem Modell bestimmten Werten. Eine gute Übereinstimmung wird erreicht. Quelle: [87].	73
Abbildung 4.4 Modell des Wärmeübertragers. Ausschnitt α des Gesamtwärmeübertragers mit drei Rippenringen, die die Energie zu den Regeneratoren leiten.	74
Abbildung 4.5 Fluidvolumen mit Wärmeübertrager. Das Fluid tritt über die Eintrittsfläche ein und kann das Volumen über die Symmetrieflächen und die Austrittsfläche verlassen.....	74
Abbildung 4.6 Vernetzte Volumina. Dargestellt ist ein Schnitt durch Wärmeübertrager und Abgas-Fluid. Gut zu erkennen ist die feiner werdende Vernetzung im Bereich der Kontaktflächen. Im Bereich des	

Festkörpers ist aufgrund der kleineren Gradienten das Netz grob gehalten um die Rechenzeit zu reduzieren.	75
Abbildung 4.7 Rippengeometrie der drei betrachteten Wärmeübertrager. HX-1 mit konstanter Rippenhöhe, HX-2 mit in Strömungsrichtung ansteigender Rippenhöhe in drei Abschnitten, HX-3 mit in Strömungsrichtung ansteigender Rippenhöhe und Unterbrechung der Rippen in jedem Abschnitt.	76
Abbildung 4.8 Abgastemperatur im Wärmeübertrager (HX-3). Im Auslegungspunkt ist eine Reduzierung der Abgastemperatur auf etwa 390 °C möglich.	77
Abbildung 4.9 Druckverlust (abgasseitig) im Wärmeübertrager (HX-3). Im Auslegungspunkt beträgt der Gesamtdruckverlust über den Wärmeübertrager rund 10 mbar.	77
Abbildung 4.10 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich des Druckverlusts über den Wärmeübertrager.	78
Abbildung 4.11 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich des übertragbaren Wärmestroms. Mit HX-1 kann der größte Wärmestrom übertragen werden. Mit HX-2 sinkt der übertragbare Wärmestrom um rund 20 %.	79
Abbildung 4.12 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich der Übertragungsleistung in den einzelnen Abschnitten. Eine Rippengeometrie bei der die Werte für alle drei Abschnitte im grau gekennzeichneten Bereich liegen, ist sehr gut für einen homogenen Wärmestrom im Wärmeübertrager geeignet.	79
Abbildung 4.13 Abgastemperatur im Schnittbild senkrecht zur Innenfläche. Teile des Abgases mit hoher Temperatur können durch die steigende Rippenhöhe bis in Abschnitt III vordringen und ermöglichen somit einen gesteigerten übertragbaren Wärmestrom in diesem Abschnitt. Die Rippen sind hier zum Verständnis angedeutet.	80
Abbildung 5.1 Vereinfachte Darstellung der Gesamtsimulation. Es sind die Teilmodelle abgebildet, wobei die thermoakustische Wärmekraftmaschine über den selbstzirkulierenden Kreislauf mit dem Abgaswärmeübertrager verbunden ist.	82
Abbildung 5.2 DeltaEC Modell des selbstzirkulierenden Kreislaufs(SCL) sowie grafische Darstellung der Komponenten. (I) gibt die Randbedingungen vor, (II) ist der modellierte SCL. Der untere Teil der Abbildung stellt eine Vergrößerung der Kernkomponenten des SCL dar, die Verbindungsrohre sind teilweise dargestellt.	83
Abbildung 5.3 Abbildung des gesamten betrachteten Volumens für die CFD/CHT Analyse. Zu erkennen sind drei getrennte Volumina für den Abgasstrom, den Heliumstrom und das Festkörpermaterial des Abgaswärmeübertragers.	85
Abbildung 5.4 Schnittbilder. Links: Waagerechter Schnitt durch die Heliumkanäle, Rechts: Senkrechter Schnitt durch die Wärmeübertragergeometrie (Volumen für Abgas und Helium sind hier ausgeblendet).	85
Abbildung 5.5 Vernetzte Volumina. Dargestellt ist eine Draufsicht auf die drei Volumina. Gut zu erkennen ist die feiner werdende Vernetzung im Bereich der Kontaktflächen und das sehr feine Gitter im Kernbereich des Abgaswärmeübertragers.	86
Abbildung 5.6 Zeigt den Schnitt A-A (vgl. Abbildung 5.5) und die Gitter der drei Volumina in unterschiedlichen Farben. In der mittleren Schicht verlaufen die Heliumkanäle, welche durch den Festkörper des Wärmeübertragers von den Abgaskanälen getrennt sind. Im Bereich der Kontaktflächen nimmt die Feinheit des Gitters zu.	86
Abbildung 5.7 Schematische Skizze zum Aufbau des Prüfstands des selbstzirkulierenden Kreislaufs.	88
Abbildung 5.8 Fotos vom Prüfstand des selbstzirkulierenden Kreislaufs.	88

Abbildung 5.9 Versuchsergebnisse. Links: Statische Druckdifferenz in Abhängigkeit der Druckamplitude die durch den Linearmotor erzeugt wird. Rechts: Benötigte Heizleistung der Heizspiralen in Abhängigkeit der Druckamplitude. Mit zunehmender Druckamplitude und damit mit zunehmendem Massenstrom nimmt die Heizleistung von Heizspirale 2 ab und von Heizspirale 1 zu. Es wird Energie von 1 zu 2 transportiert.	89
Abbildung 5.10 Abhängigkeit der Druckamplitude (Rot) im Abgaswärmeübertrager (AWÜ) vom Heliumvolumen. In Blau ist der daraus resultierende Verlust an akustischer Leistung dargestellt. Die Anzahl sowie der hydraulische Radius der Wärmeübertragerkanäle wurden konstant gehalten.	91
Abbildung 5.11 Verlustleistung aufgrund von viskosen Effekten in den Kanälen des Abgaswärmeübertragers. Links: Abhängigkeit von der Kanallänge. Rechts: Abhängigkeit von der Querschnittsfläche.	91
Abbildung 5.12 Abhängigkeit der Druckamplitude (Rot) im Abgaswärmeübertrager (AWÜ) vom Heliumvolumen. In Blau ist der daraus resultierende Verlust an akustischer Leistung gekennzeichnet. Die schwarze Kurve repräsentiert die viskosen Verluste aufgrund des oszillierenden Volumenstroms. Als Dreieck angedeutet ist der in Kapitel 3.3.4 beschriebene Abgaswärmeübertrager. Mit sinkendem Volumen steigen Druckamplitude und Verlustleistung.	92
Abbildung 5.13 Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Isolationsstärke für unterschiedliche Isoliermaterialien mit einer Wärmeleitfähigkeit von 0.01 bis 0.3 W/m/K. Die Werte für den Wärmeverlust sind bezogen auf den Referenzwert ohne Isolation (100 % Wärmeverlust).	94
Abbildung 5.14 Temperaturverteilung in den Heliumkanälen. Eine gemittelte Helium-Austrittstemperatur von 518 °C kann mit dem Abgaswärmeübertrager realisiert werden.	95
Abbildung 5.15 Darstellung der Druckverteilung in den Heliumkanälen. Die Angaben entsprechen dem relativen Druck zum Heliumauslass.	95
Abbildung 5.16 Abgastemperatur im Wärmeübertrager. Im Auslegungspunkt ist eine Reduzierung der Abgastemperatur auf etwa 327 °C möglich.	96
Abbildung 5.17 Abgasseitige Druckverteilung im Abgaswärmeübertrager. Der Druckverlust im Auslegungspunkt beträgt 270 Pa.	96
Abbildung 5.18 Gegenüberstellung von Messdaten und Simulationsergebnissen des selbstzirkulierenden Kreislaufs. Dargestellt ist die gemessene und simulierte statische Druckdifferenz über die Dioden und das Wärmeübertragervolumen (Rohr), in Abhängigkeit von der Druckamplitude in der Mischkammer.	98
Abbildung 5.19 Verwendete Fluidgeometrie für die CFD-Simulation zur Ermittlung des Druckverlusts über zwei Dioden und dem Wärmeübertragervolumen (Rohr).	98
Abbildung 5.20 Vergleich der durch DeltaEC und mittels CFD ermittelten Druckverluste über beide Dioden und das Wärmeübertragervolumen (Rohr) in Abhängigkeit vom gerichteten Massenstrom. Zu erkennen ist eine gute Übereinstimmung der beiden Modelle bei der Druckverlustberechnung.	99
Abbildung 5.21 Geschwindigkeitsprofil in der mittleren Ebene der Diodendurchströmung. Oben: Geschwindigkeitsprofil im Bereich der ersten Diode. Unten: Geschwindigkeitsprofil über beide Dioden und Ersatzrohr.	99
Abbildung 5.22 Geschwindigkeitsprofil der Diodendurchströmung bei einem Massenstrom von 24 g/s. Die Simulation zeigt keine Ablösung. Unten: Darstellung der Stromlinien.	100
Abbildung 5.23 Darstellung der Abhängigkeit des gerichteten Massenstroms im selbstzirkulierenden Heliumkreislauf von der Druckamplitude in der Mischkammer. Der Massenstrom steigt mit zunehmender Druckamplitude. Es wurde das Modell ohne Abgaswärmeübertrager genutzt.	101

Abbildung 5.24 Darstellung der Abhängigkeit des gerichteten Massenstroms im selbstzirkulierenden Heliumkreislauf (SCL) von der Druckamplitude in der Mischkammer. Als Modell wurde das für die Anwendung im Fahrzeug angepasste Modell des SCL genutzt.	102
Abbildung 6.1 Darstellung der Abhängigkeit der mechanischen Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in Abhängigkeit von der Heißeitentemperatur. Über die Bewegungsamplitude wird die thermoakustische Wärmekraftmaschine geregelt. Ein bevorzugter Betriebsbereich ist dargestellt.	104
Abbildung 6.2 Darstellung des Prozesswirkungsgrads $\eta_p = P_{mech} / Q_{zu}$ der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in Abhängigkeit von der Heißeitentemperatur. Die Kurven sind für verschiedene Bewegungsamplituden der Membran dargestellt.	105
Abbildung 6.3 Stationäre Ausgangsleistung und Systemwirkungsgrad $\eta_{sys} = P_{el} / Q_{zu}$ der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei konstanter Fahrtgeschwindigkeit in einem Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG (Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf, simuliert). Darstellung der möglichen Betriebsmodi.	107
Abbildung 6.4 Heißeitentemperatur und Leistungsabgabe der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im NEFZ (simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 500 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1100 s erreicht.	108
Abbildung 6.5 Heißeitentemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im WLTP (simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 600 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1500 s erreicht.	110
Abbildung 6.6 Stationäre Ausgangsleistung und Systemwirkungsgrad $\eta_{sys} = P_{el} / Q_{zu}$ der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei konstanter Fahrtgeschwindigkeit in einem Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Ab 75 km/h ist ein kontinuierlicher Betrieb möglich. Im diskontinuierlichen Betrieb sind über die Zeit gemittelte Werte gegeben.	111
Abbildung 6.7 Heißeitentemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im NEFZ (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 800 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird im NEFZ nicht erreicht.	112
Abbildung 6.8 Heißeitentemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im WLTP (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 800 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1700 s erreicht.	112
Abbildung 6.9 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für das Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung bezogen auf eine Referenztemperatur von 25 °C. Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.	113
Abbildung 6.10 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für das Integrationskonzept selbstzirkulierender Heliumkreislauf bezogen auf eine Referenztemperatur von 25 °C. Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.	115
Abbildung 6.11 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für ein ORC-System mit Ethanol als Arbeitsmedium, bezogen auf eine Referenztemperatur von 25 °C. Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.	116

Abkürzungsverzeichnis/Nomenklatur

AMW		Akustisch-Mechanischer Wandler
AWÜ		Abgaswärmeübertrager
CAD		Computer Aided Design
CFD		Computational Fluid Dynamics
CHT		Conjugate Heat Transfer
COP		Coefficient of Performance
DNS		Direkte Numerische Simulation
DSG		Direktschaltgestriebe (Doppelkupplungsgetriebe)
LES		Large-Eddy Simulation
NEFZ		Neuer Europäischer Fahrzyklus
ORC		Organic Rankine Cycle
RANS		Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
SCL		Selbstzirkulierender Kreislauf (self circulating loop)
TAG		Thermoakustischer Generator
TAW		Thermisch-akustischer Wandler
TSI		<i>Turbocharged Stratified Injection</i>
WLTP		<i>Worldwide Harmonized Light Duty Test Procedure</i>
WÜ		Wärmeübertrager
a		Schallgeschwindigkeit
c		Kompressibilität eines Gasvolumens bezogen auf die Kanallänge
c_p		Spezifische Wärmekapazität
d		Durchmesser
e		Spezifische innere Energie
f		Frequenz
$f_{v,k}$		Experimentell ermittelte Funktionen der Kanalgeometrie
g		Siehe Gl. (2.43)
h		Spezifische Enthalpie
k		Wärmeleitfähigkeit
k_s		Kompressibilität
l		Trägheit eines Gasvolumens bezogen auf die Kanallänge
p		Druck
p_1		Komplexer Druck
r_h		Hydraulischer Radius
r_v		Spezifischer Reibungsbeiwert
r_k		Spezifischer Widerstandsbeiwert durch thermische Relaxation
s		Spezifische Entropie
t		Zeit
u		Teilchengeschwindigkeit
u_1		Komplexe Teilchengeschwindigkeit (U_1/A)
v		Geschwindigkeit, spezifisches Volumen
x, y, z		Kartesische Raumkoordinaten
z		Realgasfaktor
A		Fläche
C		Kompressibilität eines Gasvolumens (Compliance)
\dot{E}		Akustische Leistung, Exergiestrom

\dot{E}_Q		Exergie eines Wärmestroms
I		Schallintensität
K		Druckverlustbeiwert, Federkonstante
L		Trägheit eines Gasvolumens (Inertance)
M		Masse
\dot{M}, \dot{m}		Massenstrom
P		Leistung
Pr		Prandtl-Zahl
\dot{Q}		Wärmestrom
R		Spezifische Gaskonstante, Wärmedurchgangswiderstand
R_v		Reibungsbeiwert
R_κ		Widerstandsbeiwert durch thermische Relaxation
Re		Reynoldszahl
$Re[\dots]$		Realteil einer komplexen Zahl
S		Entropie, Oberfläche
T		Temperatur, Periodendauer
U_1		Komplexer Volumenstrom
X		Blindwiderstand
Z		Akustische Impedanz / Schallimpedanz
α		Wärmeübergangskoeffizient
β		Verhältnis von Oberflächenrauigkeit zu Rohrdurchmesser
γ		Isentropenexponent (c_p/c_v)
δ_κ		Temperaturgrenzschichtdicke
δ_v		Fluiddynamische Grenzschichtdicke
ε		$= \frac{\dot{M}/\rho}{ U_1 }$, siehe Kap 3.3.2
ζ		Druckverlustbeiwert
η		Wirkungsgrad
η_c		Cartotwirkungsgrad
η_R		Rippenwirkungsgrad
κ		Temperaturleitfähigkeit ($\kappa = k/(\rho c_p)$)
λ		Wellenlänge
μ		Dynamische Viskosität
ν		Kinematische Viskosität
ξ		Teilchenauslenkung
σ'		Spannungstensor
π		Kreiszahl
ρ		Dichte
ϕ		Phasenwinkel
ω		Kreisfrequenz
∇		Nabla-Operator

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Reduzierung von CO_2 -Emissionen ist derzeit eine der größten Herausforderungen in der Automobilindustrie. Dabei kommt die Anforderung zum einen vom Gesetzgeber durch Verbrauchsgrenzwerte, zum anderen vom Kunden, welcher umweltbewusster bei der Fahrzeugauswahl vorgeht und die Kosten für den Kraftstoffverbrauch als Kaufkriterium zugrunde legt. Zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs bestehen eine Vielzahl von Möglichkeiten, zu denen neben einer Gewichtsreduzierung des Fahrzeugs, der Verringerung des Luftwiderstands auch insbesondere die Erhöhung des Wirkungsgrads des Antriebsstrangs zu nennen ist. Letztgenannter Punkt soll in dieser Arbeit betrachtet werden.

Bei aktuellen Fahrzeugen geht ein Großteil der eingesetzten Kraftstoffenergie als ungenutzte Energie in Form von Wärme an die Umgebung verloren. Betrachtet man die Wärmeverluste im Antriebsstrang so werden diese zum weitaus größten Teil über das Kühlmittel oder das Abgas an die Umgebung transportiert. In der Literatur wird hier oft von einer Drittelung gesprochen, welche aussagt, dass ein Drittel der Kraftstoffenergie als mechanische Energie zum Vortrieb und Betrieb von Nebenverbrauchern genutzt wird, ein weiteres Drittel als Abwärme durch das Kühlmittel an die Umgebung transportiert wird und das letzte Drittel durch das Abgas an die Umgebung abgeführt wird. Ein geringer Anteil geht durch Wärmeentwicklung in motor-fernen Komponenten verloren, welcher für diese Arbeit jedoch nicht von Interesse ist. Diese Drittelung kann auch heute noch als Daumenwert genutzt werden, trifft aber nur auf wenige Betriebsbereiche des Fahrzeugs zu. Tendenziell ist es so, dass in niedrigen Lastpunkten ein Großteil der Verlustwärme über das Kühlmittel abgeführt wird und in Hochlastpunkten ein Großteil über die Abgase abgeführt wird.

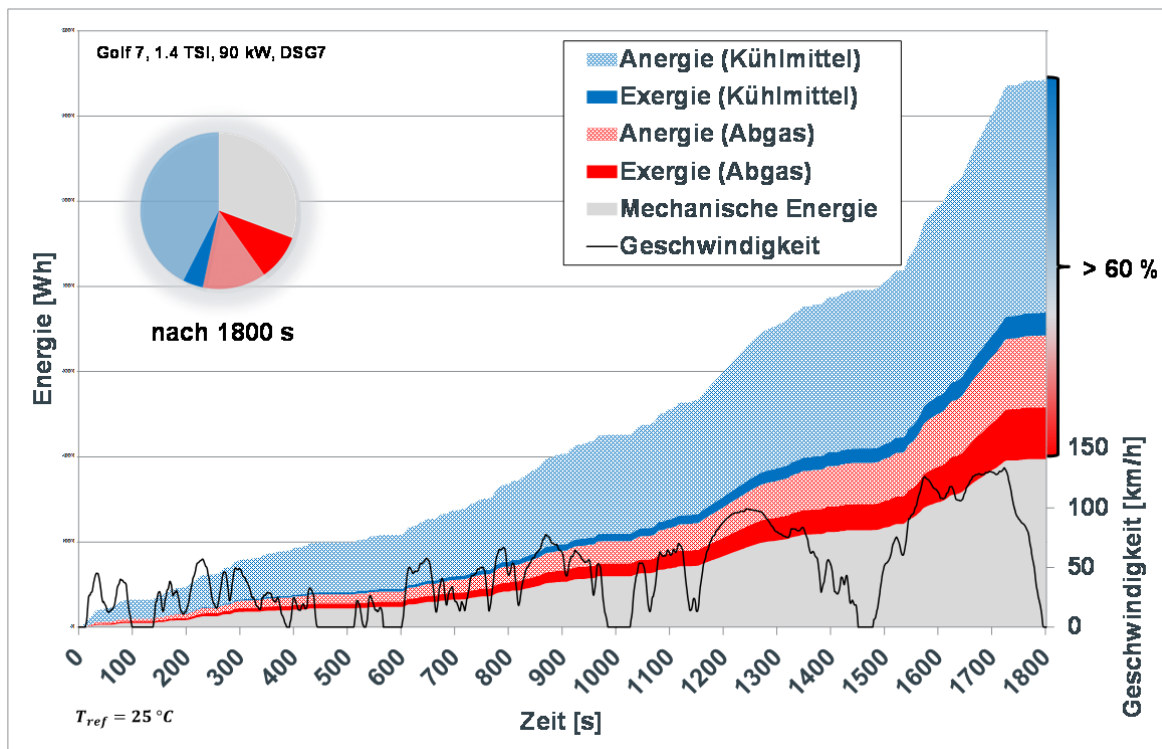


Abbildung 1.1 Umsetzung der chemischen Energie des Kraftstoffs über den WLTP aufgetragen. Am Ende des Zyklus wurden mehr als 60 % an die Umgebung abgeführt, der Rest für den Vortrieb und die Nebenverbraucher genutzt. Der Exergiegehalt im Abgas ist wesentlich größer als der Exergiegehalt im Kühlmittel.

In Abbildung 1.1 ist die Aufteilung der Kraftstoffenergie über den Fahrzyklus WLTP (*Worldwide Harmonized Light Duty Test Procedure*) für ein aktuelles Fahrzeug dargestellt. Am Ende des Zyklus (nach 1800 s) zeigt sich, dass mehr als 60 % der Energie des zugeführten Kraftstoffs an die Umgebung verloren geht. Entsprechend werden weniger als 40 % für den Vortrieb und Nebenverbraucher des Fahrzeugs genutzt. Es ist deshalb sinnvoll nach Möglichkeiten für eine geeignete Nutzung dieser derzeit größtenteils ungenutzten Abwärme zu suchen. Kann ein Teil dieser Abwärme „zurückgewonnen“ werden und dem Antriebsstrang zur Verfügung gestellt werden, hat dies eine Erhöhung des Systemwirkungsgrads zur Folge und damit eine Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs. Es sollte nun im nächsten Schritt analysiert werden, welcher Teil der Abwärme genutzt werden kann.

Dazu gibt Abbildung 1.1 weitere Aufschlüsse. Es ist zu erkennen, dass etwas weniger als 50 % der Kraftstoffenergie über das Kühlmittel abgeführt werden und etwas weniger als 25 % über das Abgas abgeführt wird. Durch diese Aussage könnte fälschlicherweise der Eindruck entstehen, dass die Nutzung der abgeführten Wärme in das Kühlmittel des Fahrzeugs die größten Potenziale bietet. Mittels einer exergetischen Betrachtung kann an dieser Stelle eine bessere Aussage getroffen werden, welcher Anteil der Verlustwärme im Kühlmittel und im Abgas noch technisch nutzbar ist. Nur der Exergieanteil kann in technische Nutzarbeit gewandelt werden und damit dem Antriebsstrang zur Verfügung gestellt werden. Abbildung 1.1 zeigt ebenfalls die Exergie, die über das Kühlmittel und das Abgas an die Umgebung abgeführt wird. Als erstes wird deutlich, dass sich von der im Zyklus an die Umgebung verlorenen Energie - auch mit einer theoretischen idealen Energierückgewinnung - maximal 20 % wieder in technische Arbeit umwandeln lassen. Als zweites wird deutlich, dass obwohl über das Kühlmittel ein großer Teil der Energieverluste an die Umgebung abgeführt werden, ein wesentlich größerer Teil der Exergie über das Abgas an die Umgebung abgeführt wird. Der Grund für den höheren Anteil an Exergie im Abgas ist in dem höheren Temperaturniveau des Abgases im Vergleich zum Kühlmittel gefunden.

Es ergibt sich nun aus dieser Analyse, dass die Energierückgewinnung aus dem Abgas das wesentlich größere Potenzial bietet und aus diesem Grund in dieser Arbeit als Energiequelle für eine Wärmekraftmaschine genutzt werden soll. Das Ziel besteht dabei darin einen möglichst großen Teil des Abgasenthalpiestroms in Nutzleistung zu wandeln und dem Antriebsstrang zur Verfügung zu stellen, um so den Wirkungsgrad zu erhöhen und damit den Kraftstoffverbrauch für den Kunden zu reduzieren.

1.2 Abwärmenutzung im Kraftfahrzeug

Eine Nutzung der Energieverluste des Verbrennungsmotors eines Kraftfahrzeugs findet bereits seit langem statt. Dabei wird sowohl die Energie aus dem Kühlmittel als auch aus dem Abgas genutzt.

Insbesondere die Energie, die in das Kühlmittel transportiert wird, wird für die Klimatisierung des Fahrgastraums genutzt. Diese Art der Kühlmittel-Abwärmenutzung ist nicht nur aus Sicht der einfachen Nutzung durch ein Kühlmittel-Frischlufte-Wärmeübertrager sinnvoll, sondern aufgrund des hohen Exergieanteils auch aus energetischer Sicht sinnvoll (siehe Kapitel 1.1). Neben dieser Nutzung zur Steigerung des Kundenkomfort, gibt es auch verschiedene Ansätze mittels Kühlmittelabwärme kritische Komponenten (z.B. Lager, Getriebe) zu erwärmen um die Reibungsverluste zu reduzieren. Es gibt weiterhin Anwendungen, deren Ziel es ist die Energie im Kühlmittel über einen längeren Zeitraum zu speichern, um so bei einem erneuten Start der Verbrennungskraftmaschine schneller die optimalen Betriebstemperaturen zu erreichen. Beispielhaft sei hier der in Serie befindliche Wasserwärmespeicher von Toyota [1].

Bei der Abgasenergienutzung gibt es eine Vielzahl von Untersuchungen, die praktischen Umsetzungen folgen meist aufgrund hoher Systemkomplexität oder Kosten nicht. Der bekannteste und seit langem im Einsatz befindliche Weg der Abgasenergienutzung ist der Abgasturbolader. Dieser nutzt einen Teil der Abgasenergie und führt diese der Ladeluft zu. Weiterhin wird in wenigen Serienfahrzeugen ein Abgas-Kühlmittel-Wärmeübertrager eingesetzt, der es zum Ziel hat Abgasenergie zu einer schnelleren Erwärmung der Verbrennungskraftmaschine zu nutzen [2]. Es gab weiterhin Untersuchungen zur

Speicherung von Abgasenergie über einen längeren Zeitraum um bei einem Kaltstart Energie auf hohem Temperaturniveau für ein schnelles Erreichen der Betriebstemperatur zu nutzen [3]. Dies wurde bis jetzt jedoch noch nicht in Serienfahrzeugen umgesetzt.

Neben diesen Ansätzen, die eine Wärmeübertragung zwischen Komponenten zum Ziel haben, gibt es Untersuchungen, die sich mit der Energiewandlung beschäftigen. Diese haben größtenteils zum Ziel Abgasenergie in technische Nutzarbeit oder elektrische Energie zu wandeln. Auf diese Art der Abgasenergienutzung wird in den folgenden Absätzen eingegangen.

Vor einigen Jahren gab es verstärkte Forschungsaktivitäten im Bereich der thermoelektrischen Generatoren. Beispielhaft sei hier der von BMW vorgestellte thermoelektrische Generator [4] welcher auf einem Motorprüfstand untersucht wurde. Es wurden dabei Verbrauchsvorteile im einstelligen Prozentbereich ausgewiesen. Trotz des Erfolgs des Prototypen, schaffte es die Technologie nicht in den Serieneinsatz. Der Hauptgrund liegt in den unter Realbedingungen niedrigen Wirkungsgraden, welche nicht die Laborwerte erreichen und somit die Energierückgewinnung kleiner ausfällt. Für den Einsatz in der Abgasanlage müssen die Module zudem der thermischen Beanspruchung widerstehen und korrosionsbeständig gegenüber dem Abgas sein. Diese Anforderungen lassen die Systemkomplexität und die Kosten steigen. Generell kann man jedoch sagen, dass die Systemkomplexität die für die Integration thermoelektrischer Energiewandler notwendig ist, im Vergleich zur anderen Energiewandlern (wie unten ausgeführt) relativ gering ist, jedoch auch der Wandlungswirkungsgrad geringer ausfällt.

Eine andere Art der Energiewandlung stellt der Clausius-Rankine-Prozess (CRP, auch Dampfkreisprozess genannt) dar. Bei diesem wird mittels eines Verdampfers in der Abgasanlage ein Arbeitsmedium verdampft, danach zu einem Expander/Turbine transportiert und dort expandiert. In einem Kondensator wird der auf niedrigem Druckniveau befindlich Dampf kondensiert und die Flüssigkeit danach von einer Pumpe wieder auf ein hohes Druckniveau gebracht. In [5] und [6] sind Untersuchungen zum Einsatz im Kraftfahrzeug dargestellt. Es werden dabei Verbrauchspotenziale von bis zu 10 % für ein CRP-System, welches auf eine Nennleistung von 2 kW_{el} ausgelegt ist, vorhergesagt. Die Wahl der Expansionsmaschine und des Arbeitsmediums großen Einfluss auf den Systemwirkungsgrad.

Bei den Expansionsmaschinen kommen gewöhnlich Hubkolbenexpander oder Turbinen [5] zum Einsatz. Hubkolbenexpander weisen den größeren Wirkungsgrad auf, sind aber durch ihre Bauart schwerer und größer als Turbinen mit vergleichbarer Leistung.

Der klassische Dampfkreisprozess mit Wasser als Arbeitsmedium bietet zwar den Vorteil, dass man mit Wasser ein günstiges und gänzlich unbedenkliches Arbeitsmedium verwendet, welches jedoch bei niedrigen Temperaturen einen schlechteren Wirkungsgrad als organische Fluide (wie Ethanol) zur Folge hat [7], [8]. Für die Anwendung im Fahrzeug ist zudem der Gefrierpunkt des Arbeitsfluids von Interesse. Da dieser für Wasser bei $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegt, müssen dem Wasser Zusatzstoffe beigemischt werden. Ethanol verspricht für eine Fahrzeuganwendung die höchsten Wirkungsgrade, ist jedoch aufgrund seiner Entflammbarkeit und korrosiven Eigenschaften bedenklich. Zudem zersetzt sich Ethanol bei hohen Temperaturen und muss darum im Betrieb zwingend vor Überhitzung geschützt werden, was durch zusätzliche Abgasklappen und einem abgasseitigen Verdampfer Bypass gewährleistet wird. Dies erhöht wiederum Systemkomplexität und das Gewicht. Welches Arbeitsmedium besser geeignet ist, hängt stark von den Randbedingungen des Anwendungsfalls ab (z.B. Einsatz im PKW oder LKW).

Im Gegensatz zur Thermoelektrik besteht mit einem Clausius-Rankine-Prozess die Möglichkeit die zurückgewonnene Energie mechanisch in den Antriebsstrang einzukoppeln. Auch bei dieser Technologie gibt es noch keinen Serieneinsatz im Kraftfahrzeug. Durch die große Anzahl von Komponenten und die damit verbundenen Kosten ist ein solches System derzeit noch zu komplex und zu teuer für einen Serieneinsatz. Lediglich für einen Einsatz im Nutzfahrzeugsektor scheint sich die Integration eines CRP-Systems auch ökonomisch positiv darzustellen. Hier ist ein Serieneinsatz zeitnah realisierbar, was für den PKW Bereich derzeit eher unwahrscheinlich ist.

Neben der Thermoelektrik und dem CRP bietet der Turbocompound eine weitere Möglichkeit der Abgasenergienutzung. Dabei wird eine zusätzliche Turbine in die Abgasanlage eingebracht, welche mechanisch mit dem Antriebstrang verbunden ist oder mit einem elektrischen Generator verbunden ist. Diese Art der Abgasenergieerückgewinnung hat sich im Bereich der Nutzfahrzeuge etabliert [9]. Sie konnten sich bislang nicht im PKW-Bereich durchsetzen, da sie unter stationären Bedingungen sehr effizient sein können aber unter sehr dynamischen Bedingungen an ihre Grenzen stoßen. Insbesondere der erhöhte Abgasgegendruck und die daraus resultierenden Ladungswechselerluste scheinen im PKW einen Serieneinsatz zu verhindern. Durch die hohe thermische Belastung wird außerdem häufig eine aktive Wasserkühlung benötigt.

Eine Technologie, die in aktuellen und vergangenen Untersuchungen zur Abgasenergienutzung in Kraftfahrzeugen eher am Rande aufgeführt wurde, ist die Thermoakustik. Die Aussagen sind dabei ähnlich und bezeichnen die Thermoakustik als Technologie, welche sehr neu ist, geringen Wartungsaufwand mitbringt, einen hohen Prozesswirkungsgrad aufweist aber durch das sehr schlechte Verhältnis aus Nutzleistung zu Systemgewicht nicht für die Fahrzeuganwendung in Frage kommt [10]. Studiert man die Literatur der letzten Jahrzehnte zu thermoakustischen Energiewandlern sind diese Aussagen begründet. Im nächsten Kapitel wird speziell auf die Entwicklungen auf dem Gebiet der Thermoakustik eingegangen. Es wird vor allem aufgezeigt, dass in den letzten Jahren grundlegende Fortschritte beim Reifegrad und dem Leistungs-Gewicht-Verhältnisse erzielt wurden. Diese aktuellen Entwicklungen und die fehlende Betrachtung der Thermoakustik als potenzielle Abgasenergieerückgewinnungstechnologie im Fahrzeug sind zusätzliche Motivation für diese Arbeit.

1.3 Einleitung zur Thermoakustik

Thermoakustik beschreibt das Zusammenspiel zwischen Thermodynamik und der Akustik. Genauer untersucht die Thermoakustik die Physik der Wandlung von Schallenergie in Wärme und umgekehrt. Erstmals beobachtet wurde der physikalische Effekt durch Glasbläser, die während ihrer Arbeiten teilweise einen Ton mit konstanter Frequenz erzeugen konnten. Eines der bekanntesten Experimente zur Wandlung von Wärme in Schallwellen ist das sogenannte Rijke Rohr, welches durch Rijke in 1859 untersucht wurde. Dieses ist in Abbildung 1.2 abgebildet. Es besteht aus einem Rohr, welches an beiden Seiten offen ist sowie einem beheizten Metallgitter. Das Metallgitter befindet sich an einer bestimmten Stelle im Rohr. Wird die Luftsäule in einem solchen Rohr zum Schwingen angeregt, bildet sich eine stehende Welle aus. Da das Rohr an beiden Enden offen ist entspricht die Länge des Rohres einer halben Wellenlänge der sich ausbildenden, stehenden Welle.

Wird das Rohr wie in der Abbildung gezeigt senkrecht aufgestellt und das Metallgitter beheizt, entsteht eine Luftströmung durch natürliche Konvektion, welche die Luftsäule zum Schwingen anregt. Rijke hat nun herausgefunden, dass diese Anregung durch eine richtige Positionierung des Gitters (im Bereich von etwa $1/4$ der Länge des Rohres) verstärkt wird und ein Ton konstanter Frequenz erzeugt wird.

Die Erklärung lieferte Lord Rayleigh 1878 [11], [12] indem er postulierte, dass eine akustische Schwingung verstärkt wird, wenn im Moment der größten Kompression Wärme zugeführt wird und im Moment der größten Entspannung Wärme abgeführt wird. Durch das Ausbilden einer stehenden Welle bewegt sich während eines Teils der Schwingung Luft von beiden Enden des Rohres zur Mitte des Rohres. Dabei wird diese durch das Metallgitter erwärmt, während sich der Druck erhöht. In der darauffolgenden Expansionsphase bewegt sich diese wieder zu den Enden, wo sie dann während der Expansion abgekühlt wird. Damit ist das Rayleigh Kriterium erfüllt.

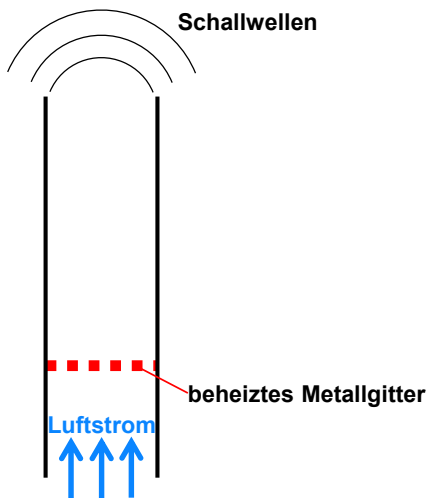


Abbildung 1.2 Schematische Darstellung des Rijke Rohrs. Eine stehende Welle entsteht durch die Zufuhr von Wärme durch das Metallgitter.

Der thermoakustische Effekt ist heutzutage in einer Vielzahl technischer Anwendung zu beobachten. Am bekanntesten sind hier Schallemissionen von Strahltriebwerken und Raketentriebwerken, welche zu großem Teil auf thermoakustische Effekte in den Brennkammern zurückzuführen sind.

Neben den meist unerwünschten Schallemissionen, gibt es jedoch auch die Möglichkeit die Thermoakustik für eine gezielte Energiewandlung nutzbringend einzusetzen. Thermoakustische Systeme können sowohl zur Wandlung von Wärme in technisch nutzbare Energie sowie als Wärmepumpe genutzt werden. Diese Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit der Wandlung in technisch nutzbare Energie und betrachtet die Nutzung als Wärmepumpe nur am Rande.

Grundsätzlich gibt es zwei Prinzipien auf denen thermoakustische Energiewandler basieren. Dabei handelt es sich zum einen um Energiewandler, welche sich eine stehende Welle zunutze machen. Diese werden im englischen Sprachraum „Standing Wave Engine/Refrigerator“ genannt. Zum anderen gibt es thermoakustische Energiewandler, welche eine fortschreitende Welle nutzen und üblicherweise „Traveling Wave Engine/Refrigerator“ genannt werden.

Um eine für die Fahrzeuganwendung relevante Abwärmenutzung bereitzustellen ist es notwendig Energieströme im kW-Bereich zu wandeln. Abbildung 1.3 soll ein Gefühl davon vermitteln, welche Schallintensität innerhalb von thermoakustischen Anlagen notwendig ist, um eine Leistung im kW-Bereich mittels Schall übertragen zu können. In der Abbildung sind die Schallintensitäten in einem Abstand von einem Meter zu bekannten Schallquellen aufgetragen. So entsteht beispielsweise beim normalen Sprechen im Abstand von einem Meter zum Sprecher eine Schallintensität von rund $10 \mu W/m^2$. Um jedoch mehrere Kilowatt an Schallleistung in einem Rohr zu transportieren, wie es in einer thermoakustischen Anlage geschieht, ist eine Schallintensität von $10 kW/m^2$ bis $100 MW/m^2$ notwendig. Damit bewegt man sich in einem Bereich, der vergleichbar, beziehungsweise oberhalb von der Schallintensität in einem Meter Abstand von einem Raketentriebwerk ist. Es sei hier noch einmal angemerkt, dass es sich hier um die Schallintensität, wie sie innerhalb einer thermoakustischen Anlage vorherrscht, handelt und nicht die Schallintensität der nach außen abgestrahlten Schallemissionen der thermoakustischen Anlage.

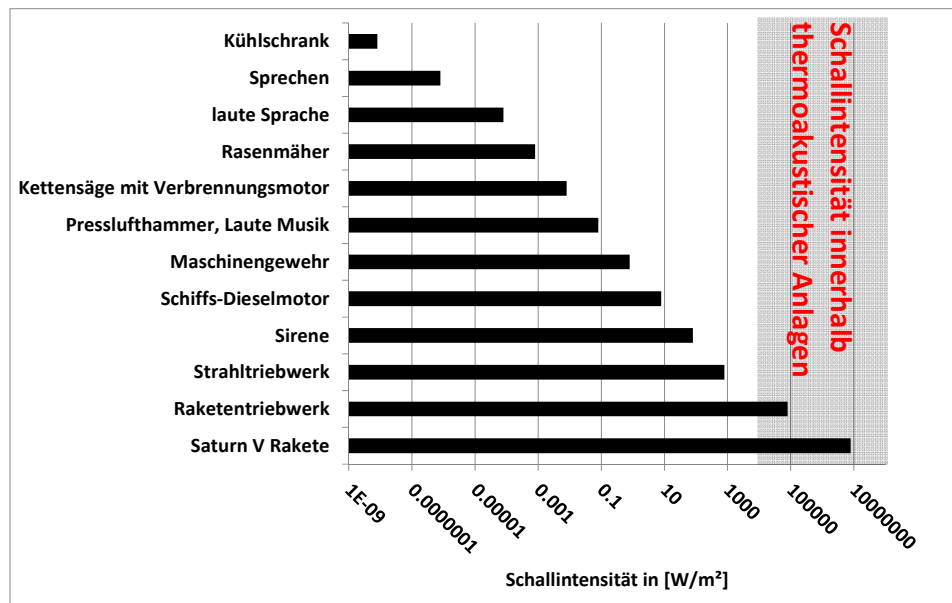


Abbildung 1.3 Vergleich der Schallintensität innerhalb des Arbeitsmediums von thermoakustischen Anlagen, zur Schallintensität in einem Meter Abstand von bekannten Schallquellen. Die Skala ist logarithmisch aufgetragen.

In den nächsten Kapiteln wird einleitend auf die grundlegenden Konzepte von thermoakustischen Maschinen eingegangen und der Stand der Technik aufgezeigt.

1.3.1 Prinzip der stehenden Welle

Im täglichen Leben gibt es eine Vielzahl von Geräten, die stehende Wellen für ihre Funktionserfüllung nutzen. Einige der bekanntesten sind Musikinstrumente. In vielen Musikinstrumenten wird durch eine Luftströmung oder durch eine schwingende Saite die Luftsäule innerhalb des Instruments zum Schwingen angeregt. In Abhängigkeit von der Geometrie des Instruments entsteht dadurch eine stehende Welle mit einer ganz bestimmten Frequenz innerhalb des Instruments. Der Zuhörer nimmt die Vielzahl an Frequenzen, die erzeugt werden können als Musik wahr. An dieser Stelle sollte angemerkt werden, dass der Zuhörer fortschreitende Wellen wahrnimmt, die von der stehenden Welle innerhalb des Musikinstruments erzeugt werden und sich vom Musikinstrument zum Zuhörer bewegen. Die stehende Welle existiert nur im Musikinstrument. Abbildung 1.4 zeigt eine Flöte mit andeuteter stehender Welle innerhalb des Musikinstruments.

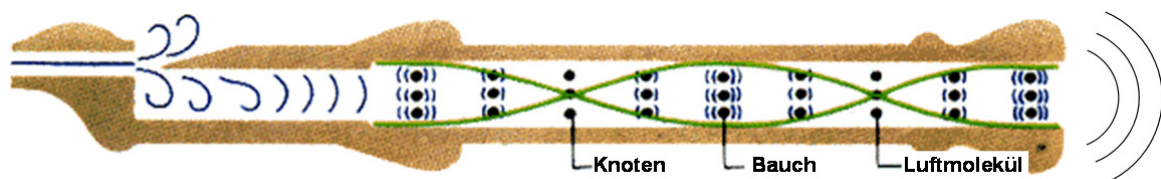


Abbildung 1.4 Querschnitt durch eine Flöte mit Andeutung des Verlaufs der Volumenstromoszillation innerhalb der Flöte. Quelle: [13]

In einem thermoakustischen Wandler, welcher eine stehende Welle zur Energiewandlung nutzt, existiert ebenfalls eine stehende Welle, dessen Frequenz von der Geometrie des thermoakustischen Wandlers abhängt. Im Gegensatz zum Musikinstrument wird die stehende Welle jedoch durch einen sogenannten „Stack“ verstärkt. Über eine zusätzliche Membran, die die Druckschwankungen der stehenden Welle in Linearbewegungen wandelt und mit einem Lineargenerator verbunden ist, kann die Schallenergie in elektrische Energie gewandelt werden.

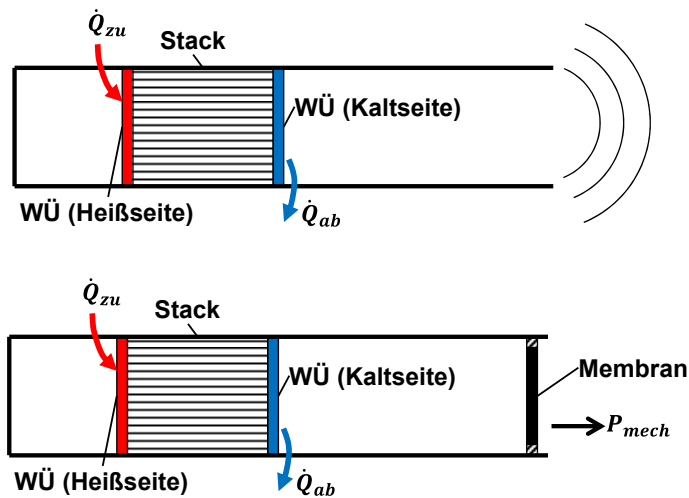


Abbildung 1.5 Stark vereinfachte Darstellung eines thermoakustischen Wandlers, der eine stehende Welle nutzt.
Oben: Ohne Membran. Unten: Mit Membran.

Abbildung 1.5 zeigt einen stark vereinfachten Aufbau eines thermoakustischen Wandlers mit stehender Welle. Herzstück stellt der „Stack“ dar, welcher von zwei Wärmeübertragern (WÜ) eingefasst ist. Der „Stack“ ist so aufgebaut, dass eine Gasbewegung innerhalb des „Stacks“ möglich ist und ein Wärmetransport von der Heißseite zur Kaltseite durch das Material des „Stacks“ möglichst minimiert wird. Dem Heiseitenwrmebertrger wird Energie zugeführt, während mit dem Kaltseitenwrmebertrger Energie abgeführt wird.

Der obere Teil von Abbildung 1.5 zeigt ein Rohr mit einem geschlossenen und einem offenen Ende. Ab einem bestimmten Temperaturgradienten über die Länge des „Stacks“, wird eine stehende Welle in dem Rohrverstrkt. Die Wellenlänge der stehenden Welle entspricht dabei dem vierfachen der Rohrlänge. Mit einer solchen Anlage ist es möglich einen Wärmestrom in Schalleistung zu wandeln. Im unteren Teil der Abbildung wird das Rohr durch eine bewegliche Membran verschlossen. Die Membran wandelt die Druckdifferenzen, die durch die stehende Welle hervorgerufen werden in eine lineare Oszillationsbewegung gewandelt. Koppelt man nun die Membran mit einem Lineargenerator ist es möglich mittels einer stehenden Welle einen Wärmestrom in elektrische Leistung zu wandeln.

Im „Stack“ findet die Energiewandlung von Wärmeenergie zu Schallenergie statt. Ein Gasvolumen, welches im „Stack“ oszilliert, erfährt durch die stehende Welle zyklische Druck- und Temperaturschwankungen. Gleichzeitig findet eine Wärmeübertragung zwischen Gasvolumen und „Stack“ statt. Dabei ist die in einer stehenden Welle vorhandene Phasenverschiebung von 0° zwischen Druck und Auslenkung von entscheidender Bedeutung, da diese Einfluss darauf hat, ob einem Gasvolumen Energie während der stärksten Kompression zugeführt wird. Wird nun über die Länge des „Stacks“ ein Temperaturgradient erzeugt (beispielsweise wie in Abbildung 1.5 durch zwei Wärmeüberträger), durchläuft das Gasvolumen einen rechtzlufigen Kreisprozess, was zu einer Verstärkung der stehenden Welle führt.

Der Prozess kann umgekehrt werden, indem die stehende Welle durch die Membran erzeugt und verstärkt wird. In diesem Fall erfolgt ein Wärmetransport aus dem System über den Heiseitenwrmebertrger, und ein Wärmetransport in das System über den Kaltseitenwrmebertrger (vgl. Abbildung 1.6). Das thermoakustische System wird dann als Wrmpumpe betrieben und bietet die Möglichkeit der Tieftemperaturkhlung.

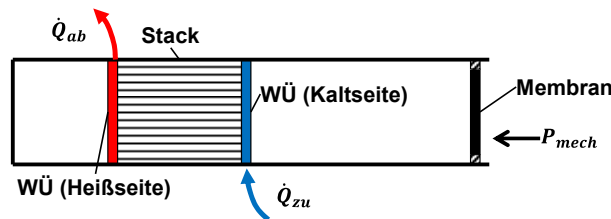


Abbildung 1.6 Betrieb des thermoakustischen Systems als Wärmepumpe. Die stehende Welle wird über Anregung der Membran erzeugt und verstärkt. Ein Gasvolumen im „Stack“ durchläuft dadurch einen linksläufigen Kreisprozess.

Auf eine Darstellung des Kreisprozesses den das Gasvolumen im „Stack“ durchläuft, wird an dieser Stelle verzichtet, da diese Arbeit eine thermoakustische Wärmekraftmaschine, die auf einer fortschreitenden Welle basiert, fokussiert. Dies wird im nächsten Kapitel erläutert.

1.3.2 Prinzip der fortschreitenden Welle

Im Gegensatz zu stehenden Wellen bewegen sich fortschreitende Wellen durch den Raum. Die bekanntesten fortschreitenden Wellen sind Wasseroberflächenwellen. Für diese Arbeit sind jedoch Schallwellen, die sich in einem Gas ausbreiten von Interesse. Schallwellen in Gasen sind Longitudinalwellen (die Teilchen oszillieren in Wellenausbreitungsrichtung). Dabei transportieren fortschreitende Wellen lediglich Energie über größere Distanzen, während sich ein Stofftransport lokal auf die Teilchenauslenkungsamplitude beschränkt.

Der grundsätzliche Unterschied einer fortschreitenden Welle im Vergleich zu einer stehenden Welle besteht darin, dass eine fortschreitende Welle eine Phasenverschiebung von 90° zwischen Druck und Auslenkung aufweist. Diese ergibt sich aus der Massenträgheit des Trägermediums.

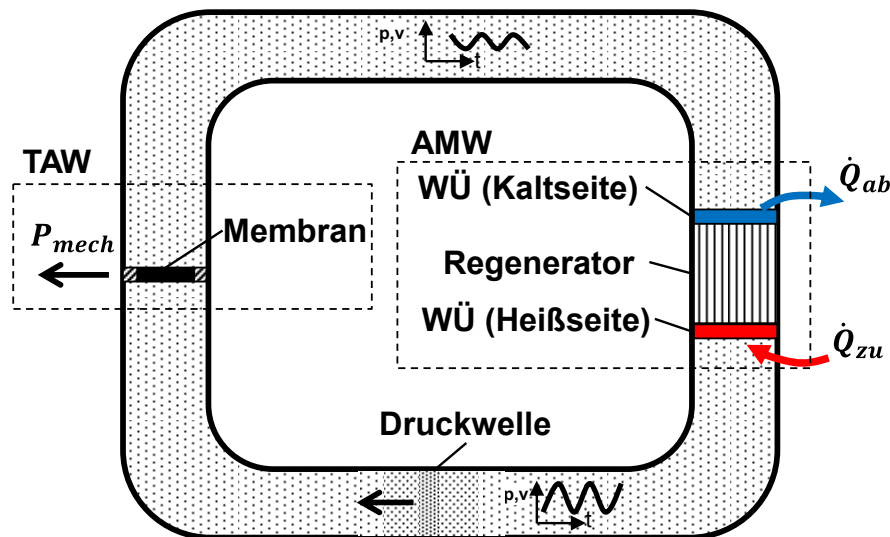


Abbildung 1.7 Stark vereinfachte Darstellung des Aufbaus einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, welche auch auf einer fortschreitenden Welle basiert.

Ein thermoakustisches System kann derart gestaltet werden, dass eine fortschreitende Welle im System existiert. Abbildung 1.7 zeigt den grundsätzlichen Aufbau einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, die eine fortschreitende Welle nutzt. In Abbildung 1.7 ist dies durch zwei Druckrohre realisiert, die Membran und Regenerator verbinden. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die Komponente, die Regenerator und Wärmeübertrager enthalten, als thermisch-akustischer Wandler (TAW) und die Komponente, die Membran und elektrischen Generator enthält, als akustisch-mechanischer Wandler (AMW) bezeichnet. Eine Membran dient wiederum dazu die Druckdifferenz

einer Schallwelle in lineare Bewegung zu wandeln. Anstatt des „Stacks“ existiert im System nun ein Regenerator, der wiederum von zwei Wärmeübertragern eingefasst ist. Grundsätzlich ähneln sich ein „Stack“ und ein Regenerator wobei die Änderung der Bezeichnung ist durch die unterschiedliche Funktionsweise bedingt ist. Denn im Gegensatz zum „Stack“ ist der Regenerator so ausgelegt, dass zu jedem Zeitpunkt des Kreisprozesses eine Wärmeübertragung zwischen Regeneratorwand und Gasvolumen möglich ist. In einem „Stack“ ist dies jeweils nur während der maximalen Auslenkung des Gasvolumens möglich. Erreicht wird diese Funktion durch eine wesentlich kleinere Porengröße, die der Regenerator gegenüber dem „Stack“ aufweist. Alle Komponenten im System sind so konstruiert, dass sie ihre Resonanzfrequenz bei der Arbeitsfrequenz des thermoakustischen Systems besitzen. Entsprechend ist die Gesamtlänge des Systems eine Wellenlänge bzw. ein Vielfaches der Wellenlänge der im System existierenden fortschreitenden Welle.

Der Phasenunterschied und die Gestaltung des Regenerators haben zur Folge, dass das Gasvolumen während der Oszillation in einem Regenerator¹ andere thermodynamische Prozesse durchläuft. Wie in Kapitel 2.3.1 genauer beschrieben wird, ist es möglich, dass der vom Gasvolumen durchlaufene Kreisprozess durch den Stirling-Kreisprozess beschrieben wird, welcher aus reversiblen Prozessen besteht. Daraus ergibt sich auch der größte Vorteil, den thermoakustische Systeme die auf fortschreitenden Wellen basieren, aufweisen. Der Prozesswirkungsgrad des durchlaufenen Kreisprozesses ist wesentlich größer als bei thermoakustischen Systemen, welche auf stehenden Wellen und grundsätzlich irreversiblen Prozessen basieren. Aus diesem Grund fokussiert diese Arbeit den Ansatz der fortschreitenden Welle.

In der Realität enthält ein thermoakustisches System welches auf einer fortschreitenden Welle basiert auch immer eine stehenden Welle, welche sich mit der fortschreitenden Welle überlagert. Ein rein auf einer fortschreitenden Welle basierendes System wäre nur mit einem Arbeitsfluid, welches keine Viskosität besitzt möglich [14]. Es ist für die Funktionsweise wichtig, dass die Überlagerung der stehenden Welle gezielt genutzt wird, um im Regenerator eine möglichst geringe Geschwindigkeitsamplitude zu erreichen und dort die viskosen Verluste zu reduzieren [15]. Bei einem Aufbau wie in Abbildung 1.7 gezeigt, besteht die Möglichkeit über die Geometrie der Verbindungsrohre zwischen dem thermoakustischen Wandler und dem akustisch-mechanischen Wandler die gewünschte Aufteilung zwischen stehender und fortschreitender Welle zu erreichen (siehe Kapitel 2.5). Weitere Möglichkeiten bestehen darin, Resonatoren hinzuzufügen, wie in [16] oder [17] gezeigt. In [18] gab Ceperly an, dass ein thermoakustischer Wandler mit einem gut abgestimmten Anteil an einer stehenden Welle, einen Wirkungsgrad von bis zu 79 % des Carnot Wirkungsgrads erreichen kann.

Zusammenfassend gesagt, bietet das Prinzip der fortschreitenden Welle grundlegend das Potenzial zu höheren Prozesswirkungsgraden als das Prinzip der stehenden Welle. Es erfordert jedoch einen hohen Aufwand, was die genaue Auslegung und das akustische Feintuning des thermoakustischen Wandlers angeht. Systeme, welche auf einer fortschreitenden Welle basieren, bieten durch den höheren Wirkungsgrad auch Vorteile bei der Leistungsdichte, was insbesondere für die Anwendung im Fahrzeug interessant ist.

1.3.3 Stand der Technik (Thermoakustik)

Obwohl thermoakustische Effekte bereits Mitte des 19. Jahrhunderts beobachtet wurden, durch Rijke 1859 untersucht und durch Lord Rayleigh 1878 [11] beschrieben wurden, hat es bis 1969 gedauert, bis N. Rott [19], [20], [21] eine mathematische Beschreibung entwickelt hat. Es dauerte rund weitere 20

¹ Im Gegensatz zum „Stack“ ist ein Regenerator derart gestaltet, dass ein möglichst idealer thermischer Kontakt zum Gasvolumen besteht und jederzeit Wärme zwischen Gasvolumen und Regenerator übertragen werden kann.

Jahre bis Hofler [22] mit Hilfe der Gleichungen von Rott eine thermoakustische Wärmepumpe entwickelte und erfolgreich betreiben konnte. In den darauffolgenden Jahren wurden weitere thermoakustische Wärmepumpen und Wärmekraftmaschinen entwickelt, die teilweise kommerziell im Einsatz sind. Auf diese Entwicklungen soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Thermoakustische Wärmepumpen

Auf dem Gebiet der thermoakustischen Wärmepumpen gab es in letzten Jahrzehnten die meisten Forschungsaktivitäten und Projekte. Obwohl die Anwendung als Wärmepumpe für diese Arbeit von geringem Interesse ist, sind die Ergebnisse und Entwicklungen aufgrund der Ähnlichkeit zu thermoakustischen Wärmekraftmaschinen durchaus interessant.

Die von Hofler 1988 entwickelte thermoakustische Wärmepumpe [22] basierte auf dem Prinzip einer stehenden Welle. Als Arbeitsmedium wurde Helium bei 10 *bar* Mitteldruck verwendet. Betrieben wurde die Wärmepumpe durch eine elektrisch angeregte Membran. Als Arbeitsfrequenz wurde ein Bereich zwischen 530 und 590 *Hz* benutzt. Die Größe beträgt in etwa 50 *cm*. Mit dieser Anlage konnte Hofler mit 100 *W* akustischer Leistung bei einer Kaltseitentemperatur im Bereich von $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ einen Wärmestrom im einstelligen Wattbereich transportieren. Unter anderem realisierte er in seiner Arbeit, dass durch eine gezielte Anpassung der Impedanzen der einzelnen Komponenten die Leistung der Wärmepumpe gesteigert werden konnte.

Die Arbeiten von Hofler wurden weitergeführt und 1992 an Bord des Spaceshuttles Discovery getestet [23], [24] und ein COP von 16 % des Carnot COPs erreicht. Der transportierte Wärmestrom lag weiterhin im einstelligen Wattbereich. Später gelang es durch eine Erhöhung des Verhältnisses von Druckamplitude zu Mitteldruck die Leistung der Wärmepumpe zu verfünffachen [25].

1995 gelang es für die Elektronikkühlung an Bord eines Militärschiffes bei einer elektrischen Eingangsleistung von 421 *W* einen Wärmestrom von 419 *W* auf einem Temperaturniveau von $21\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu transportieren. Bei einem niedrigeren Temperaturniveau von $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ reduzierte sich der Wärmestrom auf 294 *W* [26], [27].

In der Kryokühlung wurden kommerziell erhältliche thermoakustische Wärmepumpen entwickelt, welche unter dem Namen QDrive bekannt sind. Erhältlich sind Wärmepumpen mit einem realisierbaren Wärmestrom von einigen Watt bis zu mehreren Kilowatt [28]. Die leistungsstärkste thermoakustische Wärmepumpe wurde 2002 in einer Zusammenarbeit von Praxair Inc. und dem Los Alamos National Laboratory (LANL) entwickelt [29]. Sie wurde ausgelegt für einen Wärmestrom von 8 *kW* bei einer Kaltseitentemperatur von $-150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Da die erforderliche akustische Leistung nicht mehr wie bei den vorher genannten Untersuchungen durch eine elektrisch angeregte Membran erzeugt werden konnte, kam erstmals ein mit Gas befeuerter thermoakustischer Wandler, der auf einer fortschreitenden Welle basiert, zum Einsatz. Dadurch konnten wesentlich höhere Wirkungsgrade erzielt werden. Während der Versuchsdurchführung wurden durch die zu große mechanischen Beanspruchung der Schweißnähte lediglich 2070 *W* bei $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$ gemessen. Die Anlage lief daher jedoch nicht unter Vollast.

In einem weiteren Kooperationsprojekt wurde 2004 durch die Penn State University und Ben and Jerry's ein Prototyp entwickelt, welcher eine Tiefkühltruhe kühlen sollte [30], [31]. Es sollten die Vorteile des Prinzips der fortschreitenden Welle umgesetzt werden. Dabei entstand eine kompakte thermoakustische Wärmepumpe, welche bei einer Temperatur von rund $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$, einen Wärmestrom von 119 *W* transportieren konnte. Es wurde ein COP von 0.81 erreicht.

Alle diese Wärmepumpen haben den Vorteil der Umweltfreundlichkeit, des einfachen Aufbaus und des sehr geringen Wartungsaufwands. Herausfordernd sind jedoch die Leistungsdichten, die in einem hohem Gewicht und Größe der Wärmepumpen resultieren. Trotzdem zeigen aktuelle Projekte, dass die Technologie weiterentwickelt wird und durch die Entwicklungsfortschritte auch das Interesse in der Fahrzeugindustrie steigt [32].

Thermoakustische Wärmekraftmaschinen

Forschungsvorhaben im Bereich der thermoakustischen Wärmekraftmaschinen wurden parallel zu den Untersuchungen der thermoakustischen Wärmepumpen durchgeführt. Dabei basierten die ersten Untersuchungen auf dem Prinzip der stehenden Welle. Allen frühen Untersuchungen war der prinzipbedingte geringe Wirkungsgrad gemein [33], der im Bereich von maximal 20 % lag [16].

Insbesondere Entwicklungen hin zur erfolgreichen Nutzung des Prinzips der fortschreitenden Welle haben das Interesse an thermoakustischen Wärmekraftmaschinen erhöht. Es waren Swift und Backhaus, die 1999 mit Ihren Arbeiten [34], [16] einen Durchbruch erzielten und erstmal konkurrenzfähige Wirkungsgrade von bis zu 42 % des Carnot Wirkungsgrads darstellten. Durch einen Resonator konnten sie die Vorteile durch die Überlagerung einer fortschreitenden Welle mit einer stehenden Welle nutzen und somit die Verluste im Regenerator reduzieren. Sie nutzten den Resonator, um die Position der Druckknoten der stehenden Welle zu definieren und danach die Position des Regenerators auszurichten. Sie wiesen damit nach, dass durch eine Überlagerung mit einer stehenden Welle das Prinzip der fortschreitenden Welle hohe Wirkungsgrade erzielen konnte. Sie stellten jedoch in der Maschine ungewollte Strömungen durch die Rückführleitungen fest und führten sogenannte Jets ein, die mittels einer statischen Druckdifferenz die Strömung verhindern. Die Anlage wies neben dem sehr guten Wirkungsgrad jedoch eine geringe Leistungsdichte auf. Bei einer Größe von mehreren Metern und einem mittleren Heliumdruck von 30 bar, konnte eine nutzbare akustische Leistung von 890 W bereitgestellt werden. Damit war diese Anlage noch weit entfernt von einem mobilen Einsatz.

Aufbauend auf den Arbeiten von Swift und Backhaus entstand eine Vielzahl von Projekten zu Grundlagenuntersuchungen zu thermoakustischen Wandlern, basierend auf einer fortschreitenden Welle. W. Dai et.al. haben die Anlage von Swift und Backhaus mit einer Wärmepumpe, die ebenfalls auf dem Prinzip fortschreitende Welle basiert, verbunden [35] und somit einen Wärmestrom von 250 W bei $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$ realisiert. W. Dai et.al. integrierten im nächsten Schritt zwei Membranen die mit jeweils einem elektrischen Lineargenerator verbunden wurden [36]. Ziel war es damit einen Wärmestrom in elektrische Leistung zu wandeln. Mit einem Wärmestrom von 2800 W auf einem Temperaturniveau von $525\text{ }^{\circ}\text{C}$ konnten rund 100 W elektrische Ausgangsleistung erzielt werden. Als Grund für den geringen Wirkungsgrad wurden die hohen Verluste in dem Resonator verantwortlich gemacht. Später gelang es ihnen 1043 W elektrische Leistung bei einem Wärmestrom von 5900 W und einer Heißeitentemperatur von $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ darzustellen [37].

2004 wurde von Backhaus der erste Versuch unternommen einen thermoakustischen Wandler zu entwickeln, welcher kompakt und für den mobilen Einsatz nutzbar war [38]. Das Ziel der Entwicklung bestand darin einen Wärmestrom in elektrische Leistung zu wandeln. Dazu wurde als Arbeitsmedium Helium genutzt und auf 55 bar Mitteldruck verdichtet. Als Arbeitsfrequenz wurde 120 Hz gewählt. Dies erlaubte Backhaus die Systemgröße auf etwa 30 cm zu reduzieren. Im Gegensatz zu vorherigen System wird als Resonator die Federsteifigkeit des Systems aus Membran und Lineargenerator genutzt, was einen Entfall des großen und verlustbehafteten Resonator-Rohres früherer thermoakustischer Wandler mit sich brachte. Es konnte mit einem Wärmestrom von rund 390 W bei $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ eine Ausgangsleistung von 58 W erreicht werden [39]. Das entspricht einem Systemwirkungsgrad von 15 %, was bereits ein großer Fortschritt im Vergleich zu früheren Untersuchungen war.

Von diesen erfolgreichen Versuchen ermutigt, entstanden eine Vielzahl von Projekten, die es zum Ziel hatten kompakte und leistungsfähige thermoakustische Wärmekraftmaschinen zur Stromerzeugung zu entwickeln. 2004 startete eine Zusammenarbeit der Penn State University unter anderem mit Volvo Powertrain, um eine thermoakustische Wärmekraftmaschine mit einer elektrischen Ausgangsleistung von 4 kW in einen LKW zu integrieren [40]. Das System wurde dazu so ausgelegt, dass zwei Regenerator- und Membran-Module in Reihe geschaltet sind. Die Abmessungen blieben dabei unter einem Meter. Neben der Konzeptausarbeitung ist ein Großteil der Projektzeit in die Entwicklung eines geeigneten elektrischen Generators geflossen. Dieser sollte auf einer Stahlmembran mit piezoelektrischen Modulen aufbauen, was einen hohen Wandlungswirkungsgrad versprach. Die größte

Herausforderung stellte dabei die mechanische Beanspruchung der piezoelektrischen Module dar, die wiederkehrend ein Zerbrechen der Module zur Folge hatte. Dieses Problem wurde mehrmals versucht mit Designverbesserungen zu lösen. Es gelang jedoch nicht den Generator dauerhaft stabil zu betreiben. 2011 wurde das Projekt eingestellt. Es blieb bei einem Konzept des Gesamtsystems und einem prototypischen elektrischen Generator, welcher anstatt der anvisierten 2000 W eine elektrische Ausgangsleistung von 37 W bereitstellte.

De Blok untersuchte in [41], [42], [43] wie man mehrere Regeneratoren in Reihe schalten kann, um einen thermoakustischen Wandler zu entwickeln, der einen Wärmestrom bei einem Temperaturniveau von etwa 200 °C effizient wandeln kann. Er geht dabei auf die notwendige Gestaltung der Verbindungsrohre und der Anpassungen der akustischen Impedanzen ein, um den Anteil an fortschreitender und stehender Welle in den einzelnen Komponenten möglichst optimal zu gestalten. Seine Ausführungen konnte er experimentell unter Laborbedingungen bestätigen. Daraufhin sollte in einem weiteren Projekt („TAP 100 kW“) die Hochskalierbarkeit des Systems demonstriert werden. Es wurden die ambitionierten Ziele verfolgt aus einem 100 kW Enthalpiestrom, auf einem Temperaturniveau von 160 °C, einer Papierfabrik 10 kW elektrische Leistung bereitzustellen [44]. Die Anlage wurde aufgebaut und konnte mit 20 kW Enthalpiestrom auf einem Temperaturniveau von 99 °C eine akustische Leistung von 1.64 kW bereitstellen. Dies entspricht einem exergetischen Wirkungsgrad von 38 %. Dabei wurde Helium als Arbeitsmedium bei 7.5 bar Mitteldruck genutzt. Es gelang jedoch nicht geeignete Lineargeneratoren zu entwickeln, um die akustische Leistung in elektrische Leistung zu wandeln. Der Grund lag in der Resonanzfrequenz der Lineargeneratoren, welche nicht zum Rest der Anlage gepasst hat. Weiterhin haben die Kosten der Lineargeneratoren einen kommerziellen Einsatz des „TAP 100 kW“ unmöglich gemacht.

Mit den Erfahrungen aus vorangegangenen Projekten wurden in weiteren Arbeiten von de Blok Alternativen zu den Lineargeneratoren gesucht. Vielversprechend scheinen aktuelle Untersuchungen zu einer bidirektionalen Gleichdruckturbine [45]. Die bidirektionale Turbine nutzt den oszillierenden Volumenstrom und wandelt diesen in eine kontinuierliche Rotationsbewegung um. Bei einer Turbine ergibt sich die akustische Impedanz aus der Trägheit der Laufschaufeln und der mechanischen Leistung sowie den Verlusten. De Blok integrierte eine derartige Turbine in den zuvor beschriebenen „TAP 100 kW“ und konnte zeigen, dass eine solche Turbine einen Wirkungsgrad (Wellenleistung zu akustischer Leistung) von 76 % erreicht. Dabei spielt die Dichte des Arbeitsmediums eine wichtige Rolle. Je höher die Dichte, desto besser der Turbinenwirkungsgrad. Bei hohem Gasdruck ist darum ein noch besserer Wirkungsgrad zu erwarten, was einen Einsatz in thermoakustischen Systemen mit hohem Gasmitteldruck interessant macht. Derzeit wird eine 14 kW_e Turbine entwickelt und getestet [45].

Seit 2006 entwickelt Etalim Inc. an einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine zur Wandlung eines Wärmestroms in elektrische Leistung. Neben einem hohen Wirkungsgrad und einer hohen Leistungsdichte besteht insbesondere das Ziel die Technologie aus dem Labor zur Marktreife zu entwickeln. Mit einem ersten Prototypen gelang es mit einem kompakten Design 585 W Wellenleistung aus einem Wärmestrom von rund 2800 W bei 500 °C bereitzustellen. Das entspricht einem Wirkungsgrad von 21 % [46], [47]. Die Leistungsdichte wurde vorrangig durch eine hohe Frequenz und einen hohen Mitteldruck des Arbeitsmediums gesteigert. Es verzichtet zudem auf einen großen gasgefüllten Resonator und ersetzt diesen durch einen mechanischen Resonator und den elektrischen Generator. Mit dem aktuellsten Prototypen war es möglich eine Nennleistung von 1 kW_{el} bei einem mechanischem Wirkungsgrad von 30 % zu erreichen [48]. Abbildung 1.8 zeigt den Prototypen.

Die vielversprechenden Ergebnisse und das kompakte Design waren unter anderem der Anlass, die von Etalim Inc. entwickelte thermoakustische Wärmekraftmaschine für eine Untersuchung zur Fahrzeugintegration in dieser Arbeit zu nutzen. Das ursprüngliche Design wie in [46], [47] dargestellt wurde dazu am Anfang dieser Arbeit noch einmal grundlegend von der Etalim Inc. verändert. Unter anderem handelte es sich um eine Trennung von thermisch-akustischem Wandler und akustisch-mechanischem Wandler, was unter anderem eine Fahrzeugeinbindung erleichtert. Eine genaue Beschreibung findet sich in [49]. Eine vereinfachte schematische Darstellung des Systems ist in Abbildung 2.13 zu finden.

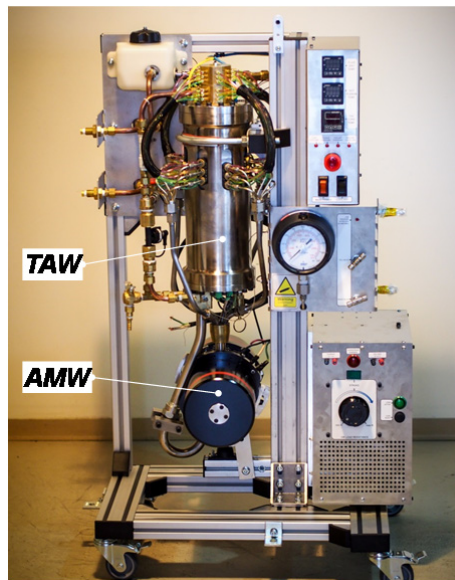


Abbildung 1.8 Prototyp einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine der Firma Etalim Inc. Es wurde eine Ausgangsleistung von 1 kW mit einem mechanischem Wirkungsgrad von rund 30% erreicht.

Während der Literaturrecherche wurde neben der Kooperation der Penn State University und Volvo Powertrain [40] eine weitere Arbeit gefunden, welche die Thermoakustik zur Abwärmenutzung im Kraftfahrzeug untersucht. Es handelt sich dabei um eine simulative Untersuchung, welche zum Ziel hatte Abgasenergie einer Verbrennungskraftmaschine mittels Thermoakustik, basierend auf einer stehenden Welle, zur Klimatisierung zu nutzen [50]. Dabei wurde eine thermoakustische Wärmepumpe mit einer Länge von 1.5 m entworfen und ein simulierter Wärmestrom von 120 W bei -17 °C bestimmt. Es konnte jedoch dazu keine weitere Veröffentlichung und experimentelle Bestätigung gefunden werden.

Zusammenfassend betrachtet, wurde in Kapitel 1.3.1 und 1.3.2 auf die grundsätzlichen Funktionsprinzipien eines thermoakustischen Energiewandlers eingegangen. Dabei ist herausgestellt worden, dass das Prinzip der stehenden Welle physikalisch im Wirkungsgrad begrenzt ist und aus diesem Grund für die Fahrzeuganwendung nicht infrage kommt. Es wurde weiterhin gezeigt, dass das Prinzip der fortschreitenden Welle große Potenziale bietet, es jedoch von größter Wichtigkeit ist die einzelnen Komponenten mit ihren akustischen Impedanzen aufeinander abzustimmen. Wie in Kapitel 2 gezeigt wird, geht es dabei nicht nur darum Reflexionen von Schallwellen zu verhindern, sondern an bestimmten Komponenten gezielt hervorzurufen, um eine vorteilhafte Überlagerung von fortschreitenden und stehenden Wellen zu erreichen.

Vergangene und aktuelle Forschungsvorhaben zeigen, dass die thermoakustische Energiewandlung vielversprechende Potenziale bietet (siehe Kapitel 1.3.3). Anfänglich größtenteils durch Untersuchung von thermoakustischen Wärmepumpen geprägt, haben sich im letzten Jahrzehnt viele Forschungsvorhaben mit thermoakustischen Wärmekraftmaschinen beschäftigt und beachtliche Fortschritte bei der Leistungsdichte und dem Systemwirkungsgrad erzielt. Was bisher nur in geringem Ausmaß untersucht wurde, ist die Übertragbarkeit vom Labor in praktische Anwendungen. Neben den Untersuchungen von der Blok für eine stationäre Anwendung, ist nur die Firma Etalim Inc. bekannt, die es sich zum Ziel gesetzt hat die Technologie kommerziell einzusetzen.

Die hier vorgestellte Arbeit soll die praktische Umsetzung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine für den mobilen Einsatz untersuchen. Die Basis dazu bildet die in [49] vorgestellte thermoakustische Wärmekraftmaschine, der für den mobilen Einsatz im PKW modifiziert und bewertet werden soll. Im Kapitel 2 wird dazu zuerst auf die Grundlagen der Thermoakustik eingegangen.

1.4 Zielsetzung und Vorgehensweise

Wie aus den vorherigen Kapiteln hervorgegangen, stellt auch bei aktuellen Kraftfahrzeugen der Energieverlust über das Abgas einen signifikanten Anteil dar. Insbesondere ist der Exergieanteil im Abgas hoch, was eine Abgasenergienutzung sinnvoll macht. Durch die Literaturrecherche in dieser Arbeit wurde herausgestellt, dass auf dem Gebiet der Abwärmenutzung eine Vielzahl an Forschungsaktivitäten existieren. Diese konzentrieren sich im Bereich der Energiewandlung größtenteils auf den Rankine-Prozess und auf thermoelektrische Generatoren. Die Thermoakustik wurde bisher dabei als nicht fahrzeugtauglich betrachtet. Aktuelle Entwicklungen zeigen jedoch beachtliche Fortschritte bezüglich Leistungsdichte und praktischer Umsetzung von thermoakustischen Energiewandlern und lassen die Thermoakustik als sehr attraktive Alternative für die Fahrzeuganwendung erscheinen.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Fahrzeugtauglichkeit der Thermoakustik auf Basis der vorgenannten aktuellen Entwicklungen detailliert zu bewerten und ein zielführendes Integrationskonzept für einen thermoakustischen Energiewandler in einem PKW zu erarbeiten. Da ein Kraftfahrzeug sehr dynamisch betrieben wird, liegt ein besonderer Fokus der Arbeit auf der Bewertung des dynamischen Betriebs des thermoakustischen Energiewandlers.

Es wird dazu zunächst in Kapitel 2 ein grundlegendes Verständnis zu den physikalischen Effekten innerhalb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine geschaffen. Dieses ist für die Entwicklung eines geeigneten Integrationskonzepts unerlässlich. In Kapitel 3 werden dann die speziellen Anforderungen für den mobilen Einsatz im Fahrzeug definiert und zwei Integrationskonzepte vorgestellt.

Zu den vorgestellten Integrationskonzepten wurden Modelle entwickelt, welche eine dynamische Simulation ermöglichen (siehe Kapitel 4 und Kapitel 5). Diese wurden zu einer Bewertung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im dynamischen Betrieb im Fahrzeug herangezogen. Die Modelle sind in Dymola® umgesetzt und bestehen aus verschiedenen Teilmodellen. Da eine Integration des Gesamtsystems in einen Versuchsträger innerhalb des Zeithorizonts dieser Arbeit nicht möglich war, wurden die Teilmodelle des Gesamtmodells durch experimentelle Untersuchungen validiert.

Die Bewertung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine für den mobilen Einsatz erfolgt in Kapitel 6 und beinhaltet folgende Aspekte:

- Systemverhalten und Regelstrategien im dynamischen Betrieb,
- Energierückgewinnung in ausgewählten Fahrzyklen und Konstantfahrtpunkten,
- Exergieanalyse zur Bewertung des Gütegrads des Systems und zur Illustration von Optimierungspotenzialen ,
- Qualitativer Vergleich zu einem Rankine-Prozess mit ähnlicher Nennleistung,
- Weitere Faktoren den Einsatz einer thermoakustische Wärmekraftmaschine im mobilen Einsatz.

2 Grundlagen zur Thermoakustik

2.1 Physikalische/Mathematische Beschreibung der Thermoakustik

Dieses Kapitel dient dazu die physikalischen Grundlagen der thermoakustischen Energiewandlung zu erläutern und damit ein Grundverständnis zur Thermoakustik zu schaffen.

Wie schon in vorangegangenen Kapiteln ausgeführt, versteht man unter Thermoakustik eine spontane Oszillation einer Gassäule, welche einem Temperaturgradienten ausgesetzt ist. Durch die Oszillation durchläuft ein Gasvolumen einen thermodynamischen Kreisprozess, der eine Verstärkung oder eine Schwächung der Oszillation zur Folge hat. Lord Rayleigh war der erste, der ein Kriterium für die Stärkung bzw. Schwächung einer Oszillation formuliert hat. Seine Formulierung ist heute als Rayleigh Kriterium bekannt [11]:

"If heat be periodically communicated to, and abstracted from, a mass of air vibrating in a cylinder bounded by a piston, the effect produced will depend upon the phase of the vibration at which the transfer of heat takes place. If heat be given to the air at the moment of greatest condensation or to be taken from it at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged. On the other hand, if heat be given at the moment of greatest rarefaction, or abstracted at the moment of greatest condensation, the vibration is discouraged". The Rayleigh Criterion

Mit anderen Worten besagt das Rayleigh Kriterium, dass eine Gasoszillation verstärkt wird, wenn dem oszillierenden Gas im Moment der höchsten Kompression Wärme zugeführt wird und im Moment der größten Ausdehnung Wärme abgeführt wird. Andersherum kann eine Gasoszillation geschwächt werden, wenn dem oszillierenden Gas in Moment der größten Ausdehnung Wärme zugeführt wird und im Moment der höchsten Kompression Wärme abgeführt wird.

Diese Aussage bildet die Grundlage für die Thermoakustik. Sie besagt, dass die akustische Leistung einer Gasoszillation durch Wärmeübertragung vom oszillierendem Fluid mit der Umgebung beeinflusst werden kann. Vielmehr kann die akustische Leistung durch gezielte Wärmeübertragung in das Fluid bzw. aus dem Fluid erhöht oder verringert werden. Die Konsequenz dieser Aussage ist, dass es möglich ist, thermische Energie in akustische Energie und umgekehrt zu wandeln. Im Rayleigh Kriterium ist von Luft als oszillierendem Medium die Rede. Generell sind somit Gase aber auch Flüssigkeiten als Arbeitsmedium möglich. Eine weiterführende Betrachtung zu den Arbeitsmedien folgt in Kapitel 2.2.

Eine Fluidoszillation ist durch eine Druckschwankung $p(t)$, eine Teilchenauslenkung $\xi(t)$ und eine Teilchengeschwindigkeit $v(t)$ gekennzeichnet. Die drei Größen schwanken mit einer gewissen Frequenz f bzw. einer Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$. Durch die Druckschwankung unterliegt ein Fluidvolumen dabei einer bestimmten periodischen Kompression und Expansion.

Die Forderung eine Wärmeübertragung in/aus dem Fluid während der größten Kompression und Expansion zu realisieren ist nicht trivial. Angenommen, es soll eine Wärmeübertragung zwischen dem Arbeitsfluid und einer Wand realisiert werden, so ist zu beachten, dass die Verweildauer eines Fluidelements, beispielsweise im Moment der größten Kompression, in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz sehr klein sein kann und somit ein guter thermischer Kontakt zur Wand gegeben sein muss, um eine ausreichende Wärmeübertragung zu ermöglichen. Andererseits ist es auch nicht zielführend die Frequenz zu verringern um die Verweildauer zu erhöhen, da dadurch die Leistungsdichte des Prozesses abnimmt.

Für die Wandlung von thermischer Energie in akustische Energie (oder andersherum) ist also ein guter thermischer Kontakt zwischen dem oszillierenden Fluid und dem Medium zu dem die Wärmeübertragung stattfindet eine Grundvoraussetzung. Beschränkt man sich auf die Wärmeübertragung zwischen dem oszillierenden Fluid und einer Wand, sind hierfür die

Temperaturgrenzschichtdicke (2.2) und die Dicke der fluiddynamischen Grenzschicht (2.1) von großer Bedeutung.

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho}} \quad (2.1)$$

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2k}{\omega\rho c_p}} \quad (2.2)$$

Hier sind μ, k, c_p und ρ in der Reihenfolge die dynamische Viskosität, die Wärmeleitfähigkeit, die spezifische Wärmekapazität und die Dichte des Fluids. Es ist zu erkennen, dass beide Grenzschichtdicken mit steigender Frequenz und steigender Dichte abnehmen. Mit größer werdender Viskosität bzw. Wärmeleitfähigkeit nehmen die Grenzschichtdicken zu. Ein guter thermischer Kontakt zwischen einer Wand und einem oszillierendem Fluid besteht nur im Bereich der Temperaturgrenzschicht. Wird die Temperaturgrenzschicht kleiner, steht weniger oszillierendes Fluid im guten thermischen Kontakt zur Wand.

Damit Wärme im Moment der größten Kompression zugeführt werden kann und im Moment der größten Ausdehnung abgeführt werden kann, ist es notwendig einen Temperaturgradienten über die Länge der Auslenkung des Gasvolumens zu erzeugen. Dies wird in Regeneratoren bzw. sogenannten „Stacks“ (siehe Kapitel 2.3.1) erreicht. Diese gewährleisten durch kleine Kanäle bzw. Poren einen guten thermischen Kontakt zum Fluid. Der Temperaturgradient entsteht in den meisten Anwendungen durch an den Regenerator/„Stack“ angebrachte Wärmeübertrager.

Für ein tiefergehendes Verständnis der Thermoakustik sind weitere Grundlagen relevant, auf die in den nächsten Kapiteln eingegangen wird.

2.1.1 Akustische Approximationen durch N. Rott [19]

Basierend auf den Forschungen von Kirchhoff [51] und Kramer [52] entwickelte Nikolaus Rott 1969 die fundamentalen Gleichungen zur Beschreibung der Thermoakustik [19], welche in diesem Kapitel erläutert werden.

Zur Beschreibung der Thermoakustik sind die Grundgleichungen zur Massenerhaltung, Impulserhaltung sowie der erste und zweite Hauptsatz der Thermodynamik notwendig. Diese Gleichungen können wie folgt ausgedrückt werden.

Massenerhaltung:
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.3)$$

Impulserhaltung:
$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}' \quad (2.4)$$

Energieerhaltung:
$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho e + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2 \right] = -\nabla \cdot \left[\left(\rho h + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2 \right) \mathbf{v} - k \nabla T - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}' \right] \quad (2.5)$$

Entropiebilanz:
$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s \right] = \nabla \cdot k \nabla T + (\boldsymbol{\sigma}' \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} \quad (2.6)$$

In den Gleichungen stehen $\boldsymbol{\sigma}'$, e und s für den Spannungstensor, spezifische innere Energie und spezifische Entropie.

Es werden die folgenden Vereinfachungen zur Linearisierung der Gleichungen (2.3) bis (2.6) getroffen:

- (I) Das Arbeitsfluid ist ein ideales Gas.
- (II) Die akustische Ausbreitungsrichtung ist „x“. Entsprechend werden Druckgradienten in „y“ und „z“ Richtung vernachlässigt.
- (III) Gradienten der Temperatur und Viskosität in „y“ und „z“ Richtung werden vernachlässigt.
- (IV) Die Temperaturgrenzschichtdicke sowie die fluiddynamische Grenzschichtdicke sind um ein Vielfaches kleiner als die Wellenlänge.
- (V) Wärmeleitung durch das Arbeitsfluid in „x“ Richtung wird vernachlässigt.

- (VI) Die Oszillation wird als sinusförmig und stationär betrachtet und mit Hilfe von komplexen Größen beschrieben:

$$\begin{aligned}\rho(x, y, z, t) &= \rho_m + \operatorname{Re}[\rho_1(x, y, z)e^{i\omega t}] \\ T(x, y, z, t) &= T_m + \operatorname{Re}[T_1(x, y, z)e^{i\omega t}] \\ s(x, y, z, t) &= s_m + \operatorname{Re}[s_1(x, y, z)e^{i\omega t}]\end{aligned}\quad (2.7)$$

ρ, T, s sind darin die Dichte, Temperatur und Entropie. Der Index 1 kennzeichnet eine komplexe Größe, der Index m eine über die Zeit gemittelte Größe.

- (VII) Der mittlere Druck des Arbeitsfluids ist konstant und die Druckschwankungen treten lediglich in „x“ Richtung auf.

Generell ist hier zu prüfen, ob für das gewählte Arbeitsfluid und Betriebsparameter Annahme eines idealen Gases gültig ist. Dies wird in Kapitel 2.2 betrachtet. Die Vernachlässigung bestimmter Effekte in y- und z-Richtung ist damit gerechtfertigt, dass diese im Vergleich zu den Effekten in x-Richtung vernachlässigbar klein sind. Gleiches gilt für die Wärmeleitfähigkeit in x-Richtung. Die Wärmeübertragung durch Wärmeleitung ist vernachlässigbar klein, im Vergleich zur Wärmeübertragung durch die thermodynamischen Zustandsänderungen im Kreisprozess. Es ist natürlich darauf zu achten, dass mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit des Arbeitsmediums diese Annahme infrage zu stellen ist.

Die komplexe Schreibweise der Variablen erlaubt es den Betrag und die Phase der betrachteten Größe in einer Variablen auszudrücken. Weiterhin ermöglicht die komplexe Darstellung eine einfachere Berechnung. Zur Verdeutlichung der komplexen Schreibweise soll hier kurz am Beispiel der Temperatur die Herleitung gezeigt werden. Ausgegangen wird von der Annahme, dass die Temperatur $T(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit sinusförmig um einen Mittelwert (T_m) schwankt. Der Schwankungsanteil ist dabei durch eine Schwankungsamplitude T_a , eine Kreisfrequenz ω und eine Phasenlage ϕ_T gekennzeichnet. Entsprechend ergibt sich für die Darstellung die Gleichung (2.8).

$$T(t) = T_m + T_a \cos(\omega t + \phi_T) \quad (2.8)$$

Es kann jetzt eine komplexe Temperatur T_1 in Polarform eingeführt werden, für die gilt: $|T_1| = T_a$ und $\phi = \phi_T$.

$$T_1 = |T_1|e^{i\phi_T} = |T_1|(\cos\phi_T + i \cdot \sin\phi_T) \quad (2.9)$$

Multipliziert man die komplexe Temperatur (2.9) mit $e^{i\omega t}$ erhält man folgenden Ausdruck.

$$\begin{aligned}T_1 e^{i\omega t} &= |T_1|e^{i\phi_T}e^{i\omega t} = |T_1|e^{i(\phi_T + \omega t)} \\ &= |T_1|[\cos(\omega t + \phi_T) + i \cdot \sin(\omega t + \phi_T)]\end{aligned}\quad (2.10)$$

Ermittelt man anschließend den Realteil von (2.10) erhält man die Temperatur in Abhängigkeit von der Zeit.

$$T(t) = T_m + \operatorname{Re}[T_1 e^{i\omega t}] = T_m + |T_1| \cos(\omega t + \phi_T) \quad (2.11)$$

Die komplexe Temperatur T_1 enthält somit Informationen zur Schwankungsamplitude und zur Phasenlage. Der Bezug zur realen zeitabhängigen Temperatur wird durch die Multiplikation des Faktors $e^{i\omega t}$ und Betrachtung des Realteils erreicht. Für die anderen Variablen gilt die gleiche Herleitung.

Mit diesem Vorwissen soll jetzt auf die Vereinfachungen, die durch Rott [19] durchgeführt wurden, um eine mathematische Beschreibung der Thermoakustik zu ermöglichen, eingegangen werden.

Ausgehend von der Massenerhaltung (2.3) hat Rott die folgenden Vereinfachungen getroffen. Die Schwankung der Dichte ist $\rho = \rho_m + \operatorname{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]$, die Schwankung der Geschwindigkeit ist $\mathbf{v} = \operatorname{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]$. Gleichung (2.3) kann damit wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot (\{\rho_m + \operatorname{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]\} \operatorname{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]) = 0$$

$\frac{\partial \rho_m}{\partial t}$ ist darin durch seine sinusförmige Schwankung gleich Null.

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot (\rho_m \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}] + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]) = 0$$

Der rechte Term innerhalb der Klammer ist von zweiter Ordnung und wesentlich kleiner als der linke Term und kann dadurch vernachlässigt werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot (\rho_m \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]) = 0$$

Entsprechend zu Gleichung (2.7) ist die zeitliche Veränderung einer Variablen durch den Faktor $e^{i\omega t}$ gegeben. Folglich kann $\frac{\partial}{\partial t}$ durch $i\omega$ ersetzt werden ($\frac{\partial}{\partial t}(e^{i\omega t}) = i\omega * e^{i\omega t}$). Weiterhin gilt $\frac{\partial}{\partial \Psi} \text{Re}[\dots] = \text{Re}[\frac{\partial}{\partial \Psi}(\dots)]$, wodurch sich die Gleichung zu dem folgenden Ausdruck vereinfacht (siehe Anhang IV.2).

$$i\omega \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1) = 0$$

Weiteres Anwenden der Produktregel und der Annahme, dass ρ_m nur in x-Richtung variiert, resultiert in Gleichung (2.12).

$$i\omega \rho_1 + \frac{\partial \rho_m}{\partial x} u_1 + \rho_m (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (2.12)$$

In Gleichung (2.12) ist u_1 die komplexe Fluidgeschwindigkeit in x-Richtung. Gleichung (2.12) stellt die vereinfachte Form der Kontinuitätsgleichung dar, die durch Rott aufgestellt wurde.

Für die x-Komponente der Impulsgleichung ergibt sich bei gleicher Herleitung (siehe Anhang IV.3) der folgende Ausdruck.

$$i\omega \rho_1 u_1 = -\frac{dp_1}{dx} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \right) \quad (2.13)$$

In Gleichung (2.13) beschreibt der Term auf der linken Seite die lokale Änderung des Fluids. Der erste Term auf der rechten Seite berücksichtigt die Oberflächenkräfte und der zweite Term die Reibung im Fluid.

Aus der Energiebilanz und der Entropiebilanz wird die Energiegleichung für die Akustik (2.14) hergeleitet.

$$i\omega (\rho_m c_p T_1 - p_1) + \rho_m c_p \frac{dT_m}{dx} u_1 = k \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) \quad (2.14)$$

In Gleichung (2.14) beschreibt der erste Term auf der linken Seite die Änderung der Energie eines Fluidelements und der zweite Term die Enthalpie, die über die Flächen des Kontrollvolumens ein- bzw. austretenden Fluids. Auf der rechten Seite wird der Wärmetransport über die Oberflächen berücksichtigt.

Die Gleichungen (2.12) bis (2.14) bilden das Grundgerüst für die weiteren Betrachtungen.

2.1.2 Ideale, verlustfreie Akustik

Die Fortbewegung einer Schallwelle basiert hauptsächlich auf Trägheit und Kompressionsvermögen des Trägermediums. Aus diesem Grund beschränkt sich dieses Kapitel auf diese beiden Faktoren und betrachtet Schallwellen, die sich durch einen Kanalabschnitt bewegen. Die Herleitungen in diesem und im nächsten Kapitel können auch in [53] nachgelesen werden.

Bewegt sich eine Schallwelle durch einen Rohrabchnitt, so findet die Wellenausbreitung hauptsächlich entlang des Rohres (x-Richtung) statt. Es soll deshalb zur Vereinfachung davon ausgegangen werden, dass die Teilchengeschwindigkeit u_1 nur von der x-Komponente bestimmt wird. Weiterhin wird angenommen, dass die mittlere Temperatur T_m und der mittlere Druck p_m über den Rohrabchnitt konstant sind. Damit reduziert sich die Betrachtung einer Schallwelle auf eine Dimension. Über die ideale Gasgleichung ergibt sich der Zusammenhang $\rho_m = p_m / RT_m$. ρ_m ist dementsprechend ebenfalls

konstant und $d\rho_m/dx = 0$. Unter diesen Annahmen vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung (2.12) zu (2.15) und die Impulsgleichung (2.13) zu (2.16).

$$i\omega\rho_1 + \rho_m \frac{du_1}{dx} = 0 \quad (2.15)$$

$$i\omega\rho_m u_1 = -\frac{dp_1}{dx} \quad (2.16)$$

Um das Differentialgleichungssystem mit seinen drei Unbekannten zu schließen, wird eine weitere Zustandsgleichung benötigt, die Druck und Dichte in Beziehung setzt. Diese Beziehung kann mittels der Taylor-Reihe wie folgt entwickelt werden.

$$p(\rho) = p(\rho_m) + (\rho - \rho_m) \frac{dp}{d\rho}(\rho_m) + \dots \quad (2.17)$$

Dabei sind Glieder höherer Ordnung vernachlässigbar klein. Mit der Darstellung von p und ρ als Mittelwert und einem oszillierenden Anteil $p = p_m + p'$ und $\rho = \rho_m + \rho'$ ergibt sich Gleichung (2.18).

$$p' = \rho' \frac{dp}{d\rho}(\rho_m) \quad (2.18)$$

Mit der Definition der Schallgeschwindigkeit $a^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s$ verbindet Gleichung (2.19) p und ρ über die Schallgeschwindigkeit des Trägermediums.

$$a^2 = \gamma \frac{p_1}{\rho_1} \quad (2.19)$$

Für ideale Gase kann jetzt über die Zustandsgleichung $p v = RT$ die folgende Beziehung für die Schallgeschwindigkeit hergeleitet werden (siehe Anhang IV.4).

$$\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s = a^2 = \gamma RT \quad (2.20)$$

In Gleichung (2.20) ist $\gamma = c_p/c_v$ der Isentropenexponent. Betrachtet man jetzt einen Kanalabschnitt, kann die Kontinuitätsgleichung durch einsetzen von (2.19) und (2.20) in (2.15) umgestellt werden.

$$p_1 = -\frac{\gamma p_m}{i\omega} \frac{\Delta u_1}{\Delta x} = -\frac{\gamma p_m}{i\omega A} \frac{\Delta U_1}{\Delta x} \quad (2.21)$$

Hier ist $U_1 = u_1 A$ der komplexe Volumenstrom und A die Querschnittsfläche des Kanals. Bei näherer Betrachtung von Gleichung (2.21) stellt man fest, dass man die Kompressibilität (k_s) eines idealen Gases wiederfindet. Die Kompressibilität (bei isentroper Zustandsänderung für ideale Gase) ist wie folgt definiert.

$$k_s = -\frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dp}\right)_s = \frac{1}{\rho \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s} = \frac{1}{\rho a^2} = \frac{1}{\gamma p} \quad (2.22)$$

Eine Änderung des Drucks hat dementsprechend die folgende Volumenänderung zur Folge.

$$dV = -k_s V dp \quad (2.23)$$

Hier ist es möglich $k_s V = C$ zusammenzufassen und die sogenannte „Compliance“, die Kompressibilität eines bestimmten Volumens, einzuführen. Die Compliance nimmt also mit größerem Volumen und größerer Kompressibilität zu. Damit kann Gleichung (2.21) zu (2.24) umgeschrieben werden. C ist hierbei eine Eigenschaft des betrachteten Kanalabschnitts.

$$p_1 = -\frac{1}{i\omega \frac{A \Delta x}{\gamma p_m}} \Delta U_1 = -\frac{1}{i\omega C} \Delta U_1 \quad (2.24)$$

Die Impulsgleichung (2.16) kann auf ähnlichem Wege umgestellt werden und man erhält für einen definierten Kanalabschnitt (2.25).

$$\Delta p_1 = -i\omega \frac{\rho_m \Delta x}{A} U_1 = -i\omega L U_1 \quad (2.25)$$

Hier bildet $\frac{\rho_m \Delta x}{A} = L$ die sogenannte "Inertance", die die Trägheit des Gases im Kanal beschreibt. Damit beschreibt Gleichung (2.25) wieviel Widerstand ein mit Gas gefüllter Kanal einer eintretenden Welle aufgrund der Massenträgheit entgegensetzt.

Als weitere Größe wird an dieser Stelle die akustische Impedanz (Z) eingeführt. Sie ist das Verhältnis aus Druck zu Volumenstrom (p_1/U_1). Die akustische Impedanz ist ein Maß dafür, wieviel Widerstand eine Komponente einer Schallwelle entgegensetzt und wird deshalb teilweise auch als Wellenwiderstand bezeichnet. Für einen definierten Kanalabschnitt können folgende Beziehungen aufgestellt werden und beschreiben die Änderung des Druckes bzw. des Volumenstromes durch den betrachteten Abschnitt.

$$Z_L = -\frac{\Delta p_1}{U_1}; Z_C = -\frac{p_1}{\Delta U_1} \quad (2.26)$$

Aus Gleichung (2.26) kann nun auch die akustische Impedanz bestimmt werden, die durch die Compliance (2.27) und durch die Trägheit (2.28) hervorgerufen wird.

$$Z_C = \frac{1}{i\omega C} \quad (2.27)$$

$$Z_L = i\omega L \quad (2.28)$$

Bei einer fortschreitenden Welle durch einen Kanal sind gewöhnlich die Compliance sowie die Trägheit zu berücksichtigen. Es ergibt sich die Gesamtimpedanz eines verlustfreien Kanalabschnitts zu

$$Z = \frac{1}{i\omega C} + i\omega L \quad (2.29)$$

Mit der verlustfreien Impulsgleichung (2.16) und der Kontinuitätsgleichung (2.15) lässt sich also die Wellenausbreitung in einem Kanal oder einer ähnlichen Geometrie beschreiben, in der die x-Richtung die bestimmende Ausbreitungsrichtung ist. Im nächsten Kapitel werden die Auswirkungen von Viskosität und thermischer Relaxation beschrieben.

2.1.3 Verluste durch viskose und thermische Effekte

In realen thermoakustischen Systemen treten Verluste auf, wenn sich eine Schallwelle durch die Komponenten bewegt. Die Verluste tragen zur Erhöhung der akustischen Impedanz (Z) bei. An Gleichung (2.26) ist zu erkennen, dass je größer die Impedanz ist, umso geringer ist der Volumenstrom U_1 , welcher aus der durch die Welle aufgeprägten Druckdifferenz entsteht. Für einen Kanalabschnitt heißt das, je höher dessen Impedanz ist je mehr reduziert der Kanalabschnitt den komplexen Volumenstrom.

Die auftretenden Verluste sind durch viskose und thermische Verluste bestimmt. Generell gilt hier, dass diese Verluste zu den Ausgleichsverlusten bzw. diffusiven Verlusten zählen. Sie entstehen durch den Ausgleich der örtlichen Geschwindigkeits- und Temperaturveränderungen mit der Umgebung. Dieser Ausgleich ist irreversibel und somit verlustbehaftet. Im Fall der Schallwelle in einem Kanal, entstehen viskose Verluste hauptsächlich durch Reibungsverluste in den wandnahen Bereichen. Die thermischen Verluste entstehen durch eine thermische Wechselwirkung mit der Wand. Es soll hier zuerst auf die viskosen Verluste eingegangen werden.

Für die Bestimmung der viskosen Verluste ist das Geschwindigkeitsprofil $u_1(y)$ von der Wand bis ins Zentrum der Komponente von Interesse. Es wird sich hier auf eine zweidimensionale Betrachtung beschränkt, wobei x der Richtung parallel zur Wand und y der Richtung senkrecht zur Wand entspricht. Ausgangspunkt dazu ist die in Kapitel 2.1.1 hergeleitete vereinfachte Form der Impulsgleichung (2.13). Auf der linken Seite der Gleichung steht das Produkt aus Masse und der Beschleunigung eines Volumenelements. Auf der rechten Seite sind die von außen auf das Fluidelement wirkenden Kräfte, die Druckkräfte und die Reibungskräfte, aufgeführt. Mit der Randbedingung der Wandhaftung ($u_1(y=0) = 0$) und der Randbedingung eines endlichen Werts in unendlicher Entfernung von der Wand, existiert für die Differentialgleichung eine analytische Lösung (2.30).

$$u_1 = \frac{i}{\omega \rho_m} \left[1 - e^{-(1+i)y/\delta_v} \right] \frac{dp_1}{dx} \quad (2.30)$$

Hier ist δ_v die Dicke der fluiddynamischen Grenzschicht, ω die Kreisfrequenz und ρ_m die mittlere Fluideichte. Im Vergleich zur verlustfreien Theorie (Gleichung (2.16)) ist in Gleichung (2.30) der Faktor $\left[1 - e^{-(1+i)y/\delta_v} \right]$ hinzugekommen. Die Viskosität reduziert also die oszillierende Geschwindigkeit in einem Kanalabschnitt. Stellt man den Faktor grafisch dar (Abbildung 2.1), wird deutlich, dass die Verluste durch Viskosität in den wandnahen Bereichen von wesentlicher Bedeutung sind. Ab einer Entfernung von mehreren Grenzschicht-Dicken sind die Verluste durch Viskositätseffekte als gering einzuschätzen. Dementsprechend spielt die Viskosität insbesondere in Kanälen mit geringem Durchmesser eine wichtige Rolle.

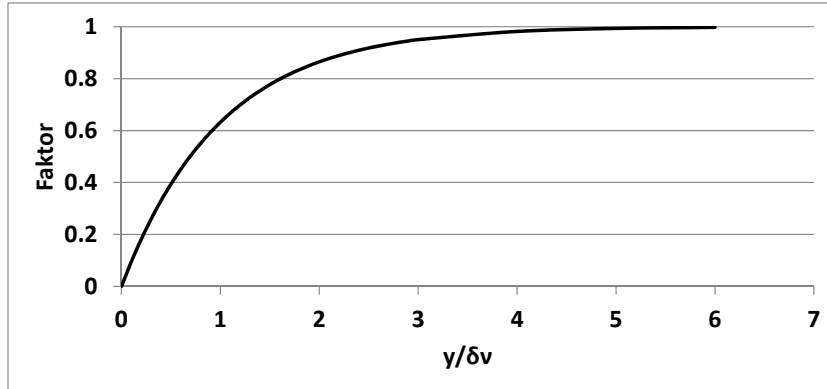


Abbildung 2.1 Einfluss der Viskosität auf die oszillierende Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand zur Wand. Dargestellt ist der Verlustfaktor $\left[1 - e^{-(1+i)y/\delta_v} \right]$ in Abhängigkeit eines Vielfachen der fluiddynamischen Grenzschichtdicke δ_v . Ein Faktor von „1“ entspricht einer verlustfreien Oszillation.

Durch eine Mittelung der komplexen Geschwindigkeit u_1 über die Querschnittsfläche und der Einführung eines Reibungsbeiwertes R_v ergibt sich aus (2.25) folgende Beziehung, welche die viskosen Verluste berücksichtigt.

$$\Delta p_1 = -(i\omega L + R_v)U_1 \quad (2.31)$$

$$R_v = \frac{\mu S}{A^2 \delta_v} \quad (2.32)$$

Die Herleitung ist in [53] zu finden. In Gleichung (2.32) ist μ die dynamische Viskosität des Fluids, A die Querschnittsfläche des Kanals, S die Oberfläche der Kanalinnenwand und δ_v die Dicke der fluiddynamischen Grenzschicht. Durch die Berücksichtigung der viskosen Verluste erhöht sich im Vergleich zur verlustfreien Akustik die akustische Impedanz des Kanals um R_v .

Neben den viskosen Verlusten, stellen die thermischen Verluste aufgrund von thermischer Relaxation einen weiteren Faktor bei der verlustbehafteten Betrachtung dar. Eine Schallwelle verursacht Druckschwankungen, diese wiederum verursachen lokale Temperaturschwankungen. Dadurch entstehen irreversible Ausgleichsprozesse einerseits innerhalb des Fluid und andererseits kommt es zu einer Wechselwirkung mit der Kanalwand, durch die Wärme zwischen Wand und Fluid übertragen wird. Die Wechselwirkung mit der Kanalwand ist dabei von größerer Bedeutung.

Im Gegensatz zu Schallwellen im täglichen Umfeld, weisen Schallwellen in thermoakustischen Wärmekraftmaschinen Druckamplituden auf, welche typischerweise im Bereich von mehreren *bar* liegen. Dadurch wird eine Berücksichtigung der Verluste durch thermische Relaxation notwendig. Abbildung 2.2 zeigt die Temperaturerhöhung in einem Fluidvolumen, welches von einem Druck von 120 *bar* isentrop verdichtet wird. Die Abbildung verdeutlicht welche Temperaturschwankungen zu erwarten sind.

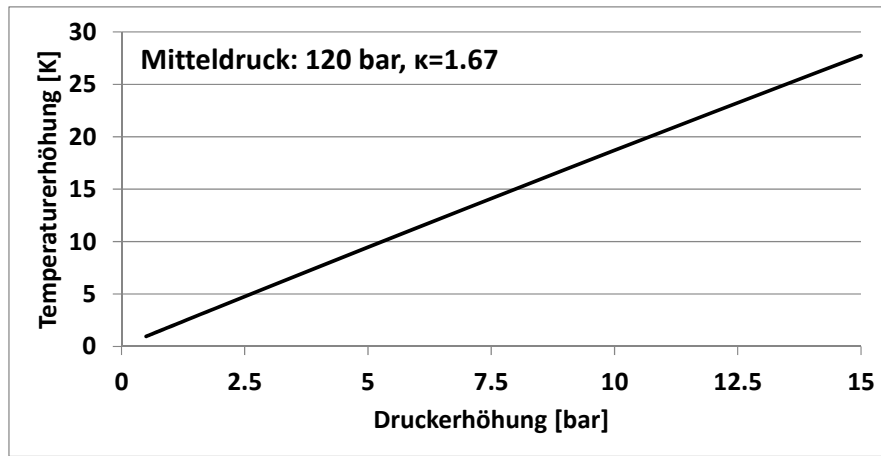


Abbildung 2.2 Temperaturerhöhung bei isentroper Verdichtung von 120 *bar* um die angegebene Druckerhöhung. Der Isentropenexponent κ entspricht dem von Helium.

Zur physikalischen Beschreibung der thermischen Relaxation und dessen Auswirkung dient die Energiegleichung (2.14) mit den Vereinfachungen $\frac{dT_m}{dx} = 0$ und $\frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} = 0$ (zweidimensional) als Ausgangsbasis [53]. Mit den Randbedingungen, dass direkt an der Wand keine Fluidtemperaturschwankung existiert und die Temperaturschwankung in weiter Entfernung von der Wand einen endlichen Wert annimmt, ergibt sich als analytische Lösung der Differenzialgleichung, die Gleichung (2.33).

$$T_1 = \frac{1}{c_p \rho_m} [1 - e^{-(1+i)y/\delta_\kappa}] p_1 \quad (2.33)$$

In Gleichung (2.33) ist T_1 die komplexe Temperatur, p_1 der komplexe Druck und δ_κ die Dicke der thermischen Grenzschicht. Wie schon bei der Viskosität zeigt sich auch hier der Einfluss der thermischen Grenzschicht. In den wandnahen Bereichen ist die Temperaturschwankung geringer als bei einer Entfernung von mehreren Grenzschichtdicken von der Wand und wiederum auch phasenverschoben. Es kann also die Zustandsänderung des Fluids in weiter Entfernung von der Wand als quasi-adiabat angenommen werden, wohingegen die wandnahen Fluidschichten stark von den Ausgleichsprozessen durch Wärmeübertragung zwischen Wand und Fluid beeinflusst sind.

Ähnlich wie bei den viskosen Verlusten, erhält man nach G. Swift [53] durch Mittelung von T_1 über den Kanalquerschnitt und der Einführung des Widerstandsbeiwerts R_κ (2.34), die akustische Impedanz eines Kanalabschnitts unter Berücksichtigung der Compliance und der thermischen Relaxation (2.35).

$$R_\kappa = \frac{2\gamma p_m}{\omega(\gamma - 1)S\delta_\kappa} \quad (2.34)$$

$$p_1 = -Z\Delta U_1 = -\frac{1}{i\omega C + 1/R_\kappa} \Delta U_1 \quad (2.35)$$

Die bisherigen Gleichungen in diesem Kapitel wurden zur Vereinfachung unter den Randbedingung einer konstanten Wandtemperatur und eines Kanalradius der ein Vielfaches der Grenzschichtdicke ist ($r_h \gg \delta_{v,\kappa}$), hergeleitet. Dies trifft auf eine Vielzahl von Komponenten in einer thermoakustischen Maschine zu. Jedoch bedarf es für die Betrachtung von Kanälen mit $r_h \lesssim \delta_{v,\kappa}$ bzw. $\frac{dT_m}{dx} \neq 0$ zusätzlicher Terme auf die im Folgenden kurz eingegangen werden soll.

Wie an der Impulsgleichung (2.13) ersichtlich ist, hat ein Temperaturgradient keine Änderung der Impulsgleichung zur Folge. Im Gegensatz dazu bleibt bei der Energiegleichung (2.14) der Term $u_1 \frac{dT_m}{dx}$ bestehen und beschreibt die Veränderung der Fluidtemperatur mit der Gasbewegung entlang der Wellenausbreitungsrichtung.

Um Kanäle mit hydraulischem Radius im Bereich der Grenzschichtdicke zu betrachten, werden die komplexen Funktionen f_v und f_κ eingeführt. Diese Funktionen sind abhängig von der Geometrie des

Kanals und stellen einen räumlich gemittelt Wert dar. f_v und f_k wurden für diverse Geometrien ermittelt [54]. Mit den Funktionen f_v und f_k ergibt sich die Lösung der Impulsgleichung in Gleichung (2.36). Die Kontinuitätsgleichung wird wiederum mithilfe der Energiegleichung gelöst (2.37). Die Herleitung kann in [19] [54] [53] nachvollzogen werden.

$$dp_1 = -\frac{i\omega\rho_m dx}{A(1-f_v)} U_1 \quad (2.36)$$

$$dU_1 = -\frac{i\omega A dx}{\gamma p_m} (1 + (\gamma - 1)f_k)p_1 + \frac{f_k - f_v}{(1-f_v)(1-Pr)} \frac{dT_m}{T_m} U_1 \quad (2.37)$$

Für große hydraulische Radien konvergieren die Funktionen f_v und f_k zur oben geschilderten Näherung für große Radien. Arnott et.al. zeigen in [54] eine Abbildung, die die Funktionen in Abhängigkeit des Verhältnisses $r_h/\delta_{v,k}$ zeigt. Auch die Annäherung für große Radien ist dargestellt (siehe Abbildung 2.3). Für Kanäle mit unendlich großem Durchmesser ($r_h \gg \delta_{v,k}$) nehmen $f_{v,k}$ den Wert 0 an. In diesem Grenzbereich laufen die Oszillationen adiabat und reibungsfrei ab. Für extrem dünne Kanäle ($r_h \ll \delta_{v,k}$) nehmen $f_{v,k}$ den Wert 1 an. In diesem Grenzbereich besteht perfekter thermischer Kontakt mit den Wänden und die viskosen Effekte dominieren. Der Übergangsbereich befindet sich zwischen den Werten 0 und 1.

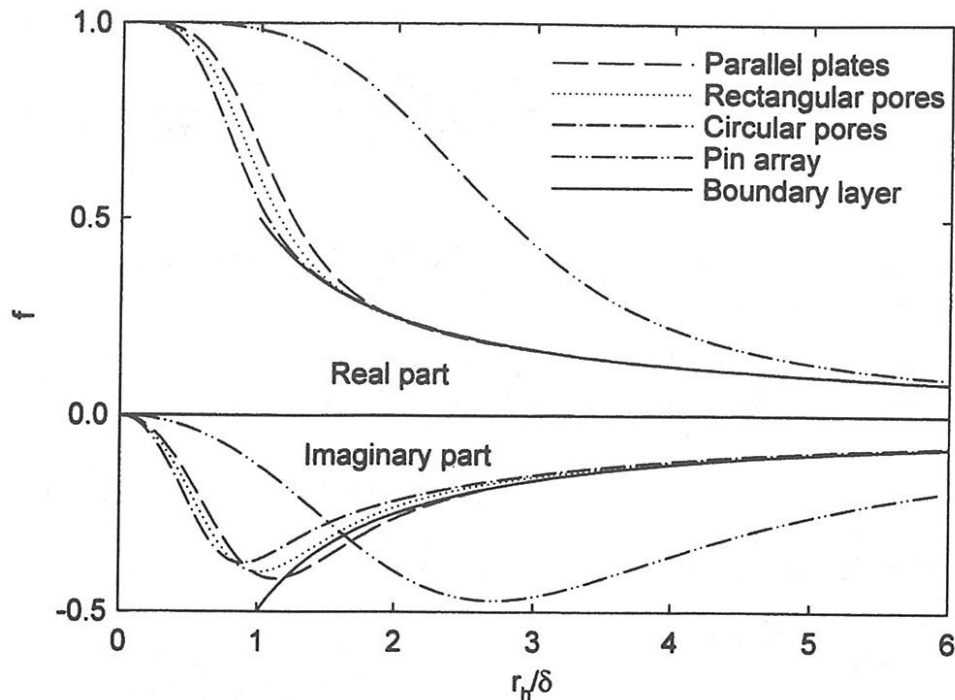


Abbildung 2.3 Zeigt die komplexen Funktionen $f_{v,k}$ für verschiedene Geometrien in Abhängigkeit von $r_h/\delta_{v,k}$. Für große Werte von $r_h/\delta_{v,k}$ konvergieren die Funktionen gegen die vereinfachte Lösung für große Radien. Quelle: [53].

Gleichung (2.36) kann mit l als Trägheitsfaktor pro Längeneinheit und r_v Viskositätsfaktor pro Längeneinheit wie folgt umgeschrieben werden. l und r_v sind dabei Funktionen mit Abhängigkeit von f_v :

$$dp_1 = -(i\omega l dx + r_v dx) U_1 \quad (2.38)$$

$$l = \frac{\rho_m}{A} \frac{1 - \text{Re}[f_v]}{|1 - f_v|^2} \quad (2.39)$$

$$r_v = \frac{\omega\rho_m}{A} \frac{\text{Im}[-f_v]}{|1 - f_v|^2} \quad (2.40)$$

$$R_v = r_v \Delta x \quad (2.41)$$

Für Gleichung (2.37) kann ein weiterer Parameter (g) eingeführt werden, und wie folgt umgeschrieben werden. Hier ist c der Kompressibilitätsfaktor pro Längeneinheit und $1/r_k$ der Faktor für thermische Relaxation pro Längeneinheit. c und r_k sind jeweils abhängig von f_k [53].

$$dU_1 = -(i\omega c dx + \frac{1}{r_k} dx) p_1 + g dx U_1 \quad (2.42)$$

$$g = \frac{f_k - f_v}{(1 - f_v)(1 - Pr)} \frac{dT_m}{T_m dx} \quad (2.43)$$

$$c = \frac{A}{\gamma \rho_m} (1 + (\gamma - 1) Re[f_k]) \quad (2.44)$$

$$r_k = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_m}{\omega A Im[-f_k]} \quad (2.45)$$

$$\frac{1}{R_k} = \frac{1}{r_k} \Delta x \quad (2.46)$$

Der Summand $g dx U_1$ in Gleichung (2.42) kann als Quelle bzw. Senke für den komplexen Volumenstrom gedeutet werden. Quelle bzw. Senke ist hier so zu verstehen, dass innerhalb eines Kanalabschnitts mit Temperaturgradient neben der Reduzierung des komplexen Volumenstroms durch C und R_k eine zusätzliche Verstärkung bzw. Verringerung des komplexen Volumenstroms auftritt, welche durch $g dx U_1$ beschrieben wird. $g dx U_1$ beschreibt den Kern der Thermoakustik indem er Auskunft gibt, welchen Einfluss ein Temperaturgradient entlang der Ausbreitungsrichtung auf eine Schallwelle hat.

Betrachtet man Gleichung (2.43), ist zu erkennen, dass bei positivem Temperaturgradienten g positiv ist und somit eine Verstärkung des komplexen Volumenstroms hervorruft. Im Gegensatz dazu ruft ein negativer Temperaturgradient eine Schwächung des komplexen Volumenstroms hervor. Hierbei ist folgende Überlegung wichtig.

$$Pr = \left(\frac{\delta_v}{\delta_k} \right)^2 \Rightarrow Pr < 1 \Rightarrow \delta_k > \delta_v \Rightarrow f_k > f_v$$

$$Pr > 1 \Rightarrow \delta_k < \delta_v \Rightarrow f_k < f_v$$

Für den Grenzbereich von Kanälen mit unendlich großem Durchmesser, konvergiert g gegen den Wert 0. Somit hat ein Temperaturgradient entlang der Wellenausbreitungsrichtung bei einem Kanal mit großem Durchmesser ($r_h \gg \delta_{v,k}$) sehr geringen bis keinen Einfluss auf den komplexen Volumenstrom. Dies trifft bei thermoakustischen Wärmekraftmaschinen typischerweise auf Verbindungsrohre (siehe Kapitel 2.5) und andere Komponenten mit großem Durchmesser zu.

Für den Grenzbereich ($r_h \ll \delta_{v,k}$) konvergiert g gegen den Grenzwert $g = \frac{1}{1 - Pr} \frac{dT_m}{T_m dx}$. Für diesen Grenzwert folgt, dass g proportional zum Temperaturgradienten größer bzw. kleiner wird. Die Vergrößerung bzw. Verkleinerung des komplexen Volumenstroms aufgrund des Temperaturgradienten entlang der Wellenausbreitungsrichtung, steigt bzw. fällt also proportional mit dem Temperaturgradienten. Komponenten in denen $r_h \ll \delta_{v,k}$ gilt, sind typischerweise Regeneratoren in thermoakustischen Energiewandlern, die auf dem Prinzip der fortschreitenden Welle basieren (siehe Kapitel 2.3.1).

Eine Vergrößerung bzw. Verringerung des komplexen Volumenstroms bedeutet gleichzeitig eine Vergrößerung bzw. Verringerung der akustischen Leistung der Schallwelle. Dementsprechend sind Regeneratoren Komponenten in einer thermoakustischen Maschine, die zur Verstärkung bzw. Schwächung einer Schallwelle eingesetzt werden. Im Gegensatz dazu eignen sich Verbindungsrohre mit großem Durchmesser zur Weiterleitung von Schallwellen, da die viskosen Effekte eine untergeordnete Rolle spielen und ein Temperaturgradient entlang des Kanals nur geringe Auswirkungen hat.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Verluste haben alle eine Reduzierung der akustischen Leistung der Schallwelle zur Folge. Die mit g bezeichnete Quelle bzw. Senke vom komplexen Volumenstrom erhöht bzw. verringert die akustische Leistung der Schallwelle. Zur Herleitung benötigt man zuerst einen Ausdruck für die akustische Leistung (auch Schallleistung) einer Schallwelle. In der Literatur wird dazu die Schallintensität als zeitlich gemitteltes Produkt des Schalldrucks (p_1) und der Schallschnelle (u_1) definiert. Die Schallintensität (I) gibt die akustische Leistung pro Flächeneinheit an.

$$\begin{aligned}\bar{I} &= \frac{1}{T} \oint Idt = \frac{\omega}{2\pi} \oint p(t)u(t)dt = \frac{\omega}{2\pi} \oint \text{Re}[p_1 e^{i\omega t}] \text{Re}[u_1 e^{i\omega t}] dt \\ &= \frac{1}{2} |p_1| |u_1| \cos(\phi_p - \phi_u)\end{aligned}\quad (2.47)$$

T entspricht hier der Periodendauer. Gleichung (2.47) zeigt, dass die Schallintensität unter anderem auch von der Phasenverschiebung zwischen Druck und Schallschnelle abhängt. Für einen Kanal mit einer definierten Querschnittsfläche (A) und unter Verwendung des oszillierenden Volumenstroms $U_1 = u_1 A$, ergibt sich somit die akustische Leistung $\dot{E}(x)$ an der Stelle x des Kanals:

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} \oint p(t, x) U(t, x) dt = \frac{\omega}{2\pi} \oint \text{Re}[p_1(x) e^{i\omega t}] \text{Re}[U_1(x) e^{i\omega t}] dt \quad (2.48)$$

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{2} |p_1| |U_1| \cos(\phi_p - \phi_u) = \frac{1}{2} \text{Re}[\widetilde{p_1} U_1] = \frac{1}{2} \text{Re}[p_1 \widetilde{U_1}] \quad (2.49)$$

Die Herleitung von Gleichung (2.49) ist im Anhang IV.10 zu finden. Die Tilde deutet an, dass es sich um eine konjugierte Zahl handelt. Die akustische Leistung einer Schallwelle in einem Kanal an der Stelle x hängt also von der Druckamplitude und der Volumenstromamplitude an der Stelle x , sowie des Phasenunterschieds zwischen Druckschwankung und Volumenstromschwankung ab.

Zur Untersuchung eines definierten Kanalabschnitts auf Verluste oder Erhöhung von akustischer Leistung, interessiert die Veränderung der akustischen Leistung über den Kanalabschnitt. Dies wird in Gleichung (2.50) ausgedrückt.

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{d\widetilde{p_1} U_1}{dx} \right] = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{d\widetilde{p_1}}{dx} U_1 \right] = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\widetilde{p_1} \frac{dU_1}{dx} + U_1 \frac{d\widetilde{p_1}}{dx} \right] \quad (2.50)$$

Durch einsetzen der Impulsgleichung (2.38), der Massenerhaltungsgleichung (2.42) und durch anwenden der Beziehungen $\widetilde{p_1} p_1 = |p_1|^2$; $\widetilde{U_1} U_1 = |U_1|^2$ ergibt sich Gleichung (2.51). Die Herleitung befindet sich im Anhang IV.11.

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = -\frac{|p_1|^2}{2r_k} - \frac{1}{2} |U_1|^2 r_v + \frac{1}{2} \text{Re}[g \widetilde{p_1} U_1] \quad (2.51)$$

Gleichung (2.51) beschreibt die Änderung der akustischen Leistung einer Schallwelle in positiver x -Richtung. Das heißt, die akustische Leistung einer Schallwelle welche sich in positiver x -Richtung durch einen Kanal bewegt, erhöht sich, wenn $\frac{d\dot{E}(x)}{dx} > 0$ und verringert sich, wenn $\frac{d\dot{E}(x)}{dx} < 0$. Auf der rechten Seite von Gleichung (2.51) befinden sich drei Terme. Da $r_k > 0$ und $r_v > 0$ gilt, ist zu erkennen, dass die ersten beiden Terme stets negativ sind und somit die Reduzierung der akustischen Leistung aufgrund von Verlusten repräsentieren. Hierbei stellt der erste Term die Verluste aufgrund thermischer Relaxation dar und der zweite Term die Verluste aufgrund von Viskosität dar:

$$\frac{d\dot{E}_{V_k}}{dx} = -\frac{|p_1|^2}{2r_k} \quad (2.52)$$

$$\frac{d\dot{E}_{V_v}}{dx} = -\frac{1}{2} |U_1|^2 r_v \quad (2.53)$$

$$\frac{d\dot{E}_V}{dx} = \frac{d\dot{E}_{V_k}}{dx} + \frac{d\dot{E}_{V_v}}{dx} = -\frac{|p_1|^2}{2r_k} - \frac{1}{2} |U_1|^2 r_v \quad (2.54)$$

Der dritte Term in Gleichung (2.51) repräsentiert die Erhöhung bzw. die Verringerung der akustischen Leistung aufgrund eines Temperaturgradienten in x -Richtung. Es kann gezeigt werden, dass der Term nur für positive Temperaturgradienten positiv wird und für negative Temperaturgradienten negativ wird [53]. Weiterhin kann gezeigt werden, dass der Term mit zunehmendem Quotienten $r_h/\delta_{v,k}$ abnimmt und nur bei einem kleinen Quotient von $r_h/\delta_{v,k}$ von Bedeutung ist.

Es wird also bei einem negativen Temperaturgradienten in x-Richtung stets die akustische Leistung einer Schallwelle reduziert. Bei einem positiven Temperaturgradienten wird in Abhängigkeit von der Größe des Temperaturgradienten die akustische Leistung einer Schallwelle erhöht. Hier kann gesagt werden, dass der Temperaturgradient groß genug sein muss um $\frac{1}{2} Re[\widetilde{g\dot{p}_1} U_1] > \frac{|p_1|^2}{2r_k} + \frac{1}{2} |U_1|^2 r_v$ zu gewährleisten. Mit anderen Worten, damit eine akustische Welle in einem Regenerator verstärkt werden kann, muss der Temperaturgradient groß genug sein um die Verluste im Regenerator zu überwinden. Die Temperaturen, die dazu notwendig sind, werden auch als Start- bzw. Anlaufftemperatur bezeichnet.

Die letzten Kapitel haben gezeigt, dass es in der Thermoakustik von entscheidender Bedeutung ist, welchen Bereich einer oszillierenden Fluidbewegung man in einem Kanal betrachtet. Die Bereiche in Wandnähe sind von der Wechselwirkung mit der Wand stark geprägt. Diese verursachen akustische Verluste und können eine akustische Welle schwächen oder auch verstärken. Die wandfernen Bereiche haben dahingegen einen sehr geringen Einfluss auf die akustische Welle. Es wurde weiterhin deutlich gemacht, dass die Dicke der Temperaturgrenzschicht und der fluiddynamischen Grenzschicht von großer Bedeutung sind. Fluidteilchen innerhalb der Grenzschichten werden als wandnah betrachtet und Fluidteilchen mit einem Abstand von mehreren Grenzschichtdicken werden als wandfern betrachtet. Da die Grenzschichtdicken unter anderem von den Eigenschaften des Arbeitsfluid abhängen, werden im nächsten Kapitel Arbeitsfluide betrachtet.

2.1.4 Ausgleichsströmungen

Neben den viskosen und thermischen Effekten treten innerhalb einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine Ausgleichsströmungen auf, die den Wirkungsgrad stark beeinflussen können. Diese werden durch die Gasoszillation in der thermoakustischen Maschine hervorgerufen und haben einen konvektiven Wärmetransport zur Folge.

Abbildung 2.4 [53] zeigt vier Arten von Strömungen, von denen bekannt ist, dass Sie in einer thermoakustischen Maschine auftreten. Eine zuerst von Gedeon [55] untersuchte Gasströmung ist in (a) dargestellt. Diese Gasströmung entlang der thermoakustischen Maschine findet ihre Ursache im Regenerator, in dem das Arbeitsfluid während der Oszillationsbewegung zur Heißeite eine größere Dichte hat als während der Oszillationsbewegung zur Kaltseite (vgl. Abbildung 2.11; $\rho = 1/v$). Als Folge entsteht ein unterschiedlicher Druckverlust während der Oszillationsbewegungen, welcher über die Zeit gemittelt eine statische Druckdifferenz über den Regenerator hervorruft. Diese statische Druckdifferenz verursacht wiederum eine Gasströmung von der Heißeite zur Kaltseite, welche einen konvektiven Energietransport mit sich bringt. Die dadurch verursachten Wirkungsgradverluste können signifikant ausfallen [16], was es unbedingt notwendig macht diese Art der Strömung zu unterdrücken. Durch Einsetzen einer Membran in die thermoakustische Maschine, kann eine solche Strömung verhindert werden. Eine weitere Möglichkeit ist auch das Einsetzen von akustischen Dioden, wie sie in Kapitel 3.3.5 beschrieben werden. Diese können gezielt eine statische Druckdifferenz in entgegengesetzte Richtung hervorrufen, um so die Gasströmung zu verhindern.

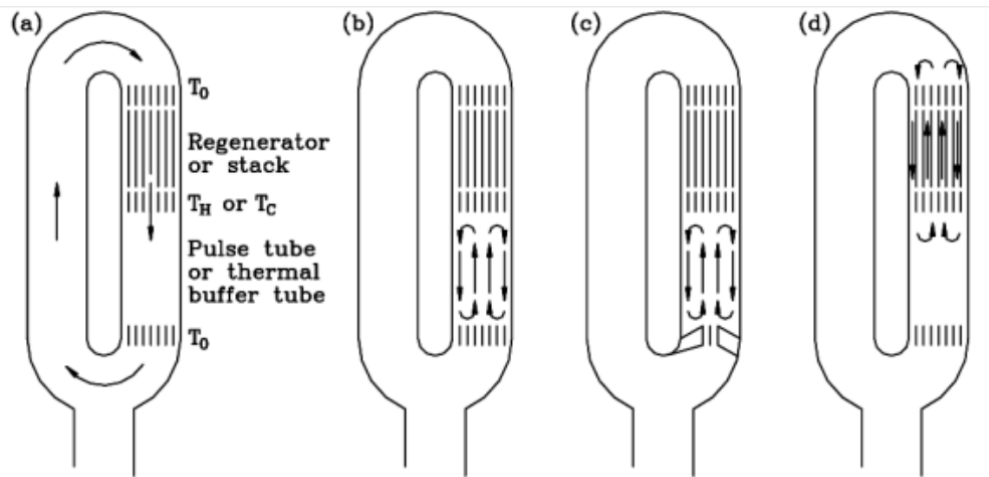


Abbildung 2.4 Gasströmungen in thermoakustischen Maschinen, welche durch ein oszillierendes Arbeitsmedium hervorgerufen werden. Meist verursachen diese Strömungen ungewollten konvektiven Energietransport und reduzieren den Wirkungsgrad. Quelle: [53].

In Abbildung 2.4 (b) ist die sogenannte Rayleigh Strömung veranschaulicht. Diese tritt durch Grenzschichteffekte in Rohren mit großem Durchmesser - im Vergleich zur fluidodynamischen Grenzschicht - auf, da auf das Gasvolumen innerhalb der Grenzschicht während seiner Oszillationsbewegung unterschiedliche Scherkräfte wirken. Durch die Phasenverschiebung zwischen Druckoszillation und Auslenkung, erfährt das Gasvolumen eine unterschiedliche Temperatur, und damit auch unterschiedliche Viskosität, während der Oszillationsbewegung entlang der Wand. Dadurch gelangt es nach einem Zyklus nicht wieder in die Ausgangsposition, sondern bewegt sich längs der Wand. Mit einer stetigen Querschnittsveränderung kann diese Art der Strömung unterdrückt werden. Swift gibt zur Berechnung der Querschnittsveränderung in [53] eine Gleichung an.

Teil (c) in Abbildung 2.4 zeigt eine Strömung, die auftreten kann, wenn akustische Dioden verwendet werden oder eine plötzliche Querschnittsveränderung auftritt. Diese Strömung entsteht durch die Eindringtiefe des nach der Querschnittsänderung entstehenden Gasstrahls, welcher ein Rückstromgebiet erzeugt. Eine Möglichkeit diese Strömung zu reduzieren sind Strömungsgleichrichter. Eine Ausgleichsströmung zwischen Regeneratorkanälen oder zwischen parallelen Regeneratoren kann ebenfalls auftreten. Diese Art der Strömung kann insbesondere dann auftreten, wenn das Temperaturprofil über den Querschnitt des Regenerators nicht homogen ist und dadurch die akustische Leistung in den Kanälen (bei mehreren Regeneratoren zwischen den einzelnen Regeneratoren) inhomogen verstärkt wird.

Generell ist es sinnvoll, das Entstehen von Strömungen in thermoakustischen Maschinen zu vermeiden. Sie sind insbesondere mit großen Wirkungsgradverlusten behaftet, wenn sie einen konvektiven Energietransport im Bereich der Wärmeübertrager und im Regenerator hervorrufen. Jedoch wird in Kapitel 3.3.1 gezeigt, wie in für ein Fahrzeugintegrationskonzept eine durch die Oszillation hervorgerufene Gasströmung gezielt eingesetzt werden kann.

Kapitel 2.1 hat die Physik der Thermoakustik dargestellt und die Gleichungen, welche zur vereinfachten Beschreibung der Thermoakustik benötigt werden, präsentiert. Abbildung 2.5 gibt einen Überblick zur Herleitung der notwendigen Grundgleichungen. Die gezeigten Herleitungen orientieren sich an den Arbeiten von Nicolaus Rott [19] und G.Swift et al. [53]. Die Erhaltungssätze (Massenerhaltung, Energieerhaltung, Impulserhaltung) und die Entropiebilanz wurden für die Beschreibung einer akustischen Welle formuliert. Eine komplexe Darstellung der Größen diente dazu, den Betrag und die Phasenverschiebung der bei einer bestimmten Frequenz oszillierenden Größen zu erfassen.

Mit der Impulsgleichung konnten für reibungsfreie Kanäle (eindimensional) die Auswirkungen der Trägheit der Gasmasse beschrieben werden. Für reibungsbehaftete Kanäle wurde die Widerstandserhöhung durch Viskosität berücksichtigt, deren Auswirkungen erläutert und der

Viskositätsfaktor R_v eingeführt. Zur Berücksichtigung einer dreidimensionalen Betrachtung mit variabler Geometrie werden experimentell ermittelte Funktion f_v , welche von der Geometrie und insbesondere vom Verhältnis r_h/δ_v abhängen, eingeführt.

Mithilfe der Massenerhaltungsgleichung, welche mit der Impulserhaltungsgleichung über den komplexen Volumenstrom und Druck gekoppelt ist, konnten für adiabate Oszillationen die Auswirkungen der Kompressibilität beschrieben werden. Für nicht-adiabate Oszillationsvorgänge wurde die Energieerhaltungsbilanz sowie die Entropiebilanz genutzt und der Widerstandsfaktor R_k eingeführt, um die Auswirkungen der thermischen Relaxation auf den Wellenwiderstand zu beschreiben. Die Funktion f_k dient wiederum einer dreidimensionalen Betrachtung mit variabler Geometrie und ist von der Geometrie und insbesondere vom Verhältnis r_h/δ_k abhängig.

Zusammengefasst bleibt festzuhalten, dass in einem Kanal die auftretenden Effekte stark von dem Abstand des betrachteten Gasvolumens zur Kanalwand abhängen. In den wandnahen Bereichen, d.h. im Bereich der fluiddynamischen und thermischen Grenzschicht, sind die Verluste durch Viskosität und thermische Relaxation von großer Bedeutung. In den wandfernen Bereichen sind diese Effekte gering. Die Kernströmung eines Kanals mit großem Radius $r_h \gg \delta_{v,k}$ kann als adiabatisch und reibungsfrei angesehen werden. Die Verluste entstehen zum weitaus größten Teil in den wandnahen Bereichen. Weiterhin wurde gezeigt, dass durch einen Temperaturgradienten $\frac{dT_m}{dx} \neq 0$ in x-Richtung des Kanals die akustische Leistung einer Schallwelle erhöht bzw. reduziert werden kann. Der Temperaturgradient spielt jedoch nur in Kanälen mit kleinem Radius $r_h \lesssim \delta_{v,k}$ eine Rolle.

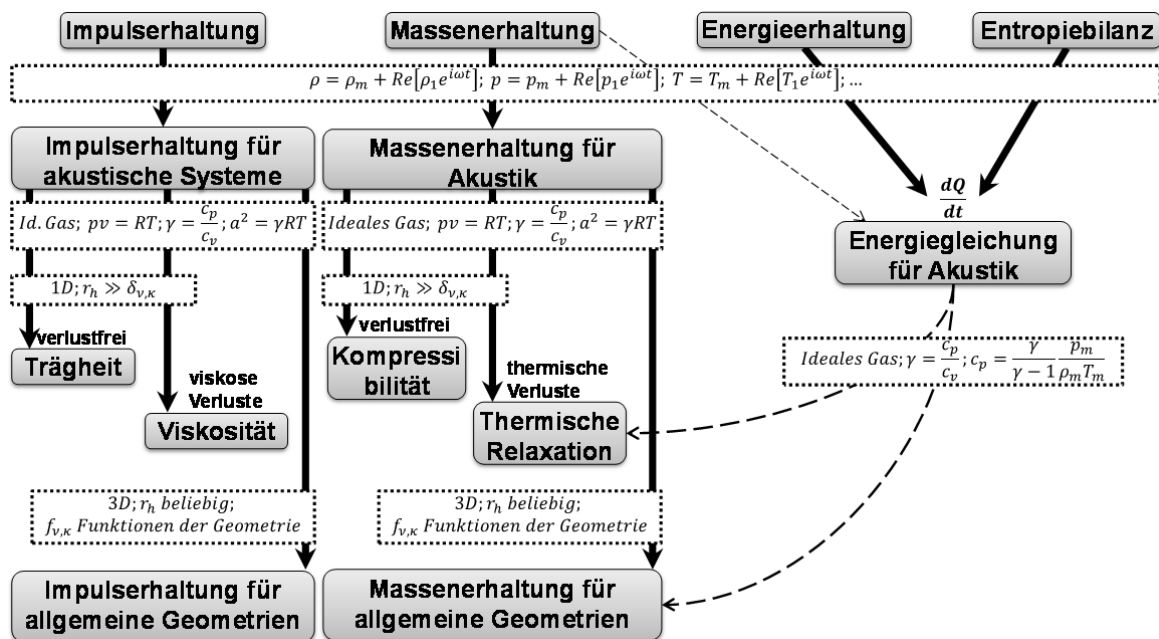


Abbildung 2.5 Überblick zur Herleitung und Vereinfachung der Grundgleichungen für die Thermoakustik.

Neben den Verlusten durch Viskosität und thermischer Relaxation, gibt es Verluste durch konvektiven Energietransport, die die Leistung und den Wirkungsgrad einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine maßgeblich beeinflussen können. Es wurden Maßnahmen vorgestellt, die diese Verluste gezielt reduzieren.

2.2 Arbeitsfluid

Bei der Wahl des Arbeitsfluids stellt sich in erster Linie die Frage, mit welchem ein möglichst hoher Wirkungsgrad der thermoakustischen Maschine erzielt werden kann. Die Antwort ist nicht trivial und hängt von einer Vielzahl an Faktoren ab.

Der wichtigste Faktor ist die Prandtl-Zahl des gewählten Fluids. Die Prandtl-Zahl gibt das Verhältnis zwischen Viskosität und Wärmeleitfähigkeit eines Fluids an. Wie im Kapitel 2.1.3 bereits gezeigt, dienen Kanäle mit sehr kleinem hydraulischem Durchmesser zur Wandlung von Wärmeenergie in akustische Energie. Dabei ist ein sehr guter thermischer Kontakt mit der Kanalwand sehr wichtig. Gleichzeitig muss das Arbeitsfluid jedoch in den Kanälen des Regenerators möglichst verlustfrei oszillieren. Es bedarf also eines Fluids, welches eine hohe Wärmeleitfähigkeit und eine geringe Viskosität aufweist. Somit sind generell Fluide mit kleiner Prandtl-Zahl vorzuziehen.

Um diesen Fakt zu veranschaulichen, soll hier kurz auf das vorherige Kapitel eingegangen werden. Dort wurde herausgestellt, dass die viskosen Verluste mit steigendem Verhältnis r_h/δ_v an Bedeutung für den oszillierenden Volumenstrom verlieren (vgl. Gleichung (2.30)). Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Verstärkung des komplexen Volumenstroms durch einen positiven Temperaturgradienten entlang der Ausbreitungsrichtung umso größer ist, je kleiner das Verhältnis r_h/δ_κ (vgl. Gleichung (2.43)). Die Prandtl-Zahl entspricht bei laminarer Strömung dem Verhältnis $(\delta_v/\delta_\kappa)^2$. Abbildung 2.6 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Bei einer Prandtl-Zahl kleiner dem Wert 1 ist die Dicke der Temperaturgrenzschicht δ_κ größer, als die der fluiddynamischen Grenzschicht δ_v . Das Gegenteil gilt bei einer Prandtl-Zahl größer dem Wert 1.

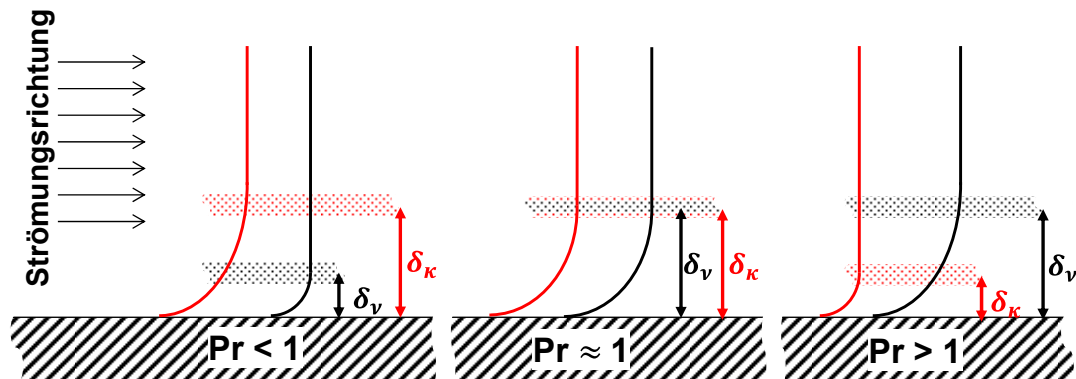


Abbildung 2.6 Darstellung des Verhältnisses der fluiddynamischen und der thermischen Grenzschicht zueinander, in Abhängigkeit von der Prandtl-Zahl für laminare Strömungen entlang einer Wand. Für kleine Prandtl-Zahlen ist die thermische Grenzschicht größer als die fluiddynamische Grenzschicht.

Wie in Kapitel 2.3.1 gezeigt, ist es innerhalb des Regenerators notwendig einen sehr guten thermischen Kontakt ($r_h \ll \delta_\kappa$) zu realisieren. Gleichzeitig gilt es jedoch die viskosen Verluste im Regenerator möglichst gering zu halten (also möglichst $r_h \gg \delta_v$). Fluide mit kleiner Prandtl-Zahl sind bei diesem Zielkonflikt von Vorteil.

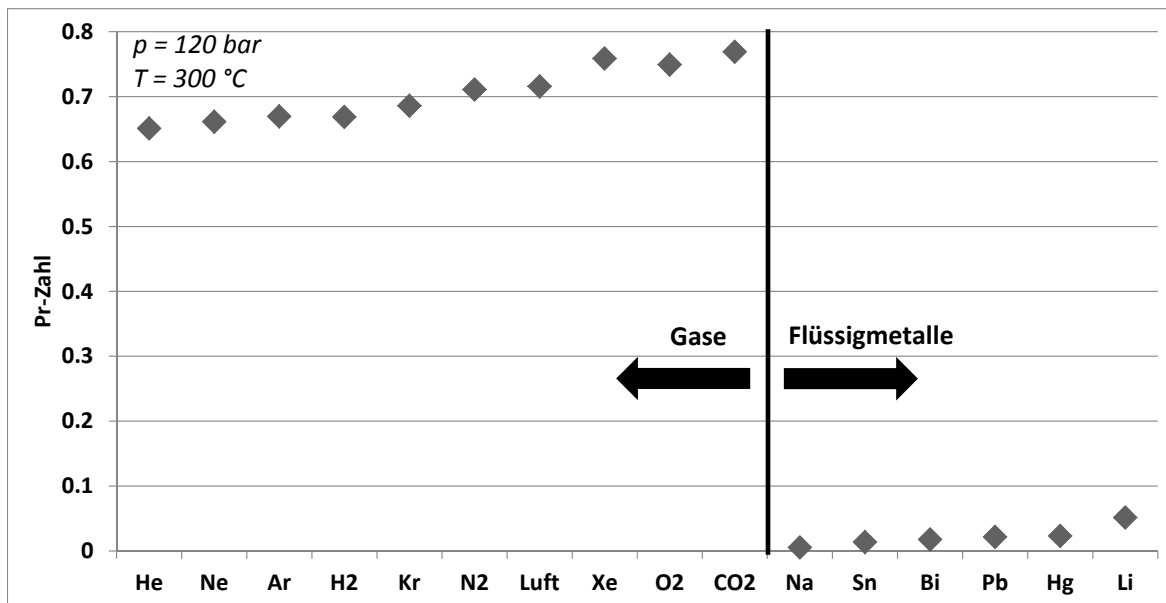


Abbildung 2.7 Prandtl-Zahl diverser Gase und Flüssigmetalle bei 120 bar Druck und 300 °C Temperatur.
Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56] sowie [57].

Abbildung 2.7 gibt einen Überblick über die Prandtl-Zahl einiger Gase. Helium zeigt hier den geringsten Wert, wobei auch Neon, Argon und Wasserstoff ähnlich geringe Werte aufweisen. Da Helium neben seiner geringen Prandtl-Zahl auch noch ungiftig und ungefährlich ist, eignet es sich hervorragend für die technische Anwendung in thermoakustischen Wärmekraftmaschinen. Helium stellt jedoch hohe Anforderung an die Dichtigkeit der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. In der Wissenschaft und den praktischen Anwendungen der Thermoakustik hat sich größtenteils Helium als Arbeitsmedium durchgesetzt. In Versuchsaufbauten, die möglichst wenig Komplexität aufweisen sollen, wird gelegentlich Luft als Arbeitsfluid verwendet, was jedoch Einbußen im Wirkungsgrad nach sich zieht. Um die Leistungsdichte von thermoakustischen Maschinen zu steigern, werden hohe mittlere Innendrucke realisiert, was wiederum technische Herausforderungen an die Druckfestigkeit stellt.

Die in Kapitel 2.1 hergeleiteten Gleichungen basieren auf der Annahme, dass das genutzte Arbeitsfluid ein ideales Gas ist und die Gleichung $p v = R T$ anwendbar ist. Damit sind sie nur valide, solange sich das betrachtete Arbeitsfluid wie ein ideales Gas verhält. Aus der Gasgleichung für ideale Gase geht hervor, dass für Zustandsänderungen idealer Gas folgende Beziehungen gelten.

$$\begin{aligned}
 p = \text{konst.}: v &\sim T \text{ bzw. } \frac{1}{\rho} \sim T \\
 v = \text{konst.}: p &\sim T \\
 T = \text{konst.}: p &\sim \frac{1}{v} \text{ bzw. } p \sim \rho
 \end{aligned}
 \tag{2.55}$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten Konzepte (siehe Kapitel 3) treffen diese Beziehungen weitestgehend zu, da Helium als Arbeitsfluid verwendet wird. Es verhält sich in den relevanten Zustandsveränderungen annähernd wie ein ideales Gas. Abbildung 2.8 zeigt Realgasdaten von Helium für die in dieser Arbeit betrachteten Druck- und Temperaturbereiche. In den Grafiken sind die in Gleichung (2.55) beschriebenen Proportionalitäten dargestellt und zeigen eine sehr gute Linearität.

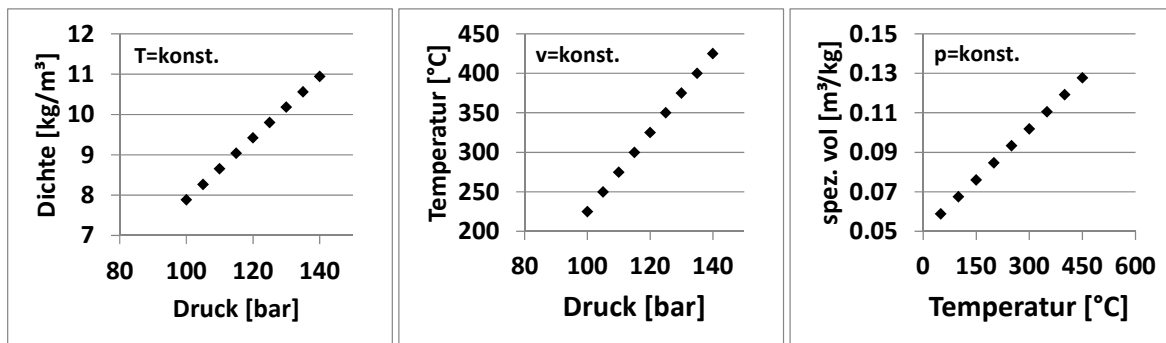


Abbildung 2.8 Zustandsänderungen von Helium für jeweils konstante Temperatur, Volumen und Druck. Realgasdaten zeigen in relevanten Bereichen eine sehr gute Linearität. Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56].

Weiterhin ist in Abbildung 2.9 der Realgasfaktor z für Helium dargestellt. Die Darstellung erfolgt in diesem Fall über die Temperatur für verschiedene Drücke. Die Abbildung zeigt, dass bei einem Mitteldruck von 120 *bar* und einem Temperaturbereich bis 400 °C maximal etwa $z = 1.05$ beträgt. Damit kann die Nutzung des Gesetzes für ideale Gase als annähernd gerechtfertigt angesehen werden.

$$z = \frac{pv}{RT} \quad (2.56)$$

In Gleichung (2.56) ist v das spezifische Volumen und R die spezifische Gaskonstante.

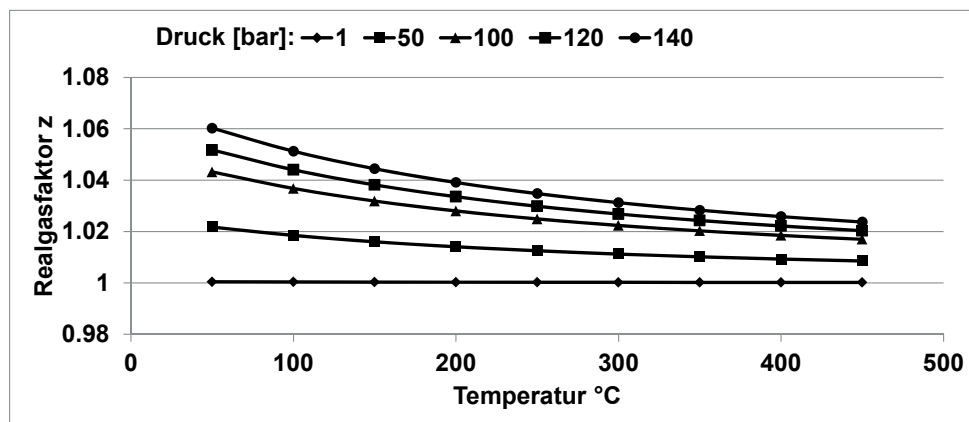


Abbildung 2.9 Realgasfaktor für Helium aufgetragen über die Temperatur bei verschiedenen Drücken. Datengrundlage: Materialdatenbank REFPROP [56].

Auch Flüssigkeiten sind für die Anwendung in einer thermoakustischen Maschine geeignet. Diese haben gegenüber Gasen den großen Vorteil, dass aufgrund der höheren Dichte die Leistungsdichte der thermoakustischen Maschine steigt. Jedoch weisen Flüssigkeiten auch erhebliche Nachteile auf. Wie bei Gasen ist auch bei Flüssigkeiten eine kleine Prandtl-Zahl von Vorteil. Nichtmetallische Flüssigkeiten weisen eine Prandtl-Zahl von größer 1 auf, was zu hohen viskosen Verlusten im Regenerator führt und somit nicht für die Anwendung infrage kommen. Zudem gilt es einen flüssigen Stoff zu finden, welcher bei den erforderlichen Betriebstemperaturen noch flüssig ist. Eine Reduzierung der Betriebstemperaturen um die Anzahl der nutzbaren Flüssigkeiten zu erhöhen, verringert jedoch gleichzeitig den Prozesswirkungsgrad (Carnot). Vielversprechend erscheinen hier Flüssigmetalle, die eine hohe Wärmeleitfähigkeit bei geringer Viskosität aufweisen. Flüssigmetalle haben eine sehr kleine Prandtl-Zahlen im Bereich 0.01 bis 0.05 (siehe Abbildung 2.7). Untersuchungen wurden vor allem mit flüssigem Natrium durchgeführt [58]. Bezüglich der Energiedichte wird in [58] dargestellt, dass gegenüber gasbefüllten thermoakustischen Maschinen ein mit flüssigem Natrium gefüllte Maschine etwa die 1000-fache Leistungsdichte erreicht. Die Funktionsfähigkeit einer solchen thermoakustischen Maschine wird in [58] gezeigt.

Bei der Nutzung von Flüssigkeiten entstehen hohe Druckamplituden, da nur eine geringe Kompressibilität besteht. Daraus erwachsen wiederum hohe technische Anforderungen an den Druckbehälter. Weiterhin besteht die Notwendigkeit, dass die Temperatur an keinem Punkt in der thermoakustischen Maschine unter die Schmelztemperatur sinkt. In der Wissenschaft hat sich aus diesen Gründen die Nutzung von Flüssigkeiten in thermoakustischen Maschinen nicht durchgesetzt.

Es soll hier noch angemerkt werden, dass neben reinen Gasen und reinen Flüssigkeiten auch Mischungen aus verschiedenen Gasen zu kleineren Prandtl-Zahlen von bis zu 0.2 führen können [59], [60], [61]. Dadurch kann der Wirkungsgrad einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine verbessert werden. Eine Untersuchung von Mischungen verschiedener Gase ist jedoch in den dieser Arbeit nicht vorgesehen.

2.3 Thermisch-Akustischer Wandler

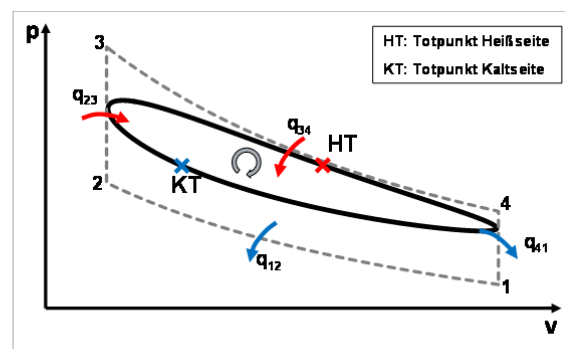
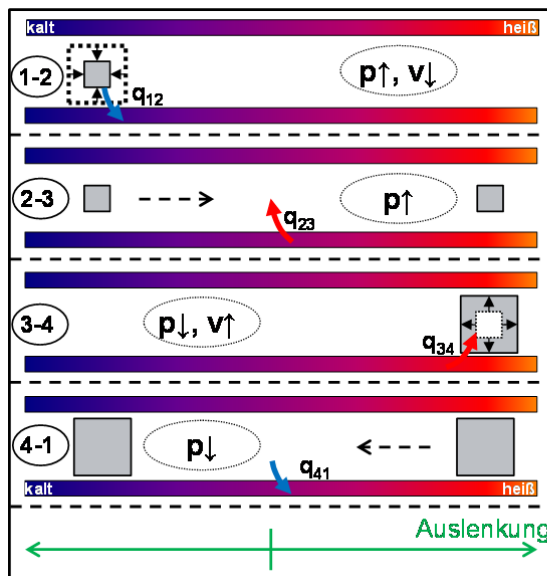
Der thermisch-akustische Wandler (TAW) bezeichnet die Komponente einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, die dazu dient, thermische Energie in akustische Energie zu wandeln. Der Kernbestandteil ist der Regenerator, welcher in den meisten Fällen von zwei Wärmeübertragern eingefasst ist.

2.3.1 Regenerator

Der Regenerator ist das Herzstück in einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine, die auf dem Prinzip einer fortschreitenden Welle basiert. Die Auslegung des Regenerators ist maßgebend für den Wirkungsgrad. Da die Entwicklung eines geeigneten Regenerators nicht Bestandteil dieser Arbeit ist, wird an dieser Stelle nur auf die Funktionsweise und die wichtigsten Kriterien für eine Auslegung eingegangen, um das Verständnis für diese Komponente zu entwickeln. Generell hat der Regenerator das Ziel, Energie mit dem Arbeitsfluid auszutauschen. Dazu besitzt dieser typischerweise dünne Kanäle bzw. kleine Poren, um so einen guten thermischen Kontakt zu gewährleisten. Zur Veranschaulichung der Funktionsweise ist es sinnvoll sich den Regenerator, bestehend aus einer Vielzahl dünner Kanäle die alle parallel angeordnet sind, vorzustellen. In diesen Kanälen oszilliert das Arbeitsfluid mit einer bestimmten Auslenkungsamplitude ξ und Druckamplitude p . Typischerweise ist dabei die Auslenkungsamplitude kleiner als die Länge der Regeneratorkanäle, was dazu führt, dass nur Teilchen, die ihre Ausgangslage im Bereich der Kanalenden haben, während der Oszillation den Regenerator verlassen und wieder eintreten. Die restlichen Teilchen verbleiben während der gesamten Oszillation im Regenerator.

Betrachtet man nun ein Gasvolumen im Regenerator, durchläuft dieses durch die Druckschwankung und durch Wärmeübertragung mit der Kanalwand zyklische thermodynamische Zustandsänderungen. Unter bestimmten Voraussetzungen durchläuft ein Gasvolumen dabei näherungsweise den Stirling-Kreisprozess. Dabei ist vor allem die Annahme wichtig, dass die Kanäle so klein sind, dass idealerweise ein perfekter thermischer Kontakt zur Kanalwand existiert. Dadurch entspricht die Temperatur des Gasvolumens immer genau der lokalen Kanalwandtemperatur.

Wie bereits in vorangegangenen Kapiteln erwähnt, wird dem Regenerator durch Wärmeübertrager ein Temperaturgradient in Oszillationsrichtung aufgeprägt. Oszilliert ein Gasvolumen entlang des Regeneratorkanals, ändert es dementsprechend in Abhängigkeit von diesem Temperaturgradienten seine Temperatur. In dieser Idealvorstellung findet also eine unverzügliche Wärmeübertragung bei einer Temperaturdifferenz von 0 K statt. Das ist ein reversibler Prozess. Als weitere Annahmen gelten eine Phasenverschiebung zwischen der Druckschwankung und Auslenkung von 90° , was einer fortschreitenden Welle entspricht (vgl. Anhang IV.6), und ein konstanter Temperaturgradient im Regenerator.



- ①-② isotherme Kompression
- ②-③ isochore Kompression
- ③-④ isotherme Expansion
- ④-① isochore Expansion

Abbildung 2.10 Darstellung der thermodynamischen Zustandsänderungen, die von einem Gasvolumen im Regenerator durchlaufen werden. Links: Darstellung der Zustandsänderungen in einem Kanal. Rechts: Darstellung der Zustandsänderungen im p-v-Diagramm. Gestrichelt dargestellt ist der ideale Stirling-Kreisprozess. Die durchgezogene Linie stellt einen idealen Prozess mit sinusförmiger Schwankung von Druck und Auslenkung dar.

Abbildung 2.10 veranschaulicht die Zustandsänderungen, die von einem Gasvolumen während eines Zyklus durchlaufen werden. Um die Analogie zum Stirling-Prozess darzustellen wird der Prozess abschnittsweise betrachtet und vorerst nicht von einer sinusförmigen Schwankung der einzelnen Zustandsgrößen ausgegangen.

Im ersten Abschnitt (1 → 2) befindet sich das Gasvolumen im Totpunkt auf der Kaltseite (KT) des Kanals, während es durch Druckerhöhung aufgrund der eintretenden akustischen Welle, komprimiert wird. Hier sei nochmal darauf hingewiesen, dass das Gasvolumen aufgrund der Phasenverschiebung zwischen Druck und Auslenkung bereits ausgelenkt ist, bevor der Druck ansteigt. Die am Fluidvolumen geleistete Volumenänderungsarbeit wird in Form von Wärme an die Wand übertragen (q_{12}). Dabei bleibt die Temperatur des Gasvolumens gleich und entspricht genau der Wandtemperatur (isotherme Kompression).

Im Abschnitt (2 → 3) wird das Fluidvolumen bis zum Totpunkt auf der Heißeite ausgelenkt. Während der Auslenkung zur Heißeite wird von der Kanalwand Wärme (q_{23}) zum Gasvolumen übertragen und die Temperatur des Gasvolumens steigt. Der Druck steigt aufgrund der akustischen Welle auf ein Maximum an, wodurch das Volumen konstant bleibt (isochore Kompression).

Im Abschnitt (3 → 4) befindet sich das Gasvolumen im Totpunkt der Heißeite (HT). Der durch die akustische Welle aufgeprägte Druck fällt und das Gasvolumen expandiert. Aufgrund des perfekten thermischen Kontakts mit der Kanalwand bleibt die Temperatur konstant. Die für die Expansionsarbeit benötigte Energie, wird in Form von Wärme aus der Kanalwand in das Gasvolumen übertragen (q_{34}). Das Gasvolumen durchläuft eine isotherme Expansion.

Im Abschnitt (4 → 1) wird das Gasvolumen zur Kaltseite zurück ausgelenkt. Dabei fällt aufgrund des perfekten thermischen Kontakts mit der Kanalwand die Temperatur des Gasvolumens. Es wird Energie in Form von Wärme (q_{41}) an die Kanalwand übertragen. Da gleichzeitig der Druck fällt, bleibt das Volumen konstant (isochore Expansion).

Der so abschnittsweise beschriebene Prozess ist in Abbildung 2.10 auf der rechten Seite als gestrichelte Linie dargestellt. Es ist ein rechtsläufiger Kreisprozess, bei dem Energie auf hohem Temperaturniveau zugeführt und auf niedrigem Temperaturniveau abgeführt wird. Damit handelt es sich um einen Wärmekraftmaschinen-Prozess. Da dieser aus ausschließlich reversiblen Zustandsänderungen besteht, ergibt sich ein Wirkungsgrad, welcher dem Carnot-Wirkungsgrad entspricht. Das Resultat ist ein

größerer oszillierender Volumenstrom auf der Heißeite und damit eine größere akustische Leistung auf der Heißeite.

Die durchgezogene Linie im p-v-Diagramm in Abbildung 2.10 zeigt weiterhin einen idealen Prozess, jedoch mit sinusförmiger Änderung der Zustandsgrößen (siehe auch Abbildung 2.11). Der Wirkungsgrad entspricht weiterhin dem Carnot-Wirkungsgrad, da die Prozesse weiterhin reversibel sind. Es ist jedoch zu erkennen, dass die Leistungsdichte abnimmt. Entsprechend nimmt die geleistete Arbeit ab (kleinere Fläche im p-v-Diagramm) und dadurch auch die zugeführte Energie.

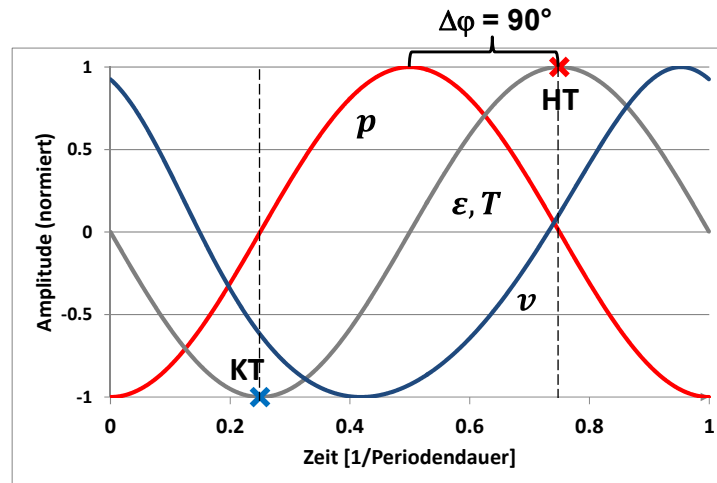


Abbildung 2.11 Sinusförmige Schwankung der Zustandsgrößen und das daraus resultierende spezifische Volumen. Der Druck eilt der Auslenkungsamplitude um 90° voraus.

In einem realen Prozess entstehen Verluste durch Viskosität, thermisch nicht perfekten Kontakt zur Kanalwand und die daraus resultierenden irreversiblen Reibungs- und Wärmeübertragungsvorgänge. Weiter haben die in Kapitel 2.1.4 beschriebenen Effekte eine zusätzliche Wärme- und Stoffübertragung zwischen Heiß- und Kaltseite zur Folge. All diese Effekte reduzieren den Wirkungsgrad.

Die Wandlung von thermischer Energie in akustische Energie in einer thermoakustischen Maschine (fortschreitende Welle), verspricht also einen sehr hohen Prozesswirkungsgrad, da theoretisch mit diesem Prozess der Carnot-Wirkungsgrad erreicht werden kann. Im Vergleich zu anderen Kreisprozessen (z.B. Rankine oder Joule) stellt dies einen Vorteil dar, da diese den Carnot-Wirkung auch theoretisch nicht erreichen können. Es zeigt sich aber an dieser Stelle auch bereits, dass im Vergleich zum idealen Stirling-Prozess die Leistungsdichte in einer idealen thermoakustischen Maschine geringer sein wird.

Mit dem Verständnis der Funktionsweise eines Regenerators werden auch die Anforderungen an diesen deutlich. Um einen möglichst hohen Carnot-Wirkungsgrad zu erreichen, ist es erforderlich eine möglichst hohe Temperaturdifferenz zwischen der Heiß- und Kaltseite. Das Material des Regenerators beeinflusst diese Temperaturdifferenz maßgeblich durch seine Wärmeleitfähigkeit. Idealerweise besteht der Regenerator aus einem Material, welches keine Wärme entlang der Kanalwände leitet und somit nur das Arbeitsgas Wärme von der Heiß- zur Kaltseite überträgt. Energie, die durch Wärmeleitung im Regenerator von der Heiß- zur Kaltseite transportiert wird, gilt als Verlust.

Als weitere Anforderung ergibt sich der kleine hydraulische Durchmesser der Regeneratorkanäle (bzw. die kleine Porengröße). Es muss ein möglichst guter thermischer Kontakt zum Arbeitsfluid gewährleistet sein, damit bei den kleinen Zeitkonstanten einer akustischen Welle eine Wärmeübertragung stattfinden kann. Wie in Kapitel 2.1 dargestellt ist es dafür erforderlich, dass der hydraulische Radius der Kanäle kleiner als die Temperaturgrenzschicht ist. In Abhängigkeit von den Systemparametern (vgl. Gleichung (2.2)) können hier hydraulische Durchmesser von wenigen μm erforderlich sein, was produktionstechnisch hohe Anforderungen stellt. Hier besteht insbesondere der Konflikt, dass je größer

die gewünschte Leistungsdichte der thermoakustischen Maschine ist, umso kleiner ist der notwendige hydraulische Radius. Dies wird deutlich, indem man Gleichung (2.2) nochmals betrachtet und dabei bedenkt, dass eine Steigerung der Leistungsdichte hauptsächlich durch eine Erhöhung des mittleren Drucks des Arbeitsmediums und einer Erhöhung der Arbeitsfrequenz möglich ist.

Mit dem kleinen hydraulischen Radius der Kanäle geht gleichzeitig eine Zunahme der viskosen Verluste einher. Diese können nur durch möglichst geringe Oberflächenrauigkeit reduziert werden.

Weiterhin ist es erforderlich, dass die Kanäle über den Querschnitt betrachtet, gleichmäßig verteilt und möglichst identisch sind, da es sonst zu den in Kapitel 2.1.4 beschriebenen Ausgleichseffekten kommen kann.

In der praktischen Anwendung gibt es größtenteils Regeneratoren, die aus einer Vielzahl von Kanälen bestehen und Regeneratoren, die aus einer Vielzahl von Poren bestehen.

Erstere bestehen typischerweise aus Materialien mit schlechter Wärmeleitfähigkeit, wie beispielsweise Keramiken oder Glas in welche die Kanäle eingebracht werden. Diese zeichnen sich zwar meist durch höhere Wirkungsgrade aus, sind jedoch in Fertigung aufwändiger und damit kostenintensiver. Weiterhin sind sie empfindlicher gegenüber Vibration, aufgrund der Sprödigkeit sowie gegenüber thermischen Spannungen, die aus dem Temperaturgradient resultieren.

Regeneratoren mit Poren sind vielfältig. Sie zeichnen sich vor allem durch ihre Einfachheit und geringen Kosten aus, erreichen jedoch kleinere Wirkungsgrade. Einfachste Designs nutzen ein Geflecht aus Stahlwolle. Andere Konzepte versuchen über das Stapeln von Metallgewebeplatten die Wärmeleitfähigkeit durch den schlechten Kontaktwärmevergänger zwischen den Platten in Längsrichtung zu reduzieren und gleichzeitig eine kostengünstige Herstellung zu realisieren. Eine Untersuchung zu beiden Arten von Regeneratoren kann in [62] gefunden werden.

Als weitere vielversprechende Alternative gelten Regeneratoren die aus geätzten Metallfolien bestehen. Dabei werden dünne Metallfolien geätzt, um eine gewünschte Struktur zu erreichen. Die geätzten Folien werden danach zu einem Regenerator gestapelt (siehe Abbildung 2.12). Die Strukturen sind dabei so gewählt, dass die Wärmeleitung in x-Richtung möglichst gering ist und die viskosen Verluste gering bleiben. Damit wird versucht, die Vorteile aus den beiden vorher erwähnten Konzepten zu vereinen (siehe [63], [64]).

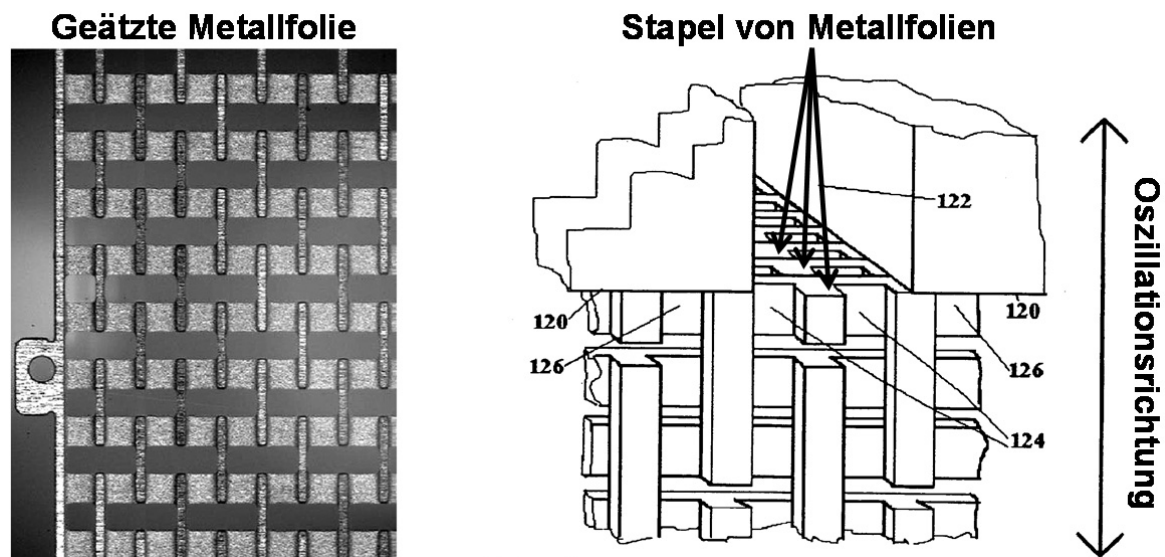


Abbildung 2.12 Abbildung einer geätzten Metallfolie (links) mit Strukturierung. In Oszillationsrichtung wird die Wärmeleitung durch die eingefügten Materialunterbrechungen unterdrückt. Darstellung von gestapelten Metallfolien (rechts). Die Metallfolien werden wie Platten übereinander gestapelt und bilden den Regenerator.

Quelle Abbildung links: [64]. Quelle Abbildung rechts: [65].

2.3.2 Wärmeübertrager

Um dem Regenerator einen Temperaturgradienten aufzuprägen, werden oftmals zwei Wärmeübertrager verwendet. Der Heißeiten-Wärmeübertrager führt Energie auf hohem Temperaturniveau zu und der Kaltseiten-Wärmeübertrager führt Energie auf niedrigem Temperaturniveau ab. Idealerweise geschieht dieser Energietransfer unmittelbar an den Enden des Regenerators. Die Wärmeübertrager müssen also möglichst im thermischen Kontakt mit dem Regenerator stehen und idealerweise einen kleinen thermischen Kontaktwiderstand aufweisen. Zusätzlich darf der Wärmeübertrager die Gaskanäle des Regenerators möglichst nicht verblocken. Es ergibt sich also die Herausforderung, Energie bei kleiner Übertragungsfläche zu übertragen, was die Leistungsdichte begrenzt. Um diesen Fakt zu umgehen wird in der Praxis ein Energietransfer zum Arbeitsfluid, welches durch die Oszillation aus dem Regenerator ein- und austritt, realisiert. Das Arbeitsfluid überträgt dann wiederum beim Eintritt in den Regenerator, die Energie an diesen.

Im Gegensatz zum Regenerator besteht also an die Wärmeübertrager die Anforderung, Energie zeitgemittelt zum bzw. vom Arbeitsfluid zu übertragen. Gleichzeitig ist die Länge der Wärmeübertrager in x-Richtung (Oszillationsrichtung) durch die Auslenkungsamplitude $|\xi_1|$ der Fluidteilchen begrenzt. Bei längeren Wärmeübertragern würde nur noch die Wärmeleitung im Fluid genutzt, da die Teilchen, die im größeren Abstand vom Regenerator oszillieren, während ihrer Bewegung nicht in Regenerator eintreten.

Als weitere Herausforderung ergibt sich aus Kapitel 2.1.4, dass die Wärmeübertrager eine möglichst homogene Temperaturverteilung über den Querschnitt realisieren müssen. Das verhindert, dass die akustische Welle über den Querschnitt unterschiedlich verstärkt wird und verkleinert Verluste durch Ausgleichsvorgänge.

In der Praxis nehmen die Wärmeübertrager diverse Formen an. Oft werden Platten- und Rippenrohrwärmeübertrager verwendet. Untersuchungen zu verschiedenen Wärmeübertragern sind in [66] und [67] zu finden.

2.4 Akustisch-Mechanischer Wandler

Der akustisch-mechanische Wandler besteht typischerweise aus zwei Hauptkomponenten. Das ist zum einen die Membran, welche eine Druckschwankung in eine Linearbewegung wandelt und zum anderen ein Lineargenerator, der mechanische Energie in elektrische Energie wandelt. Wie in Kapitel 1.3 herausgestellt wurde, werden seit neuestem auch Ansätze verfolgt die auf einer bidirektionalen Turbine basieren [45].

2.4.1 Membran

Die Membran wird durch die Schallwellen im akustisch-mechanischen Wandler zum Schwingen angeregt. Dabei können im akustisch-mechanischen Wandler eine oder mehrere Membranen vorhanden sein. Um möglichst viel Energie aus der Gasoszillation an die Membran zu übertragen, muss diese so ausgelegt sein, dass ihre Resonanzfrequenz der Arbeitsfrequenz der thermoakustischen Wärmekraftmaschine entspricht. Ist die Membran mit einem elektrischen Generator gekoppelt, ist der Wirkungsgrad von Membran und Generator von der akustischen Impedanz des akustischen Netzwerks abhängig. Entsprechend ist es wichtig, Membran und elektrischen Generator auf das akustische Netzwerk anzupassen.

Die größte Effizienz wird erreicht, wenn Membran und elektrischer Generator in Eigenresonanz schwingen [53]. Das ist erfüllt, wenn der Blindwiderstand $X = 0$ erfüllt ist.

$$X = \omega M - \frac{K}{\omega} \quad (2.57)$$

In Gleichung (2.58) ist M die schwingende Masse und K die Federkonstante des Systems. Es gilt bei der Entwicklung eines akustisch-mechanischen Wandlers möglichst die folgende Bedingung zu erfüllen:

$$\omega^2 = \frac{K}{M} \quad (2.58)$$

Ist Eigenresonanz nicht möglich, kann die Gasfederkonstante genutzt werden um das System in Resonanz zu betreiben. Dies hat jedoch eine Erhöhung der Druckamplitude zur Folge.

2.4.2 Elektrischer Generator

Der elektrische Generator stellt eine weitere wichtige Komponente einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine dar. Da die Membran die Druckschwankungen in eine lineare Bewegung wandelt, werden größtenteils Lineargeneratoren oder piezoelektrische Elemente eingesetzt. Untersucht werden aber auch Turbinen in Kombination mit üblichen rotierenden Generatoren [45].

Ein hoher elektrischer Wirkungsgrad des elektrischen Generators ist entscheidend für den Wirkungsgrad des Gesamtsystems, stellt jedoch bei den in thermoakustischen Wärmekraftmaschinen üblichen Bewegungsamplituden eine Herausforderung dar. Das in dieser Arbeit betrachtete System nutzt beispielsweise eine Bewegungsamplitude von rund $200 \mu m$, was für piezoelektrische Elemente zu groß ist, jedoch für Lineargeneratoren üblicherweise zu klein ist, um gute Wirkungsgrade zu erreichen. Es ist dennoch gelungen einen prototypischen Lineargenerator zu entwickeln, welcher einen Wirkungsgrad von etwa 89 % über einen weiten Ausgangsleistungsbereich realisieren kann [68]. Bei der Verwendung von, ist es von Vorteil zwei entgegengesetzt laufende Lineargeneratoren zu verwenden, um so einen Massenausgleich zu realisieren und dadurch die Schallemissionen nach außen zu reduzieren.

Des Weiteren wird eine Leistungselektronik benötigt, welche eine hochfrequente Spannung in das Gleichstrom-Bordnetz des Fahrzeugs wandelt. Die Betrachtung dieser ist nicht Teil dieser Arbeit.

2.5 Verbindungsrohre

Die Verbindungsrohre verbinden den thermisch-akustischen Wandler mit dem akustisch-mechanischen Wandler (siehe Abbildung 2.13). Sie sind für die Funktion und das akustische Feintuning von großer Bedeutung und erfüllen mehrere Aufgaben [49]. Die wichtigste Aufgabe ist die Konfiguration des Anteils an stehender Welle im thermoakustischen Wandler. Wie in Kapitel 1.3.2 bereits erläutert, kann eine rein auf einer fortschreitenden Welle basierende thermoakustische Wärmekraftmaschine aufgrund der hohen viskosen Verluste im Regenerator nicht effizient betrieben werden. Die hohen viskosen Verluste ergeben sich nach Gleichung (2.32) aus dem kleinen hydraulischen Radius und insbesondere der großen Wandoberfläche und dem dadurch bedingten hohen Anteil an Gasmolekülen in der Wandgrenzschicht. Da die Kanäle des Regenerators funktionsbedingt einen sehr kleinen hydraulischen Radius aufweisen müssen, bleibt nach Gleichung (2.53) die Möglichkeit die Volumenstromamplitude $|U_1|$ zu reduzieren, um die Druckverluste zu mindern. Genau das kann durch eine Überlagerung der fortschreitenden Welle durch eine stehende Welle erreicht werden. Dafür ist es wichtig den Regenerator so zu positionieren, dass dieser in einem Bereich liegt, an dem die superpositionierte Volumenstromamplitude minimal ist. Diese Positionierung kann über die Wahl der Länge der Verbindungsrohre erreicht werden.

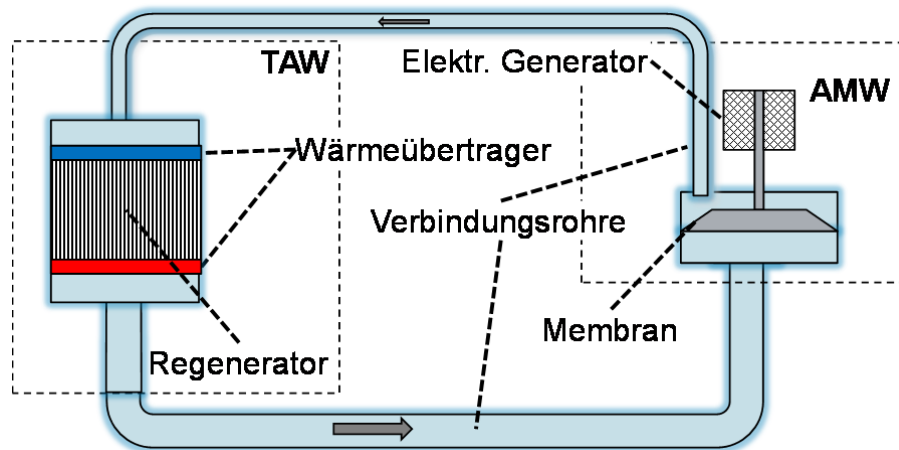


Abbildung 2.13 Schematische Darstellung eines thermoakustischen Wandlers basierend auf dem Prinzip der fortschreitenden Welle. Beispielhafte Darstellung der unterschiedlichen Querschnittsflächen der Verbindungsrohre und des thermisch-akustischen Wandlers (TAW) und akustisch-mechanischen Wandlers (AMW).

Eine stehende Welle existiert in dem in Abbildung 2.13 gezeigten thermisch-akustischen Wandler durch eine Reflexion im akustisch-mechanischen Wandler. Durch eine gezielte Wahl des Durchmessers der Verbindungsrohre, und damit durch eine gezielte Änderung der Schallimpedanz (Z), wird eine unterschiedliche Schallimpedanz zwischen den Rohren und den Kammern (in der Abbildung oberhalb und unterhalb der Membran) des akustisch-mechanischen Wandler verursacht. Dieses hat Einfluss auf den Reflexionsfaktor (r) und damit den Anteil an einer stehenden Welle, die im thermoakustischen System existiert. Der Reflexionsfaktor ist wie folgt definiert.

$$r = \frac{Z_K - Z_R}{Z_K + Z_R} \quad (2.59)$$

In Gleichung (2.59) ist Z_K die charakteristische Impedanz der Kammer und Z_R die charakteristische Impedanz des Verbindungsrohres im Bereich des Übergangs. Die werden wie in Gleichung (2.60) berechnet.

$$Z = \frac{\rho_m a}{A} \quad (2.60)$$

ρ_m ist die Dichte des Arbeitsgases und a ist die Schallgeschwindigkeit. A ist dabei die Querschnittsfläche des Rohres beziehungsweise der Kammer.

Ein weiteres wichtiges Auslegungskriterium ist die akustische Verlustleistung (vgl. Gleichung (2.54)), die von dem Rohrabschnitt verursacht wird. Diese sollte möglichst minimal sein. Die Verlustleistung hängt dabei maßgeblich vom Durchmesser ab. Es spielen dabei viskose Verluste und thermische Relaxation eine Rolle. Abbildung 2.14 zeigt einen Verlauf der Verlustleistung, in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers für einen typischen Betriebspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine, welche in dieser Arbeit betrachtet wird. Insbesondere bei kleinen Durchmessern nimmt die Verlustleistung stark zu, was der Erwartung entspricht, da die viskosen Verluste deutlich dominieren. Für größere Durchmesser nimmt die Verlustleistung ab und ist über einen relativ großen Bereich konstant niedrig. Der Durchmesser der verwendeten Rohre sollte somit in diesem Bereich liegen. Für sehr große Durchmesser steigen die Verluste jedoch wieder, da die Verluste durch thermische Relaxation zunehmen. Dies ist in Abbildung 2.14 nicht sichtbar.

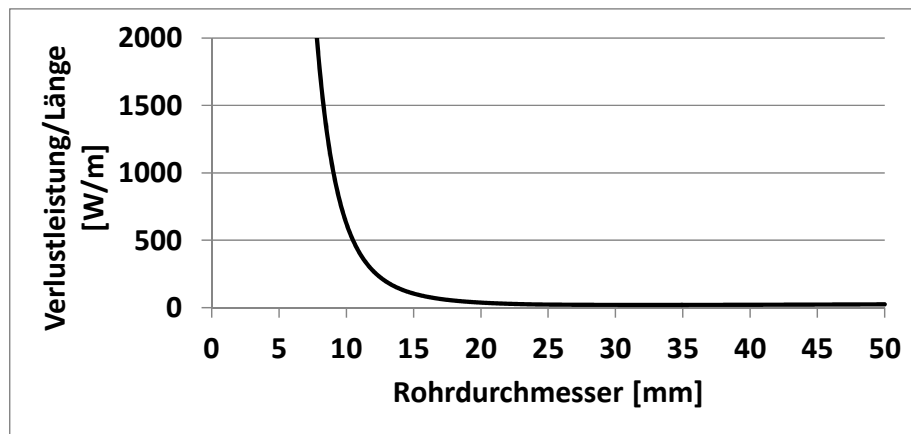


Abbildung 2.14 Akustische Verlustleistung pro Meter Rohrlänge in einem geraden Rohrabchnitt in Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser. Bei kleinem Rohrdurchmesser steigen die Verluste durch viskose Effekte stark an.

Zusammenfassung Kapitel 2

In Kapitel 2 wurde auf die Grundlagen für die Beschreibung einer thermoakustischen Maschine eingegangen. Es konnte aus den Grundgleichungen, durch Vereinfachung, eine mathematische Beschreibung der thermoakustischen Prozesse hergeleitet werden. Dabei wurde zuerst auf eine ideale und verlustfreie Beschreibung eingegangen und im nachfolgenden Abschnitt viskose und thermische Verluste hinzugefügt. Neben den viskosen und thermischen Verlusten reduzieren Ausgleichsströmungen in einer thermoakustischen Maschine den Wirkungsgrad und sind möglichst gering zu halten. Zudem stellte sich heraus, dass Arbeitsfluide mit kleiner Prandtl-Zahl (z.B. Helium) aufgrund des günstigeren Verhältnisses aus thermischer Grenzschichtdicke zu fluiddynamischer Grenzschichtdicke besonders geeignet sind, die viskosen Verluste im Regenerator gering zu halten.

In den Kapiteln 2.3 bis 2.5 wurde auf die einzelnen Komponenten einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine eingegangen. Typischerweise ist ein thermischer Wandler mit Regenerator und Wärmeübertrager zur Wandlung von Wärme in akustische Energie vorhanden. Zur Wandlung von akustischer Energie in elektrische Energie dient eine Membran in Verbindung mit einem Lineargenerator. Verbunden sind die einzelnen Komponenten durch Druckrohre, die einen Transport der Schallwelle bei möglichst geringen Verlusten realisieren und gleichzeitig eine Überlagerung der fortschreitenden Welle mit einer stehenden Welle ermöglichen, um den Wirkungsgrad zu steigern.

3 Anlagenkonzepte für eine Anwendung im Fahrzeug

Ziel dieser Arbeit ist die Bewertung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine für die fahrzeugtechnische Anwendung. Gegenüber einer stationären Anwendung, werden im Fahrzeug spezielle Anforderungen gestellt. Dazu gehören Aspekte wie Sicherheit, Dynamik, Platzbedarf, begrenztes Enthalpieangebot, ein Einbindungskonzept, usw. Auf diese Anforderungen soll in 3.1 eingegangen werden. In Kapitel 3.2 und 3.3 werden zwei Anlagenkonzepte vorgestellt, die eine Fahrzeugintegration ermöglichen.

3.1 Voraussetzungen für eine fahrzeugtechnische Anwendung

Bei der Bewertung von Abwärmenutzungstechnologien ist zu beachten, dass diese die Verlustwärme eines Primärerzeugers (z.B. Verbrennungsmotor im Fahrzeug) in nutzbare Energie wandeln, welche andernfalls ungenutzt an die Umwelt abgegeben wird und somit den Wirkungsgrad des Primärerzeugers mindert. Der Wirkungsgrad kann dementsprechend durch eine Nutzung der Verlustwärme gesteigert werden. Folglich ist jede Technologie, die in der Lage ist Abwärme zu nutzen, für eine Wirkungsgradsteigerung des Primärerzeugers nutzbar. So ist es auch im Fahrzeugeinsatz weniger eine Frage des Wirkungsgrades einer Abwärmenutzungstechnologie, als eher eine Frage aus dem Verhältnis von Kosten und Komplexität zu zurückgewonnener Verlustwärme. Entsprechend kann ein Energiewandler mit geringem Wirkungsgrad und dafür geringen Kosten und Integrationsaufwand, genauso für eine Fahrzeuganwendung geeignet sein, wie ein System mit höherem Wirkungsgrad aber höheren Kosten bzw. höherer Komplexität. Für eine fahrzeugtechnische Anwendung ist somit also nicht alleine der Wirkungsgrad ein entscheidendes Kriterium.

Bei der Nutzung von Abgasenergie im Fahrzeug ist weiterhin zu bedenken, dass durch die Gesetzgebung strenge Emissionsvorschriften gelten. Die meisten Abgasnachbehandlungssysteme, wie Katalysator oder Partikelfilter, benötigen ein hohes Temperaturniveau um optimal zu funktionieren. Aufgrund der Wichtigkeit der Abgasnachbehandlung ist eine Abgasenergieumwandlung vor der Abgasnachbehandlung nur schwierig möglich. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit eine Abwärmenutzung stromabwärts der Abgasnachbehandlung fokussiert.

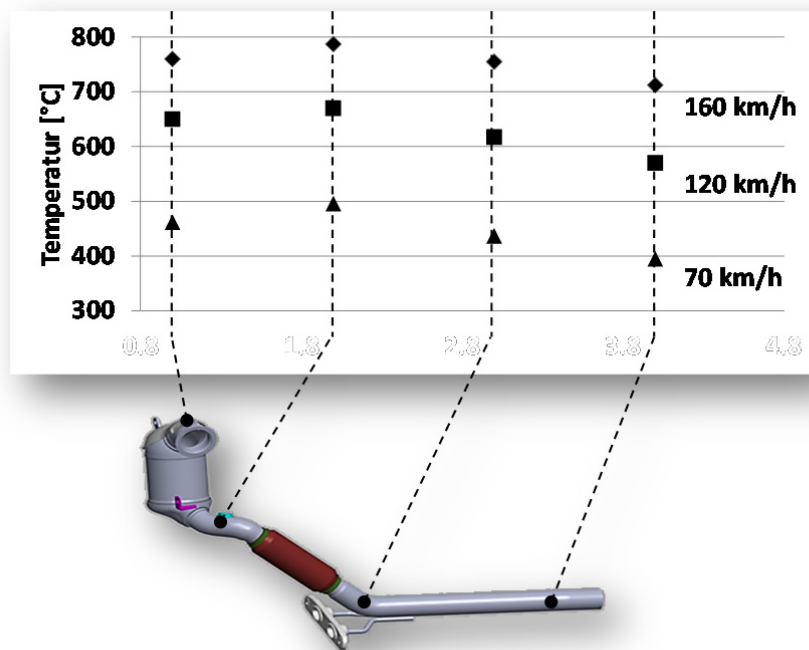


Abbildung 3.1 Typische Abgastemperaturen in der Abgasanlage zu verschiedenen Konstantfahrtpunkten. Basis Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG.

Abbildung 3.1 zeigt typische Abgastemperaturen an verschiedenen Positionen in der Abgasanlage für verschiedene Fahrzustände eines aufgeladenen Benzinmotors. Deutlich zu erkennen ist die Temperaturerhöhung über den Katalysator aufgrund der exothermen Reaktion. Ideal wäre somit eine Systemintegration direkt nach dem Katalysator. Allerdings ist die Integration hier aufgrund des meist sehr kleinen Bauraums und der notwendigen motorfesten Lagerung aufwendig, oder je nach Fahrzeugkonzept nicht möglich. Entsprechend wurde in dieser Arbeit als Einbauort eine Position nach dem Flexelement im Mitteltunnel gewählt.

3.1.1 Abgasenthalpiebilanz in Fahrzyklen und Konstantfahrtpunkten

Der Abgasenthalpiestrom ist vom jeweiligen Fahrzustand und damit dem Betriebspunkt des Verbrennungsmotors abhängig. Da sich der Fahrzustand eines Kraftfahrzeugs in der Regel sehr dynamisch verhält, ist der Abgasenthalpiestrom auch sehr dynamisch. Unter typischen Fahrbedingungen kann der Abgasenthalpiestrom innerhalb von wenigen Sekunden zwischen mehreren Kilowatt und wenigen Watt schwanken (vgl. Abbildung 3.2). Diese Dynamik stellt hohe Ansprüche an die Auslegung des Abwärmenutzungssystems und erfordert entsprechend kurze Totzeiten. Da eine thermoakustische Wärmekraftmaschine mit einer Arbeitsfrequenz von 500 bis 600 Hz eine im Vergleich zu der Dynamik im Abgas sehr kleine Zeitkonstante besitzt, ist der thermoakustische Wandlungsprozess für einen dynamischen Betrieb im Fahrzeug geeignet.

Für die Auslegung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist jedoch insbesondere die Wahl einer geeigneten Heißeittemperatur entscheidend. Diese ist einerseits für den Prozesswirkungsgrad möglichst hoch zu wählen, andererseits limitiert diese auch die nutzbare Energie aus dem Abgas. Im Unterschied zu einem Clausius-Rankine Prozess, welcher durch die Kondensationstemperatur des Arbeitsmediums begrenzt ist, ist ein thermoakustischer Energiewandler durch die Heißeittemperatur am Regenerator begrenzt und kann dadurch nur Abgase mit einer Temperatur oberhalb der Heißeittemperatur nutzen.

Für eine Bewertung einer Technologie zur Abgasenergieerückgewinnung sollte der Abgasenthalpiestrom auf die Umgebungstemperatur referenziert werden. Dies ermöglicht eine bessere Vergleichbarkeit der Prozesswirkungsgrad verschiedener Abwärmenutzungstechnologien im Fahrzeug. In dieser Arbeit wird auf eine Umgebungstemperatur von 25 °C referenziert. Weiterhin ist für die Bewertung im Fahrzeug der betrachtete Fahrzyklus bzw. Konstantfahrtpunkt entscheidend. Für die Zulassung in Europa ist derzeit der NEFZ, und in Zukunft der WLTP der Vergleichszyklus, an dem das Verbrauchseinsparpotenzial einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine bewertet wird. Darüber hinaus sind für das kundenrelevante Einsparpotenzial auch noch kundentypische Lastpunkte interessant. Als Beispiel sei hier ein Konstantfahrtpunkt, der einen durchschnittlichen Lastpunkt auf der Autobahn oder in der Stadt repräsentiert, genannt.

Da der NEFZ derzeit noch der Zulassungszyklus in Europa ist, soll hier als erstes auf diesen eingegangen werden und auch die Auslegung der Heißeittemperatur für den NEFZ durchgeführt werden. Abbildung 3.2 zeigt den Abgasenthalpiestrom für einen Golf 7 (1.4L TSI, 90 kW, DSG) über einen NEFZ. Bei einer Referenztemperatur von 25 °C ist zu erkennen, dass der Enthalpiestrom in den ersten 800 s einen Wert von 5 kW nur selten übersteigt und somit kaum nennenswert Leistung im Abgas zur Verfügung steht. In den letzten 400 s des NEFZ steigt der Enthalpiestrom auf Werte von bis zu 25 kW.

Abbildung 3.2 verdeutlicht weiterhin sehr gut, wie der nutzbare Enthalpiestrom verringert wird, durch die begrenzte Fähigkeit einer Wärmekraftmaschine Abgase unterhalb einer bestimmten Temperatur zu nutzen. Beispielfähig ist in Abbildung 3.2 eine Temperatur von 275 °C betrachtet. Der nutzbare Enthalpiestrom ist signifikant kleiner, sodass in den ersten 300 s keine nutzbare Leistung zur Verfügung steht und der maximale Enthalpiestrom auf etwa 15 kW verringert ist. Die Differenz zwischen den

beiden Kurven ist der nicht nutzbare Abgasenthalpiestrom, der über den Auspuff an die Umgebung abgegeben wird.

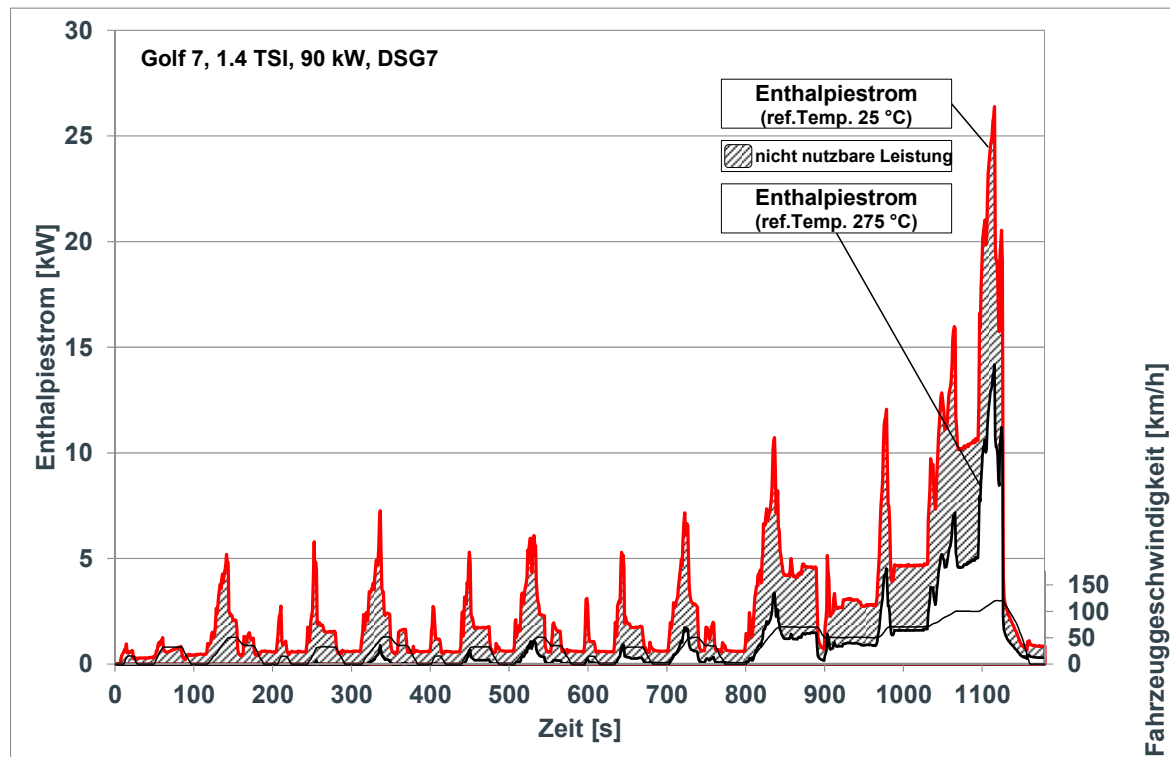


Abbildung 3.2 Abgasenthalpiestrom im NEFZ für Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG. Dargestellt sind der Enthalpiestrom mit einer Referenztemperatur von 25 °C und 275 °C. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den nicht nutzbaren Enthalpiestrom unter der Annahme, das Abgase unterhalb von 275 °C nicht gewandelt werden können.

Es ist bereits hier zu erkennen, dass jegliche Arten von Energiewandlern zur Abgasenergieerückgewinnung in den ersten 800 s keine nennenswerte Energie aus dem Abgas rückgewinnen kann. Dies liegt an dem generell niedrigen Energieangebot.

Geht man beispielhaft von einer Heißseitentemperatur der thermoakustischen Wärmekraftmaschine von 275 °C aus, wäre die untere Kurve in Abbildung 3.2 die verfügbare Leistung im Abgas. Je höher die Heißseitentemperatur gewählt wird umso mehr reduziert sich somit die verfügbare Leistung im Abgas. Integriert man diese verfügbare Leistung über den Fahrzyklus auf, erhält man eine zur Energiewandlung verfügbare Energiemenge. Da der Prozesswirkungsgrad bei einer gut konstruierten thermoakustischen Wärmekraftmaschine größtenteils von der Heißseitentemperatur abhängt (Carnot), kann eine grobe Abschätzung der optimalen Betriebstemperatur vorgenommen werden.

Abbildung 3.3 zeigt für verschiedene Heiseitentemperaturen die verfügbare Energie im Abgas (im NEFZ) und den Systemwirkungsgrad einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Das Produkt aus Systemwirkungsgrad und verfügbarer Energie ergibt die zurückgewonnene (und in nutzbare Energie gewandelte) Energie. Es ist ein Maximum im Bereich von 300 °C Heißseitentemperatur zu erkennen. Da dies nur eine grobe Schätzung ist, ergibt sich ein Bereich der optimalen Betriebstemperatur für eine thermoakustische Wärmekraftmaschine bei einem Betrieb im NEFZ. Für diese Arbeit wurde daraufhin eine Heißseitentemperatur von 325 °C gewählt. Die Abgasdaten stammen aus Rollenmessungen mit einem Golf VII (1.4L TSI, 90kW, DSG7).

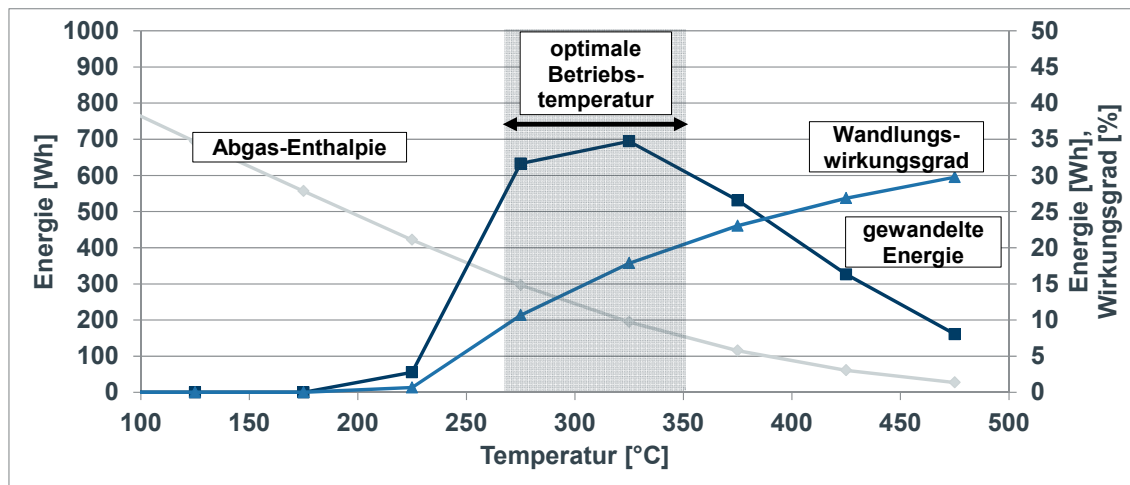


Abbildung 3.3 Darstellung der optimalen Betriebstemperatur einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzyklus NEFZ. Die über einen betrachteten Zyklus gewandelte Energie ist das Produkt aus der nutzbaren Abgas-Enthalpie und dem Systemwirkungsgrad. Die Darstellung erfolgt für verschiedene Heiseitentemperaturen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Ein Maximum im Bereich von 325 °C ist erkennbar.

Da der NEFZ derzeit noch der zulassungsrelevante Zyklus für die Verbrauchsmessung ist, wurde die thermoakustische Wärmekraftmaschine auf eine Heißseitentemperatur von 325 °C für alle Untersuchungen in dieser Arbeit ausgelegt.

Die Untersuchung zur optimalen Heißseitentemperatur für den WLTP wird in Abbildung 3.4 und Abbildung 3.5 für dasselbe Fahrzeug durchgeführt. Abbildung 3.4 zeigt, dass der Abgasenthalpiestrom während des WLTP deutlich höher ist als während des NEFZ. Der Enthalpiestrom steigt auf Werte bis zu 40 kW und ist im Durchschnitt höher als im NEFZ. Weiterhin ist der WLTP länger als der NEFZ und somit sinkt die Bedeutung der Aufwärmphase.

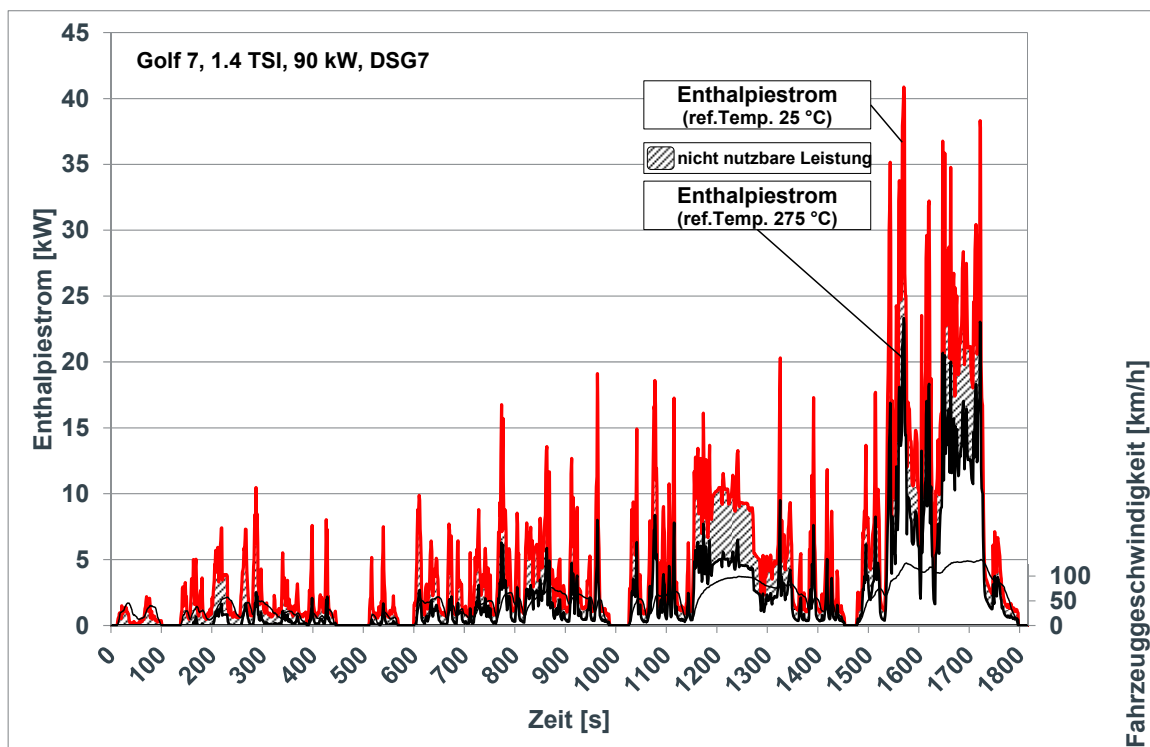


Abbildung 3.4 Abgasenthalpiestrom im WLTP für Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG. Dargestellt sind der Enthalpiestrom mit einer Referenztemperatur von 25 °C und 275 °C. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den nicht nutzbaren Enthalpiestrom unter der Annahme, dass Abgase unterhalb von 275 °C nicht gewandelt werden können.

Aus Abbildung 3.4 lässt sich bereits vermuten, dass für den WLTP eine höhere Heißseitentemperatur sinnvoll ist, was in Abbildung 3.5 bestätigt wird. Der Bereich der optimalen Betriebstemperatur verschiebt sich zur Richtung von höheren Temperaturen und wird gleichzeitig größer.

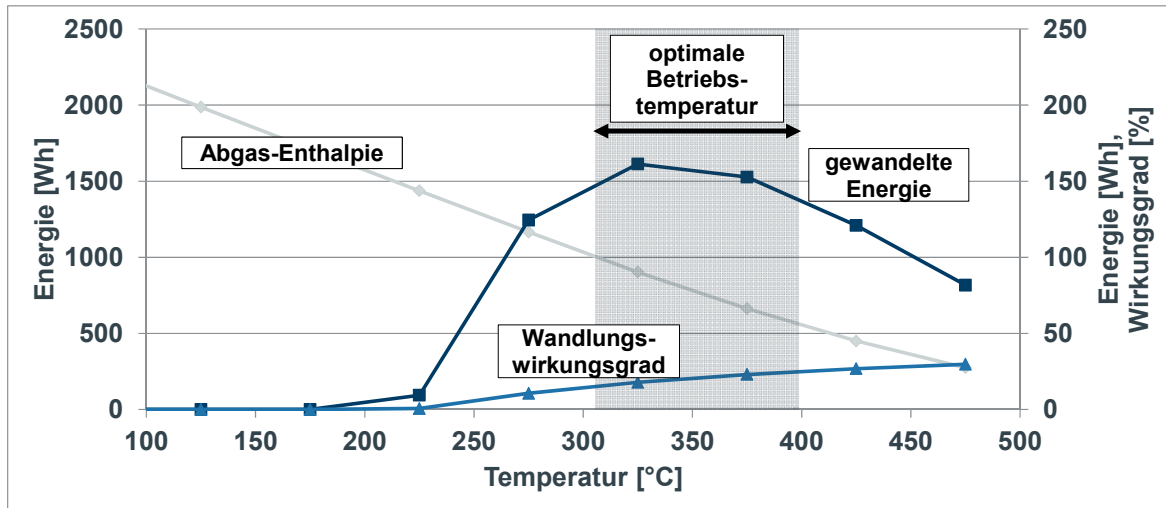


Abbildung 3.5 Darstellung der optimalen Betriebstemperatur einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzyklus WLTP. Die über einen betrachteten Zyklus gewandelte Energie ist das Produkt aus der nutzbaren Abgas-Enthalpie und dem Systemwirkungsgrad. Die Darstellung erfolgt für verschiedene Heiseitentemperaturen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Ein Maximum im Bereich von 340 °C ist erkennbar.

Alternativ zu den Fahrzyklen besteht noch die Möglichkeit das System anhand von typischen Lastpunkten auszulegen. Ein typischer Lastpunkt für eine Autobahnfahrt wäre eine konstante Geschwindigkeit von 120 km/h. Für das gleiche Fahrzeug, ergibt sich hier eine konstante Abgastemperatur von 622 °C und ein Abgasmassenstrom von 90 kg/h. Daraus resultiert ein Abgasenthalpiestrom von rund 18 kW. Die optimale Betriebstemperatur steigt auf rund 375 °C.

Als eine weitere sinnvolle Auslegung, ist die Vernachlässigung des Stadtanteils im Fahrzyklus (bis Sekunde 1000) und damit eine reine Auslegung auf den berland- und Hochgeschwindigkeitsanteil im WLTP möglich. Die optimale Betriebstemperatur steigt dadurch um etwa 15 K.

Für die Anwendung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzeug ist also die Wahl des betrachteten Fahrzyklus von entscheidender Bedeutung. Da eine thermoakustische Wärmekraftmaschine auf eine Heißseitentemperatur ausgelegt wird, ist es vorab wichtig die richtige Heißseitentemperatur zu definieren. Im ausgelegten Zustand funktioniert die thermoakustische Wärmekraftmaschine zwar auch bei von der Auslegungstemperatur abweichenden Temperaturen, wird dann jedoch nicht die besten Wirkungsgrade liefern (vgl. Kapitel 6.1).

3.1.2 Vorgehensweise bei der energetischen und exergetischen Bewertung

Die energetische und exergetische Analyse eines Systems lässt Rückschlüsse über die Leistungsfähigkeit des Systems zu. Wobei die exergetische Analyse im Gegensatz zur energetischen Analyse auch die Möglichkeit bietet, eine Aussage zu treffen mit welchem Gütegrad das System die zur Verfügung stehende technisch nutzbare Energie wandelt. Die Verlustanalyse ermöglicht es weiterhin, diejenigen Komponenten zu identifizieren in denen der Grteil der Exergie in Anergie gewandelt wird.

Für die Analyse des hier vorliegenden Systems und den Vergleich mit weiteren Abwärmenutzungstechnologien wird der Umgebungszustand ($T = 25\text{ °C}$, $p = 1\text{ bar}$) als Referenzpunkt mit *Exergieanteil* = 0 % gewählt. Zusätzlich wird die kinetische und potenzielle Energie vernachlässigt, da diese im Vergleich zur thermischen Energie in den betrachteten Fällen sehr klein ausfallen. Für die Berechnung der Exergie eines Stoffstroms ergibt sich aus der Exergiebilanz somit Gleichung (3.1).

$$\dot{E}_{1,u} = \dot{m} \cdot e_{1,u} = \dot{m}(h_1 - h_u - T_u(s_1 - s_u)) \quad (3.1)$$

Hier sind e, h und s die spezifische Exergie, spezifische Enthalpie und spezifische Entropie des Stoffstroms, wobei der Index „u“ den Umgebungszustand und der Index „1“ einen beliebigen anderen Zustand des Systems kennzeichnet. Der Index „1,u“ deutet an, dass es sich um die Exergie des Stoffstroms im Zustand „1“ in Bezug auf Zustand „u“ (Umgebungszustand) handelt. Die Enthalpiedifferenz ($h_1 - h_u$) ergibt sich aus der energetischen Zustandsgleichung (3.2) und die Entropiedifferenz ($s_1 - s_u$) aus der Gibbsschen Fundamentalrelation (3.3). Zur Bestimmung des Exergiegehalts eines Stoffstroms wird von einem reversiblen Prozess ausgegangen, mit dem der Stoffstrom auf Umgebungsbedingungen gebracht wird. Die dabei gewonnene Nutzenergie entspricht dem Exergiegehalt des Stoffstroms. Der technisch nicht nutzbare Teil wird als Anergie bezeichnet.

$$dh = c_p dT \quad (3.2)$$

$$ds = \frac{dh - vdp}{T} \quad (3.3)$$

Mit der energetischen Zustandsgleichung und dem idealen Gasgesetz $p v = RT$ kann Gleichung (3.3) folgendermaßen umgeschrieben werden.

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \frac{R}{p} dp \quad (3.4)$$

Die Integration von Gleichung (3.4) ergibt die Änderung der spezifischen Entropie zwischen Zustand „1“ und „u“ (siehe Gleichung (3.5)).

$$s_1 - s_u = \int_u^1 \frac{c_p(T)}{T} dT - R \int_u^1 \frac{1}{p} dp \quad (3.5)$$

Wird Gleichung (3.2) integriert erhält man die Änderung der spezifischen Enthalpie (3.6).

$$h_1 - h_u = \int_u^1 c_p(T) dT \quad (3.6)$$

(3.5) und (3.6) eingesetzt in Gleichung (3.1) ergibt folgende Gleichung zur Berechnung des Exergiestroms eines Stoffstroms:

$$\dot{E}_{1,u} = \dot{m} \cdot e_{1,u} = \dot{m} \left(\int_u^1 c_p(T) dT - T_u \left(\int_u^1 \frac{c_p(T)}{T} dT - R \ln \left(\frac{p_1}{p_u} \right) \right) \right) \quad (3.7)$$

Kann die Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität (c_p) von der Temperatur vernachlässigt werden, vereinfacht sich Gleichung (3.7) folgendermaßen.

$$\dot{E}_{1,u} = \dot{m} \cdot e_{1,u} = \dot{m} \left(c_p (T_1 - T_u) - T_u \left(c_p \ln \left(\frac{T_1}{T_u} \right) - R \ln \left(\frac{p_1}{p_u} \right) \right) \right) \quad (3.8)$$

Unter der Annahme, dass Abgase sich unter Umgebungsdruck befinden, kann mit Gleichung (3.8) der Exergieanteil im Stoffstrom für verschiedene Temperaturen T_1 ermittelt werden. Abbildung 3.6 stellt die Anteile von Exergie und Anergie eines Stoffstroms (bei Umgebungsdruck) dar. Aufgrund der großen Temperaturdifferenzen wurde für die Darstellung in Abbildung 3.6 Gleichung (3.7) mit $c_p(T)$ verwendet.

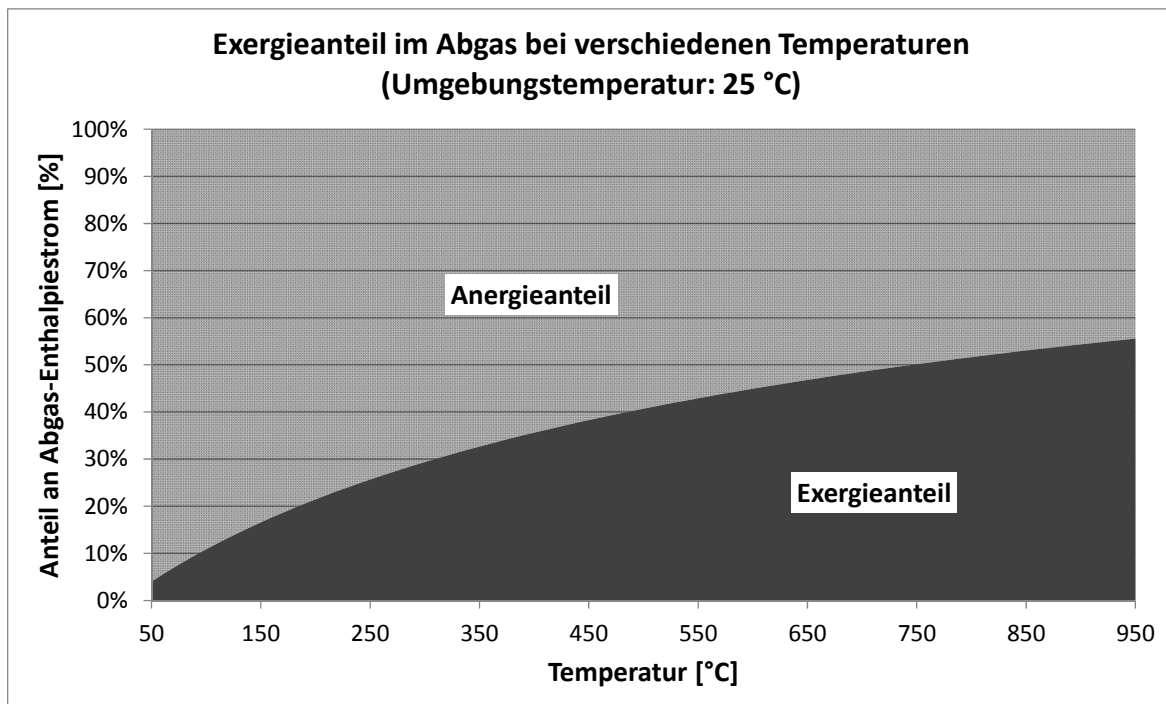


Abbildung 3.6 Exergieanteil eines Abgasstroms unter Umgebungsdruck bei verschiedenen Temperaturen.

Es ist zu erkennen, dass bei typischen Abgastemperaturen nach Katalysator (Otto) von bis zu 800 °C , maximal 50 % des Abgas-Enthalpiestroms mit einem idealen Energiewandler technisch nutzbar sind. Für die Bewertung ist auch die Exergie eines Wärmestroms von Interesse. Diese ergibt sich aus

$$\dot{E}_Q = \eta_c \dot{Q} = \left(1 - \frac{T_U}{T}\right) \dot{Q} \quad (3.9)$$

mit η_c als Carnot-Wirkungsgrad, T_U der Umgebungs- bzw. Referenztemperatur und T der Temperatur, bei der der Wärmestrom übertragen wird.

Eine Exergieanalyse zu den in dieser Arbeit betrachteten Systemen wird in Kapitel 6.3 durchgeführt. Dabei werden die einzelnen Komponenten der thermoakustischen Wärmekraftmaschine untersucht, um Optimierungspotenziale zu identifizieren.

3.1.3 Spezielle Anforderungen des mobilen Einsatzes im Fahrzeug

Neben der Anforderung den Kraftstoffverbrauch durch eine möglichst effiziente Wandlung von Abgasenergie zu reduzieren, gibt es für den mobilen Einsatz einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzeug viele weitere Anforderungen, die von einer solchen Technologie erfüllt werden müssen. Diese sollen hier kurz genannt und erläutert werden.

Einer der wichtigsten Punkte sind die Kosten. Für die Bewertung werden größtenteils die spezifischen Kosten pro gCO_2 Verbrauchersparnis genutzt. Je nachdem wie essentiell eine Verbrauchsreduzierung bei einem Fahrzeugmodell ist, werden von den Herstellern meist Grenzen definiert, die von neuen Technologien nicht überschritten werden sollten um für die Fahrzeugintegration in Betracht gezogen zu werden.

Weiterhin spielt das Gewicht eine wichtige Rolle, da es den Verbrauch erhöht und somit einen Verbrauchsvorteil durch eine neue Technologie negieren kann. Es sei hier erwähnt, dass Fahrzeughersteller derzeit größte Anstrengungen unternehmen, um durch Leichtbau oder ähnlichen Maßnahmen das Fahrzeuggewicht zu reduzieren. Dabei wird auf jedes Kilogramm geachtet und eine Gewichtsreduktion im Antriebsstrang von 20 kg als herausragend angesehen. Es wird dadurch klar, dass ein neues System mit hohem Gewicht keine große Chance auf einen Fahrzeugeinsatz hat. Als

Daumenwert kann hier eine Verbrauchserhöhung von 0.35 l/km pro 100 kg Zusatzgewicht im Fahrzyklus gerechnet werden. Entsprechend muss das Gewicht in Relation zur erzielten Verbrauchsreduktion betrachtet werden.

Ebenso ist die Sicherheit ein wichtiger Faktor im Fahrzeug. Es müssen Sicherheitsanforderung und Crashesicherheit gewährleistet sein. Entscheidende Bewertungsfaktoren sind dabei Umweltverträglichkeit, Gesundheitsschutz, sowie Explosionsgefahr.

Als letzter wichtiger Punkt sei hier der Komfortaspekt genannt. Dieser bezieht sich auf die Erwartungen der Kunden. Da der Kunde nur ein Fahrzeug kauft, welches seinen Vorstellungen entspricht, sind neben Aspekten wie Verbrauch, Leistung, Kosten, Qualität und Image, auch Fahrbarkeit, Geräuschemissionen und insbesondere Zuverlässigkeit von großer Bedeutung. Auch die letzteren Aspekte können durch eine thermoakustische Wärmekraftmaschine beeinflusst werden und müssen berücksichtigt werden.

3.2 Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung

Für die Anwendung im Fahrzeug wurde als erstes ein Einbindungskonzept untersucht, welches auf Festkörperwärmeleitung basiert. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wärmeübertrager entworfen, welcher es ermöglicht Energie aus dem Abgas direkt zu den Heißeitenwärmeübertragern des thermisch-akustischen Wandlers zu leiten.

3.2.1 Funktionsprinzip

Das Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung sieht bei der konstruktiven Auslegung des thermisch-akustischen Wandlers eine spezielle Anordnung der Regeneratoren und Wärmeübertrager vor. Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau des Konzepts.

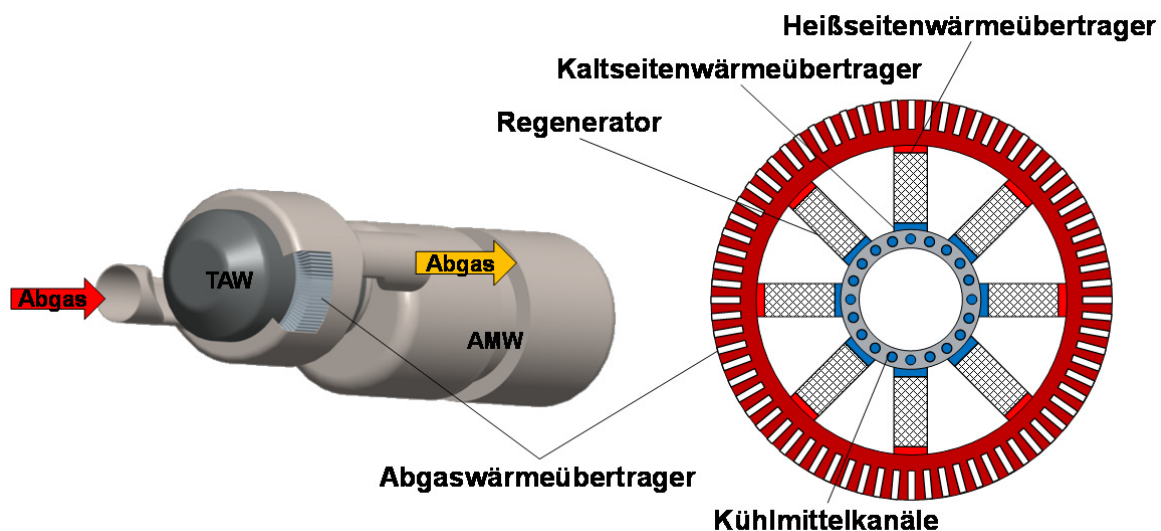


Abbildung 3.7 Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung. Links: Darstellungen der gesamten thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Rechts: Schnittdarstellung durch den thermisch-akustischen Wandler (TAW). Die Regeneratoren sind ringförmig angeordnet, der Heißeitenwärmeübertrager befindet sich außen. Der Wärmeübertrager mit Rippenstruktur ist mit den Heißeitenwärmeübertragern über eine Kontaktfläche verbunden.

Wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist, wird der thermisch-akustische Wandler (TAW) direkt in die Abgasanlage integriert. Dabei wird der Abgasmassenstrom ringförmig außen um den thermisch-akustischen Wandler geführt. Um den thermisch-akustischen Wandler ist ein Wärmeübertrager angeordnet, welcher eine Rippenstruktur aufweist. Die Wärmeübertrager-Rippen werden von Abgas durchströmt. Dabei wird Energie in Form von Wärme, vom Abgas an den Wärmeübertrager übertragen.

Der thermisch-akustische Wandler ist konstruktiv so angepasst, dass die Regeneratoren sternförmig um einen Mittelpunkt angeordnet sind. Durch eine Anordnung der Heiseitenwrmebertrager an der Außenseite, sind diese direkt mit einem Kontaktwrmebergang mit dem Abgaswärmeübertrager verbunden. Die Kaltseite befindet sich folglich auf der Innenseite. Die Kaltseitenwärmeübertrager übertragen die Restwärme an ein Kühlmittel, welches durch die Kühlkanäle geleitet wird.

Mit diesem Konzept ist es möglich, Energie aus dem Abgas über den Wärmeübertrager an die Heiseiten der Regeneratoren zu leiten. Der Wärmeübertrager kann relativ kompakt ausgeführt werden, wodurch das gesamte System platzsparend im Unterboden des Fahrzeugs integriert werden kann. Weiterhin kann der Wärmeübertrager so ausgeführt werden, dass dieser nicht Teil des Druckgehäuses ist. In diesem Fall würde der Abgaswärmeübertrager mit dem Druckbehälter des thermisch-akustischen Wandlers verbunden werden. Folglich entsteht jedoch an dieser Verbindungsstelle ein Wrmebertragungswiderstand, welcher bei der Auslegung zu berücksichtigen ist.

In Kapitel 3.2.2 wird auf die Berechnungsgrundlagen für dieses Integrationskonzept eingegangen.

3.2.2 Grobauslegung Abgaswärmeübertrager

Bei dem beschriebenen Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung sind die Wärmeübertragungsmechanismen „konvektiver Wärmeübergang“ und „Wärmeleitung“ von entscheidender Bedeutung. So erfolgt die Energieübertragung vom Abgasmassenstrom an den Wärmeübertrager durch einen konvektiven Wärmeübergang. Innerhalb des Wärmeübertragers wird die Wärme durch den Festkörper geleitet. Es sind zusätzlich Kontaktwrmebergang mit zu betrachten.

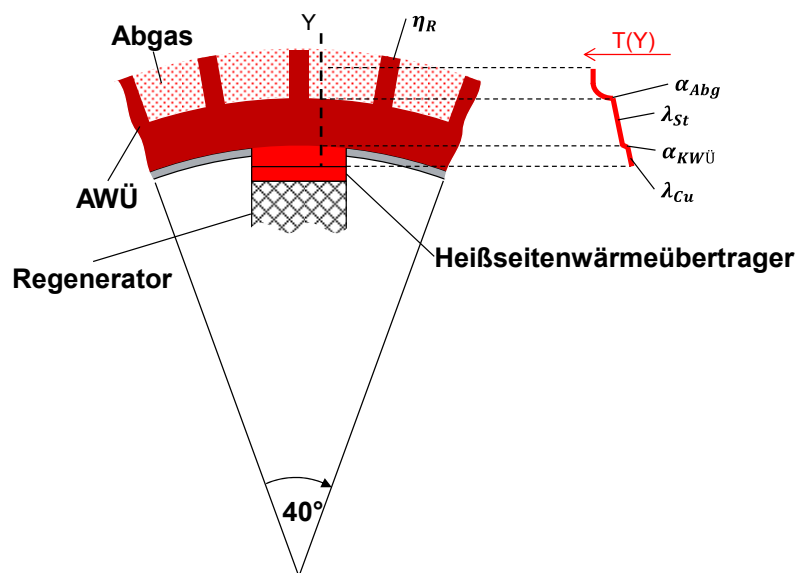


Abbildung 3.8 Schematische Darstellung eines Kreisausschnitts des Wärmeübertragers. Rechts: Angedeuteter Temperaturverlauf mit Wärmeübergangs- und Wärmeleitkoeffizienten.

Für eine erste Auslegung des Wärmeübertragers zeigt Abbildung 3.8 einen vereinfachten Kreisausschnitt durch den Wärmeübertrager. Dargestellt ist ein 40° Ausschnitt, welcher ein Regeneratormodul enthält. Der Abgaswärmeübertrager besteht aus Edelstahl und ist an der Innenfläche in Kontakt mit dem Heiseitenwrmebertrager aus Kupfer. Ziel ist es, Wärme vom Abgas zum Regeneratormodul zu übertragen. Entsprechend ist ein Wärmeübergang α_{Abg} vom Abgas in den Wärmeübertrager, die Wärmeleitfähigkeit λ_{St} des Wärmeübertragers, der Kontaktwrmebergang $\alpha_{KW}$ zum Kupferblock des Heiseitenwrmebertragers des Regenerators sowie die Wärmeleitung λ_{Cu} im Kupfer. Abbildung 3.9 zeigt das vereinfachte thermische Netzwerk für den dargestellten

Ausschnitt des Wärmeübertragers. Die Berechnung dieses thermischen Netzwerks soll eine erste Abschätzung zum übertragbaren Wärmestrom liefern.

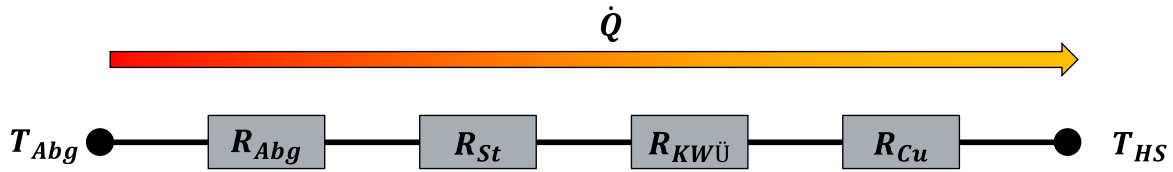


Abbildung 3.9 Vereinfachtes eindimensionales thermisches Netzwerk für den Wärmeübertrager aus Abbildung 3.8.

Die im Folgenden beschriebene Berechnung basiert auf den Vorschriften aus [69]. Der Durchgangswiderstand R berechnet sich als Reihenschaltung aus

$$R = R_{Abg} + R_{St} + R_{KWÜ} + R_{Cu} \quad (3.10)$$

Aufgrund der Berippung auf der Abgasseite, ergibt sich der thermische Widerstand R_{Abg} aus einem scheinbaren Wärmeübergangskoeffizient α_s und der Gesamtoberfläche A .

$$R_{Abg} = \frac{1}{\alpha_s A} \quad (3.11)$$

Der scheinbare Wärmeübergangskoeffizient hängt wiederum vom Rippenwirkungsgrad η_R , der Rippenoberfläche A_R und dem realen Wärmeübergangskoeffizienten α_R an den Rippen ab ($\alpha_s = \alpha_R \left[1 - (1 - \eta_R) \frac{A_R}{A} \right]$). Die Berechnung des Rippenwirkungsgrads erfolgt wie in [69] beschrieben.

Der thermische Widerstand R_{St} ergibt sich aus der mittleren Wärmedurchgangsfläche, der Dicke und der Wärmeleitfähigkeit λ_{St} des Stahlwärmeübertragers. λ_{St} wurde laut [69] mit $22 \frac{W}{mK}$ bei $400^\circ C$ angenommen. Auf gleiche Weise ergibt sich der thermische Widerstand R_{Cu} mit $\lambda_{St} = 380 \frac{W}{mK}$.

Weiterhin ist der Kontaktwärmewiderstand von Bedeutung. Dieser ist größtenteils von der Materialpaarung und dem Anpressdruck abhängig. Der Kontaktwiderstand $R_{KWÜ}$ ergibt sich aus (3.12).

$$R_{KWÜ} = \frac{1}{\alpha_K A_K} \quad (3.12)$$

Dabei sind α_K und A_K der Kontaktkoeffizient und die Kontaktfläche. Auf eine aufwendige Berechnung des Kontaktwiderstands soll an dieser Stelle verzichtet werden. Yovanovich gibt in [70] Berechnungsvorschriften an, die hierzu herangezogen werden können. Für α_K soll sich auf eine Abschätzung beschränkt werden, die davon ausgeht, dass ein Anpressdruck von über zwei bar realisiert wird. Aus Abbildung 3.10 kann dadurch ein Kontaktkoeffizient α_K zwischen $4000 \frac{W}{m^2K}$ bis $10000 \frac{W}{m^2K}$ grob abgeschätzt werden.

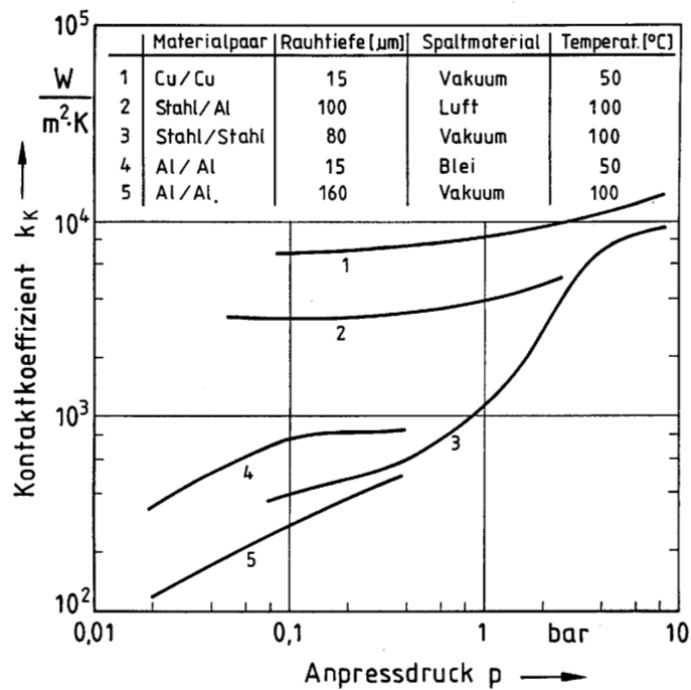


Abbildung 3.10 Kontaktwärmübergang für verschiedene Materialpaarungen und Anpressdrücke nach [71], [70].

Um den notwendigen Kontaktkoeffizienten α_K nun genauer zu bestimmen, veranschaulicht Abbildung 3.11 (links) den Einfluss des Kontaktkoeffizienten auf den prognostizierten Wärmestrom. Es wird deutlich, dass der Anpressdruck möglichst groß sein muss. In dem hier untersuchten Fall ist ein Kontaktkoeffizient von mindestens $7000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ anzustreben. Nach Abbildung 3.10 ist dazu ein Anpressdruck von 4 bar notwendig.

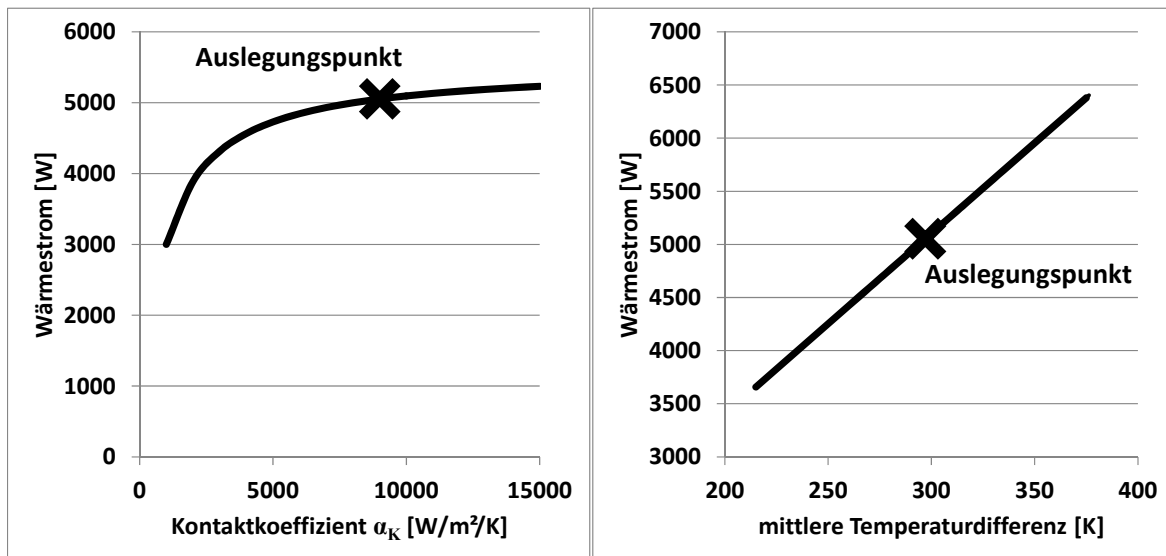


Abbildung 3.11 Links: Wärmeübertragungsleistung in Abhängigkeit des Kontaktkoeffizienten α_K . Rechts: Wärmeübertragungsleistung bei mittleren Temperaturdifferenzen im Bereich des Auslegungspunkts. Linearität durch Annahme konstanter Stoffwerte im Bereich des Auslegungspunkts.

Resultierend aus den Berechnungen in diesem Kapitel, ergibt sich in Abbildung 3.11 (rechts) der voraussichtlich realisierbare Wärmestrom des Wärmeübertragers im Bereich des Auslegungspunkts ($T_{Abg} = 622^{\circ}\text{C}$; $\dot{m}_{Abg} = 90 \text{ kg/h}$; $T_{HS} = 325^{\circ}\text{C}$). Die dafür notwendige Rippenhöhe beträgt 9 mm, was einen Außendurchmesser des Wärmeübertragers von rund 100 mm und eine Wärmeübertragungsfläche von rund 0.135 m^2 zur Folge hat.

Mit einer Übertragungsleistung von rund 5.1 kW im Auslegungspunkt ist der Wärmeübertrager nach der Überschlagsrechnung etwas zu klein dimensioniert. In Kapitel 3.2.4 werden Maßnahmen vorgestellt, wie die Übertragungsleistung bei gleichbleibendem Bauraum vergrößert werden konnte.

3.2.3 Fahrzeugintegration

Die Größe des thermisch-akustischen Wandlers, inklusive des Wärmeübertragers und des akustisch-mechanischen Wandlers ist so dimensioniert, dass eine Fahrzeugintegration im Unterboden nach der Abgasnachbehandlung möglich ist. Eine erste Konstruktion erfolgte durch [48]. Abbildung 3.12 zeigt eine mögliche Fahrzeugintegration im Mitteltunnel.

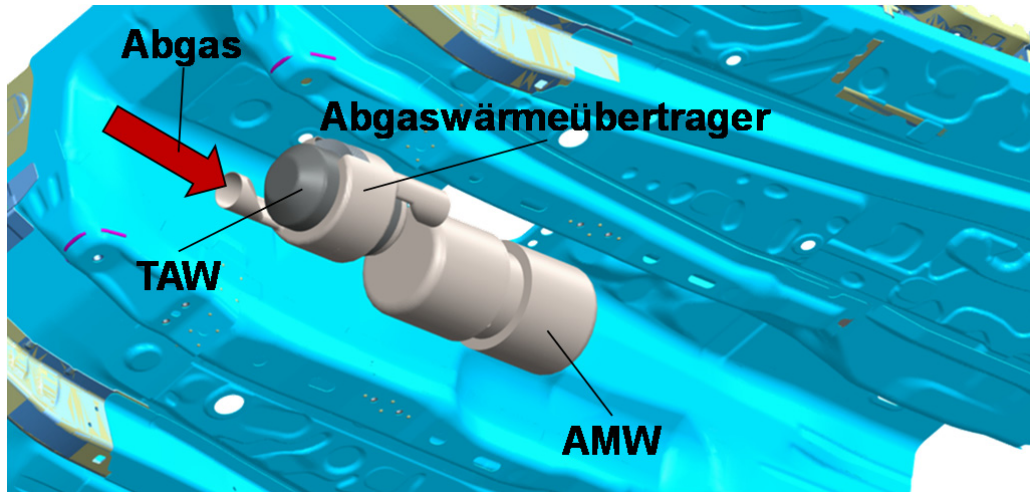


Abbildung 3.12 Fahrzeugintegration der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Unterboden eines VW Golf 7. Die Position des Abgaswärmeübertragers ist möglichst nahe am Eintritt der Abgasanlage in den Mitteltunnel. Das Abgas umströmt den thermisch-akustischen Wandler ringförmig und wird danach am akustisch-mechanischen Wandler vorbeigeführt.

3.2.4 Abgaswärmeübertrager

Der Abgaswärmeübertrager dient dazu, Energie aus dem Abgas zu den Heiseiten der Regeneratoren zu transportieren. Die Regeneratoren sind zum einen ringförmig angeordnet, zum anderen sind in diesem Konzept drei Ringe von Regeneratoren hintereinander geschaltet (siehe Abbildung 3.13). Um Verluste im akustischen Wandlungsprozess zu minimieren (vgl. Kapitel 2.1.4) ist es von Vorteil, wenn die Heißseitentemperatur aller Regeneratoren möglichst homogen ist.

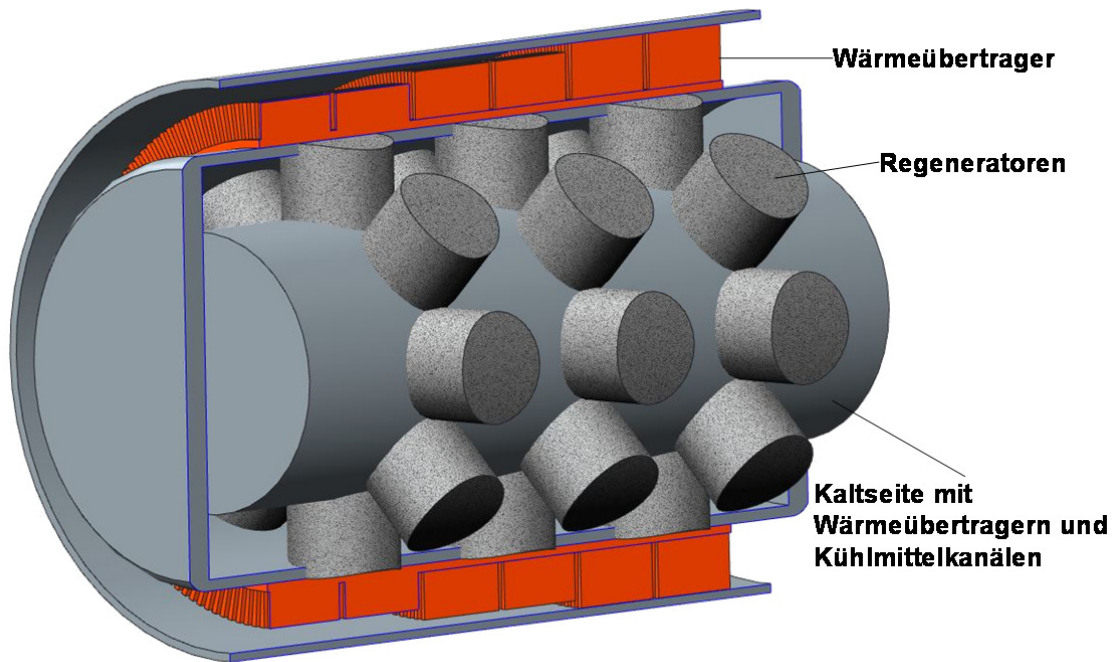


Abbildung 3.13 Vereinfachte Darstellung des thermisch-akustischen Wandlers im Schnittbild. Die Regeneratoren sind ringförmig mit der Kaltseite nach innen und mit der Heißseite nach außen angeordnet. Der Abgaswärmeübertrager ist außen auf dem thermisch-akustischen Wandler positioniert.

Bei einem Wärmeübertrager mit konstanter Rippengeometrie in Strömungsrichtung, würde aufgrund der hohen Temperaturdifferenz zwischen Abgas und Regeneratorheiseite, ein Großteil der Energie im vorderen Abschnitt des Wärmeübertragers übertragen werden. Im hinteren Teil würde lediglich ein kleiner Teil der Energie übertragen werden. Dementsprechend entsteht ein großes Temperaturgefälle in Abgasstrmungsrichtung, welches sich bei dieser Anordnung mit konstanter Rippengeometrie negativ auf den thermoakustischen Wandlungsprozess auswirken würde.

Aus diesem Grund wurde der Wärmeübertrager nach der Grobauslegung (siehe Kapitel 3.2.2) so angepasst, dass die Temperaturverteilung auf der Regeneratorseite möglichst konstant ist. Dazu wurde dieser in drei Abschnitte für die einzelnen drei Ringe von Regeneratoren unterteilt. Jeder Abschnitt ist so ausgelegt, das im Auslegungspunkt ein vergleichbarer Wärmestrom zur Heißseite geleitet wird.

Dazu wurden im ersten Abschnitt, in den die heißen Abgase eintreten, die Rippen gekürzt, um so den Wärmeübergang und damit den Wärmestrom zu reduzieren. Der Gesamtquerschnitt des Abgaskanals bleibt jedoch gleich. Entsprechend ist es den heißen Abgasen zum Teil möglich, den ersten Abschnitt der Rippen zu umgehen und in den zweiten Abschnitt einzutreten. Ein weiterer Vorteil entsteht durch die Reduzierung des Druckverlusts. Der zweite Abschnitt weist höhere Rippen als der erste Abschnitt auf, um den Wärmeübergang zu erhöhen und den Wärmestrom trotz geringerer mittlerer Temperaturdifferenz konstant zu halten. Die Rippen des dritten Abschnitts fllen den gesamten Querschnitt des Abgaskanals. Entsprechend müssen die gesamten Abgase entlang der Rippen des dritten Abschnitts strömen, bevor diese den Abgaswärmeübertrager verlassen. Zwischen jedem Abschnitt ist die Rippenstruktur unterbrochen, um Turbulenz zu erzeugen und so eine bessere Durchmischung der Abgase zu ermöglichen und die Wärmeübertragungsleistung zu steigern.

Diese Gestaltung des Wärmeübertragers ermöglicht eine bessere Temperaturverteilung auf der Regeneratorheiseite. Eine Darstellung des Wärmeübertragers befindet sich in Abbildung 3.14. Die Bewertung folgt mittels CFD/CHT Analyse in Kapitel 4.1.3.

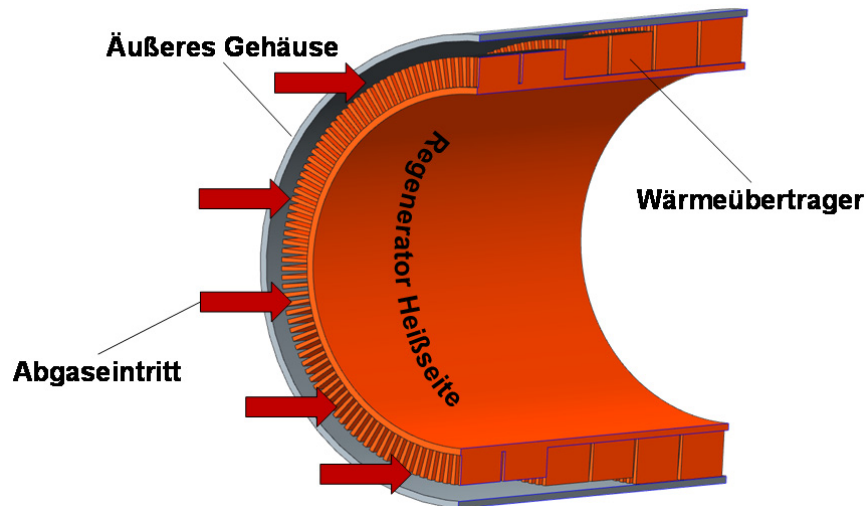


Abbildung 3.14 Wärmeübertrager mit angepasster Rippengeometrie für eine bessere Temperaturgleichverteilung auf der Regeneratorheißeite.

3.3 Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf

Wie im später folgenden Kapitel 4.2.2 dargestellt wird, ergeben sich durch das Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung eine Vielzahl von Herausforderungen. Als Folge wurde ein weiteres Integrationskonzept untersucht, welches in diesem Kapitel beschrieben wird.

Das Integrationskonzept verbindet die thermoakustische Wärmekraftmaschine mit einem selbstzirkulierenden Kreislauf (im Folgenden „SCL“ genannt). Das Grundprinzip besteht darin, einen zusätzlichen Kreislauf zu integrieren, welcher akustische Energie nutzt um einen gerichteten Massenstrom generieren. Dieser Massenstrom soll dann zur Wärmeübertragung genutzt werden. Erste Untersuchungen für die stationäre Wärmezufuhr mittels SCL wurden schon von G. Swift und S. Backhaus [72] durchgeführt. Unter anderem wiesen sie das Funktionsprinzip nach und stellten eine Berechnungsmethodik auf. Auf das Funktionsprinzip und die Auslegung wird in den nächsten Kapiteln eingegangen.

3.3.1 Funktionsprinzip des selbstzirkulierenden Kreislaufs

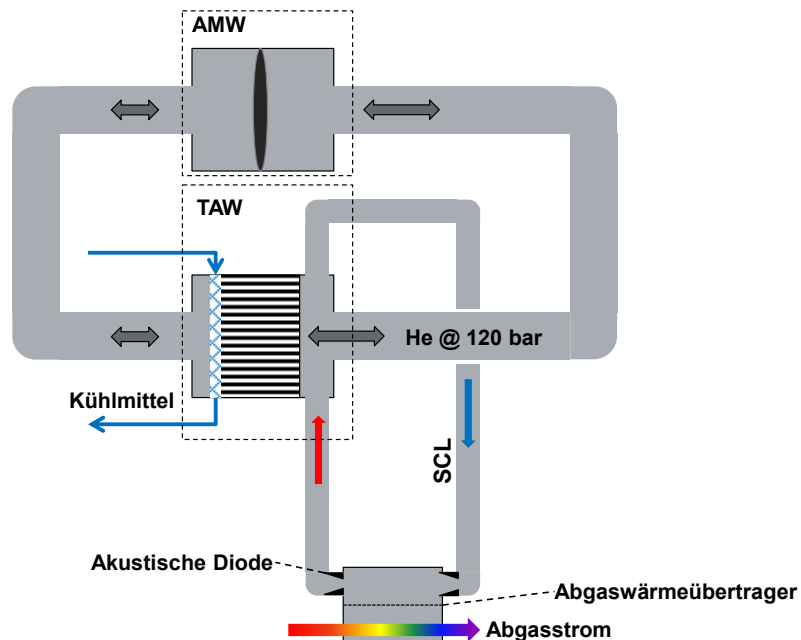


Abbildung 3.15 Schematische Abbildung zum Aufbau eines selbstzirkulierenden Kreislaufs. Die Verbindung zum thermisch-akustischen Wandler (TAW) wird an der Heißseite der Regeneratoren realisiert. Kernkomponenten sind akustische Dioden und ein Abgaswärmeübertrager.

Der grundlegende Aufbau eines selbstzirkulierenden Kreislaufs (SCL) ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist der bereits beschriebene Teil einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine zu erkennen (siehe Kapitel 1.3.2), der aus einem thermisch-akustischen Wandler (TAW), dem akustisch-mechanischen Wandler und den Verbindungsrohren besteht. Aus Gründen der einfacheren Darstellung wurde hier auf die Darstellung des elektrischen Lineargenerators, welcher zum AMW gehört, verzichtet. Im unteren Teil der Abbildung ist der SCL dargestellt. Die Hauptbestandteile des SCL sind auch Druckrohre, eine oder mehrere akustische Dioden sowie ein Abgaswärmeübertrager. Der Abgaswärmeübertrager ist für die Funktion des SCL nicht grundsätzlich notwendig, wird jedoch benötigt, wenn der SCL zum Transport von Energie eingesetzt werden soll.

Der SCL ist direkt mit dem thermisch-akustischen Wandler verbunden (siehe Abbildung 3.15). Das heißt im SCL befindet sich das gleiche Arbeitsmedium wie im Rest des thermoakustischen Wandlers und es gibt keinerlei mechanische Trennung der Arbeitsfluide in der thermoakustischen Maschine und im SCL. In diesem Fall ist der SCL mit dem thermisch-akustischen Wandler an der Stelle verbunden, wo vorher der Heiseitenwrmebertrager positioniert war. Dieser wird in dieser Anordnung nicht mehr benötigt und entfällt dementsprechend.

Da der SCL direkt mit dem thermisch-akustischen Wandler verbunden ist, wird die dort vorhandene Druckschwingung in den SCL übertragen. Wird die Länge des SCL derart gewählt, dass sie genau der Wellenlänge der fortschreitenden Welle im thermisch-akustischen Wandler entspricht, bildet sich im SCL eine stehende Welle aus. Die Ausbildung einer stehenden Welle im SCL führt noch zu keiner gerichteten Strömung im SCL. Für die Erzeugung einer gerichteten Strömung bedarf es asymmetrischer Strömungswiderstände. Diese akustischen Dioden verursachen bei Durchströmung in einer Richtung einen anderen Strömungswiderstand als bei Durchströmung in Gegenrichtung. Als Extrembeispiel sei hier ein Rückschlagventil genannt, welches in einer Richtung den Durchfluss ermöglicht, während in der entgegengesetzten Richtung der Strömungswiderstand den Durchfluss verhindert.

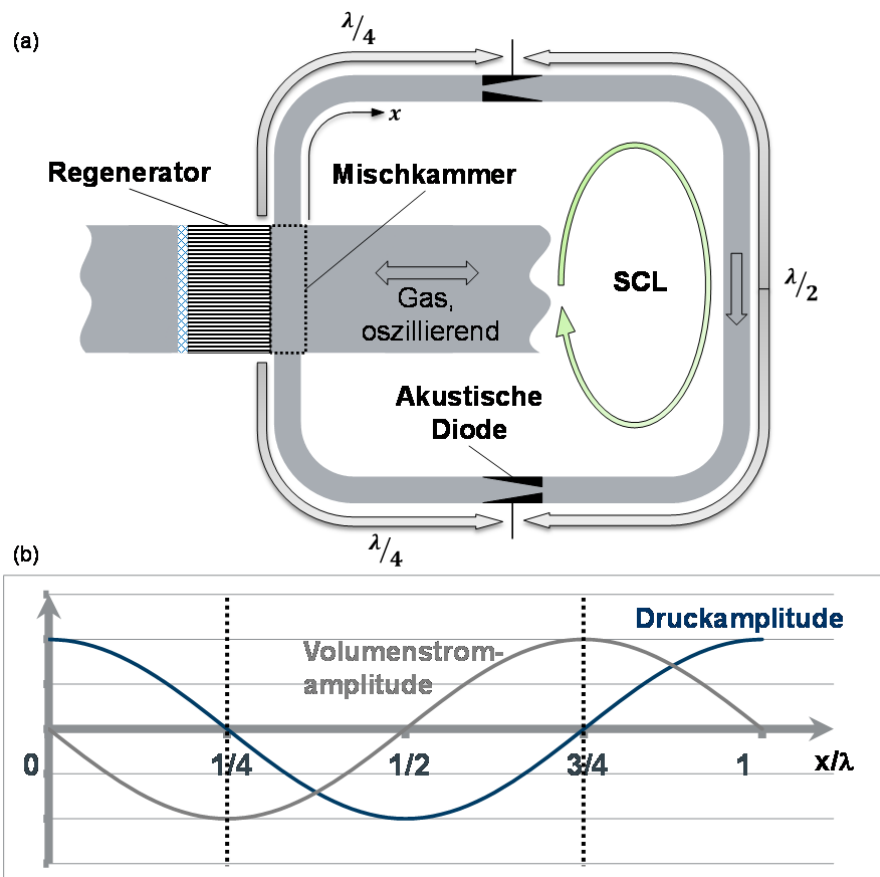


Abbildung 3.16 (a) Darstellung des SCL mit akustischen Dioden und Verbindung zum thermisch-akustischen Wandler. Der Abstand der Dioden von der Mischkammer beträgt $\lambda/4$. (b) Darstellung von Druck- und Volumenstromschwankung entlang des SCL. Die maximale Volumenstromamplitude befindet sich an den Positionen der akustischen Dioden.

Abbildung 3.16 (a) zeigt eine weitere Darstellung des SCL. Es sind zwei akustische Dioden dargestellt. Eine akustische Diode ist wie in Abbildung 3.17 dargestellt eine konische Verengung mit einer darauffolgender plötzlichen Erweiterung. Somit werden bei Durchströmung in Richtung der Verengung ($-x$), Verwirbelungen durch die plötzliche Querschnittserweiterung erzeugt und ein Druckverlust hervorrufen. Im Gegensatz dazu wird bei Durchströmung in entgegengesetzter Richtung ($+x$), die Entstehung von Wirbeln durch die gleichmäßige Erweiterung des Querschnitts verhindert und somit ein geringerer Druckverlust verursacht (Abbildung 3.17). Als Folge wird eine statische Druckdifferenz über die Diode erzeugt, welche wiederum einen gerichteten Massenstrom zur Folge hat. In einem SCL überlagern sich somit ein oszillierender Massenstrom und ein gerichteter Massenstrom. Da das Funktionsprinzip einer akustischen Diode darauf basiert, dass ein Volumenstrom durch diese oszilliert, ist die Positionierung der Diode von großer Bedeutung. Entspricht die Länge des SCL der Wellenlänge (λ), so befindet sich aufgrund der sich ausbildenden stehenden Welle nach $x = \lambda/4$ und $x = 3/4\lambda$ (gemessen vom Verbindungspunkt zum thermisch-akustischen Wandler) ein Druckknotenpunkt und damit der Punkt mit der größten Volumenstromamplitude (siehe Abbildung 3.16 b). Eine Positionierung der akustischen Dioden an diesen Orten bewirkt eine bestmögliche Funktion der Dioden.

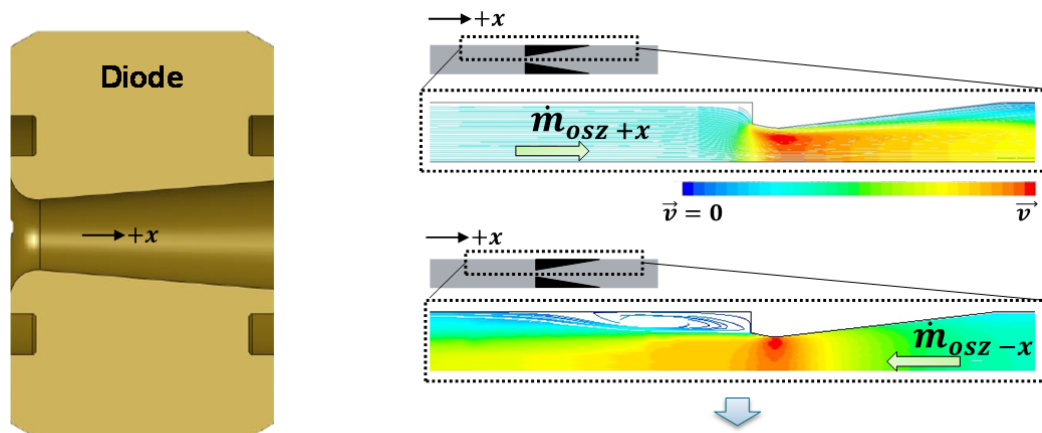


Abbildung 3.17 Darstellung einer akustischen Diode und deren Durchströmung. Links: Akustische Diode. Rechts: Durchströmung einer akustischen Diode. Asymmetrischer Druckverlust in Abhängigkeit von der Strömungsrichtung.

Neben der Nutzung von akustischen Dioden, wurde während einer Literaturrecherche eine weitere Möglichkeit gefunden einen SCL zu erzeugen, ohne bei der Länge des SCL auf ein vielfaches der Wellenlänge der thermoakustischen Maschine beschränkt zu sein. Dieses SCL-Konzept integriert anstatt der akustischen Dioden Rückschlagventile, welche eine Durchströmung in nur einer Richtung zulassen. Dadurch kann die Länge flexibel gestaltet werden. Untersuchungen zu diesem SCL-Konzept und eine erfolgreiche Umsetzung wurden von Gao, B. et al. [73], [74] präsentiert. Das SCL-Konzept wird in dieser Arbeit aufgrund der höheren Komplexität und der Notwendigkeit von Rückschlagventilen für die Anwendung im Fahrzeug nicht weiter betrachtet.

Eine Umsetzung des SCL-Konzepts mit akustischen Dioden im Fahrzeug wird in den folgenden Kapiteln betrachtet.

3.3.2 Berechnungsgrundlagen

Grundlegende Untersuchungen zum Thema SCL wurden schon von G. Swift und S. Backhaus [72] durchgeführt. Sie haben theoretische Grundlagen zur Berechnung geschaffen sowie eine Validierung anhand von Experimenten für eine stationäre Anwendung durchgeführt. In [75] präsentieren sie einen vereinfachten Ansatz zur Berechnung des gerichteten Massenstroms. Dieser, von ihnen als „quasi-stationäre“ Annäherung bezeichnete Ansatz, soll in diesem Kapitel vorgestellt werden.

Grundannahme des Ansatzes ist, dass sich der gerichtete Massenstrom und der oszillierende Massenstrom ungestört überlagern (Superpositionsprinzip). Weiterhin wird davon ausgegangen, dass zu jedem Zeitpunkt die Theorie der Stationärströmung verwendet werden kann. Swift und Backhaus geben an, dass diese Annäherung bei genügend hoher Reynolds-Zahl und genügend großer Teilchenauslenkung zutreffend ist. Die Amplitude der Teilchenauslenkung wird dazu auf den kleinsten Durchmesser der akustischen Diode bezogen ($|\xi_1|/d_{diode}$). Zur Bestimmung der Reynolds-Zahl wird ebenfalls der kleinste Durchmesser der akustischen Diode herangezogen (vgl. Gleichung (3.13)). Hier ist d_{diode} der kleinste Durchmesser der Diode, A_{diode} die entsprechende Querschnittsfläche, $|U_1|$ die Amplitude des oszillierenden Volumenstroms durch die Diode und ν die kinematische Viskosität des Arbeitsmediums.

$$Re = \frac{|U_1| d_{diode} \rho}{A_{diode} \nu} \quad (3.13)$$

Die genauen Grenzen für die Gültigkeit des quasi-stationären Ansatzes werden durch G. Swift und S. Backhaus nicht angegeben. Grund hierfür ist die aktuell noch geringe Anzahl an experimentellen Nachweisen, die eine valide Aussage noch nicht ermöglichen. Iguchi et al. [76] gaben in ihren

Untersuchungen an, dass die quasi-stationäre Annahme im vollständig turbulenten Zustand weitestgehend gerechtfertigt ist. In weiteren Untersuchungen ([77] und [78], [79], [80]) gaben sie folgende Beziehung für die kritische Reynolds-Zahl an, ab der eine oszillierende Strömung vollständig turbulent ist.

$$Re_{krit} = 400d \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \quad (3.14)$$

Hier ist ω die Kreisfrequenz. Auch in nicht-turbulenten Bereichen fanden Iguchi et al. noch akzeptierbare Übereinstimmung des quasi-stationären Ansatzes und Messdaten.

Unter diesen Annahmen kann auf bekannte Beziehungen aus der Theorie der stationären Strömung zurückgegriffen werden. Konventionell wird der Druckverlust in einem Rohrabchnitt mittels Gleichung (3.15) berechnet. Dabei sind ρ die Dichte, u die Teilchengeschwindigkeit, U der Volumenstrom, A die Querschnittsfläche am kleinsten Durchmesser und K der Druckverlustbeiwert.

$$\Delta p = K \frac{1}{2} \rho u^2 = K \frac{1}{2} \rho \left(\frac{U}{A} \right)^2 \quad (3.15)$$

Weiterhin kann der zeitgemittelte Druckverlust, den ein Element in einer oszillierenden Strömung hervorruft, wie folgt ermittelt werden. Die zeitliche Mittelung erfolgt über einen Zyklus ($2\pi/\omega$).

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi} \oint_0^{2\pi/\omega} \Delta p(t) dt \quad (3.16)$$

$$\Delta p(t) = \frac{1}{2} \frac{K\rho}{A^2} \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 \quad (3.17)$$

Gleichung (3.17) beschreibt den zeitabhängigen Druckverlust. Auf der rechten Seite ergibt sich der Gesamtvolumenstrom zum Zeitpunkt t aus der Superposition des oszillierenden Anteils $|U_1| \sin(\omega t)$ und des gerichteten Anteils \dot{M}/ρ . Dabei ist $|U_1|$ die Amplitude der Volumenstromoszillation und \dot{M} ist der gerichtete Massenstrom.

Für die Betrachtung asymmetrischer Strömungswiderstände ergibt sich die Notwendigkeit Widerstandsbeiwerte für die Strömungsrichtung in positive x -Richtung (K_+) und in negative x -Richtung (K_-) einzuführen. Des Weiteren wird die Integration von Gleichung (3.16) abschnittsweise für die jeweilige Strömungsrichtung durchgeführt. Abbildung 3.18 verdeutlicht die abschnittsweise Integration.

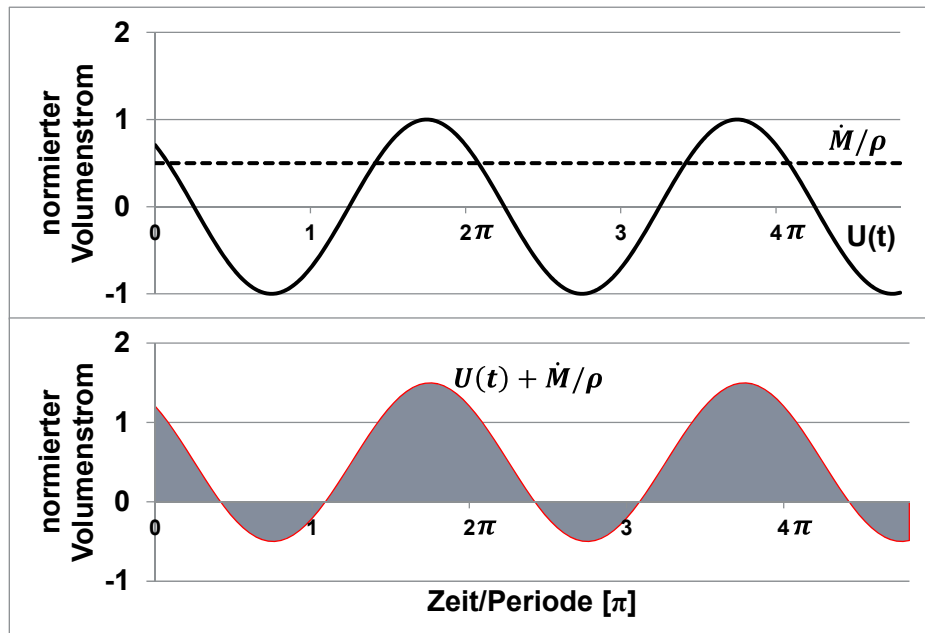


Abbildung 3.18 Oben: Periodische Volumenstromoszillation und konstanter Volumenstrom. Unten: Überlagerung von oszillierendem und konstantem Volumenstrom. Flächen unterhalb der Kurven illustrieren die abschnittsweise Integration.

Kombiniert man Gleichung (3.16) und (3.17) und führt einen Zeitpunkt t_0 ein, an dem der Volumenstrom genau Null wird ($|U_1| \sin(\omega t_0) + \frac{\dot{M}}{\rho} = 0$), ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi A^2} \left\{ \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega} - t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt - \int_{\frac{\pi}{\omega} - t_0}^{\frac{2\pi}{\omega} + t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \right\} \quad (3.18)$$

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin \left(-\frac{\dot{M}}{\rho |U_1|} \right) \quad (3.19)$$

Hier sei angemerkt, dass eine weitere Fallunterscheidung notwendig ist, für die G. Swift und S. Backhaus ein dimensionsloses Volumenstrom-Verhältnis $\varepsilon = \frac{\dot{M}/\rho}{|U_1|}$ einführen. Für $\varepsilon > 1$ und $\varepsilon < -1$ existiert keine Lösung für t_0 . Dementsprechend werden die Integrale für diese Fälle von 0 bis $2\pi/\omega$ gelöst. Die Lösung der Integrale in Gleichung (3.18) ergibt folgende Ausdrücke (siehe Anhang IV.5).

$$1 > \varepsilon > -1: \quad \Delta p = -\frac{\rho_m |U_1|^2}{8A^2} (K_+ - K_-) \left[1 + 2\varepsilon^2 + \frac{2K_+ + K_-}{\pi K_+ - K_-} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right) \right] \quad (3.20)$$

$$\varepsilon \leq -1: \quad \Delta p = -K_- \left(\frac{\dot{M}^2}{2\rho_m A^2} + \frac{\rho_m |U_1|^2}{4A^2} \right) \quad (3.21)$$

$$\varepsilon \geq 1: \quad \Delta p = K_+ \left(\frac{\dot{M}^2}{2\rho_m A^2} + \frac{\rho_m |U_1|^2}{4A^2} \right) \quad (3.22)$$

Gleichungen (3.20) bis (3.22) ermöglichen somit die Berechnung der zeitlich gemittelten Druckdifferenz, die von einem asymmetrischen Strömungswiderstand in einer oszillierenden Strömung erzeugt wird. Um weiter den mittleren Massenstrom im SCL bestimmen zu können, muss der restliche Teil des Kreislaufs betrachtet werden. Es gilt, dass die erzeugte Druckdifferenz, welche man als treibende Druckdifferenz für den Massenstrom im SCL bezeichnen kann, genau den Druckverlusten der restlichen Abschnitte des Kreislaufs entspricht. Dieser ist selbstverständlich wiederum abhängig vom mittleren Massenstrom. Für die Berechnung der Druckverluste innerhalb der einzelnen Komponenten kann man vereinfacht annehmen, dass diese nur durch den mittleren Massenstrom hervorgerufen werden. Demnach wäre eine Berechnung mit bekannten Gleichungen aus der konventionellen Strömungsmechanik möglich (3.15). Wobei K dann für den Druckverlustbeiwert im jeweiligen Abschnitt steht. Für Rohre ergibt sich der Druckverlust aus Gleichung (3.23) mit L als Länge des Rohres, d_{innen} als Innendurchmesser und K als Widerstandswert einer Rohrrinnenströmung.

$$\Delta p = K \frac{L}{2d_{innen}} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \quad (3.23)$$

Jedoch haben G. Swift und S. Backhaus in [75] schon dargestellt, dass dieses ein sehr einfacher Ansatz ist und aufgrund der Vernachlässigung der Überlagerung mit dem oszillierenden Massenstrom den Druckverlust zu gering abschätzt. Dementsprechend würde auch der resultierende Massenstrom zu hoch abgeschätzt. Ein Vergleich mit Messungen [75] zeigt diese Tendenz deutlich.

G. Swift und S. Backhaus schlagen eine Berechnung der Druckverluste vor, die die Überlagerung mit dem oszillierenden Massenstrom berücksichtigt. Diese basiert auf den Gleichungen (3.20) bis (3.22) und betrachtet die einzelnen Abschnitte des SCL als symmetrischen Strömungswiderstand mit $K_- = K_+ = K$. Damit ergeben sich folgende Zusammenhänge (siehe Anhang IV.5):

$$1 > \varepsilon > -1: \quad \Delta p = -K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \frac{1}{\pi \varepsilon^2} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right) \quad (3.24)$$

$$\varepsilon \leq -1: \quad \Delta p = -K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2\varepsilon} \right) \quad (3.25)$$

$$\varepsilon \geq 1: \quad \Delta p = K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2\varepsilon} \right) \quad (3.26)$$

Ein Vergleich mit Gleichung (3.15) zeigt, dass ein Faktor hinzugekommen ist, der den Einfluss des superpositionierten oszillierenden Massenstroms berücksichtigt. Den sich einstellenden gerichteten Massenstrom \dot{M} erhält man durch gleichsetzen aller Druckverluste und der treibenden Druckdifferenz. Eine numerische Lösung ist notwendig.

G. Swift und S. Backhaus [75] gehen noch einen Schritt weiter und stellen ein Modell auf, welches auch den Doppler-Effekt berücksichtigen soll. Auf dieses soll hier nicht weiter eingegangen werden. Im Vergleich zu Messdaten bestimmt dieses Modell den gerichteten Massenstrom zu gering. Die Schlussfolgerung von G. Swift und S. Backhaus ist, dass der korrekte Massenstrom innerhalb der Grenzen, die der einfache Ansatz und der komplexe Ansatz aufspannen, zu erwarten ist.

Zur Bestimmung der Druckverlustbeiwerte (K) wird nun auf bekannte Relationen aus der Theorie der stationären Strömung bzw. experimentell ermittelten Daten zurückgegriffen. Im speziellen Fall der akustischen Diode wird für die plötzliche Querschnittserweiterung die aus der Strömungslehre bekannte Gleichung (3.27) [69] (auch als Borda-Carnot Koeffizient bekannt) zur Berechnung von K herangezogen. Für die entgegengesetzte Strömungsrichtung wird entsprechend eine plötzliche Querschnittsverengung sowie eine stetige Querschnittserweiterung herangezogen. Weiterhin gelten die bekannten Beziehungen für durchströmte Rohre [69]. Es sei hier noch angemerkt, dass davon ausgegangen wird, dass die Verlustbeiwerte unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit sind. Da dies nicht zutreffend ist, ist auch durch diese Annahme mit Fehlern zu rechnen.

$$K = \left(1 - \frac{A_{diode}}{A_{Rohr}} \right)^2 \quad (3.27)$$

Das Aufrechterhalten der treibenden Druckdifferenz sowie des daraus resultierenden Massenstroms ist mit einem gewissen Energieaufwand verbunden. Es wird dazu akustische Energie in kinetische Energie des Arbeitsmediums umgewandelt sowie aufgrund der diversen Verluste dissipiert. Die Abschätzung der benötigten Leistung ist hier von großem Interesse, da diese nicht mehr für die Wandlung in elektrische Leistung zur Verfügung steht. Um also die Sinnhaftigkeit eines SCL zu bewerten ist die Betrachtung der Leistungsaufnahme unerlässlich. G. Swift und S. Backhaus [75] haben auch hierfür eine Berechnungsmethode vorgestellt. Diese baut auf der quasi-stationären Annahme auf.

Wie bereits in Kapitel 2.1.3 beschrieben, berechnet sich die akustische Leistung aus Gleichung (2.49). Damit ergibt sich die gemittelte Verlustleistung (\dot{E}) in einem Abschnitt im SCL durch folgende Gleichung.

$$\Delta \dot{E} = \frac{\omega}{2\pi} \oint_0^{2\pi/\omega} \Delta p(t) |U_1| \sin(\omega t) dt \quad (3.28)$$

In analoger Vorgehensweise zur vorhergehenden Ermittlung der Druckdifferenz in einem Abschnitt des SCL, erhält man für die Verlustleistung folgende Beziehungen.

$$1 > \varepsilon > -1: \quad \Delta \dot{E} = \frac{\rho_m |U_1|^3}{3\pi A^2} (K_- + K_+) \left[\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{3\varepsilon}{2} \arcsin(\varepsilon) - \frac{K_- - K_+}{K_- + K_+} \frac{3\pi\varepsilon}{4} \right] \quad (3.29)$$

$$\varepsilon \leq -1: \quad \Delta \dot{E} = -\varepsilon K_- \frac{\rho_m |U_1|^3}{2A^2} \quad (3.30)$$

$$\varepsilon \geq 1 \quad \Delta \dot{E} = \varepsilon K_+ \frac{\rho_m |U_1|^3}{2A^2} \quad (3.31)$$

Für Abschnitte mit symmetrischen Verlustbeiwerten ($K_- = K_+ = K$) ergeben sich analog die Gleichungen (3.32) bis (3.34). Auch hier hat der superpositionierte oszillierende Massenstrom Einfluss auf die Leistungsaufnahme.

$$-1 < \varepsilon < 1: \quad \Delta \dot{E} = 2K \frac{\rho_m |U_1|^3}{3\pi A^2} \left[\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{3\varepsilon}{2} \arcsin(\varepsilon) \right] \quad (3.32)$$

$$\varepsilon \leq -1: \quad \Delta \dot{E} = -\varepsilon K \frac{\rho_m |U_1|^3}{2A^2} \quad (3.33)$$

$$\varepsilon \geq 1 \quad \Delta \dot{E} = \varepsilon K \frac{\rho_m |U_1|^3}{2A^2} \quad (3.34)$$

Hier sei erwähnt, dass das negative Vorzeichen in (3.33) und (3.30) keinesfalls andeutet, dass sich die akustische Leistung erhöht, sondern dass die akustische Leistung in negativer x-Richtung abnimmt. Auch hier gilt wieder die Annahme, dass der Verlustbeiwert konstant ist. Für die Rohrabschnitte sollte daher laut G. Swift und S. Backhaus ein geschwindigkeitsabhängiger Verlustbeiwert verwendet werden. Eine Herleitung findet sich in [75]. B.L. Smith und G. Swift betrachten weiterführend 2D Kanäle in [81]. Diese Untersuchungen sollen hier nicht weiter dargestellt werden.

3.3.3 Fahrzeugintegration

Der Einsatz eines selbstzirkulierenden Kreislaufs (SCL) zur Übertragung von Abgasenergie zur Heißeite des thermisch-akustischen Wandlers bringt diverse Vorteile mit sich. In erster Linie seien hier der Entfall des Heißeitenwärmeübertragers und die flexiblere Gestaltung des Abgaswärmeübertragers genannt. Demgegenüber stehen Herausforderungen, wie etwa der zusätzliche Energiebedarf zum Betrieb des SCL sowie den Wärmeverlusten in den Druckrohren.

Für die Anwendung im Fahrzeug ist es aus Sicht der Unterbringung der Komponenten in begrenztem Bauraum ein Vorteil, wenn der Abgaswärmeübertrager räumlich vom thermisch-akustischen Wandler (TAW) getrennt ist. Somit muss sich der Abgaswärmeübertrager nicht mehr der Geometrie der Heißeite des TAW anpassen und kann optimaler für die Wärmeübertragung ausgelegt werden. Eine genaue Beschreibung des Abgaswärmeübertragers folgt in Kapitel 3.3.4. Abbildung 3.19 zeigt das System integriert im Mitteltunnel eines VW Golf 7.

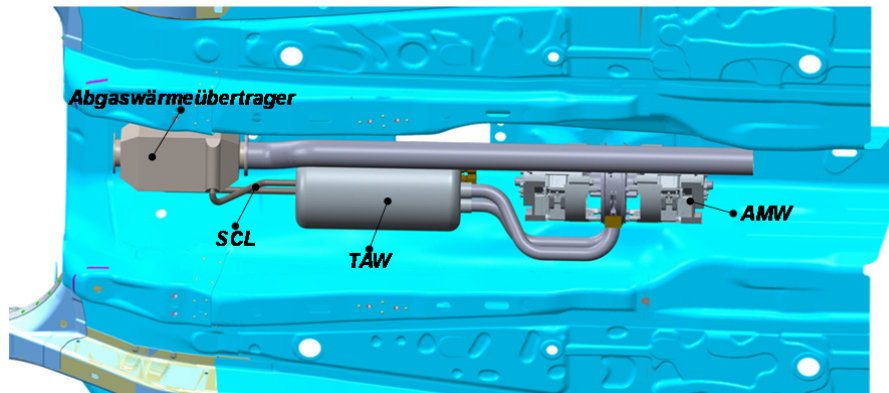


Abbildung 3.19 Integrationskonzept mit selbstzirkulierendem Heliumkreislauf (SCL) im Mitteltunnel eines Golf 7. Der Abgaswärmeübertrager ist über den SCL mit dem thermisch-akustischen Wandler (TAW) verbunden.

Ein weiterer Vorteil ist der Entfall des Heiseitenwrmebertragers im thermisch-akustischen Wandler (TAW). Durch die Kreuzstrmung des SCL-Massenstroms und des oszillierenden Massenstroms im TAW entsteht an dieser Stelle ein direkter Wärmeübertrager, welcher eine Wärmeübertragung mittels Durchmischung der Stoffströme ermöglicht. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.20 zu finden. Den Vorgang kann man sich vereinfacht so vorstellen, dass Gas, welches über den SCL in die Mischkammer eintritt, sich mit der oszillierenden Kreuzstrmung vermischt und durch diese in den Regenerator transportiert wird. Dort wird Energie in Form von Wärme vom Gas an die Regeneratorwnde übertragen. Das Gas wird wiederum durch die oszillierende Bewegung aus dem Regenerator zurück in die Mischkammer transportiert und von dort weiter Richtung SCL-Auslass der Mischkammer transportiert. Die Wärmeübertragung ist dabei ausgezeichnet, wie G. Swift und S. Backhaus in [72], [82], [83] dargestellt haben. Es wurde gezeigt, dass die SCL-Austrittstemperatur bis auf wenige Kelvin der Regenerator-Heißseitentemperatur entspricht und somit eine bemerkenswert gute Wärmeübertragung realisiert werden kann.

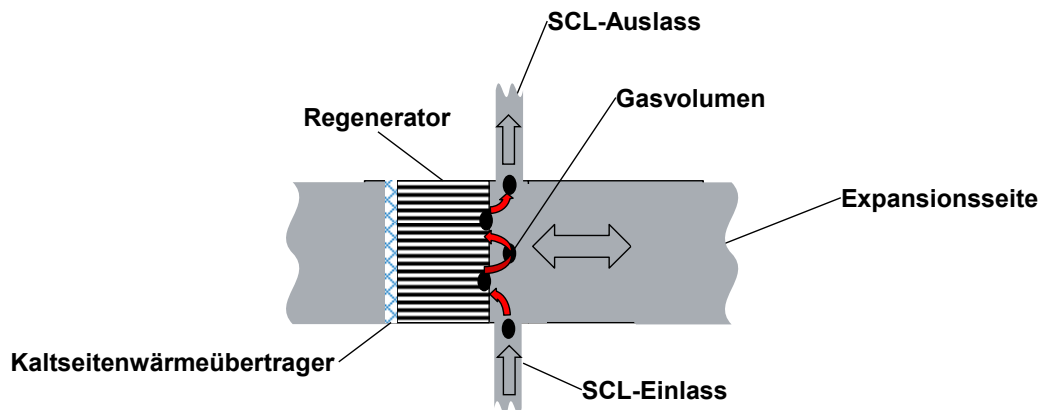


Abbildung 3.20 Überlagerung des gerichteten SCL Massenstroms und des oszillierenden Massenstroms in einer thermoakustischen Maschine auf der Expansionsseite. Ein Gasvolumen überträgt dabei Wärme sowohl an das oszillierende Gas als auch an die Regeneratorwand.

Für die Integration des SCL in das Fahrzeugkonzept wurden 500 bis 600 Hz als Betriebsfrequenz, eine Heißseitentemperatur (Regenerator) von 600 K bis 650 K sowie ein mittlerer Innendruck im System von 120 bar angenommen. Diese Werte bauen auf der in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Auslegung für einen geeigneten Betriebspunkt auf und sollen dementsprechend eine elektrische Ausgangsleistung von rund 2 kW ermöglichen. Unter diesen Randbedingungen ergibt sich bei einer Schallgeschwindigkeit von $a = 1470 \text{ m/s}$ ² und einer Frequenz von $f = 600 \text{ Hz}$ eine Wellenlänge von $\lambda = a/f \approx 2.45 \text{ m}$.

Durch die Integration eines Abgaswärmeübertragers in den SCL ergibt sich die Besonderheit, dass die Gesamtlänge des SCL flexibel gestaltet werden kann und nicht mehr genau einer Wellenlänge (λ) entspricht (vgl. Abbildung 3.16). Dies hängt jedoch stark von der Auslegung des Wärmeübertragers und insbesondere von dessen Volumen auf der Arbeitsgasseite ab. Eine detailliertere Analyse folgt in Kapitel 3.3.4. Die Position der akustischen Dioden ist jedoch nicht beeinflusst und ist am effektivsten bei einer Entfernung von $\lambda/4$ von der Mischkammer. Abbildung 3.21 zeigt den SCL mit integriertem Abgaswärmeübertrager.

² Stoffdaten für Helium basieren auf der Stoffdatenbank, welche in der Software DeltaEC hinterlegt ist. Diese basiert auf [97].

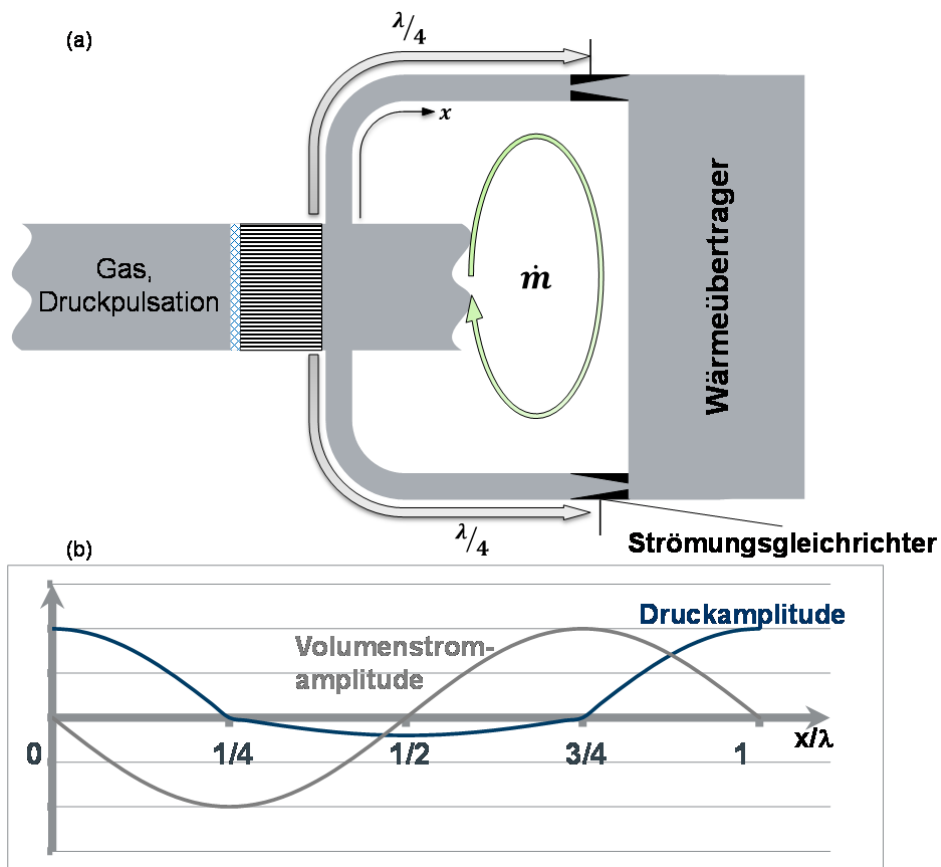


Abbildung 3.21 Selbstzirkulierender Kreislauf mit Wärmeübertrager. Durch das große Volumen des Wärmeübertragers und den daraus resultierenden Impedanzsprung, werden Schallwellen am Eintritt reflektiert. Die Druckamplitude nimmt durch das vergrößerte Volumen im Wärmeübertrager ab (vgl. Gleichung (2.24)).

Da der Wärmeverlust innerhalb des SCL einen Einfluss auf den Systemwirkungsgrad des thermisch-akustischen Wandlers hat, ist für die Anwendung im Fahrzeug eine Abschätzung zur Notwendigkeit der thermischen Isolation des SCL notwendig. Unter den genannten Randbedingungen ergeben sich in einer ersten groben Abschätzung die Längen der Verbindungsrohre des SCL zwischen Mischkammer und Abgaswärmeübertrager (AWÜ). Die Länge beider Verbindungsrohre beträgt jeweils $\lambda/4 = 2.45/4 \text{ m} \approx 0.61 \text{ m}$. Mit bekannter Rohrlänge lässt sich nun auch eine erste Abschätzung der Wärmeverluste durch die Rohre durchführen. Dazu stellt Abbildung 3.22 einen Querschnitt des Rohres mit Isolation dar.

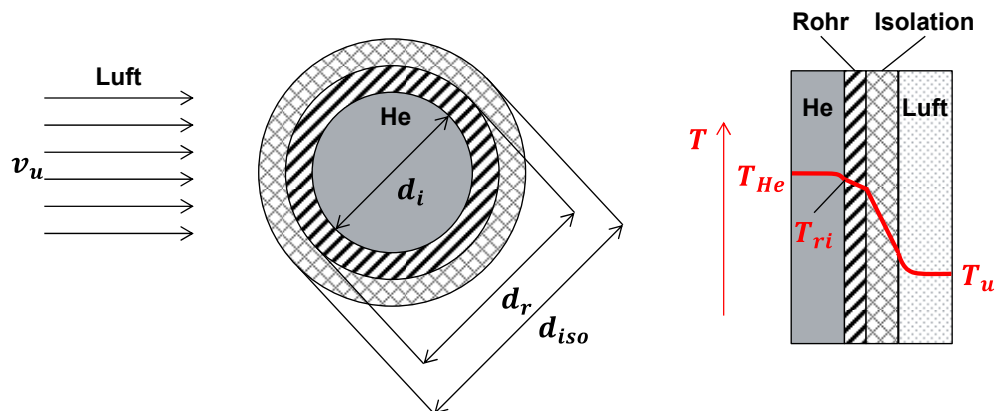


Abbildung 3.22 Schematische Querschnittsdarstellung eines Verbindungsrohres des selbstzirkulierenden Kreislaufs. Links: Darstellung der Schichten und der Anströmung. Rechts: Temperaturverlauf durch die Wandschichten.

Zur Vereinfachung wird angenommen, dass die Rohre quer angeströmt werden, was den größten Wärmeverlust verursachen würde. Weiterhin wird eine Luftgeschwindigkeit von 60 km/h angenommen, was sinnvoll erscheint, da das System im Unterboden integriert wird und dort nicht die Fahrtgeschwindigkeit von 120 km/h (im Auslegungspunkt) erfährt (vgl. Abbildung II.1 im Anhang). Als weitere Vereinfachung wird die Rohrrinnenwandtemperatur $T_{ri} = T_{He}$ (Heliumtemperatur) gesetzt. Dies macht eine Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zur Innenwand überflüssig, erhöht jedoch durch diese Annahme den in dieser Rechnung bestimmten Wärmeverlust. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da bei den angestrebten Massenströmen im selbstzirkulierenden Kreislauf der Wärmeübergangskoeffizient vom Helium zur Rohrrinnenwand signifikant höher ist als der Wärmeübergangskoeffizient zur Luft, und dadurch der Fehler in Bezug auf den Wärmedurchgangswiderstand gering ist. Gleichwohl schätzt die Überschlagsrechnung damit den Verlustwärmestrom tendenziell zu hoch.

Anströmgeschwindigkeit	v_u	60	[km/h]
Umgebungstemperatur	T_u	20	[°C]
Heliumtemperatur	T_{He}	350	[°C]
Heliummassenstrom	\dot{m}_{He}	8	[g/s]
Wärmeleitfähigkeit (Stahl)	λ_{St}	22	[W/m/K]
Wärmeleitfähigkeit (Iso)	λ_{Iso}	0.05	[W/m/K]

Tabelle 3.1 Randbedingungen für die Überschlagsberechnung der Wärmeübertragung an die Umgebung.

Unter den in Tabelle 3.1 zu findenden Randbedingungen und der Nutzung einer 3 mm Isolationsschicht um das Rohr, ergibt sich ein Verlustwärmestrom von rund $210 \text{ W/m}_{\text{Rohrlänge}}$. Bei einer Gesamtrohrlänge von $2 \times 0.61 \text{ m} = 1.22 \text{ m}$ ergibt sich damit ein Verlustwärmestrom von rund 260 W.

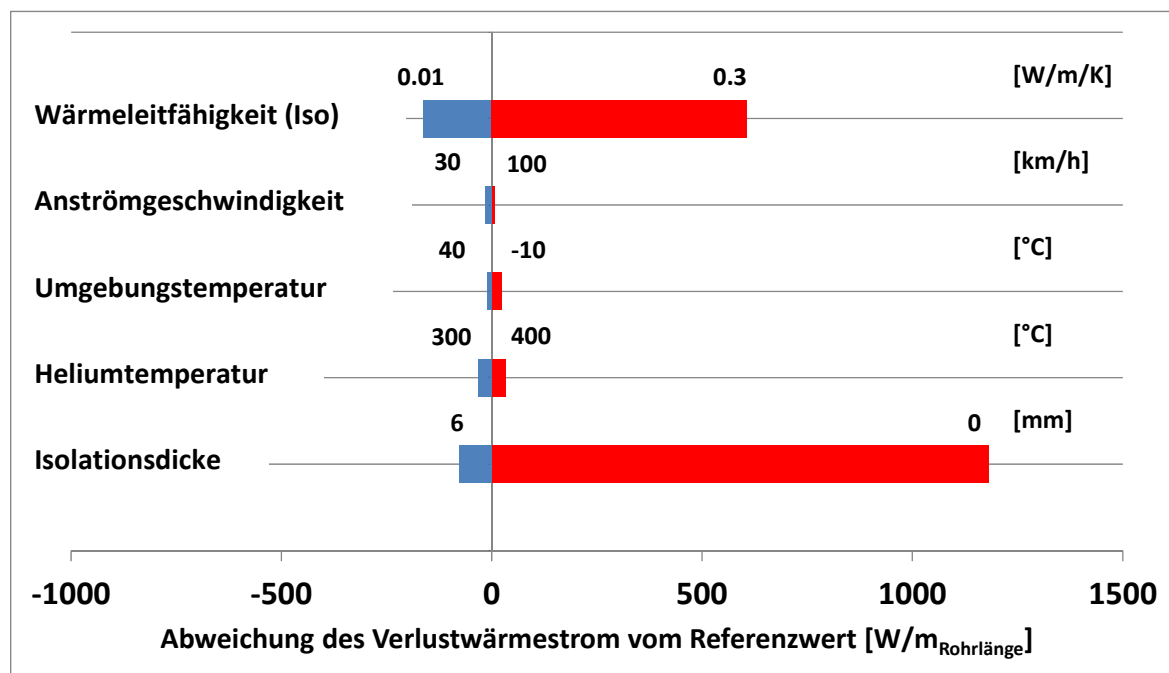


Abbildung 3.23 Einfluss der fünf dargestellten Parameter auf den Verlustwärmestrom. Balken in positiver x-Richtung bedeuten einen höheren Verlustwärmestrom, Balken in negativer x-Richtung einen geringen Verlustwärmestrom. Die Werte sind immer auf den Referenz-Verlustwärmestrom von $210 \text{ W/m}_{\text{Rohrlänge}}$ bezogen. Die Grenzen in denen der jeweilige Parameter variiert wurde, sind angegeben.

Abbildung 3.23 zeigt, dass die Isolation für die Nutzung eines SCL Konzepts von wichtiger Bedeutung ist. Sowohl die Wärmeleitfähigkeit als auch die Isulationsdicke haben im Vergleich zu den anderen Parametern einen großen Einfluss auf den Verlustwärmestrom im SCL. Aus diesem Grund ist in

Abbildung 3.24 der Verlustwärmestrom in Abhängigkeit von beiden Parametern dargestellt. Eine Verringerung des Wärmeverlusts wird durch eine zunehmende Isolationsdicke und abnehmende Wärmeleitfähigkeit des Isolationsmaterials erreicht. Für die fahrzeugtechnische Anwendung ist in Anbetracht der knappen Bauräume eine Abschätzung der maximal notwendigen Isolationsdicken notwendig. Übliche Isolationsstoffe, die auch hitzebeständig sind (z.B. Mineralwolle), besitzen eine Wärmeleitfähigkeit im Bereich von $0.01 - 0.1 \text{ W/mK}$. Die Wärmeleitfähigkeit ist dabei temperaturabhängig und nimmt mit steigender Isolationsstofftemperatur zu [69]. Angaben von Herstellern zu Abgasisolationen bewegen sich im Bereich von $0.02 - 0.03 \text{ W/mK}$ bei einer Temperatur von $300 - 400^\circ\text{C}$ [84], [85]. Mit dieser Wärmeleitfähigkeit liegt man in Abbildung 3.24 im Bereich der unteren vier Kurven. Es ist zu erkennen, dass ab einer Isolationsdicke von 1 mm die Wärmeverluste bereits um $70 - 90 \%$ reduziert werden können. Eine Erhöhung der Isolationsdicke auf 3 mm verringert die Verluste um $85 - 95 \%$.

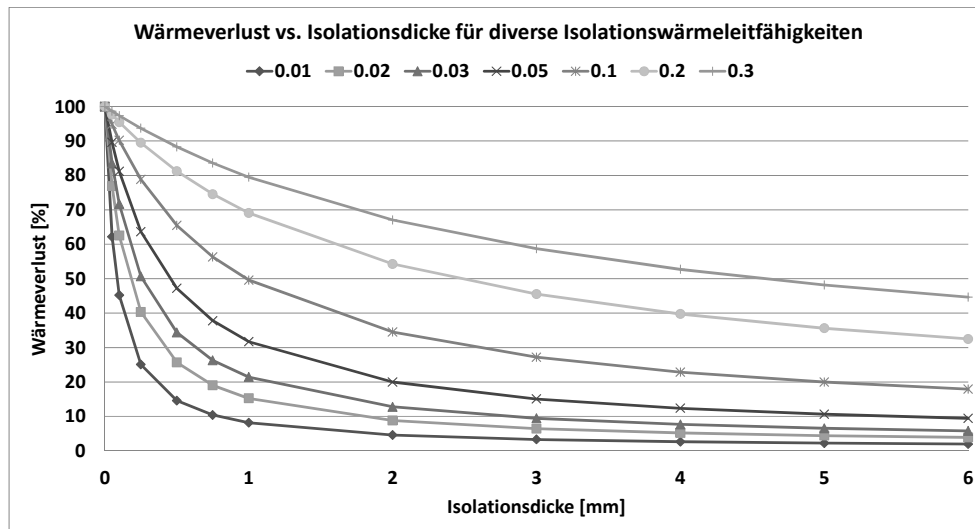


Abbildung 3.24 Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Isolationsstärke für unterschiedliche Isoliermaterialien mit einer Wärmeleitfähigkeit von 0.01 bis 0.3 W/mK . Die Werte für den Wärmeverlust sind bezogen auf den Referenzwert ohne Isolation (100% Wärmeverlust).

Auf Basis der oben vorgestellten Rechnung, ergibt sich bei einer angestrebten Wärmeübertragung von $8 - 10 \text{ kW}$ (welche vom SCL im Nennleistungspunkt übertragen werden soll) ein Energieverlust von rund 15% , wenn keine Isolation verwendet wird. Dementsprechend kann dieser Energieverlust mit einer Isolationsdicke von 1 mm bereits auf rund 3% und mit einer Isolationsdicke von 3 mm auf rund 1.5% reduziert werden. Hier wird deutlich, dass eine Isolation unverzichtbar ist und mindestens eine Dicke von 1 mm aufweisen sollte. Ab einer Isolationsdicke von 3 mm kann hingegen nur noch bei Wärmeleitfähigkeiten oberhalb von 0.03 W/mK (der Isolation) eine signifikante Verringerung des Wärmeverlusts erzielt werden.

Zur Validierung der Berechnung des Wärmeverlusts soll im Folgenden auf experimentelle Untersuchungen verschiedener Abgasisolationen zurückgegriffen werden [86]. Eine Beschreibung der Durchführung der Versuche befindet sich im Anhang III.1. Es wurden mehrere Isolationsmaterialien von diversen Herstellern getestet. Dabei wurde der Wärmeverlust eines nicht isolierten Rohres von 0.3 m Länge jeweils mit dem Wärmeverlust eines isolierten Rohres der gleichen Länge verglichen. Die Messungen zeigen teils deutlich höhere Wärmeverluste als mit der vorgestellten Überschlagsberechnung zu erwarten sind (siehe Abbildung 3.25). Da eine sehr gute Übereinstimmung der Überschlagsberechnung mit den durchgeführten Messungen ohne Isolation vorliegt, ist anzunehmen, dass die Abweichung von einer schlechteren Isolierfähigkeit (als theoretisch angenommen) resultiert. Mit einer 9-fach höheren Wärmeleitfähigkeit (als vom Hersteller angegeben) erreicht man die gemessenen Werte mit der Überschlagsrechnung. Die Gründe für diese Abweichung liegen nicht allein an der angenommenen Wärmeleitfähigkeit der Isolation, sondern auch an der

fehlenden Abbildung anderer Wärmeverlustursachen (beispielsweise Wärmeleitung zu den angeflanschten Rohren).

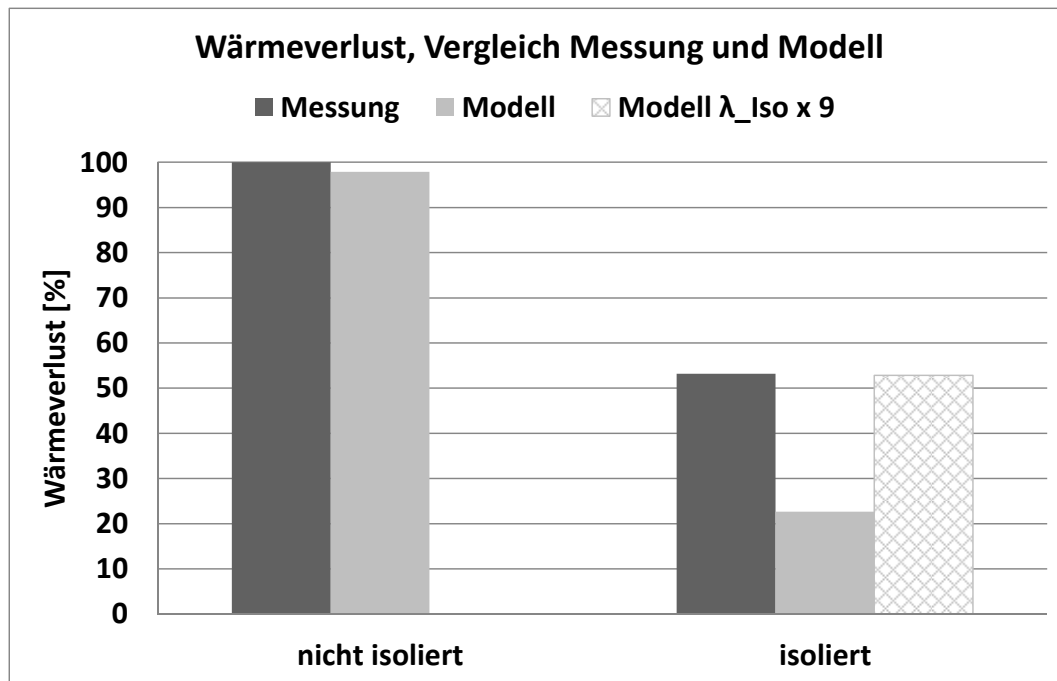


Abbildung 3.25 Vergleich von Messdaten und Modellwerten für den Wärmeverlust entlang eines Abgasrohres im nicht-isolierten und isolierten Zustand. Die Werte sind normiert, so dass 100% dem gemessenen Wert im Fall des nicht isolierten Rohres entspricht.

Es ist also zu erwarten, dass die vorgestellte Berechnung der Wärmeverluste im SCL, die Wärmeverluste unterschätzt. Legt man nun eine 9-fach höhere Wärmeleitfähigkeiten zugrunde, bewegt man sich in Abbildung 3.24 im Bereich der oberen Kurven und es wird eine deutlich größere Isolationsdicke notwendig. Eine Isolationsdicke von 3 mm ermöglicht dann eine Reduktion der Verluste um 50 bis 60 %. Es wird also eine Isolationsdicke von mehr als 3 mm empfohlen.

Neben den Wärmeverlusten sind für die Anwendung des selbstzirkulierenden Kreislaufs die Druckverluste in den Rohrleitungen und dem Wärmeübertrager von Interesse. Diese sind maßgebend für die akustische Leistung, die notwendig ist, um den gerichteten Massenstrom aufrecht zu erhalten (siehe Kapitel 3.3.5).

Der Druckverlust des Wärmeübertragers wird in Kapitel 5.3.1 auf rund 1500 Pa bestimmt. Für den zu erwartenden Druckverlust in den Rohrleitungen und zur Bestimmung eines notwendigen Rohrdurchmessers wurde eine Überschlagsrechnung durchgeführt. Diese basiert auf den Gleichungen welche durch [69] empfohlen werden. Für den angenommenen Massenstrom von 8 g/s im Auslegungspunkt, ist die Strömung stets turbulent und der Druckverlustbeiwert (ζ) wurde nach Nikuradse und Prandtl durch folgende Gleichung bestimmt.

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta}} = -2 \log_{10} \left[\frac{2.51}{Re \sqrt{\zeta}} + \frac{\beta}{3.71} \right] \quad (3.35)$$

In Gleichung (3.35) ist $\beta = K/d_r$ das Verhältnis aus Oberflächenrauigkeit und dem inneren Rohrdurchmesser. Für die Rohrleitungen wurde jeweils die Heliumtemperatur berücksichtigt. Das Ergebnis der Überschlagsrechnung ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Die Berechnung berücksichtigt nicht die Umlenkung in den Verbindungsrohren. Aufgrund der Überschlagsrechnung werden für die weiteren Untersuchungen Rohrinneindurchmesser von 9 mm eingesetzt. Diese scheinen ein guter Kompromiss zwischen möglichst geringem Rohrdurchmesser und möglichst geringem Druckverlust zu sein.

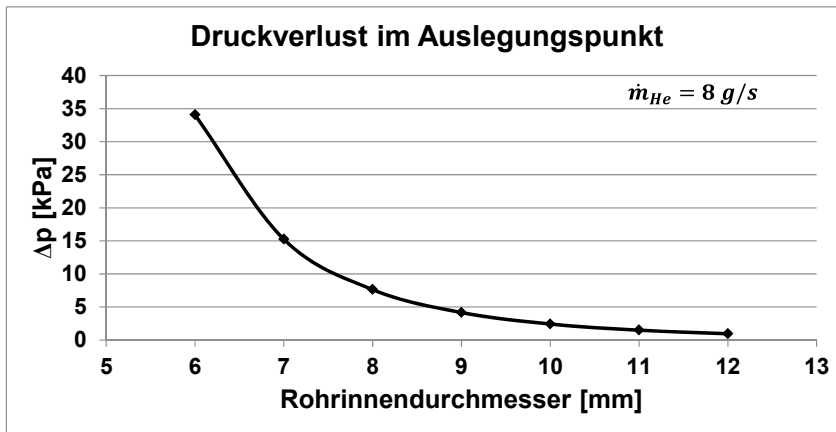


Abbildung 3.26 Druckverlust in den Verbindungsrohren des selbstzirkulierenden Kreislaufs im Auslegungspunkt.

3.3.4 Grobauslegung Abgaswärmeübertrager

Ein großer Vorteil durch die Integration eines SCL, sind die größeren Freiheitsgrade bei der Wärmeübertragerentwicklung. Diese ermöglichen es den Abgaswärmeübertrager als Gegenstrom-Wärmeübertrager auszulegen, wodurch größtmögliche Heliumtemperaturen erreicht werden können und der Prozesswirkungsgrad verbessert werden kann.

Für eine erste Auslegung des Abgaswärmeübertragers gelten die Randbedingungen des definierten Auslegungspunkts mit einem Abgasmassenstrom von $\dot{m}_{Abg} = 90 \text{ kg/h}$ und einer Abgastemperatur von $T_{Abg, ein} = 622 \text{ °C}$ (vgl. Kapitel 3.1). Weiterhin soll im Auslegungspunkt eine Heliumaustrittstemperatur aus dem Abgaswärmeübertrager von rund $T_{He, aus} = 450 \text{ °C}$ erreicht werden.

Für eine überschlagsmäßige Berechnung der notwendigen Wärmeübertragungsfläche, soll von einer geforderten Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine von $P_{el} \approx 2 \text{ kW}$ und einem erwarteten Systemwirkungsgrad von $\eta \approx 22 \text{ %}$ ausgegangen werden. Es ergibt sich ein notwendiger Wärmestrom von $\dot{Q}_{He} \approx 9 \text{ kW}$, der vom Wärmeübertrager realisiert werden muss. Nach Abschätzung durch [87] ist eine Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 200 \text{ K}$ über den thermisch-akustischen Wandler möglich. Dazu steht jedoch noch ein experimenteller Nachweis aus. Da diese Temperaturdifferenz Ausgleichsströmungen in den Regeneratoren hervorrufen kann, müssen auf jeden Fall Maßnahmen ergriffen werden, um diese zu unterdrücken (siehe Kapitel 2.1.4). Alternativ kann auch durch eine Vergrößerung des Heliummassenstroms im SCL die Temperaturdifferenz reduziert werden. Entsprechend tritt jedoch eine größere akustische Verlustleistung im SCL auf.

Unter den genannten Randbedingungen lässt sich mithilfe von Stoffdaten aus [56] (für eine mittlere Heliumtemperatur von 350 °C) und Gleichung (3.36) der notwendige Massenstrom im SCL $\dot{m}_{He} \approx 8 \text{ g/s}$ berechnen.

$$\dot{Q}_{He} = \dot{m}_{He} c_{p, He} \Delta T_{He} \quad (3.36)$$

Lässt man die Wärmeverluste zuerst außer Acht, ermöglicht dies eine erste Abschätzung der erforderlichen Wärmeübertragungsfläche. Demnach ergibt sich nach Gleichung (3.37) eine Austrittstemperatur des Abgases von $T_{Abg, aus} \approx 323 \text{ °C}$.

$$\dot{Q}_{Abg} = -\dot{Q}_{He} = \dot{m}_{Abg} c_{p, Abg} \Delta T_{Abg} \quad (3.37)$$

Aus der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz (ΔT_m) für einen Gegenstromwärmeübertrager ergibt sich ein Wert für $kA \approx 80 \text{ W/K}$. Dabei entspricht k dem Wärmedurchgangskoeffizienten der Abgaswärmeübertragers und A der Wärmeübertragungsfläche auf der Abgasseite. Nimmt man als erste Näherung einen Wärmedurchgangskoeffizienten von $k = 40 \text{ W/mK}$ (vgl. [69]) an, ist eine Wärmeübertragungsfläche von rund 2 m^2 erforderlich.

$$\dot{Q}_{AWÜ} = \dot{Q}_{He} = kA\Delta T_m \quad (3.38)$$

Bei der Auslegung für die Anwendung im Fahrzeug sind weiterhin Bauraumbeschränkungen vorgegeben. Der Abgaswärmeübertrager soll in Fahrzeugmitteltunnel möglichst weit vorne integriert werden. Daraus ergab sich eine Bauraumbeschränkung im Bereich $150 \times 150 \times 250 \text{ mm}$.

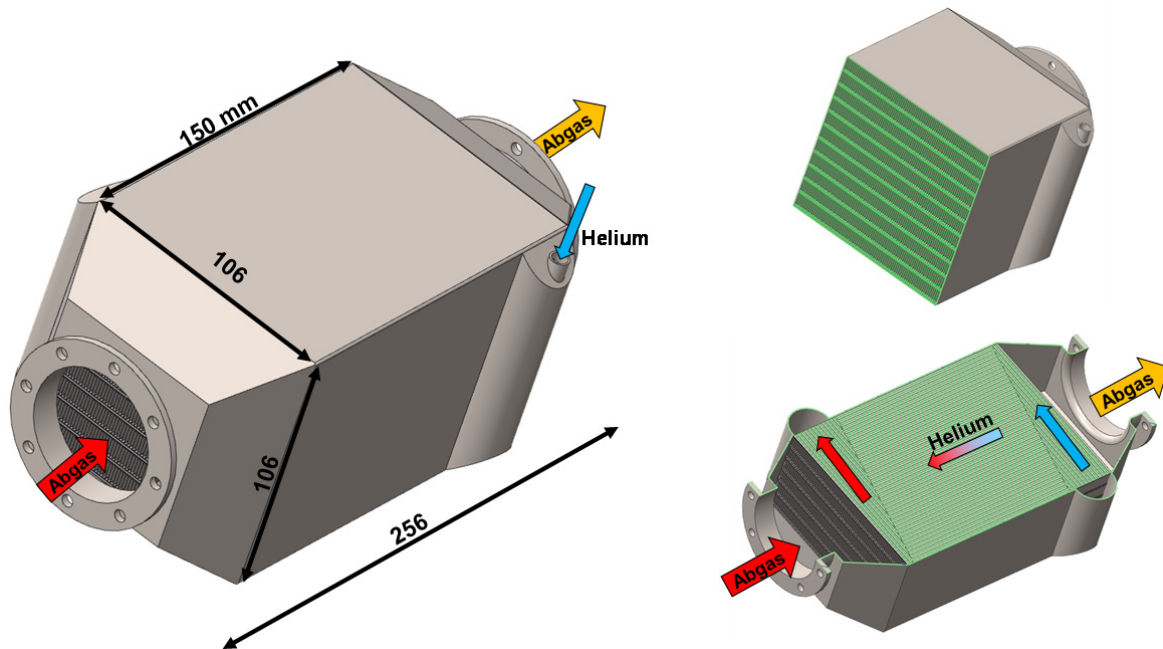


Abbildung 3.27 Erstausslegung des Abgaswärmeübertragers. Links: Äußere Abmessungen. Rechts oben: Senkrechter Schnitt durch die Schichten in denen abwechselnd Helium und Abgas strömt. Rechts unten: Waagerechter Schnitt durch eine Heliumschicht. Die Heliumkanäle und das Gegenstromprinzip sind zu erkennen.

Eine erste Konstruktion des Abgaswärmeübertragers wurde durch [87] durchgeführt und ist in Abbildung 3.27 dargestellt. Die äußeren Abmessungen sind in der linken Abbildung dargestellt. Die Strömungsrichtung ist in diesem Fall so, dass links das Abgas eintritt und rechts austritt. Das Helium tritt oben-rechts ein und unten-links aus. Auf der rechten Seite von Abbildung 3.27 ist oben ein senkrechter Schnitt durch die Mitte des Abgaswärmeübertragers dargestellt. Er zeigt die jeweils 11 Helium- und Abgasschichten. Unten ist ein waagerechter Schnitt durch eine Heliumschicht und die Strömungsrichtung des Abgases und des Helium dargestellt.

Abbildung 3.28 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Heliumkanäle und der Abgaskanäle. Es sind zwei Platten des Wärmeübertragers zu erkennen zwischen denen das Helium strömt. Auf den anderen Seiten der Platten strömt Abgas. Da Plattenwärmeübertrager bei hohen Druckunterschieden der Fluide Nachteile in der mechanischen Festigkeit aufweisen, ist hier die Grundidee, dass die Lamellen, die die Heliumkanäle bilden, die Zugkräfte aufnehmen die durch den hohen Innendruck entstehen.

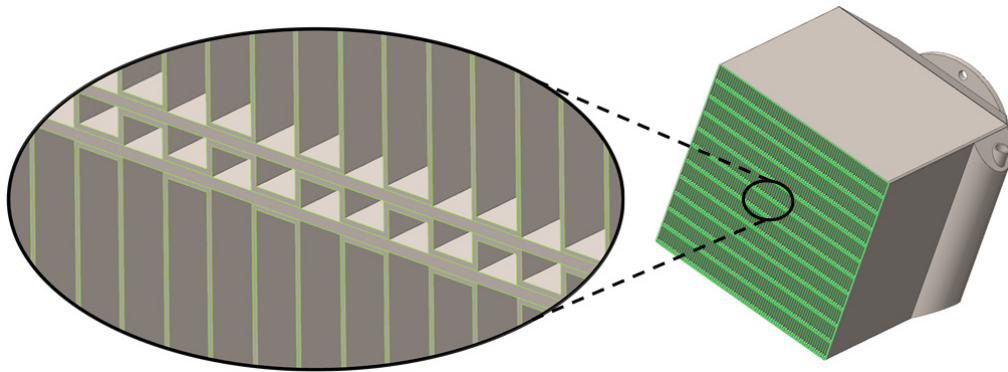


Abbildung 3.28 Plattendesign und Lamellenstruktur des Abgaswärmeübertragers. Dargestellt sind zwei Platten zwischen denen das Helium strömt. Außen an den Platten strömt das Abgas in entgegengesetzter Richtung. Lamellen erhöhen den Wärmeübergang und gewährleisten die mechanische Festigkeit.

Der Wärmeübertrager hat damit eine Wärmeübertragungsfläche von 2.42 m^2 abgasseitig und 0.51 m^2 heliumseitig. Bei einer Fertigung aus Edelstahl (1.4301) mit einer Dichte von $\rho_{st} = 7900 \text{ kg/m}^3$ ergibt sich eine Gesamtmasse von rund 3 kg . Bei einer mittleren spezifischen Wärmekapazität $c_{p,st} = 560 \text{ J/kg/K}$ ergibt sich eine Wärmekapazität des Wärmeübertragers von rund 1600 J/K . Die Wärmekapazität ist insbesondere bei der stationären Anwendung im Kraftfahrzeug von Interesse, da sie Einfluss auf die Dynamik des Systems hat und während der Kaltstartphase das Anlaufen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine beeinflusst.

Für die folgenden Untersuchungen zum SCL Einbindungskonzepts in dieser Arbeit, wurde der vorgenannte Erstentwurf des Wärmeübertragers optimiert. Um eine verbesserte Strömungsführung im Bereich des Ein- und Auslasses der Abgase zu realisieren, wurde die Geometrie entsprechend Abbildung 3.29 angepasst. Im Erstentwurf (links) würde sich durch die scharfen Kanten die Strömung ablösen und damit eine gleichmäßige Anströmung aller Abgaskanäle negativ beeinflussen sowie die den Druckverlust im Abgassystem weiter erhöhen, was zu Wirkungsgradeinbußen der Verbrennungskraftmaschine im KFZ führt. In der optimierten Variante (rechts) ermöglicht die Einlassgeometrie ein Einstromen der Abgase ohne Ablösung.

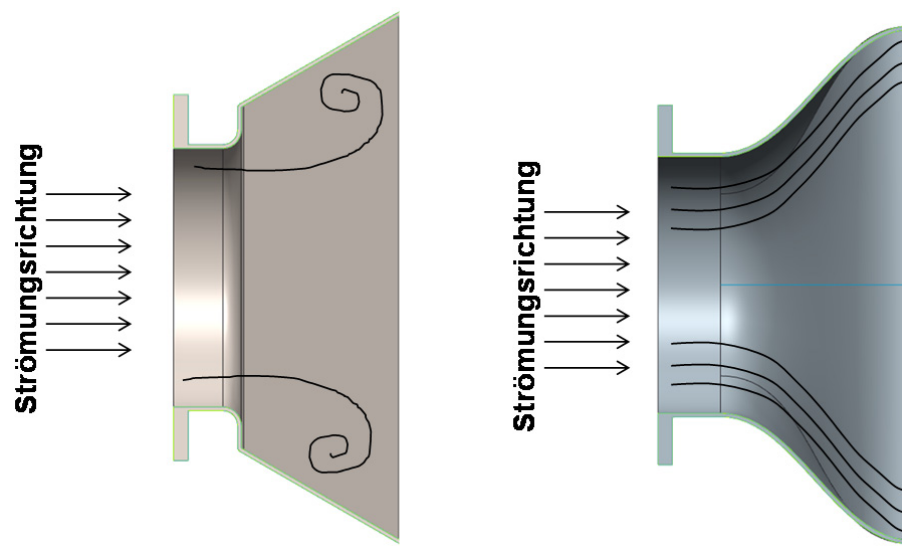


Abbildung 3.29 Strömungsverlauf am Abgaseintritt in den Abgaswärmeübertrager. Angepasstes Design (rechts) ermöglicht ein Eintreten des Abgases ohne Ablösung.

Als zweite Maßnahme wurde die Aufteilung der Helium- und Abgasschichten im Wärmeübertrager soweit angepasst, dass die jeweils äußeren Schichten des Wärmeübertragers mit Abgas durchströmt werden (siehe Abbildung 3.30). Es wird dadurch verhindert, dass eine Heliumschicht direkten Kontakt

zur Außenwand des Wärmeübertragers hat. Dies ermöglicht eine höhere Helium-Austrittstemperatur und verbessert die Temperaturgleichverteilung im Wärmeübertrager.

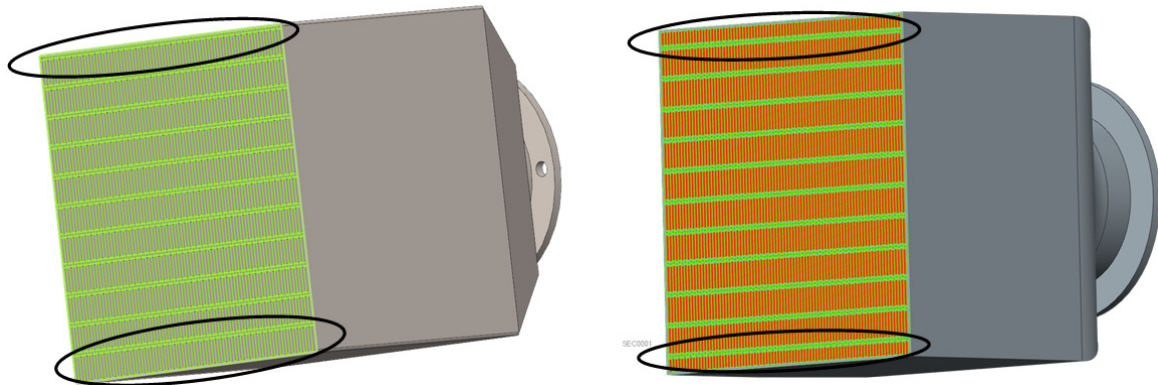


Abbildung 3.30 Schnittbild durch den Wärmeübertrager. Links: Erstentwurf mit ungleichmäßiger Verteilung der einzelnen Schichten. Rechts: Optimierte Verteilung der Schichten. Abgas strömt hier durch die äußeren Schichten des Wärmeübertragers.

Zusätzlich wurde noch die Lamellenstruktur geringfügig geändert, wodurch sich die abgasseitige Wärmeübertragerfläche auf 2.48 m^2 erhöht hat.

Eine der größten Herausforderungen, ist die Druckfestigkeit des Abgaswärmeübertragers bei den angestrebten Temperaturen von mehr als $600 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (abgasseitig). Das hier vorgestellte Wärmeübertragerdesign wird die geforderte Druckfestigkeit aufgrund der hohen Temperaturen nicht erfüllen können. Die Verbindung der Lamellen mit den Platten durch herkömmliche Fügeverfahren wäre unter diesen Bedingungen nicht ausreichend. Eine weitere Herausforderung ergibt sich aus der Dichtigkeit des Wärmeübertragers. Helium als flüchtiges Gas setzt hier hohe Anforderungen an die Dichtigkeit.

Ein alternatives Design für den Wärmeübertrager wäre, auf die Lamellen auf der Heliumseite zu verzichten und dafür in die Platten selbst Kanäle einzubringen, durch die das Helium strömt. Das ist jedoch produktionstechnisch sehr aufwändig.

Da die Herstellung des Abgaswärmeübertragers nicht mehr in dieser Arbeit geleistet werden konnte, bleibt es hier bei Lösungsvorschlägen und der simulativen Betrachtung des vorgestellten Designs. Dies ist insofern gerechtfertigt, da eine druckfeste Lösung als machbar gilt, jedoch Nachteile beim Gewicht, bei der Größe und den Kosten mit sich bringt, jedoch keine technisch unlösbaren Probleme aufwirft (siehe Kapitel 7).

Wie in Kapitel 5.3.1 gezeigt wird, ist bei der Auslegung des Wärmeübertragers auch das Heliumvolumen von Bedeutung um die akustischen Verluste aufgrund von thermischer Relaxation zu reduzieren. Aus diesem Grund sei hier bereits erwähnt, dass das vorgestellte Wärmeübertrager-Design ein Heliumvolumen von 117 cm^3 aufweist.

3.3.5 Akustische Dioden

Neben dem Abgaswärmeübertrager stellen die akustischen Dioden ein wichtiges Bauteil des selbstzirkulierenden Kreislaufs (SCL) dar. Ihre Auslegung hat maßgeblichen Einfluss auf den generierten mittleren Massenstrom im SCL. Weiterhin ist der Wirkungsgrad der Dioden (vgl. Gleichung (3.40)) stark von der Auslegung abhängig.

Generell ist festzuhalten, dass durch die Verwendung von akustischen Dioden akustische Energie dissipiert wird und dadurch nicht mehr für die Wandlung in elektrische Energie zur Verfügung steht. Dementsprechend verringern die akustischen Dioden im SCL den Systemwirkungsgrad der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Die Funktionsweise und theoretische Beschreibung einer

akustischen Diode wurde bereits in Kapitel 3.3.2 erläutert. Dieses Kapitel soll dazu dienen die Auslegung der akustischen Diode für den SCL zu beschreiben.

Die Auslegung der Dioden erfolgt über die Dimensionierung von Querschnittsfläche und Länge der Diode. Nach Gleichungen (3.20) bis (3.22) ist die durch die Diode erzeugte statische Druckdifferenz direkt proportional zum Druckverlustbeiwert, beziehungsweise der Differenz der Druckverlustbeiwerte der beiden Strömungsrichtungen. Nach Gleichung (3.27) ist der Druckverlustbeiwert abhängig von dem Verhältnis der Querschnittsflächen der Diode. Über die Dimensionierung der Querschnittsfläche wird die erzeugte statische Druckdifferenz beeinflusst.

Ein weiteres wichtiges Auslegungskriterium ist der Öffnungswinkel der Diode. Um ein Ablösen der Strömung zu verhindern, sollte dieser möglichst kleiner als 9° sein. Nachdem eine Querschnittsfläche gewählt wurde um eine gewünschte statische Druckdifferenz zu erzielen, muss entsprechend die Länge der Diode derart angepasst werden, dass der Öffnungswinkel möglichst klein wird.

Der Wirkungsgrad (3.40) der akustischen Diode ergibt sich aus dem Verhältnis von akustischem Leistungsbedarf (Gleichung (3.29)) und der hydraulischen Leistung des zeitlich gemittelten Massenstroms (3.39).

$$P_{hydr} = \frac{\Delta p \dot{M}}{\rho_m} \quad (3.39)$$

$$\eta_{ad} = \frac{P_{hydr}}{\Delta \dot{E}} \quad (3.40)$$

Um die Effizienz des SCL zu steigern, ist es sinnvoll die Druckverluste in den Komponenten des SCL möglichst gering zu gestalten und die Dioden möglichst gut auf diese Druckverluste abzustimmen um somit die dissipierte akustische Leistung zu minimieren.

Zusammenfassung Kapitel 3

In Kapitel 3.1 wurde auf die Voraussetzungen für eine Anwendung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzeug eingegangen. Im Gegensatz zu einer stationären Anwendung ist insbesondere der hochdynamische Abgasenthalpiestrom eine Herausforderung für die Auslegung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Da eine thermoakustische Wärmekraftmaschine auf eine bestimmte Heißeitentemperatur ausgelegt wird, ist es wichtig eine optimale Betriebstemperatur zu bestimmen, die in möglichst vielen Fahrzuständen erreicht werden kann. Für einen beispielhaften aufgeladen Ottomotor im Golf 7 wurde eine optimale Heißeitentemperatur im Bereich von 300 bis 350 °C bestimmt. Dazu wurden der Fahrzyklus NEFZ sowie der WLTP zu Bewertung herangezogen.

In Kapitel 3.2 und 3.3 wurden zwei Fahrzeugintegrationskonzepte erläutert, die es ermöglichen eine thermoakustische Wärmekraftmaschine im Mitteltunnel des Fahrzeugs zu integrieren. Beide Konzepte unterscheiden sich grundlegend in ihrer Funktionsweise. Während das erste Konzept auf reiner Festkörperwärmeleitung basiert, nutzt das zweite Konzept akustische Energie um eine Druckdifferenz zu erzeugen und dadurch einen gerichteten Massenstrom zur Wärmeübertragung zu nutzen.

Es wurde gezeigt, dass das erste Konzept vor allem durch seine kompakte Bauform Vorteile aufweist. Es bringt jedoch konzeptionelle Nachteile mit, die eine Reduzierung des thermoakustischen Prozesswirkungsgrads mit sich bringen. Mit einer optimierten Gestaltung der Rippengeometrie konnten diese teilweise reduziert werden. Insbesondere kann jedoch mit dem Wärmeübertrager kein ausreichender Wärmestrom zur Heißeite des thermisch-akustischen Wandlers transportiert werden.

Durch die Einführung eines selbstzirkulierenden Helium-Kreislaufs wurden die Nachteile des ersten Konzepts vermieden. Der SCL nutzt dabei akustische Energie der thermoakustischen Wärmekraftmaschine um einen Heliummassenstrom zu generieren, der zur Wärmeübertragung genutzt wird. Dieses Konzept ermöglicht es einen effizienten Wärmeübertrager zu gestalten, der nach dem Gegenstromprinzip funktioniert und wesentlich mehr Wärmeübertragungsfläche bietet. Wie in Kapitel 5.3.1 gezeigt wird, gelingt es mit diesem Konzept einen ausreichend großen Wärmestrom zum thermisch-akustischen Wandler zu transportieren.

4 Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung

4.1 Simulationsumgebung

Zur Bewertung des Integrationskonzepts wurde eine Simulationsumgebung aufgebaut. Durch die Simulationsumgebung soll eine Bewertung der Leistungsfähigkeit des Wärmeübertragers und eine Bewertung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in einer Fahrzeugumgebung vorgenommen werden. Dazu wurden verschiedene Modelle und Simulationstools verwendet, auf die in den nächsten Kapiteln näher eingegangen werden soll.

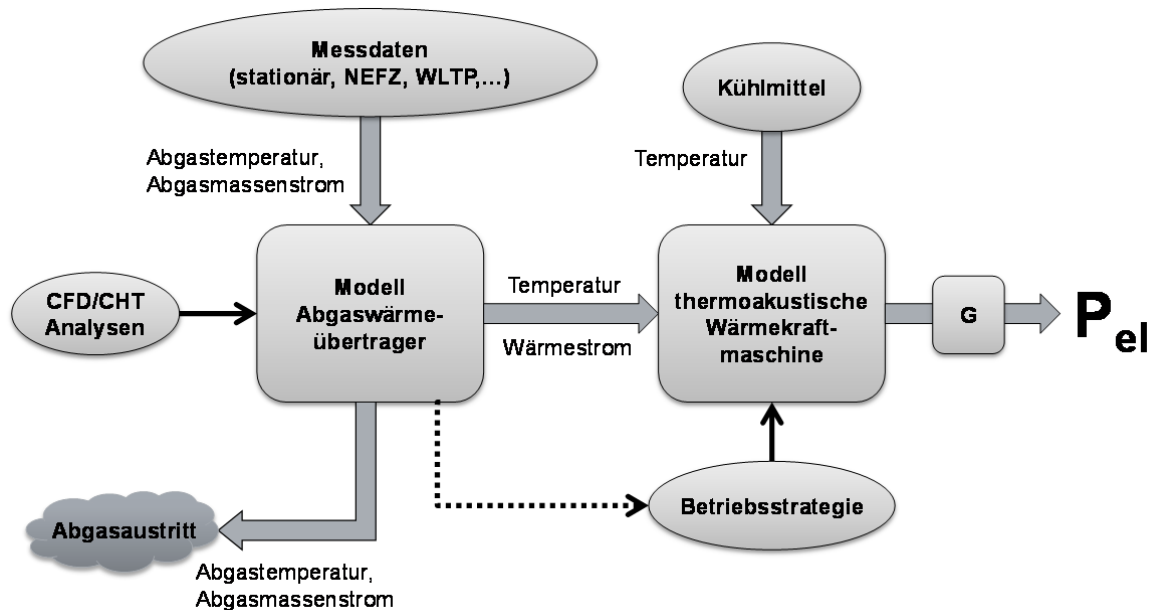


Abbildung 4.1 Vereinfachte Darstellung der Gesamtsimulation in Dymola®. Dargestellt sind die einzelnen Modelle sowie Enthalpie- und Wärmeströme.

Die Simulationsumgebung besteht aus Modellen für den Abgaswärmeübertrager, der thermoakustischen Wärmekraftmaschine und dem elektrischen Generator (G). Abbildung 4.1 zeigt entsprechend eine vereinfachte Darstellung der verwendeten Simulationsmodelle, welche mit dem Simulationstool Dymola® [88] zusammengeführt wurden.

4.1.1 Modell der thermoakustischen Wärmekraftmaschine

Für die Berechnung der thermoakustischen Energiewandlung wurde von [87] ein Modell zur Verfügung gestellt, welches anhand der Heißeitentemperatur des Regenerators die Energiewandlung von thermischer in mechanische Energie bestimmt. Als mechanische Energie ist hier die technische Arbeit an der Membran zu verstehen. In der Modellierung sind der thermisch-akustische Wandler, der akustisch-mechanische Wandler sowie die Verbindungsrohre berücksichtigt. Zudem wurde die modellierte thermoakustische Wärmekraftmaschine auf eine Anwendung im Fahrzeug mit einer optimalen Betriebstemperatur im Bereich von 300 bis 350 °C (vgl. Kapitel 3.1.1) angepasst.

Als Eingangsparameter werden der zugeführte Wärmestrom und die Temperatur bei der der Wärmestrom übertragen wird sowie die Bewegungsamplitude der Membran im akustisch-mechanischen Wandler an das Modell übergeben. Letztere dient zur Regelung des Systems (im realen System wird die Bewegungsamplitude über die Spannungsamplitude des elektrischen Generators eingestellt). Weiterhin dienen als Eingangsparameter die Umgebungstemperatur - um die thermischen Verluste an die Umgebung zu berücksichtigen - und die Temperatur des Kühlmittels, welches als

Energiesenke genutzt wird. Als Ausgangsgrößen stehen neben der mechanischen Nutzleistung, der Prozesswirkungsgrad, diverse Verlustleistungen sowie akustische Größen wie Druckamplitude und Phasenwinkel zur Verfügung. Bei der Modellierung wurden Verluste durch akustische Effekte und durch Wärmeleitung berücksichtigt, um so im Modell die Wirkungsgrade der thermoakustischen Wärmekraftmaschine zu bestimmen.

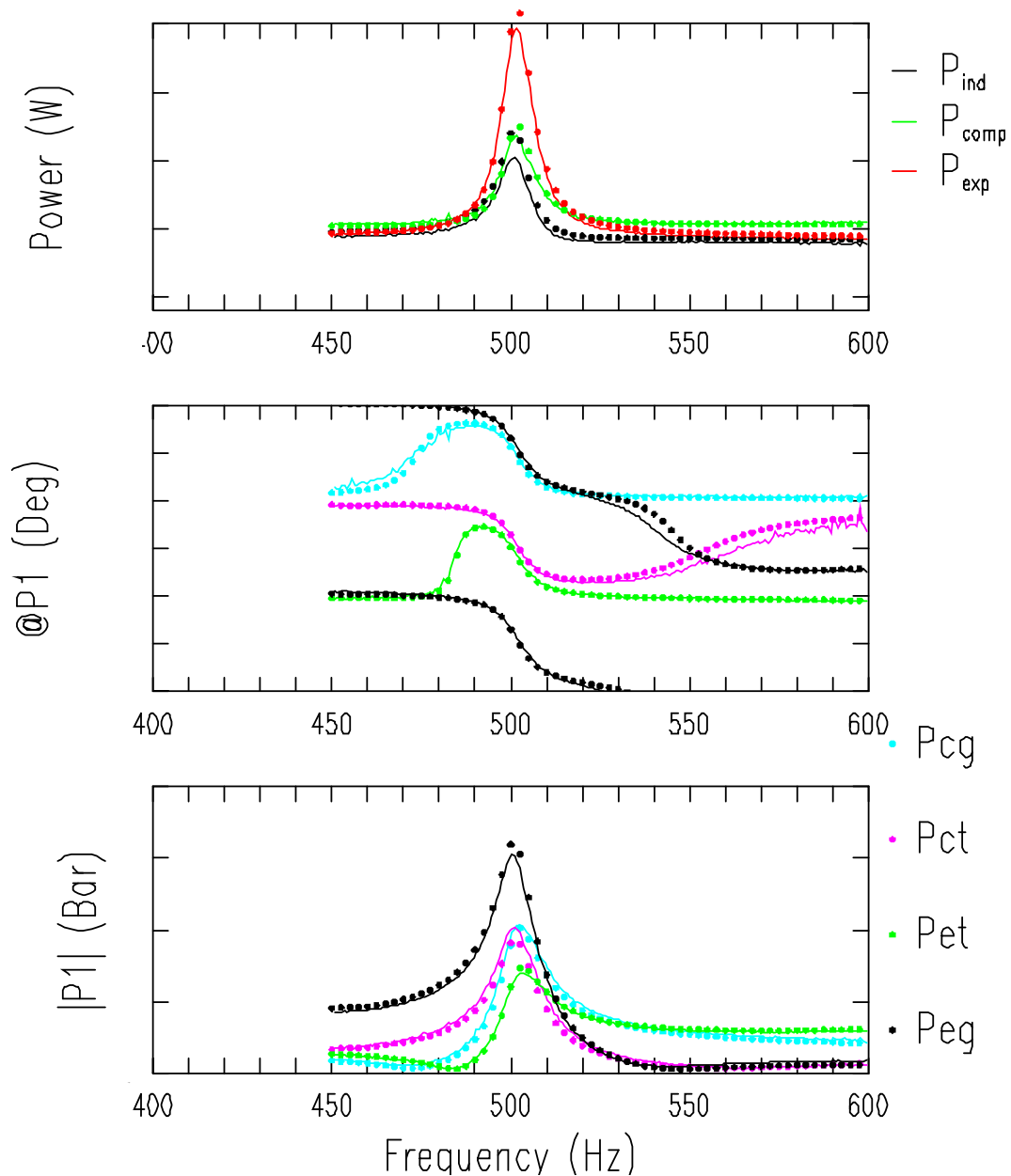


Abbildung 4.2: Vergleich Modellwerte der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit Messdaten aus der Prototypenvermessung. Gute Übereinstimmung der berechneten Leistung (oberes Diagramm), der Phasenlage (mittleres Diagramm) und der Druckamplitude (unteres Diagramm) mit den Messdaten der Drucksensoren. Messdaten sind als Punkte dargestellt und Modelldaten als Linien. Quelle: [87].

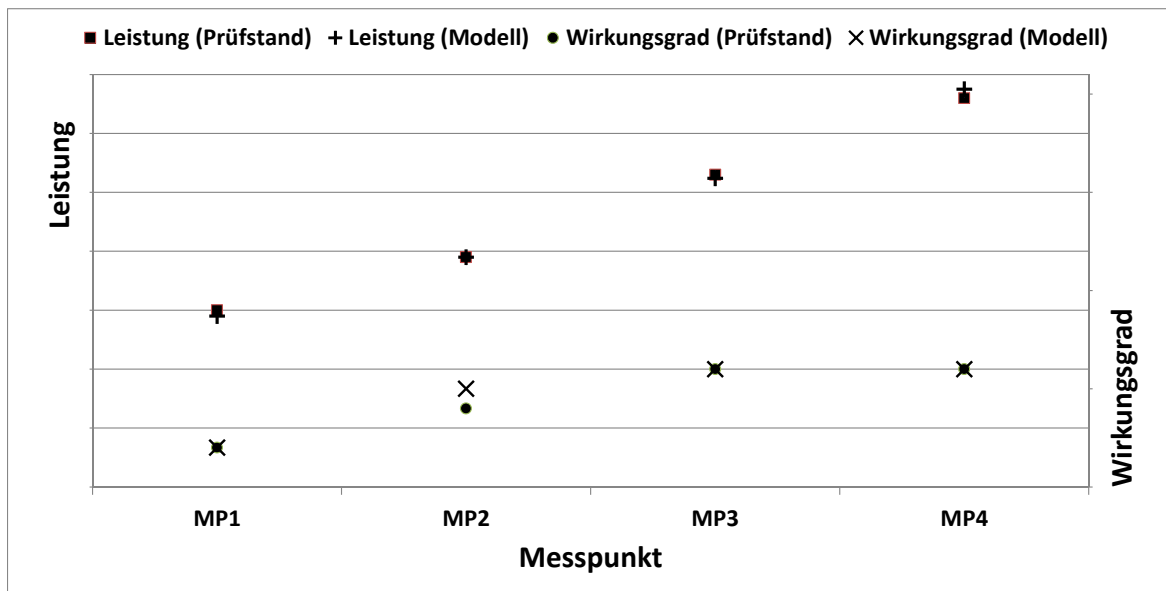


Abbildung 4.3: Vergleich von am Prüfstand ermittelten Werten für Leistungsabgabe und Systemwirkungsgrad mit den aus dem Modell bestimmten Werten. Eine gute Übereinstimmung wird erreicht. Quelle: [87].

Die Validierung des Modells wurde mithilfe des bei [87] betriebenen Prototypen durchgeführt. Bei dem verwendeten Prototypen handelt es sich um ein System für die Blockheizkraftwerkanwendung. Nach der Validierung erfolgte eine Skalierung für die Anwendung im Fahrzeug. In Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3 wird eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Prototyp dargestellt. Dies gilt für einzelne Messpunkte (Abbildung 4.3), als auch für das Verhalten der thermoakustischen Wärmekraftmaschine über den relevanten Frequenzbereich (Abbildung 4.2). Generell zeigt diese Übereinstimmung, dass die grundsätzlich auftretenden physikalischen Effekte im Prototypen durch das Modell abgebildet sind.

Die Skalierung des Modells für die Anwendung im Fahrzeug umfasste unter anderem die Anpassung des Modells an eine niedrigere Heißeittemperatur und die Vergrößerung des Membrandurchmessers für eine erhöhte Ausgangsleistung. Da zum Ende der Arbeit noch kein fahrzeugtauglicher Prototyp zur Verfügung stand, konnte keine separate Validierung des angepassten Modells durchgeführt werden. Dennoch kann hier davon ausgegangen werden, dass das angepasste Modell für die Bewertung der Fahrzeugtauglichkeit geeignet ist, da die modellierten physikalischen Effekte grundsätzlich identisch sind.

4.1.2 Modell des Abgaswärmeübertragers

Zur Bewertung der Wärmeübertragungsleistung, des Druckverlusts und der Temperaturverteilung im Abgaswärmeübertrager wurde eine CFD/CHT Analyse durchgeführt. Dazu wurde das in Kapitel 3.2.4 beschriebene Modell des Abgaswärmeübertragers angepasst und für die CFD/CHT Simulation vorbereitet.

Um die Analyse mit begrenzter Rechenkapazität zu ermöglichen, wurde lediglich ein Ausschnitt des Wärmeübertragers betrachtet. Es wurde ein $\alpha = 26.4^\circ$ Ausschnitt für die CFD/CHT Simulation betrachtet. Der Ausschnitt wurde so gewählt, dass der Schnitt nicht durch eine der Rippen verläuft (siehe Abbildung 4.4). Der Wärmeübertrager wurde in drei Abschnitte mit unterschiedlichen Rippenanordnungen unterteilt (*I bis III*). Jeder Abschnitt überträgt Energie aus dem Abgas über die Rippenstruktur zur Innenseite und dort in die Heißeite der Regeneratoren. Die Regeneratoren sind ringförmig in drei Ringen an der Innenfläche angeordnet.

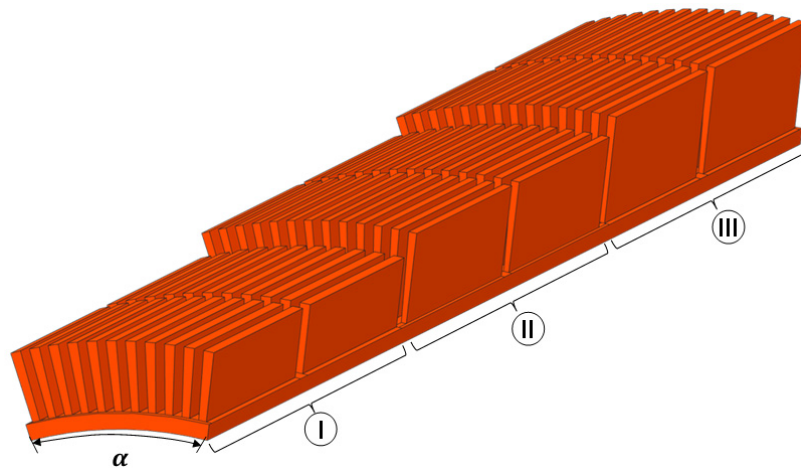


Abbildung 4.4 Modell des Wärmeübertragers. Ausschnitt α des Gesamtwärmeübertragers mit drei Rippenringen, die die Energie zu den Regeneratoren leiten.

Zusätzlich wurde ein Fluidvolumen eingeführt, welches in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Es ist abgegrenzt durch eine Eintritts- und Austrittsfläche sowie den Symmetrieflächen und den Begrenzungsflächen. Über die Eintritts- und Austrittsfläche kann das Fluid eintreten bzw. austreten. Über die Symmetrieflächen ist ein beidseitiger Fluidtransport möglich. Die Begrenzungsflächen stellen Wände dar und erlauben keine Wärmeübertragung. Entsprechend wird in diesem Modell die Wärmeübertragung an die Umgebung vernachlässigt. Das ist dadurch gerechtfertigt, dass das Gehäuse des Wärmeübertragers eine Isolation nach außen erhalten wird und die Rippenstruktur durch einen Spalt vom Gehäuse getrennt ist und somit der Großteil der Energie zur Innenseite transportiert wird.

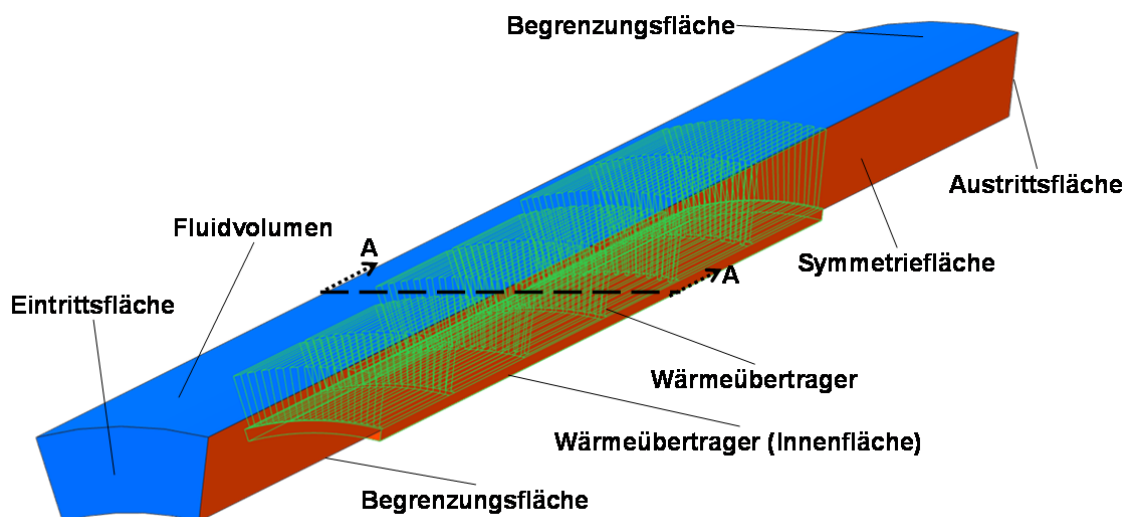


Abbildung 4.5 Fluidvolumen mit Wärmeübertrager. Das Fluid tritt über die Eintrittsfläche ein und kann das Volumen über die Symmetrieflächen und die Austrittsfläche verlassen.

Die gezeigten Volumina wurden mittels in Star-ccm+® integriertem Gittergenerator diskretisiert (siehe Abbildung 4.6). Insgesamt wurden dabei die Volumina in rund 18,700,000 Zellen unterteilt. Es wurde darauf geachtet, dass in Bereichen wo große Gradienten zu erwarten sind, die Gitter entsprechend feiner erstellt wurden. Weiterhin wurde, aufgrund der relativ einfachen Geometrie mit vielen ebenen Flächen, auf ein strukturiertes Gitter zurückgegriffen um den Rechenaufwand zu reduzieren. Abbildung 4.6 zeigt den Schnitt A-A durch das Gitter und veranschaulicht das Gitter im Bereich der Kontaktflächen der drei Volumina. Hier wurde ein feines Gitter generiert um die physikalischen Effekte im Bereich der Grenzschichten möglichst gut abzubilden. Die Gesamtzahl der Zellen im Modell wurde soweit erhöht, bis das Simulationsergebnis keine Änderung durch die Zellenanzahl mehr zeigte.

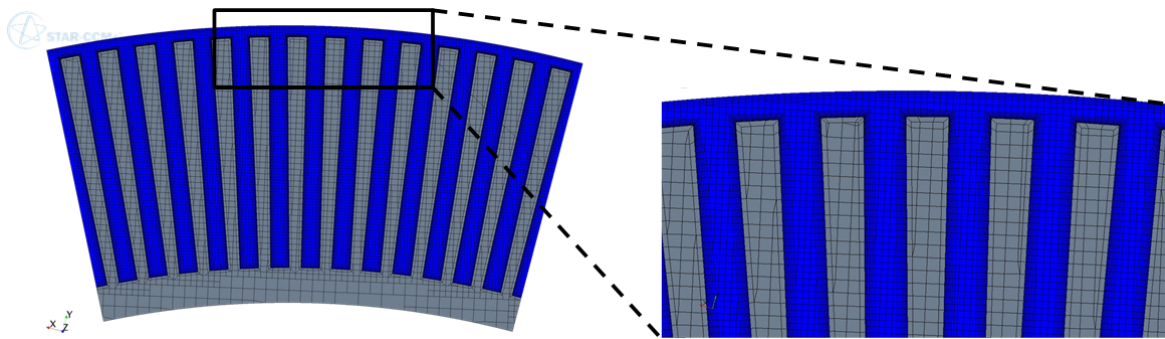


Abbildung 4.6 Vernetzte Volumina. Dargestellt ist ein Schnitt durch Wärmeübertrager und Abgas-Fluid. Gut zu erkennen ist die feiner werdende Vernetzung im Bereich der Kontaktflächen. Im Bereich des Festkörpers ist aufgrund der kleineren Gradienten das Netz grob gehalten um die Rechenzeit zu reduzieren.

Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen wurde, wie in Abschnitt 5.1.2 genauer beschrieben, auf die Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) Methode zurückgegriffen. Zur Turbulenzmodellierung wurde das SST (Menter) K-Omega Modell mit „all y+“ Wand Modell gewählt. Für eine genauere Beschreibung soll hier auf das Kapitel 5.1.2 verwiesen werden.

4.1.3 Modell der Fahrzeugumgebung

Mithilfe von Dymola® wurde ein Fahrzeugintegrationsmodell entwickelt, welches dazu dient, die thermoakustische Wärmekraftmaschine in einer Fahrzeugumgebung zu bewerten. Es erlaubt eine dynamische Bewertung in Fahrzyklen sowie eine stationäre Bewertung in Konstantfahrtpunkten.

Das Modell der thermoakustischen Wärmekraftmaschine wurde in Dymola® integriert. Auch der Wärmeübertrager wurde in Dymola® modelliert und die Ergebnisse der CFD/CHT Analyse zur Parametrierung genutzt. Dabei wurden die Wärmeübergänge, Wärmeleitung als auch die Wärmekapazität des Wärmeübertragers berücksichtigt. Weiterhin wurde ein kennfeldbasiertes Modell des elektrischen Lineargenerators hinzugefügt. Das Kennfeld stammt aus einer Vermessung des prototypischen Lineargenerators bei [87].

Obwohl das in Kapitel 4.1.1 beschriebene Modell der thermoakustischen Wärmekraftmaschine nur stationäre Zustände berechnet, kann es für eine dynamische Simulation in Dymola® genutzt werden. Der Grund liegt in der hohen Arbeitsfrequenz des thermoakustischen Prozesses. Im Vergleich zu den restlichen Prozessen im Fahrzeug, weist dieser eine kleine Zeitkonstante auf, wodurch die dynamischen Prozesse der thermoakustischen Energiewandlung in der Fahrzeugsimulation vernachlässigt werden können. Die zeitliche Auflösung der Dymola® Simulation beträgt 1 s, welches für die dynamische Betrachtung in der Fahrzeugumgebung ausreichend ist. Der thermoakustische Prozess ist laut [87] nach 10 Zyklen als stationär zu betrachten. Bei einer Arbeitsfrequenz von 500 Hz entspricht dies einer Zeit von 0.02 s.

Weiterhin wurde im Modell eine Regelung integriert, welche den thermoakustischen Energiewandler im optimalen Betriebspunkt betreibt. Der optimale Betriebspunkt ist durch eine Regenerator-Heißeittemperatur gekennzeichnet, auf die das System ausgelegt wurde. In diesem Fall sind es 325 °C. Um den Betriebspunkt einzuregeln wird die Bewegungsamplitude der Membran geregelt. Im Modell wird diese direkt geregelt, wohingegen in der Praxis diese proportional zur Spannungsamplitude des Lineargenerators ist und über diese geregelt wird. Die Bewegungsamplitude der Membran hat direkten Einfluss auf die Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Wird die Bewegungsamplitude reduziert, reduziert sich auch die Ausgangsleistung. Umgekehrt wird die Ausgangsleistung mit größerer Bewegungsamplitude erhöht. Entsprechend reduziert bzw. erhöht sich der Wärmestrom, der im Regenerator in akustische Leistung gewandelt wird. Somit lässt sich die Heißeittemperatur auf einen gewünschten Wert regeln.

Zusätzlich wurde eine Steuerungslogik entwickelt, die die thermoakustische Wärmekraftmaschine bei ausreichendem Abgasenthalpiestrom einschaltet und bei unzureichendem Abgasenthalpiestrom

abschaltet. Dabei wurde ein Temperaturbereich festgelegt, an dessen unterer Grenze abgeschaltet wird und an der oberen Grenze eingeschaltet wird. Der entstehende Hysteresebereich ist notwendig um unnötig häufige Ein- und Abschaltvorgänge zu vermeiden und einen diskontinuierlichen Betrieb zu ermöglichen.

Zudem wird im Modell ein Verlustwärmestrom des Abgaswärmeübertragers in Abhängigkeit von der Fahrtgeschwindigkeit und Umgebungstemperatur berücksichtigt.

Als Eingangsgrößen dienen dem Modell Messdaten aus Fahrzeug-Prüfstandsmessungen. Dabei werden die Größen Abgastemperatur und Abgasmassenstrom als Eingangsgrößen für den Wärmeübertrager verwendet. Die Abgasstoffdaten wurden aus der TILMedia Stoffdatenbank [89] bereitgestellt. Diese basiert wiederum auf [69], [56] und NASA Daten.

4.2 Bewertung

Das erarbeitete Abgaswärmeübertrager-Design wird durch eine CFD/CHT-Simulation bewertet. Für die Simulation wurde die Software Star-ccm+® [90] genutzt. In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse vorgestellt und ausgewertet. Es werden drei unterschiedliche Rippenstrukturen bewertet, wobei sich die in Kapitel 4.1.2 beschriebene Struktur (hier als HX-3 bezeichnet) als zielführend erwiesen hat. Trotzdem wird auch auf die anderen Rippengeometrien eingegangen und die Ergebnisse präsentiert.

Abbildung 4.7 zeigt die betrachteten Rippengeometrien im Vergleich. HX-1 hat eine konstante Rippenhöhe über die gesamte Länge des Wärmeübertragers und eine Unterteilung in drei Abschnitte. HX-2 weist eine in Strömungsrichtung ansteigende Rippenhöhe auf, wobei die Rippenhöhe im Abschnitt III der Rippenhöhe von HX-1 entspricht. Im Vergleich zu HX-2 weist HX-3 in den Abschnitten I und II eine größere Rippenhöhe auf. Zusätzlich sind die Rippen in jedem Abschnitt in Strömungsrichtung jeweils einmal unterbrochen.

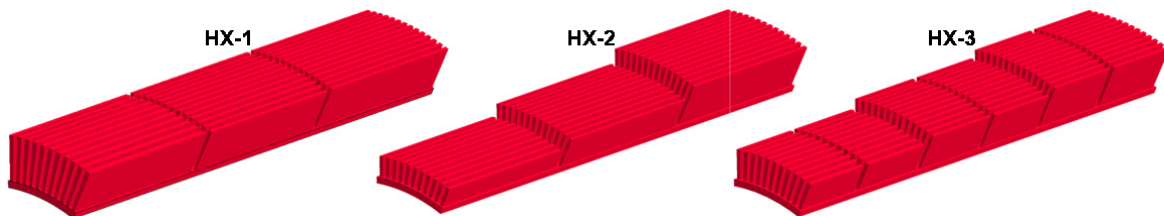


Abbildung 4.7 Rippengeometrie der drei betrachteten Wärmeübertrager. HX-1 mit konstanter Rippenhöhe, HX-2 mit in Strömungsrichtung ansteigender Rippenhöhe in drei Abschnitten, HX-3 mit in Strömungsrichtung ansteigender Rippenhöhe und Unterbrechung der Rippen in jedem Abschnitt.

4.2.1 Abgaswärmeübertrager

Für die bestmögliche Funktion des Wärmeübertragers, ist der übertragbare Wärmestrom, der im Abgasstrang erzeugte Druckverlust und in dieser Anwendung eine möglichst gleichmäßig verteilte Wärmestromdichte auf der Innenseite des Wärmeübertragers, von entscheidender Bedeutung. Weiterhin ist natürlich die Festigkeit des Wärmeübertragers bei hohen Temperaturen zu gewährleisten und das Gewicht möglichst gering zu halten. Als Material wurde Edelstahl (1.4301) gewählt, welches Korrosionsbeständigkeit und ausreichend Festigkeit bei hohen Temperaturen aufweist. Die Verwendung von Aluminium um eine Gewichtsreduzierung zu realisieren ist nicht zielführend, da die Festigkeit und Korrosionsbeständigkeit bei hohen Abgastemperaturen nicht gegeben ist.

Für die folgenden Simulationsergebnisse zu HX-1/HX-2/HX-3 wurden als Randbedingungen eine Abgaseintrittstemperatur von 622 °C und ein Abgasmassenstrom von 90 kg/h gewählt (Messdaten aus Fahrzeug-Prüfstandsversuchen). Auf der Innenseite des Wärmeübertragers (vgl. Abbildung 4.5) wurde eine Temperatur von 325 °C gewählt, da diese im Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine eingeregelt wird.

In Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse der CFD/CHT-Simulation für die Rippengeometrie HX-3 dargestellt.

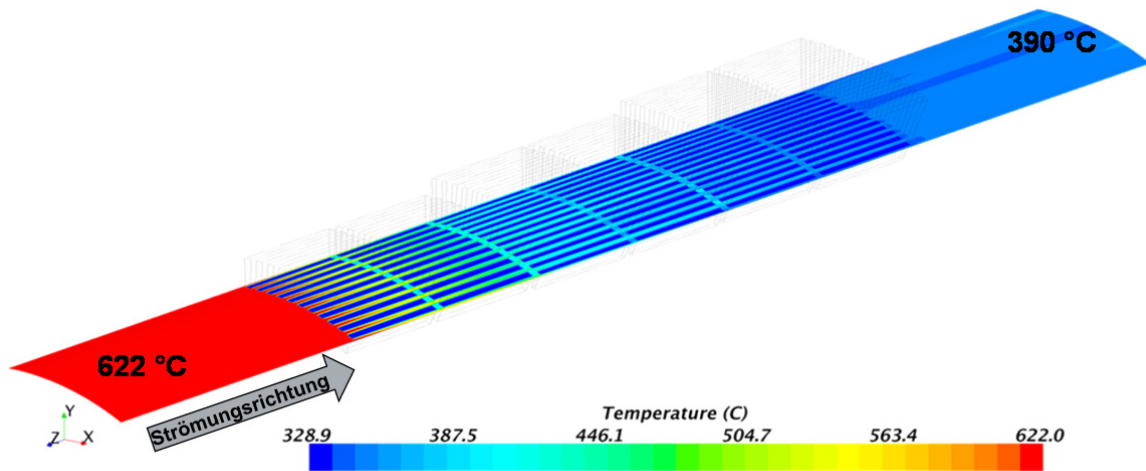


Abbildung 4.8 Abgastemperatur im Wärmeübertrager (HX-3). Im Auslegungspunkt ist eine Reduzierung der Abgastemperatur auf etwa 390 °C möglich.

Abbildung 4.8 zeigt den Temperaturverlauf im Abgas in einer Fläche mit relativ kleinem Abstand zum Rippenfuß. Die Abgastemperatur am Eintritt in den Wärmeübertrager beträgt 622 °C und sinkt bis auf eine gemittelte Austrittstemperatur von 390 °C. Die Austrittstemperatur wurde über den gesamten Austrittsquerschnitt (in Abbildung 4.8 nicht dargestellt) gemittelt. Daraus ergibt sich über Gleichung (4.1) ein Wärmeübertragerwirkungsgrad von rund 79 %.

$$\eta_{HX} = \frac{\dot{Q}_{ist}}{\dot{Q}_{ideal}} = \frac{(\dot{m}c_p)_{Abg}(T_{ein} - T_{aus})}{(\dot{m}c_p)_{Abg}(T_{ein} - T_{Innenfl})} = \frac{T_{ein} - T_{aus}}{T_{ein} - T_{Innenfl}} \quad (4.1)$$

Abbildung 4.9 zeigt den abgasseitigen Druckverlust, der im Auslegungspunkt durch den Wärmeübertrager verursacht wird. Dieser beträgt rund 10 mbar, wobei 2/3 davon im letzten Abschnitt III entstehen. Dies ist plausibel, da der letzte Abschnitt durch die Rippenhöhen den kleinsten Strömungsquerschnitt aufweist.

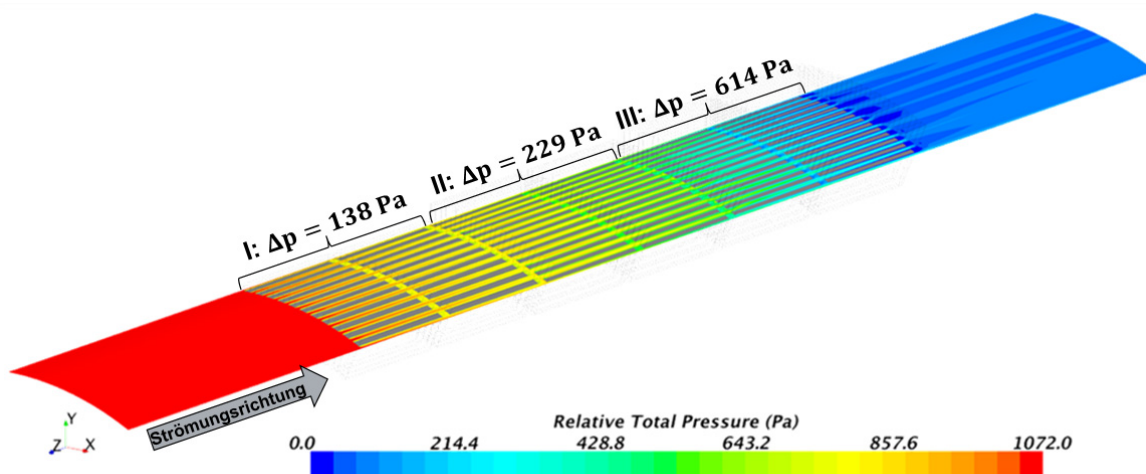


Abbildung 4.9 Druckverlust (abgasseitig) im Wärmeübertrager (HX-3). Im Auslegungspunkt beträgt der Gesamtdruckverlust über den Wärmeübertrager rund 10 mbar.

Die für HX-3 durchgeführten Simulationen wurden ebenfalls für die Rippengeometrien HX-1 und HX-2 durchgeführt und werden nachfolgend bewertet. Im Vergleich zum HX-1 wurde mit HX-3 eine

Reduzierung des Druckverlusts um etwa 35 % erreicht (siehe Abbildung 4.10). HX-2 erzeugt aufgrund der geringeren Rippenhöhen einen geringeren Druckverlust als HX-3 und HX-1.

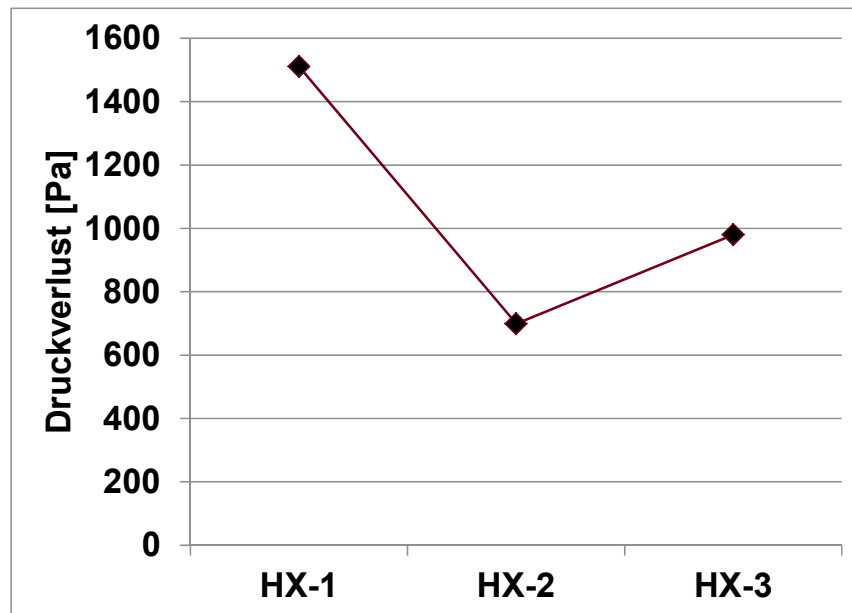


Abbildung 4.10 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich des Druckverlusts über den Wärmeübertrager.

Die Größe des übertragbaren Wärmestroms ist für die drei Rippengeometrien in Abbildung 4.11 dargestellt. Mit HX-1 kann der größte Wärmestrom übertragen werden, da die Wärmeübertragungsfläche am größten ist, wohin mit HX-2 der übertragbare Wärmestrom am geringsten ist. HX-3 ermöglicht im Auslegungspunkt einen Wärmestrom von 6.2 kW und liegt damit etwa 20 % über der groben Abschätzung aus Kapitel 3.2.2. Die dafür verantwortlichen Hauptgründe, sind der hier vernachlässigte Kontaktwärmewiderstand, was eine Steigerung des Wärmestroms um etwa 8 % zur Folge hat (wenn dieser in 3.2.2 vernachlässigt hätte) und die gesteigerte Anzahl von Rippen in den Abschnitten II und III. Zudem konnte durch die Unterbrechungen in den Rippen und die daraus resultierende höhere Turbulenz, eine Steigerung des Wärmeübergangs erreicht werden.

Für den effizienten Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist neben dem gesamten übertragenen Wärmestrom die Verteilung auf die einzelnen Abschnitte von Bedeutung. Entsprechend wurde für HX-1 bis HX-3 der übertragbare Wärmestrom in den einzelnen Abschnitten ermittelt. Abbildung 4.12 veranschaulicht wieviel Prozent des gesamten durch den jeweiligen Wärmeübertrager übertragenen Wärmestroms in den einzelnen Abschnitten übertragen wird. Idealerweise wird in jedem Abschnitt $1/3$ des gesamten Wärmestroms übertragen (grau markierter Bereich in Abbildung 4.12). Hier werden die Nachteile von HX-1 und HX-2 besonders deutlich. Beide weisen große Abweichungen von der idealen Drittel-Verteilung auf. HX-1 überträgt fast 60 % des gesamten Wärmestroms im ersten Abschnitt und lediglich etwas mehr als 10 % im letzten Abschnitt. Dementsprechend wäre der zugeführte Wärmestrom zu den Regeneratoren stark ungleichverteilt, was wiederum eine ungleiche Wandlung in akustische Leistung zur Folge hat und unerwünschte akustische Verluste durch Ausgleichsströmungen hervorruft. HX-1 und HX-2 sind somit ungeeignet für das in Kapitel 3.2 beschriebene Integrationskonzept. HX-3 ermöglicht eine ausreichend gute Gleichverteilung des Wärmestroms und ist deshalb die bevorzugte Ausführung für den Wärmeübertrager.

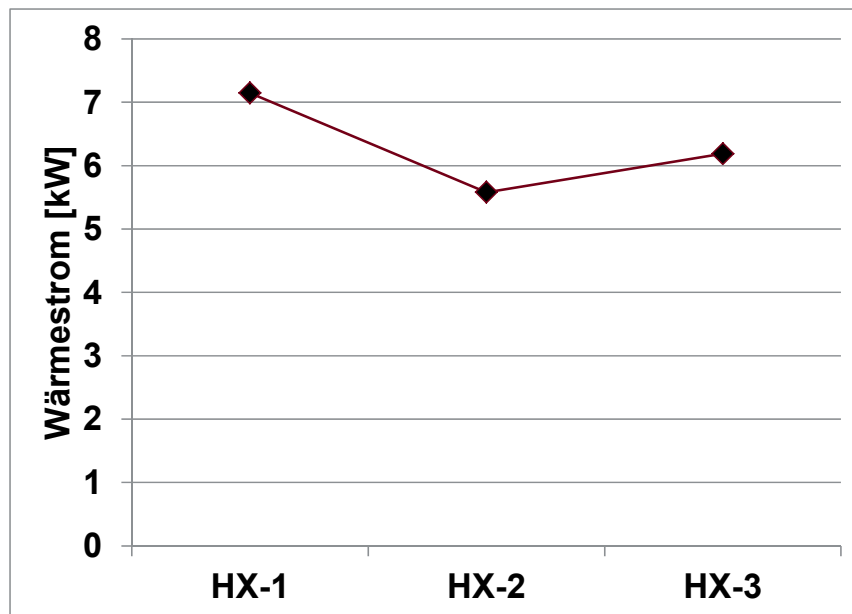


Abbildung 4.11 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich des übertragbaren Wärmestroms. Mit HX-1 kann der größte Wärmestrom übertragen werden. Mit HX-2 sinkt der übertragbare Wärmestrom um rund 20 %.

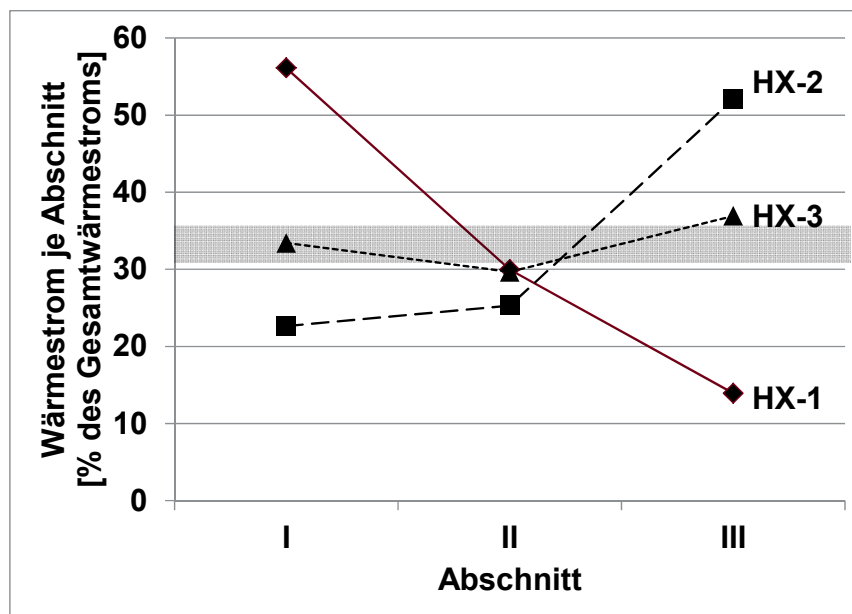


Abbildung 4.12 Vergleich der drei Rippengeometrien bezüglich der Übertragungsleistung in den einzelnen Abschnitten. Eine Rippengeometrie bei der die Werte für alle drei Abschnitte im grau gekennzeichneten Bereich liegen, ist sehr gut für einen homogenen Wärmestrom im Wärmeübertrager geeignet.

Die mit HX-3 erreichte Gleichverteilung ist für die Umsetzung des Integrationskonzepts unerlässlich. Sie wird vor allem durch eine ansteigende Rippenhöhe erreicht. Weiterhin erhöhen die Unterbrechungen in den Rippen die Turbulenz und tragen somit dazu bei, die Wärmeübertragungskoeffizienten in den einzelnen Abschnitten zu erhöhen. Diese Vorteile werden in Abbildung 4.13 durch ein Schnittbild entlang der Rippenhöhe weiter veranschaulicht. Durch die geringen Rippenhöhen in Abschnitt I und II kann ein Teil der Abgase mit hoher Temperatur an den ersten Abschnitten vorbei in den Abschnitt III vordringen. Dadurch wird insgesamt der Druckverlust verringert und der übertragbare Wärmestrom im dritten Abschnitt deutlich gesteigert.

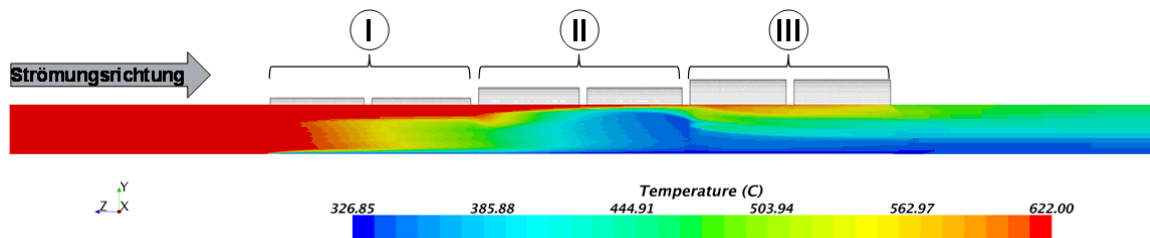


Abbildung 4.13 Abgastemperatur im Schnittbild senkrecht zur Innenfläche. Teile des Abgases mit hoher Temperatur können durch die steigende Rippenhöhe bis in Abschnitt III vordringen und ermöglichen somit einen gesteigerten übertragbaren Wärmestrom in diesem Abschnitt. Die Rippen sind hier zum Verständnis angedeutet.

Aufbauend auf den Simulationsergebnissen ist zusammenfassend festzuhalten, dass der hier vorgestellte Wärmeübertrager grundsätzlich für eine Anwendung mit einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine geeignet ist. Es muss jedoch auf eine möglichst gleichmäßige Verteilung des Wärmestroms geachtet werden, was durch die Rippenanordnung in HX-3 erreicht wurde. Die übertragbaren Wärmeströme sind jedoch aufgrund der relativ kleinen Wärmeübertragungsfläche begrenzt. HX-3 ermöglicht laut Simulationsergebnissen einen Wärmestrom von 6.2 kW . In der CFD/CHT Analyse des Wärmeübertragers sind keine Kontaktwiderstände zum Heißeitenwärmeübertrager des thermisch-akustischen Wandlers berücksichtigt. Der übertragbare Wärmestrom in den thermisch-akustischen Wandler reduziert sich dadurch. Diese Widerstände werden jedoch in dem in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Modell berücksichtigt und sind damit auch in den Ergebnissen in Kapitel 6 enthalten.

4.2.2 Konzeptbewertung

Die Bewertung des Einbindungskonzepts im Fahrzeug erfolgt in Kapitel 6. Es soll hier kurz auf die generellen Vorteile und Herausforderungen des Konzepts Festkörperwärmeleitung eingegangen werden.

Der größte Vorteil des in Kapitel 3.2 eingeführten Einbindungskonzepts ist die kompakte Bauweise, was gerade für eine Fahrzeugeinbindung von großer Bedeutung ist. Der Abgaswärmeübertrager kann direkt mit dem thermisch-akustischen Wandler verbunden werden, sodass dieser von außen umströmt wird. Generell ist es vorteilhaft den Wärmeübertrager auch als Druckgehäuse des thermisch-akustischen Wandlers auszuführen und so unnötige Kontaktwärmübergänge zu vermeiden. Um unter Vollast des Verbrennungsmotors die Druckverluste klein zu halten, ist ein einfaches Bypasskonzept vorstellbar. Da der Wärmeübertrager selbst nicht vor hohen Temperaturen geschützt werden muss, kann ein durch Druckdifferenzen gesteuertes Ventil, einen Bypass öffnen und schließen. Da Abschnitt III des HX-3 den größten Anteil am gesamten Druckverlust verursacht (vgl. Abbildung 4.9), kann bereits durch einen Bypass des dritten Abschnitts, der Druckverlust des Wärmeübertragers erheblich reduziert werden.

Während dieser Arbeit haben sich jedoch konzeptionelle Probleme herausgestellt, die sehr große Herausforderungen an den thermisch-akustischen Wandler stellen. Die Herausforderungen ergeben sich aus dem Aufbau des thermisch-akustischen Wandlers. Wie in Abbildung 3.7 dargestellt, befinden sich die Heißeiten der Regeneratoren und damit die Heißeitenwärmeübertrager, welche den Abgaswärmeübertrager mit den Regeneratoren verbinden, auf der Außenseite (am größeren Umfang). Die Kaltseiten der Regeneratoren und die Kaltseitenwärmeübertrager befinden sich auf der Innenseite (kleinerer Umfang). Für eine effiziente Wandlung von thermischer in akustische Energie ist ein hoher Anpressdruck von Heißeitenwärmeübertrager, Regenerator und Kaltseitenwärmeübertrager notwendig. Ist dieser jedoch zu hoch, besteht die Gefahr, dass der Regenerator zerstört wird. Im Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine erwärmt sich die Heißeite und dehnt sich aus. Entsprechend wird der Anpressdruck zwischen den Komponenten kleiner. Die Komponenten haben also im betriebswarmen Zustand nicht mehr den optimalen Anpressdruck und somit ist der Prozesswirkungsgrad laut [87] signifikant reduziert.

Letztendlich haben diese Herausforderungen zur Entwicklung des in Kapitel 3.3 eingeführten Integrationskonzepts geführt.

5 Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf

5.1 Simulationsumgebung

Das Modell der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit selbstzirkulierendem Kreislauf (SCL) für eine dynamische Simulation, besteht aus mehreren Teilmodellen. Zur Bestimmung der statischen Druckdifferenz im SCL, des gerichteten Massenstroms sowie der Verlustleistung des SCL wurde ein DeltaEC Modell entwickelt. In Dymola® wurde ein Modell des SCL entwickelt, welches in der Gesamtfahrzeugsimulation die thermische Trägheit des SCL berücksichtigt und mit den Ergebnissen aus dem DeltaEC Modell und dem Star-ccm+® Modell parametrisiert ist. Zur Bewertung eines Abgaswärmeübertragers im SCL wurde ein CFD Modell in Star-ccm+® entwickelt.

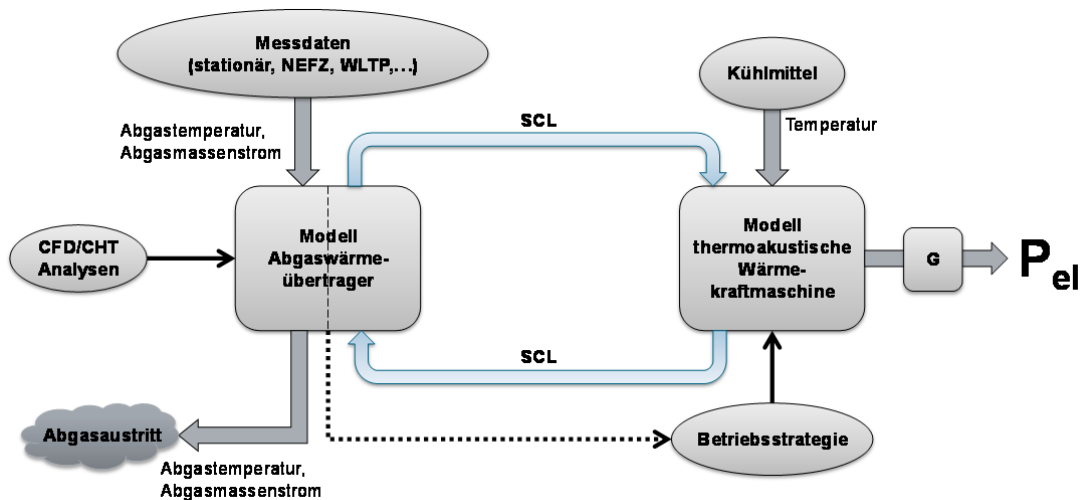


Abbildung 5.1 Vereinfachte Darstellung der Gesamtsimulation. Es sind die Teilmodelle abgebildet, wobei die thermoakustische Wärmekraftmaschine über den selbstzirkulierenden Kreislauf mit dem Abgaswärmeübertrager verbunden ist.

Abbildung 5.1 zeigt eine vereinfachte Darstellung der einzelnen Teilmodelle der Simulationsumgebung, welche in Dymola® [88] aufgebaut wurde. Die Simulationsumgebung besteht aus Modellen für den Abgaswärmeübertrager, der thermoakustischen Wärmekraftmaschine, dem SCL und dem elektrischen Generator (G). Die einzelnen Modelle werden in den nächsten Kapiteln genauer erläutert.

5.1.1 Modell des selbstzirkulierenden Kreislaufs

Der selbstzirkulierende Kreislauf (SCL) wurde in DeltaEC modelliert. DeltaEC [91] steht für "Design Environment for Low-amplitude ThermoAcoustic Energy Conversion" und wurde vom Los Alamos National Laboratory (LANL) speziell für die Berechnung von thermoakustischen Systemen entwickelt. Es berechnet die in Kapitel 1.4 beschriebenen Gleichungen und ermöglicht eine Abbildung von komplexen Systemen. Dabei wird eine 1-D Simulation durchgeführt, die Zustandsänderungen in der Wellenausbreitungsrichtung berücksichtigt.

Das Modell des SCL ermöglicht eine Abschätzung der sich einstellenden statischen Druckdifferenz und des korrespondierenden Massenstroms in Abhängigkeit zum Betriebspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Dieses Kapitel dient der Beschreibung des Modells.

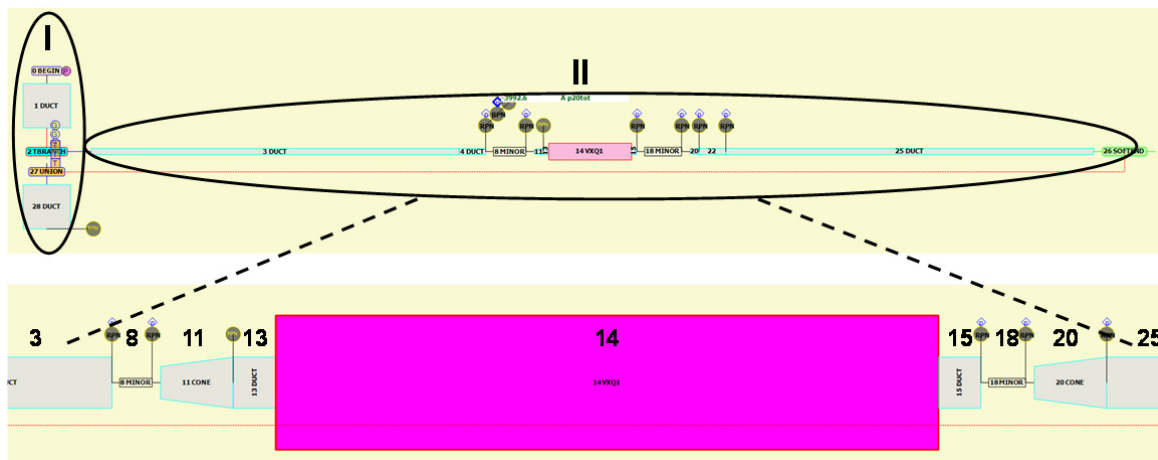


Abbildung 5.2 DeltaEC Modell des selbstzirkulierenden Kreislaufs(SCL) sowie grafische Darstellung der Komponenten. (I) gibt die Randbedingungen vor, (II) ist der modellierte SCL. Der untere Teil der Abbildung stellt eine Vergrößerung der Kernkomponenten des SCL dar, die Verbindungsrohre sind teilweise dargestellt.

Abbildung 5.2 zeigt eine schematische Darstellung des SCL Modells in DeltaEC. Das Modell zeigt neben dem SCL (II) auch einen Abschnitt des thermisch-akustischen Wandlers (I), an dem der SCL angeschlossen ist. Dieser Abschnitt (I) dient dazu den Zustand am Ein- bzw. Austritt des SCL vorzugeben. Er ist damit als Modell der Mischkammer (vgl. Abbildung 3.16) zu verstehen. Hier werden Parameter wie Temperatur T , mittlerer Druck p_m , Druckamplitude $|p_1|$, Frequenz f und Phasenwinkel ϕ vorgegeben. All diese Parameter haben Einfluss auf das Verhalten des SCL und beschreiben gleichzeitig den aktuellen Betriebspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine.

Angeschlossen an die Mischkammer, besteht der SCL aus den Verbindungsrohren (3, 25), den akustischen Dioden (11, 20) und dem Wärmeübertrager (14). Die Verbindungsrohre haben annähernd die Länge einer viertel Wellenlänge der im SCL vorherrschenden Druckschwingung. Der Innendurchmesser der Rohre wurde auf 9 mm festgelegt.

Die Dioden (11, 20) sind derart ausgelegt, dass es während der Durchströmung zu keinem Strömungsabriss an der Diodenwand kommt. Der maximale Öffnungswinkel hängt von Faktoren wie der Strömungsgeschwindigkeit oder der Oberflächenrauigkeit ab. Angaben sind in [69] und einer Vielzahl von Literatur zur Strömungsmechanik zu finden. Als Daumenwert kann hier aber ein maximaler Öffnungswinkel der Diode von 9° gelten. Die Dioden sind im Modell als Düse modelliert (11, 20). Zusätzlich wurde ein Druckverlust-Element („Minor loss coefficient“) eingefügt, welches den Druckverlustbeiwert in der jeweiligen Strömungsrichtung definiert (8, 18). Die Berechnung der Druckverlustbeiwerte erfolgt wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben. Dabei wurde $K_- \approx 0.36$ bestimmt.

Der Abgas/Helium-Wärmeübertrager (14) ist in diesem Modell vergleichsweise einfach modelliert. Es wird von einem Wärmeübertrager ausgegangen, der aus mehreren Kanälen besteht, über dessen Wände die Energieübertragung stattfindet. In diesem Element (14) wird die Länge des Wärmeübertragers definiert, die Querschnittsfläche und hydraulische Radius der Kanäle definiert. Weiterhin ist eine Angabe zum Anteil der Querschnittsfläche, welche mit Helium gefüllt ist, notwendig. Aus diesen Angaben ergibt sich unter anderem das Heliumvolumen im Wärmeübertrager, welches für die Anwendung im SCL von besonderer Bedeutung ist. Es wurde bei der Modellierung entsprechend darauf geachtet, dass das Modell das gleiche Volumen aufweist wie der in Kapitel 3.3.4 beschriebene Abgaswärmeübertrager. Das Volumen beträgt für den Auslegungspunkt rund 117 cm^3 . Der hydraulische Durchmesser der Kanäle wurde auf 0.9 mm festgelegt. Die Länge des Wärmeübertragers beträgt 150 mm. Weiterhin wird in dem Element (14) ein Wärmestrom definiert, der dem Arbeitsgas (Helium) zu- bzw. abgeführt wird.

Das Modell besitzt weitere hier nicht genauer bezeichnete Elemente, die zwischen den einzelnen Komponenten angeordnet sind. Diese sind als Drucksensoren zu verstehen. Sie geben unter anderem den statischen gemittelten Druck aus, und dienen der Auswertung der Simulationsergebnisse.

5.1.2 Modell des Abgaswärmeübertragers

Zur Bewertung des übertragbaren Wärmestroms, des Druckverlust und der Temperaturverteilung im Abgaswärmeübertrager wurde eine CFD/CHT Analyse durchgeführt. Dazu wurde das in Kapitel 3.3.4 beschriebene Modell des Abgaswärmeübertragers für eine CFD/CHT Simulation genutzt.

Um die Analyse mit begrenzter Rechenkapazität zu ermöglichen, wurde lediglich ein Ausschnitt des Wärmeübertragers betrachtet. Da der Wärmeübertrager aus 11 gleichen, gestapelten Platten besteht, bietet es sich an, eine dieser Platten zu betrachten und davon auf den gesamten Wärmeübertrager zurückzuschließen. Es wurde dazu die mittlere Platte untersucht. Der insgesamt übertragbare Wärmestrom wurde dann um den Faktor 11 hochskaliert. Durch diese Betrachtung entsteht ein Fehler, da die beiden äußeren Platten an die äußere Hülle des Wärmeübertragers angrenzen und damit die Verluste an die Umgebung nicht berücksichtigt werden. Laut [69] ist dieser Fehler erst ab einer Plattenanzahl von 40 Platten vernachlässigbar. Eine Bewertung der Verluste an die Umgebung wurde dadurch separat durchgeführt (siehe Kapitel 5.3.1). Wird der Wärmeübertrager entsprechend isoliert, können diese Verluste deutlich reduziert werden, was die Vernachlässigung der Wärmeverluste im CFD/CHT Modell rechtfertigt.

Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4 zeigen die erzeugten Volumina für die CFD/CHT Analyse mittels Star-ccm+®. In Abbildung 5.3 erkennt man drei voneinander getrennte Regionen, welche das Abgasvolumina, das Heliumvolumina und das Festkörpervolumina repräsentieren. In Abbildung 5.4 sind zwei Schnitte durch den betrachteten Bereich dargestellt. Auf der linken Seite wird durch den Schnitt, der Verlauf der Heliumkanäle sichtbar. Auf der rechten Seite sind die Abgas- und Heliumvolumina ausgeblendet und somit ein Schnitt durch den Festkörper des Wärmeübertragers dargestellt. Über die Kontaktflächen der einzelnen Regionen kann Energie in Form von Wärme übertragen werden.

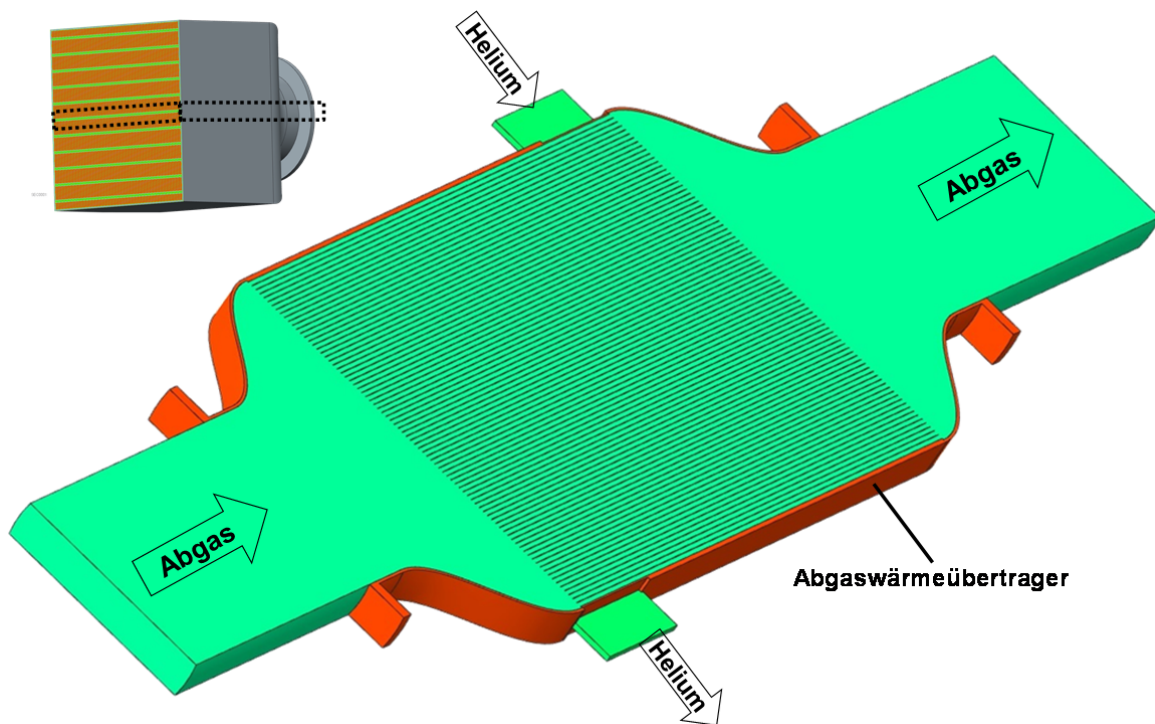


Abbildung 5.3 Abbildung des gesamten betrachteten Volumens für die CFD/CHT Analyse. Zu erkennen sind drei getrennte Volumina für den Abgasstrom, den Heliumstrom und das Festkörpermaterial des Abgaswärmeübertragers.

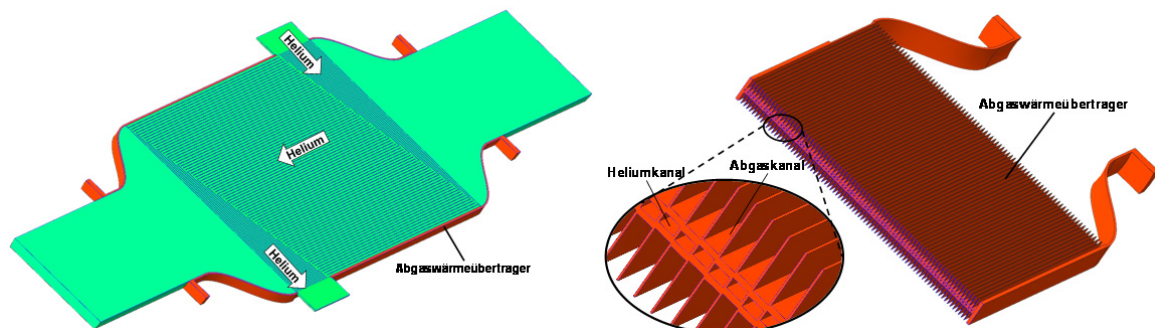


Abbildung 5.4 Schnittbilder. Links: Waagerechter Schnitt durch die Heliumkanäle, Rechts: Senkrechter Schnitt durch die Wärmeübertragergeometrie (Volumen für Abgas und Helium sind hier ausgeblendet).

Die gezeigten Volumina wurden mittels eines in Star-ccm+® integriertem Gittergenerator diskretisiert (siehe Abbildung 5.5). Insgesamt wurden die Volumina in rund 13,000,000 Zellen unterteilt. Es wurde darauf geachtet, dass in Bereichen wo große Gradienten zu erwarten sind, die Gitter entsprechend feiner erstellt wurden. Weiterhin wurde, aufgrund der relativ einfachen Geometrie mit vielen ebenen Flächen, auf ein strukturiertes Gitter zurückgegriffen, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Abbildung 5.6 zeigt den Schnitt A-A durch das Gitter und veranschaulicht das Gitter im Bereich der Kontaktflächen der drei Volumina. Hier wurde ein feines Gitter generiert, um die physikalischen Effekte im Bereich der Grenzschichten möglichst gut abzubilden. Die Gesamtzahl der Zellen im Modell wurde soweit erhöht, bis das Simulationsergebnis keine Änderung durch die Zellenanzahl mehr zeigte.

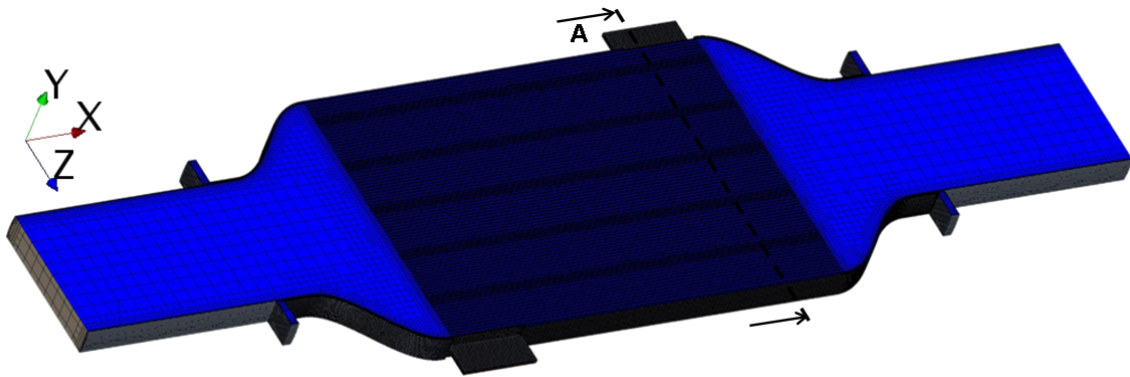


Abbildung 5.5 Vernetzte Volumina. Dargestellt ist eine Draufsicht auf die drei Volumina. Gut zu erkennen ist die feiner werdende Vernetzung im Bereich der Kontaktflächen und das sehr feine Gitter im Kernbereich des Abgaswärmeübertragers.

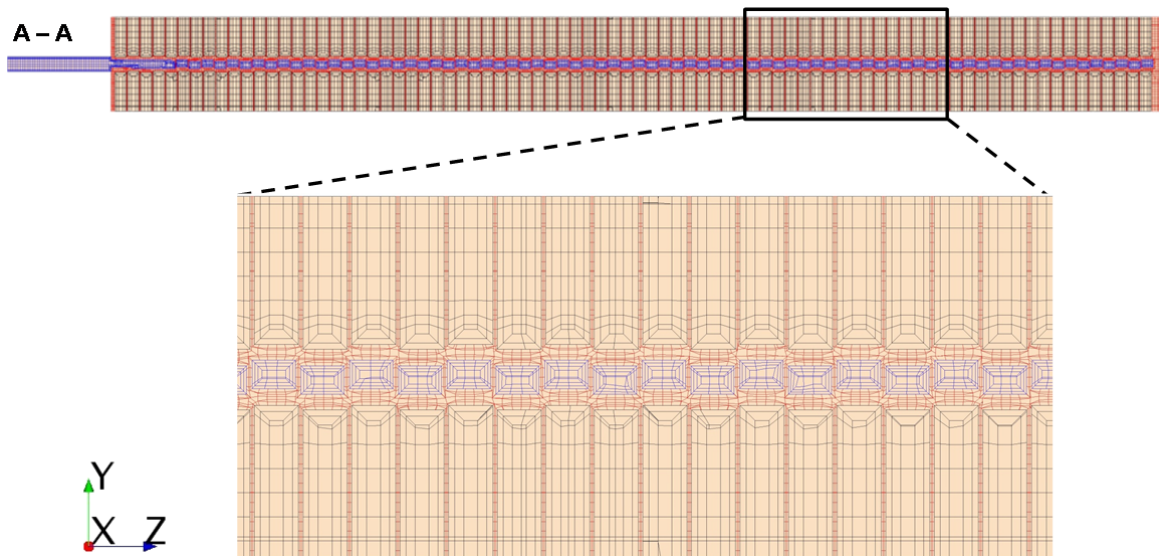


Abbildung 5.6 Zeigt den Schnitt A-A (vgl. Abbildung 5.5) und die Gitter der drei Volumina in unterschiedlichen Farben. In der mittleren Schicht verlaufen die Heliumkanäle, welche durch den Festkörper des Wärmeübertragers von den Abgaskanälen getrennt sind. Im Bereich der Kontaktflächen nimmt die Feinheit des Gitters zu.

Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen wurde hier auf die Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) Methode zurückgegriffen. Diese reduziert gegenüber der Direkten Numerischen Simulation (DNS) und der Large-Eddy Simulation (LES) den Rechenaufwand erheblich. Durch die Mittelung leidet die Genauigkeit der Simulation, die damit maßgeblich von der Turbulenzmodellierung abhängt. Zur Turbulenzmodellierung wurde das SST (Menter) K-Omega Modell mit „all y^+ “ Wand Modell gewählt. Die „all y^+ “ Modellierung in Wandnähe ist bei Star-ccm+® eine Kombination aus Low-Reynolds-Turbulenzmodell und High-Reynolds-Turbulenzmodell, welche in Abhängigkeit von der Gitterbeschaffenheit in Wandnähe benutzt werden und fließend ineinander übergehen. Diese Modellierung ist laut [92] zielführend. Dort wurde ein Vergleich von aktuellen RANS-Modellen mit Messdaten und DNS zur Simulation einer Rohrdurchströmung mit Wärmeübertragung durchgeführt. Weiterhin konnte sich das SST (Menter) K-Omega Modell in der Industrie aufgrund seiner guten Genauigkeit verbreitet durchsetzen [93].

Als Randbedingungen für die Simulation dienten wahlweise der Eintrittsmassenstrom oder eine Druckdifferenz über Ein- und Austritt. Weiterhin wurden die jeweiligen Eintrittstemperaturen festgelegt. Für die Bewertung des Wärmeübertragers wurde eine stationäre Simulation durchgeführt.

Dementsprechend sind mit der CFD/CHT Analyse keine akustischen Effekte abgebildet. Diese wurden separat anhand des DeltaEC-Modells (vgl. Kapitel 5.1.1) bewertet.

Das Abgas ist als Mischgas mit einer Zusammensetzung von 72 % Stickstoff, 20 % Kohlendioxid und 8 % Wasser modelliert, was eine typische Abgaszusammensetzung für einen Ottokraftstoff-Motor ist. Die Stoffdaten für das Abgas stammen aus der Stoffdatenbank [69] und sind im Modell mittels temperaturabhängiger Funktionen modelliert. Das Helium ist ebenfalls mit temperaturabhängigen Funktionen modelliert, die auf Daten der Stoffdatenbank [56] basieren. Die spezifische Wärmekapazität c_p des Heliums wurde jedoch mit $c_p = 5190 \text{ kJ/kg/K}$ als konstant angenommen, da diese im betrachteten Temperaturbereich nahezu konstant ist. Als Material für den Wärmeübertrager wurde Edelstahl (1.4301) gewählt. Die Stoffdaten wurden als konstant angenommen ($c_p = 560 \text{ J/kg/K}$ und $k = 22 \text{ W/m/K}$) [69].

5.1.3 Modell der Fahrzeugumgebung

Mithilfe von Dymola® wurde ein Fahrzeugintegrationsmodell entwickelt, welches dazu dient, die thermoakustische Wärmekraftmaschine mit selbstzirkulierendem Heliumkreislauf (SCL) in einer Fahrzeugumgebung zu bewerten. Grundsätzlich ist das Modell, ähnlich wie das in Kapitel 4.1.3 beschriebene Modell, aufgebaut. Es gelten die gleichen Aussagen und die folgenden Abweichungen.

Für das Integrationskonzept SCL wurde das Modell um einen SCL erweitert. Dieses basiert auf den Simulationsergebnissen aus dem DeltaEC Modell (Kapitel 5.1.1) sowie auf den Ergebnissen aus dem experimentellen Versuchsaufbau (Kapitel 5.2). Der Heliummassenstrom hängt dabei von der Druckamplitude der Gasoszillation innerhalb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ab. Bei höherer Druckamplitude wird der Massenstrom im SCL größer. Es entsteht entsprechend eine Rückkopplung, welche im Modell berücksichtigt wird.

Der Abgaswärmeübertrager ist mit seiner Geometrie in Dymola® als Gegenstromwärmeübertrager modelliert. Für die Parametrierung des Abgaswärmeübertragers wurden wiederum die Ergebnisse der CFD/CHT Simulation genutzt. Der Wärmeübergang zwischen Gas und Wand wird entsprechend der Reynoldszahl nach Gnielinski ($3000 < Re < 10^5$) beziehungsweise nach Dittus-Bölder ($10^5 < Re$) berechnet. Damit sind die relevanten Betriebsbereiche des Wärmeübertragers abgedeckt. Weiterhin wird auch in diesem Modell ein Wärmeverlust an die Umgebung in Abhängigkeit von der Fahrtgeschwindigkeit und der Umgebungstemperatur berücksichtigt.

5.2 Prüfstandsaufbau und Versuchsergebnisse

Um die Funktionsfähigkeit des selbstzirkulierenden Kreislaufs (SCL) für eine Fahrzeugintegration zu untersuchen, wurde ein Prüfstand aufgebaut. Dieser hatte zum Ziel unter den für die Fahrzeuganwendung vorgegebenen Randbedingungen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine einen Nachweis zu erbringen, dass mit den SCL ein Massenstrom erzeugt werden kann und eine Wärmeübertragung möglich ist. Beides konnte erfolgreich nachgewiesen werden, wie im Folgenden beschrieben.

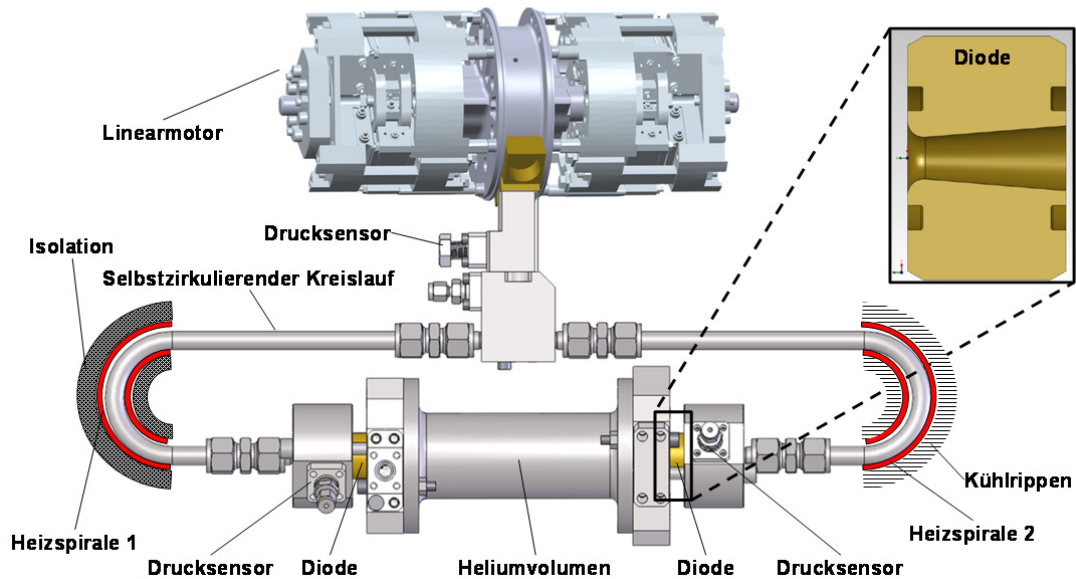


Abbildung 5.7 Schematische Skizze zum Aufbau des Prüfstands des selbstzirkulierenden Kreislaufs.

Abbildung 5.7 zeigt den Aufbau des SCL-Prüfstands. Als Schallquelle wird der elektrische Generator und die Membranen der thermoakustischen Wärmekraftmaschine als Linearmotor genutzt, um eine Druckschwankung am oberen Ende des SCL zu erzeugen. An dieser Stelle wäre in der späteren Anwendung die Heißseite des thermisch-akustischen Wandlers der thermoakustischen Wärmekraftmaschine.

Die Verbindungsrohre des SCL, deren Länge etwa ein Viertel der Wellenlänge entspricht, verbinden den Linearmotor mit zwei akustischen Dioden und einem Rundrohr. Das Rundrohr ersetzt das Volumen eines Abgaswärmeübertragers und ist für die Funktionsfähigkeit unerlässlich. Zusätzlich sind diverse Drucksensoren verbaut. Diese messen die statische Druckdifferenz, die durch die Dioden erzeugt wird und für den gemittelten Massenstrom verantwortlich ist. Der Massenstrom wird nicht direkt gemessen. Weiterhin sind an den Druckrohren, wie in Abbildung 5.7 skizziert, zwei Heizspiralen integriert. Auf einer Seite ist die Heizspirale nach außen isoliert, auf der anderen Seite mit Kühlrippen bestückt, die zusätzlich durch einen Lüfter mit Kühlluft beaufschlagt werden. Auf die Rohre aufgeschweißt sind Thermoelemente zur Temperaturmessung. Nicht abgebildet ist die Isolation des Heliumvolumens. Mithilfe dieser Anordnung kann eine Wärmeübertragung nachgewiesen werden und darüber nochmals ein Massenstrom bestätigt werden.

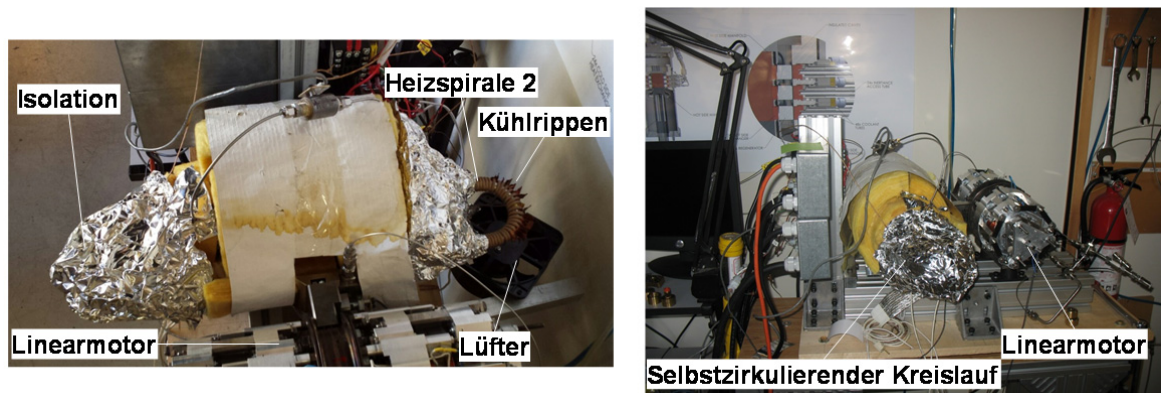


Abbildung 5.8 Fotos vom Prüfstand des selbstzirkulierenden Kreislaufs.

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Versuchsergebnisse aufgeführt. Diese dienen als Grundlage für die Modellierung des SCL in DeltaEC (siehe Kapitel 5.3.2). Für die Versuchsdurchführung wurde Heizspirale 1 so geregelt, dass eine konstante Temperatur von 120 °C erreicht wird. Heizspirale 2 wurde

auf eine konstante Temperatur von $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ geregelt. Diese Temperaturen wurden während der gesamten Messung konstant gehalten. Es wurde gleichzeitig die dafür notwendige elektrische Leistung gemessen.

Abbildung 5.9 (links) zeigt die von den Dioden erzeugte statische Druckdifferenz in Abhängigkeit von der durch den Linearmotor und Membran aufgeprägten Druckamplitude. Für die Validierung des DeltaEC Modells wird diese statische Druckdifferenz genutzt. Mit zunehmender Druckamplitude nimmt die statische Druckdifferenz zu, woraus gleichzeitig geschlossen werden kann, dass sich auch der Massenstrom erhöht. Anhand der Anlagen-Druckverlustkurve lässt sich nun der Massenstrom berechnen.

Als weiteren Nachweis für den gerichteten Massenstrom wurde der Energieverbrauch der Heizspiralen analysiert. Abbildung 5.9 (rechts) zeigt die Ergebnisse. Ohne einen gerichteten Massenstrom (abgeschalteter Linearmotor) wird auf der isolierten Seite (Heizspirale 1) eine elektrische Leistung von rund 20 W benötigt um eine konstante Temperatur zu erreichen. Auf der nicht-isolierten und gekühlten Seite (Heizspirale 2) wird eine elektrische Leistung von rund 110 W benötigt. Es wurden nun über den Linearmotor verschiedene Druckamplituden eingestellt und jeweils gewartet bis ein stationärer Zustand erreicht ist. Mit zunehmender Druckamplitude ist ein Abfall der benötigten Leistung an Heizspirale 2 und ein Anstieg an Heizspirale 1 zu beobachten. Da die Umgebungsbedingungen konstant waren, muss ein gerichteter Massenstrom für den sich verändernden Leistungsbedarf verantwortlich sein. Durch diesen wird Energie von Heizspirale 1 zur Seite von Heizspirale 2 transportiert. Als Folge verringert sich die notwendige Heizleistung von Heizspirale 2 und folglich erhöht sich die Heizleistung von Heizspirale 1.

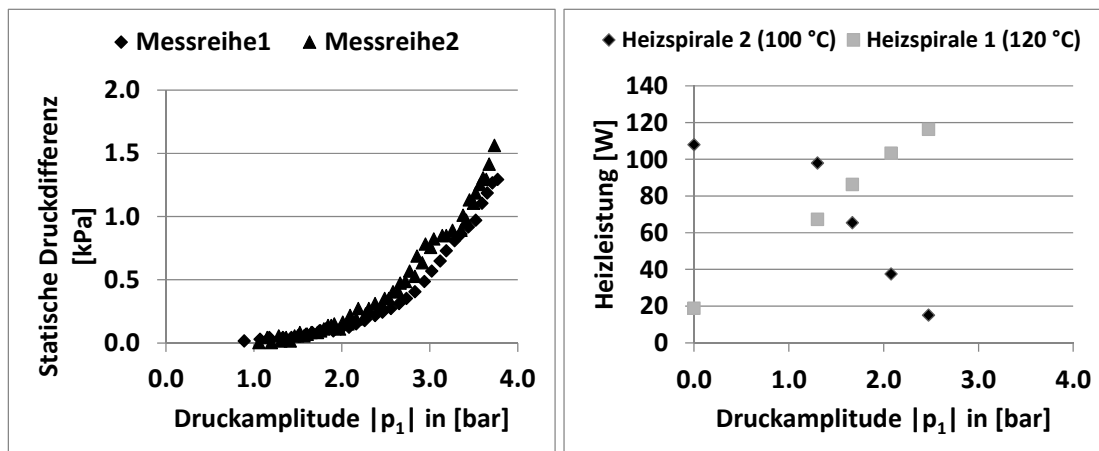


Abbildung 5.9 Versuchsergebnisse. Links: Statische Druckdifferenz in Abhängigkeit der Druckamplitude die durch den Linearmotor erzeugt wird. Rechts: Benötigte Heizleistung der Heizspiralen in Abhängigkeit der Druckamplitude. Mit zunehmender Druckamplitude und damit mit zunehmendem Massenstrom nimmt die Heizleistung von Heizspirale 2 ab und von Heizspirale 1 zu. Es wird Energie von 1 zu 2 transportiert.

Es konnte mit dem Prüfstand nachgewiesen werden, dass der SCL funktionsfähig ist. Es konnte ebenfalls ein Energietransport durch einen gerichteten Massenstrom nachgewiesen werden. Die hier dargestellten Versuchsergebnisse werden in den nächsten Kapiteln zur Validierung der Simulation genutzt. Wie dann gezeigt wird, kann ein ausreichend großer Massenstrom für den Energietransport vom Abgaswärmeübertrager in die thermoakustische Wärmekraftmaschine erreicht werden.

5.3 Bewertung

5.3.1 Abgaswärmeübertrager

In Kapitel 3.2.4 wurde bereits darauf hingewiesen, dass bei der Nutzung eines Wärmeübertragers in einem selbstzirkulierenden Kreislauf (SCL) durch Oszillation des Arbeitsgases, Verluste auftreten. Zur

Bewertung der Verluste durch Viskosität und durch thermische Relaxation im Abgaswärmeübertrager wird das in Kapitel 5.1.1 beschriebene DeltaEC Model genutzt. Dazu wird zuerst nur auf die Verluste aufgrund des oszillierenden Drucks und des oszillierenden Volumenstroms eingegangen.

Wie bereits in Kapitel 2.1.3 erläutert, steigen mit zunehmender Druckamplitude die Verluste durch thermische Relaxation, und mit zunehmender Volumenstromamplitude die Verluste durch Viskosität. Die Gleichung (2.52) zeigt, dass die Verluste aufgrund von thermischer Relaxation mit dem Quadrat der Druckamplitude zunehmen. Die viskosen Verluste nehmen laut (2.53) mit dem Quadrat der Volumenstromamplitude zu. Zudem spielen Widerstandsbeiwert r_k und der Reibungsbeiwert r_v Mit den geometrischen Daten des in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Abgaswärmeübertragers, können die Verluste bestimmt werden. Dieser besitzt rechteckige Kanäle mit Seitenlängen von $a = 0.75 \text{ mm}$ und $b = 1.15 \text{ mm}$. Daraus ergibt sich ein hydraulischer Radius von $r_h \approx 0.23 \text{ mm}$. Über Gleichung (2.1) und (2.2) erhält man mit den gegebenen Randbedingungen (siehe Tabelle 5.1) eine fluiddynamische Grenzschichtdicke von $\delta_v = 0.044 \text{ mm}$ und eine thermische Grenzschichtdicke von $\delta_k = 0.055 \text{ mm}$. Für diesen Fall gilt $r_h \gg \delta_{v,k}$ und es können zur Abschätzung der Verluste Gleichung (2.52) und (2.53) mit vereinfachter Bestimmung der Verlustbeiwerte durch (2.32) und (2.34) herangezogen werden. Die notwendigen Informationen zur Druckamplitude $|p_1|$ und zur Volumenstromamplitude $|U_1|$ wurden mithilfe des erstellten DeltaEC Models ermittelt.

Arbeitsfluid	Helium
Arbeitsfrequenz	600 Hz
Mitteldruck p_m	120 bar
Druckamplitude Mischkammer $ p_1 $	4 bar
Mitteltemperatur T_m	350 °C
Wärmeleitfähigkeit k	0.2648 W/m/K
Dichte ρ_m	9.0527 kg/m ³
Spezifische Wärmekapazität c_p	5186.4 J/kg/K
Dynamische Viskosität μ	3.33E-05 kg/m/s

Tabelle 5.1 Betriebsbedingungen für den Auslegungspunkt des Abgaswärmeübertragers im selbstzirkulierenden Kreislauf. Die Stoffwerte entsprechen dem Gaszustand bei p_m und T_m .

Es soll zuerst eine Bestimmung der Verluste aufgrund von thermischer Relaxation vorgenommen werden. Neben der Oberfläche aller Kanäle ist vor allem die Druckamplitude im Wärmeübertrager entscheidende Größe. Je kleiner die Druckamplitude desto kleiner die Verluste. Die Lösung des Gleichungssystems (2.24), (2.25) zeigt, dass durch ein großes Heliumvolumen im Abgaswärmeübertrager die Druckamplitude reduziert werden kann (siehe Anhang IV.7). Es ist also ein gewisses Heliumvolumen im Wärmeübertrager erforderlich, um durch die damit erhöhte Kompressibilität des Heliumvolumens im Abgaswärmeübertrager, die Druckamplitude einer Schallwelle, die in das Volumen eintritt, zu verkleinern.

Hält man nun die Anzahl der Kanäle und deren hydraulischen Radius konstant, kann über die Länge der Kanäle das Heliumvolumen im Wärmeübertrager variiert werden. Abbildung 5.10 zeigt, welchen Einfluss diese Änderung des Volumens auf die Verluste durch thermische Relaxation hat. Es ist zu erkennen, dass eine Reduzierung des Volumens einen starken Anstieg der Druckamplitude und damit größere Verluste mit sich bringt. Eine Vergrößerung des Heliumvolumens resultiert in kleiner werdender Verlustleistung. In der Abbildung ist der in dieser Arbeit betrachtete Abgaswärmeübertrager durch Dreiecke gekennzeichnet. Die Verlustleistung beträgt etwa 12 W.

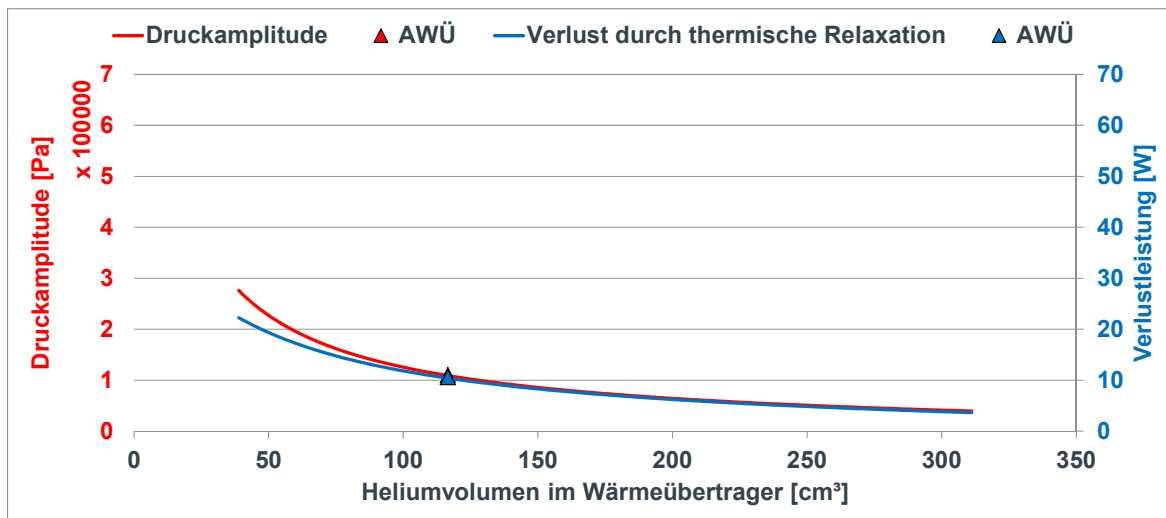


Abbildung 5.10 Abhängigkeit der Druckamplitude (Rot) im Abgaswärmeübertrager (AWÜ) vom Heliumvolumen. In Blau ist der daraus resultierende Verlust an akustischer Leistung dargestellt. Die Anzahl sowie der hydraulische Radius der Wärmeübertragerkanäle wurden konstant gehalten.

Im Gegensatz zu den Verlusten aufgrund von thermischer Relaxation, hängen die viskosen Verluste stark von der Kanallänge, dem hydraulischen Radius der Kanäle und der gesamten Helium-Querschnittsfläche (also der Anzahl der Kanäle) ab. Die viskosen Verluste teilen sich in Verluste aufgrund der gerichteten Strömung (siehe Kapitel 3.3.4) und aufgrund der Gasoszillation auf. Zunächst soll auf die Verluste durch Gasoszillation eingegangen werden, da diese zur Dissipation von akustischer Leistung im Wärmeübertrager führen. Die Verluste aufgrund der gerichteten Bewegung im Wärmeübertrager werden in Kapitel 5.3.3 bewertet.

Abbildung 5.11 zeigt die akustischen Verluste durch Viskosität in Abhängigkeit von der Kanallänge (links) und in Abhängigkeit von der Querschnittsfläche (rechts). Es wird deutlich, dass die Verlustleistung linear zur Kanallänge zunimmt. Dieser Zusammenhang ergibt sich ebenfalls aus Gleichung (2.32). Abbildung 5.11 (rechts) zeigt eine starke Abnahme der Leistungsverluste mit größer werdender Querschnittsfläche. Bei konstantem hydraulischem Radius ist die Verlustleistung proportional zu $1/n$, wobei n der Anzahl der Kanäle entspricht (vgl. Gleichung (2.32)).

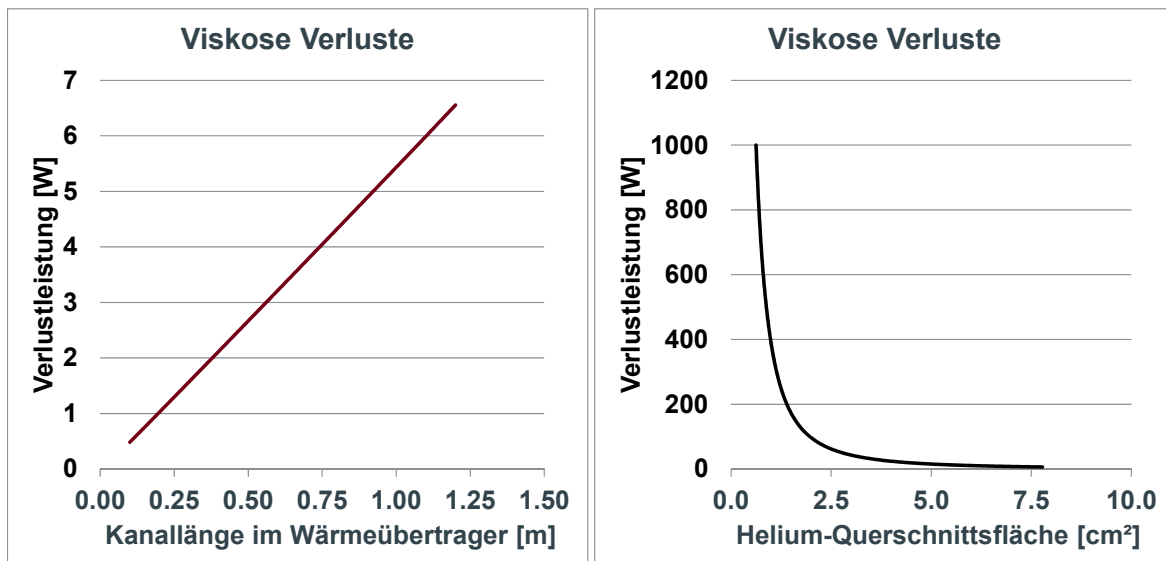


Abbildung 5.11 Verlustleistung aufgrund von viskosen Effekten in den Kanälen des Abgaswärmeübertragers. Links: Abhängigkeit von der Kanallänge. Rechts: Abhängigkeit von der Querschnittsfläche.

Für die Anwendung im Fahrzeug bedeuten diese Ergebnisse, dass es von Vorteil ist, ein möglichst großes Helium-Volumen im Abgaswärmeübertrager zu realisieren, um die Verluste durch thermische Relaxation zu reduzieren. Zudem sind kurze Kanäle sowie eine große Helium-Querschnittsfläche wünschenswert um die viskosen Verluste gering zu halten.

Für den Auslegungspunkt des Wärmeübertragers (siehe Kapitel 3.3.4) mit einem internen Heliumvolumen von 117 cm^3 wurden Verluste durch thermische Relaxation in der Größenordnung von etwa 12 W ermittelt. Die Verluste aufgrund von Viskosität sind dabei vernachlässigbar klein in der Größenordnung von etwa 1 W .

Abbildung 5.12 stellt eine Sensitivitätsuntersuchung bezüglich der Kanallängen des in Kapitel 3.3.4 eingeführten Abgaswärmeübertragers dar. Der Kanalquerschnitt und die Anzahl von Kanälen sind in dieser Darstellung also unverändert. Gezeigt werden die Druckamplitude, und die Verlustleistung in Abhängigkeit vom Heliumvolumen. An den Kurven ist zu erkennen, dass durch eine Verlängerung der Kanäle noch eine weitere Reduzierung der Verlustleistung durch thermische Relaxation möglich ist, ohne einen signifikanten Anstieg der viskosen Verluste zu verursachen. Eine Reduzierung der Kanallänge scheint jedoch nicht vorteilhaft zu sein, da die Verluste dadurch rasch ansteigen. Insgesamt ist zu erkennen, dass die viskosen Verluste eine untergeordnete Rolle spielen, was durch $r_h \gg \delta_v$ und die relativ kurzen Kanäle begründet ist.

Abbildung 5.12 stellt nur die viskosen Verluste aufgrund der Oszillation dar, nicht aber die durch den sich einstellenden stationären Massenstrom. Die akustische Leistung, die notwendig ist, um die viskosen Verluste durch die gerichtete Strömung durch den Wärmeübertrager zu überwinden, wird durch die akustischen Dioden dissipiert (siehe Kapitel 5.3.3).

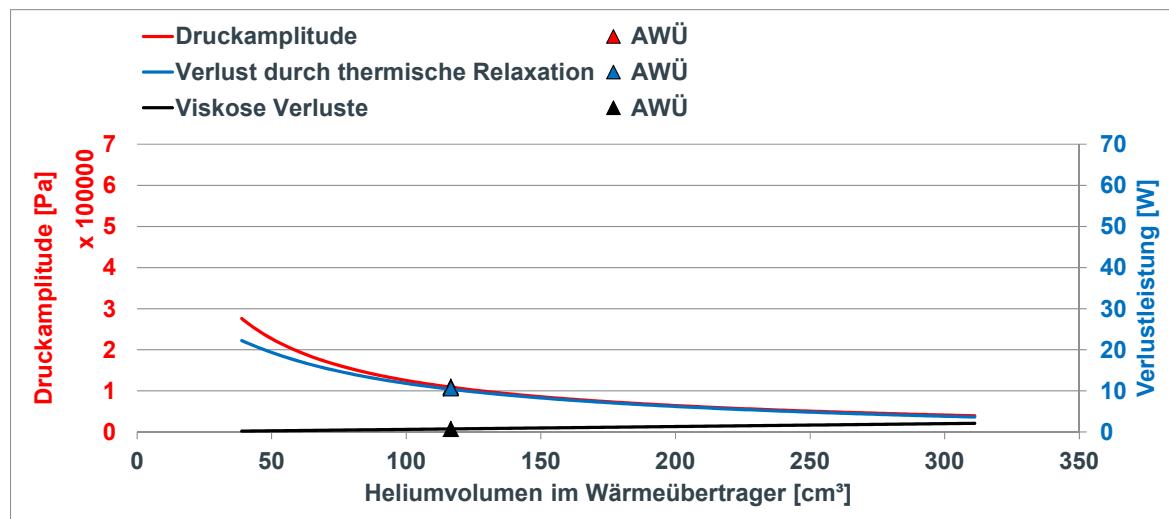


Abbildung 5.12 Abhängigkeit der Druckamplitude (Rot) im Abgaswärmeübertrager (AWÜ) vom Heliumvolumen. In Blau ist der daraus resultierende Verlust an akustischer Leistung gekennzeichnet. Die schwarze Kurve repräsentiert die viskosen Verluste aufgrund des oszillierenden Volumenstroms. Als Dreieck angedeutet ist der in Kapitel 3.3.4 beschriebene Abgaswärmeübertrager. Mit sinkendem Volumen steigen Druckamplitude und Verlustleistung.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass für die Auslegung eines Abgaswärmeübertragers in einem SCL also nicht nur die Wärmeübertragungsleistung von Interesse ist, sondern auch die akustischen Verluste zu berücksichtigen sind. Hierbei sind vor allem der hydraulische Radius und das Heliumvolumen im Abgaswärmeübertrager von entscheidender Bedeutung. Der hydraulische Radius sollte ein Vielfaches der fluiddynamischen und thermischen Grenzschicht besitzen. Das Volumen sollte ausreichend groß gewählt werden.

In der hier präsentierten Auslegung des Abgaswärmeübertragers wurde eine Kanallänge von 150 mm gewählt. Das entspricht einem Heliumvolumen von 117 cm^3 (vgl. Abbildung 5.12). Damit können die

Verluste relativ gering gehalten werden und eine ausreichende Wärmeübertragungsleistung gewährleistet werden. Im gewählten Betriebspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine, liegt die Verlustleistung unterhalb von einem Prozent der akustischen Leistung im thermisch-akustischen Wandler.

Neben den akustischen Verlusten innerhalb des Wärmeübertragers sind bei einer Anwendung im Fahrzeug die thermischen Verluste an die Umgebung zu berücksichtigen. Für die Abschätzung des Energieverlusts an die Umgebung wurde die gleiche Vorgehensweise [69] wie in Kapitel 3.3.3 gewählt. Es wurde lediglich der für die Wärmeübertragung relevante Kernbereich des Wärmeübertragers berücksichtigt. Dieser Kernbereich hat äußere Abmessungen von $150 \times 106 \times 106 \text{ mm}$ (vgl. Abbildung 3.27). Damit sind in dieser Abschätzung der Wärmeverluste nicht die Abgas- und Heliumseitigen Eintritte und Austritte berücksichtigt. Aufgrund des Temperaturgradienten im Abgasstrom in Längsrichtung des Wärmeübertragers, wurde der Wärmeübertrager in 15 Teilabschnitte mit 10 mm Länge diskretisiert und jeweils mit der mittleren Temperatur in jedem Abschnitt gerechnet. Der Gesamtenergieverlust an die Umgebung wurde durch Addition des Energieverlusts der einzelnen Teilbereiche errechnet. Dabei wurde mit einer Isolationsdicke von 3 mm (Wärmeleitfähigkeit: 0.05 W/mK) ein Gesamtwärmestrom an die Umgebung von rund 400 W bestimmt. Dieser Wert wurde nun wiederum genutzt um eine mittlere Abgastemperatur im Abgaswärmeübertrager zur ermitteln, bei der der gleiche Gesamtenergieverlust auftritt. Diese Temperatur liegt im Auslegungspunkt des Wärmeübertragers bei 450 °C und dient als Grundlage für die weiteren Betrachtungen.

Im nächsten Schritt wurde die Notwendigkeit der Isolation des Abgaswärmeübertragers bewertet. Die Berechnung ergab dabei, dass beim Betrieb des Abgaswärmeübertragers im Auslegungspunkt ein Wärmestrom an die Umgebung von etwa 2 kW zu erwarten ist. Das wäre ein signifikanter Verlustwärmestrom. Abbildung 5.13 zeigt, welchen Einfluss eine Isolation des Wärmeübertragers auf diesen Wärmeverluststrom hat. Dargestellt sind Kurven für Isolationsmaterialien mit verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten, aufgetragen über die Isolationsdicke. 100 % Verlustwärmestrom entspricht dabei dem Referenzwert für den nicht-isolierten Wärmeübertrager (2 kW). Es wird deutlich, dass ein entsprechend gutes Isolationsmaterial bereits bei einer Isolationsdicke von 1 mm eine Reduzierung der Verluste um 80 % erreichen kann. Eine Isolation ist aus thermodynamischer Sicht notwendig und wird in dieser Arbeit für die weiteren Berechnungen vorausgesetzt. Abbildung 5.13 gibt einen Anhaltspunkt, welche Isolationsdicke für das jeweilige Material sinnvoll ist. Wie bereits in Kapitel 3.3.3 erwähnt, bewegen sich die Angaben von Herstellern von Abgasisolation im Bereich von $0.02 - 0.03 \text{ W/mK}$ bei einer Temperatur von $300 - 400 \text{ °C}$ [84], [85].

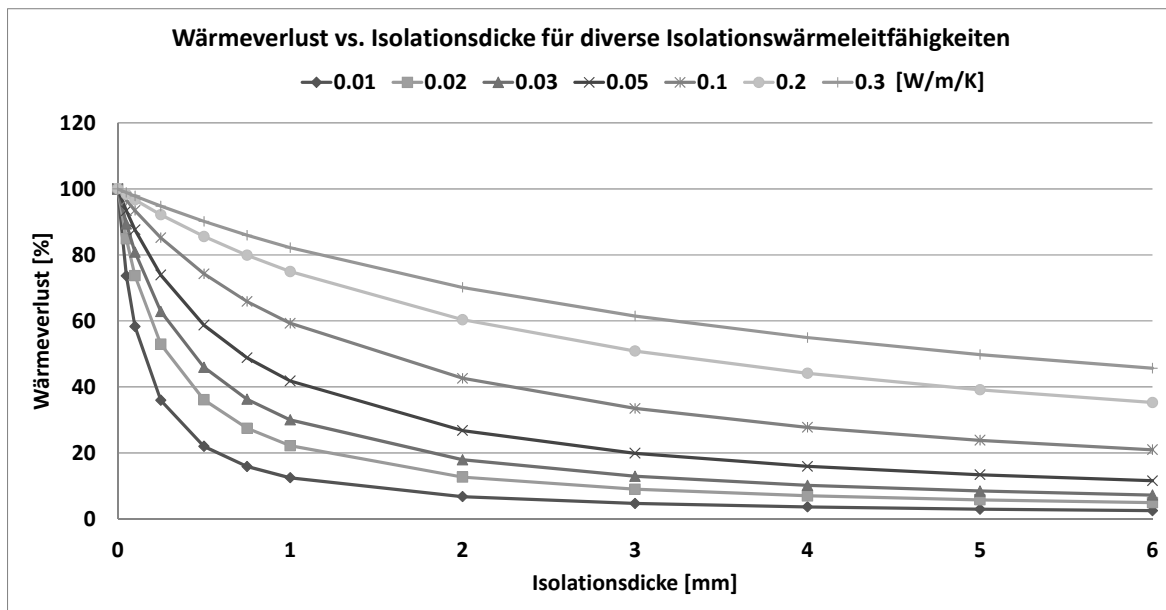


Abbildung 5.13 Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Isolationsstärke für unterschiedliche Isoliermaterialien mit einer Wärmeleitfähigkeit von 0.01 bis 0.3 W/m/K. Die Werte für den Wärmeverlust sind bezogen auf den Referenzwert ohne Isolation (100 % Wärmeverlust).

Um den realisierbaren Wärmestrom zu bewerten, wurde das CFD/CHT Modell (siehe Kapitel 5.1.2) herangezogen. Für die Betrachtungen wurde der Auslegungspunkt des Wärmeübertragers untersucht. Der Auslegungspunkt gibt als Randbedingungen einen Abgasmassenstrom von $\dot{m}_{Abg} = 90 \text{ kg/h}$, eine Abgaseintrittstemperatur von $T_{Abg_{ein}} = 622 \text{ °C}$, einen Heliummassenstrom von $\dot{m}_{He} = 8 \text{ g/s}$ und eine Heliumeintrittstemperatur $T_{He_{ein}} = 297 \text{ °C}$ vor.

Es soll zuerst die Heliumseite betrachtet werden. Abbildung 5.14 zeigt den Temperaturverlauf in den Heliumkanälen. Durch das Gegenstromprinzip werden mit dem Wärmeübertrager ausreichend hohe Temperaturen auf der Heliumseite erreicht. Für den Auslegungspunkt wird eine durchschnittliche Austrittstemperatur von rund 518 °C erreicht und ein Wärmestrom ins Helium von etwa 9.4 kW ermittelt. Da die angestrebte Übertragungsleistung bei $8 - 10 \text{ kW}$ liegt, ist der Wärmeübertrager richtig dimensioniert. Es ist hier jedoch zu beachten, dass mit Berücksichtigung der Energieverluste an die Umgebung (wie oben beschrieben, sind je nach Isolation 500 W bis 1500 W zu erwarten), die Übertragungsleistung an den äußeren Schichten verringert wird und somit die Übertragungsleistung des Wärmeübertragers geringer ausfällt. So ist zu erwarten, dass die Übertragungsleistung trotz der Verluste im angestrebten Bereich liegt.

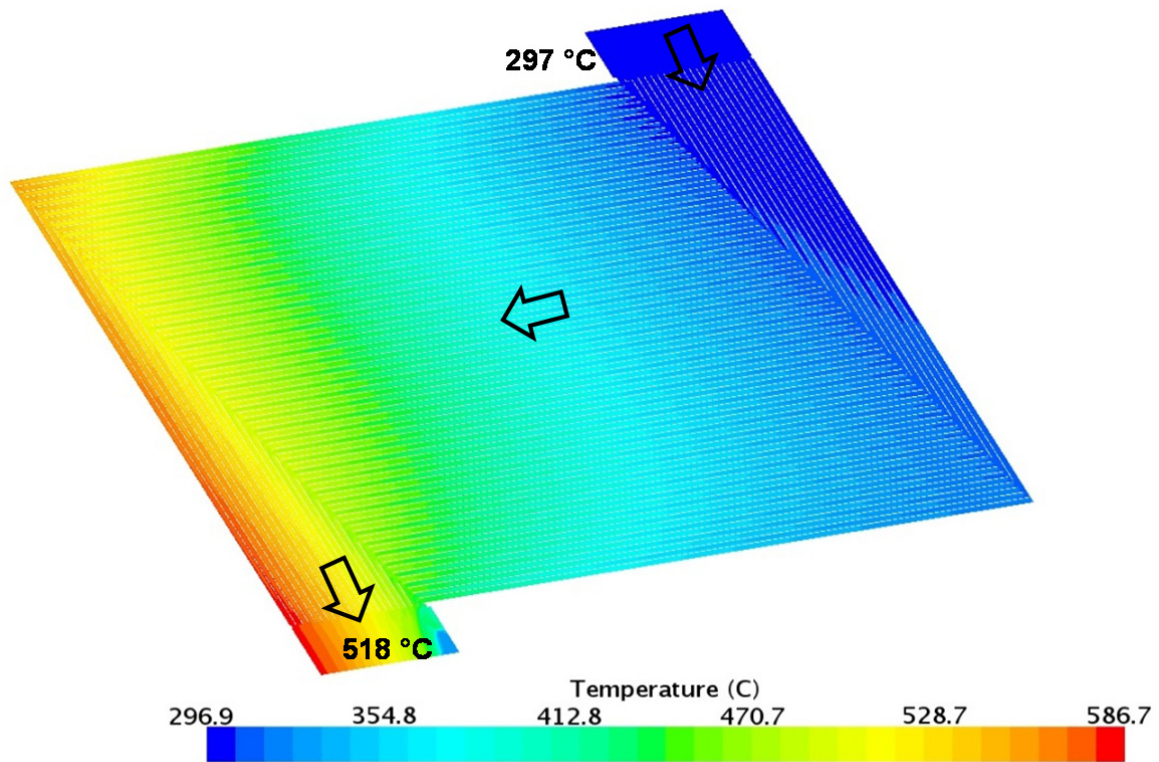


Abbildung 5.14 Temperaturverteilung in den Heliumkanälen. Eine gemittelte Helium-Austrittstemperatur von 518 °C kann mit dem Abgaswärmeübertrager realisiert werden.

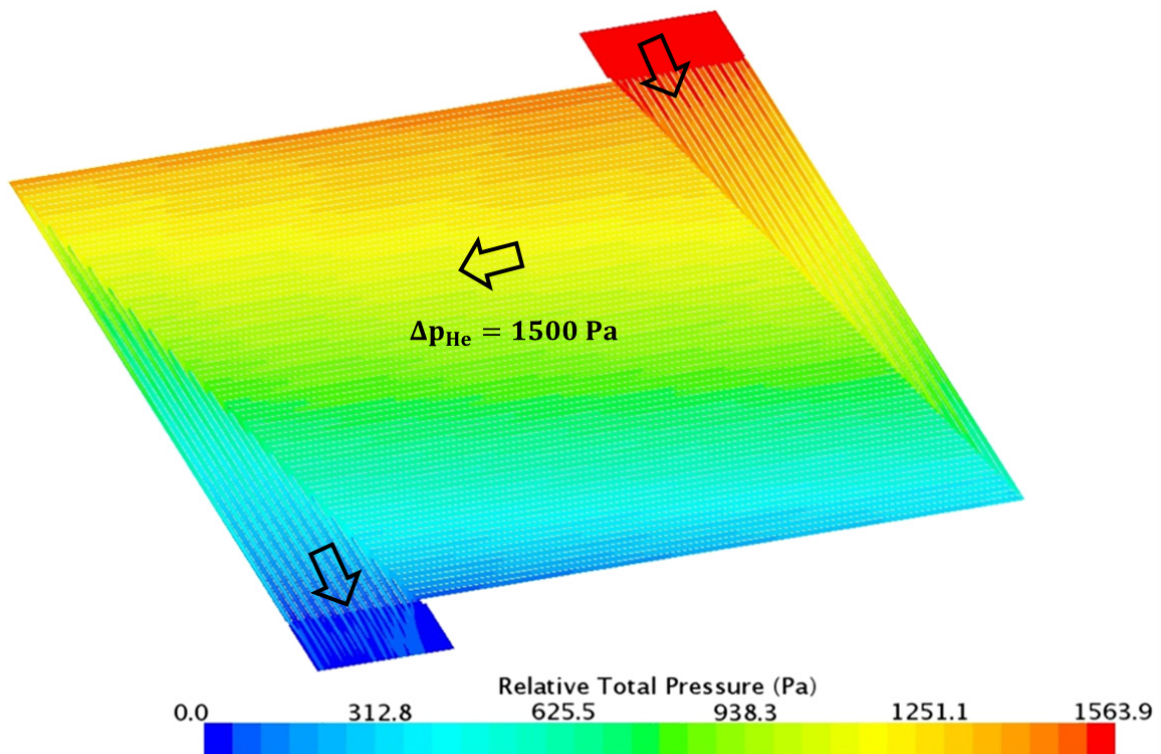


Abbildung 5.15 Darstellung der Druckverteilung in den Heliumkanälen. Die Angaben entsprechen dem relativen Druck zum Heliumauslass.

Abbildung 5.15 zeigt die Druckverteilung in den Heliumkanälen und den daraus resultierenden Gesamtdruckverlust auf der Heliumseite. Die Kanäle am Ein- und Austritt verursachen den größten Druckverlust, da hier die Gesamtquerschnittsfläche der Kanäle vergleichsweise klein ist. Der Gesamtdruckverlust liegt dadurch bei rund 1500 Pa.

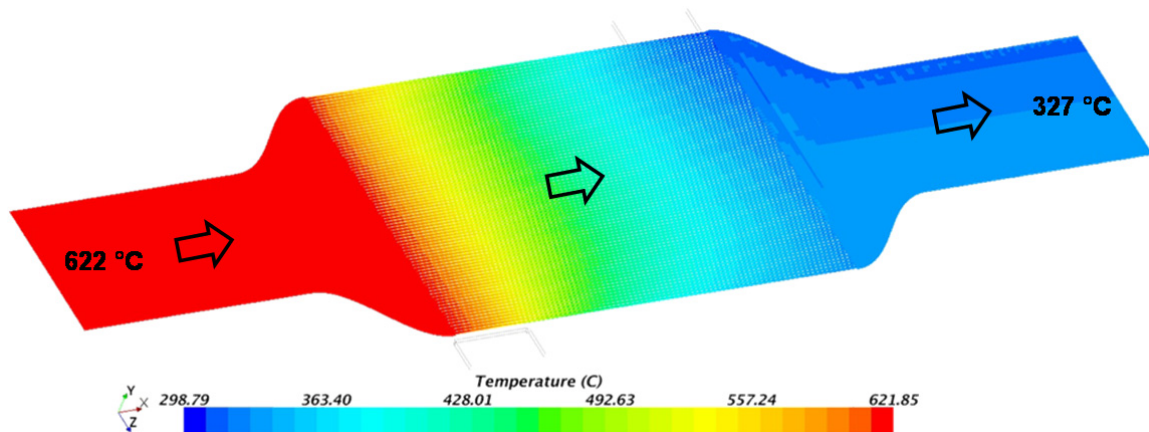


Abbildung 5.16 Abgastemperatur im Wärmeübertrager. Im Auslegungspunkt ist eine Reduzierung der Abgastemperatur auf etwa 327 °C möglich.

Abbildung 5.16 zeigt die Abgas-Temperaturverteilung im Bereich des Wärmeübertragers. Das Abgas wird im Auslegungspunkt von 622 °C auf 327 °C abgeköhlt. Systembedingt kann also im Abgas enthaltene Energie unterhalb von 327 °C nicht genutzt werden und geht an die Umgebung verloren.

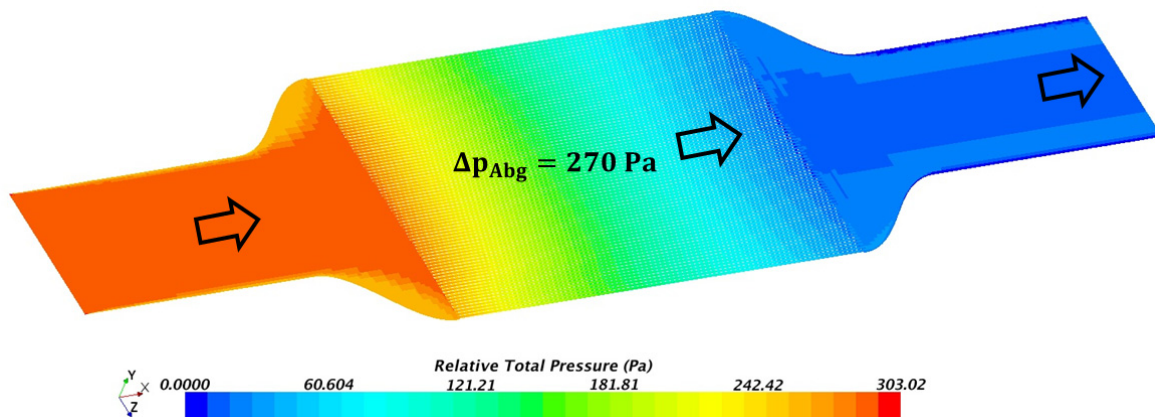


Abbildung 5.17 Abgasseitige Druckverteilung im Abgaswärmeübertrager. Der Druckverlust im Auslegungspunkt beträgt 270 Pa.

Mit einem abgasseitigen Druckverlust im Auslegungspunkt von 2.7 mbar ist der Wärmeübertrager hervorragend für die Anwendung im Fahrzeug geeignet (siehe Abbildung 5.17).

$$\eta_{AW\ddot{U}} = \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{Q}_{ist}} = \frac{T_{Abg_{ein}} - T_{Abg_{aus}}}{T_{Abg_{ein}} - T_{He_{ein}}} \quad (5.1)$$

Der Wirkungsgrad eines Wärmeübertragers ergibt sich aus dem Verhältnis der tatsächlichen zur theoretisch möglichen Wärmeübertragungsleistung. In diesem Fall ist der Wärmekapazitätsstrom auf der Abgasseite kleiner als auf der Heliumseite und somit berechnet sich der Wirkungsgrad nach Gleichung (5.1). Unter den gegebenen Randbedingungen hat der Wärmeübertrager einen Wirkungsgrad von rund 90 %. Der kA – Wert des Wärmeübertragers beträgt $kA = 158 \text{ W/K}$.

Für die spätere dynamische Simulation des Abgaswärmeübertragers in der Fahrzeug-Simulationsumgebung, werden die hier gezeigten Ergebnisse zur Parametrierung des Abgaswärmeübertragers in Dymola® genutzt. Zusätzlich wurde ein weiterer Betriebspunkt mit geringeren Massenströmen abgasseitig und heliumseitig mittels CFD/CHT simuliert, um das Dymola-Modell zu parametrieren. Dabei wurde ein Abgasmassenstrom von $\dot{m}_{Abg} = 40 \text{ kg/h}$ und ein Heliummassenstrom von $\dot{m}_{He} = 4 \text{ g/s}$ als Randbedingungen festgelegt. Unter diesen Randbedingungen liegt der übertragbare Wärmestrom bei rund $\dot{Q} = 4700 \text{ W}$ (siehe Kapitel 5.1.3).

5.3.2 Akustische Dioden

Die Modellierung der akustischen Dioden wurde in Kapitel 5.1.1 erläutert. Der Prüfstands Aufbau zur experimentellen Validierung der Dioden wurde in Kapitel 5.2 erläutert. Das DeltaEC Modell des selbstzirkulierenden Heliumkreislaufs (SCL) wurde dem Prüfstands Aufbau angepasst. Es enthält anstatt des modellierten Abgaswärmeübertragers lediglich ein Rohr, welches ein ähnliches Volumen wie der Wärmeübertrager aufweist. Das Rohr hat einen Durchmesser von 0.04 m und eine Länge von 0.15 m . Das daraus resultierende Volumen beträgt rund 188 cm^3 .

Auf dem Prüfstand konnte über den elektrischen Lineargenerator eine gewünschte Druckoszillation mit Frequenz f und Druckamplitude $|p_1|$ in der Mischkammer eingestellt werden. Über die verbauten Drucksensoren wurde die zeitgemittelte statische Druckdifferenz über beide Dioden und dem Rohr (Wärmeübertragerersatzvolumen) gemessen. Die gemessenen Werte sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich mit zunehmender Druckamplitude eine größer werdende statische Druckdifferenz einstellt. Die Druckdifferenz steigt annähernd quadratisch mit der Druckamplitude an. Die gemessene Druckdifferenz zeigt eindeutig, dass sich eine gerichtete Strömung im Kreislauf einstellt. Damit wurde nachgewiesen, dass das Prinzip auch unter den in der fahrzeugtechnischen Anwendung geforderten Spezifikationen funktioniert.

Abbildung 5.18 zeigt weiterhin die mit DeltaEC simulierte statische Druckdifferenz unter den Randbedingungen der experimentellen Durchführung ($T_{He} = 323 \text{ K}$, $f = 600 \text{ Hz}$, $p_m = 120 \text{ bar}$). Es ist zu erkennen, dass das Modell die Messdaten nicht identisch wiedergeben kann. Generell ist der quadratische Anstieg der statischen Druckdifferenz mit steigender Druckamplitude abgebildet. Auch die Größenordnung der statischen Druckdifferenz passt zu den Messdaten. Jedoch ist die Krümmung der Kurve zu flach. Dementsprechend wird die Druckdifferenz (und damit auch der Massenstrom) bei kleinen Druckamplituden überschätzt und bei großen Druckamplituden unterschätzt. Die Ursachen dafür liegen in den in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Ungenauigkeiten und Vereinfachungen der Berechnungsmethode.

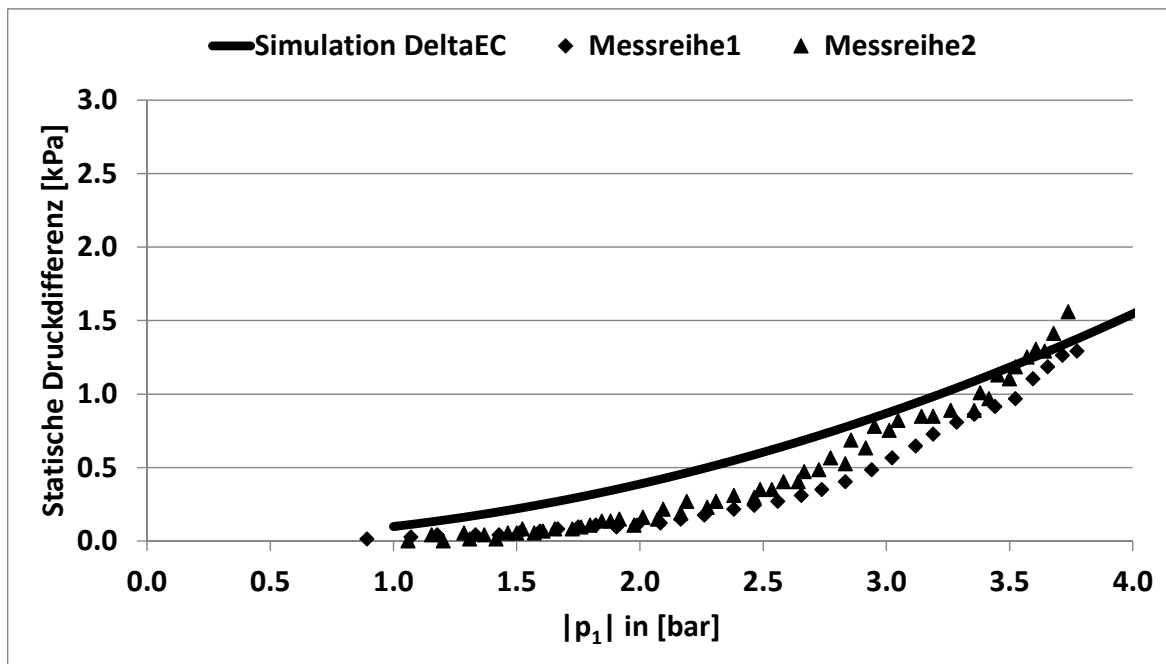


Abbildung 5.18 Gegenüberstellung von Messdaten und Simulationsergebnissen des selbstzirkulierenden Kreislafs. Dargestellt ist die gemessene und simulierte statische Druckdifferenz über die Dioden und das Wärmeübertragervolumen (Rohr), in Abhängigkeit von der Druckamplitude in der Mischkammer.

Zur Berechnung des gerichteten Massenstroms im SCL ist DeltaEC in der Lage den Druckverlust, der durch die einzelnen Komponenten im SCL verursacht wird, zu berechnen. Der Umfang der experimentellen Arbeiten hat eine experimentelle Bestimmung des Druckverlusts der einzelnen Komponenten im SCL nicht möglich gemacht. Es wurde daraufhin auf Simulationsergebnisse aus der CFD Analyse zurückgegriffen. Zusätzlich zum DeltaEC Modell wurde ein Modell für CFD Berechnungen erstellt, welches anstatt des Abgaswärmeübertragers ein Rohr besitzt. Abbildung 5.19 zeigt ein CAD Modell des untersuchten Fluidvolumens. Nach einer Einlaufstrecke folgt die erste akustische Diode und daraufhin das Wärmeübertragervolumen. In der Abbildung ist die zweite Diode nicht zu erkennen, besitzt jedoch die gleiche Geometrie wie die erste Diode.

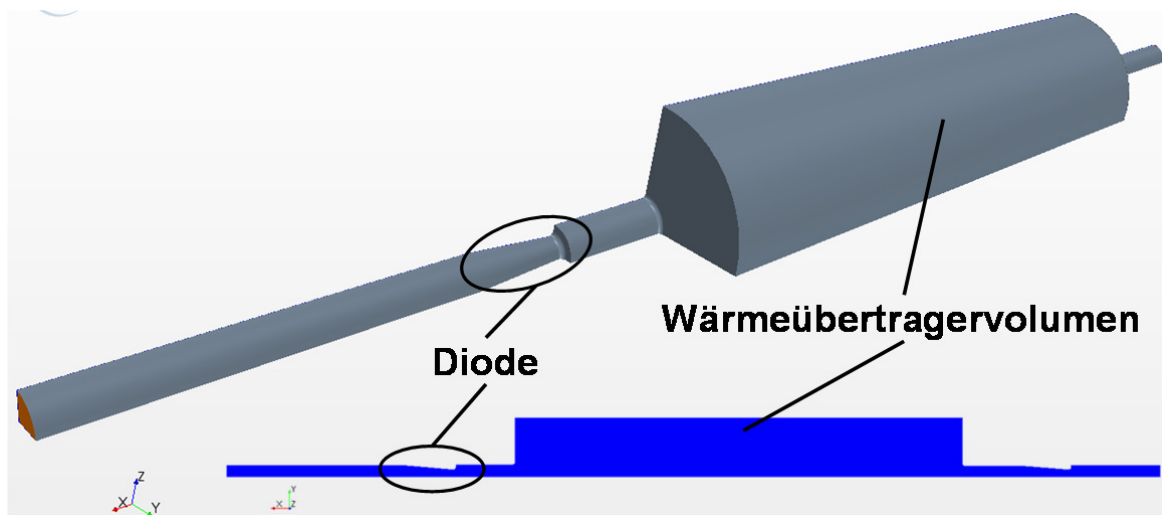


Abbildung 5.19 Verwendete Fluidgeometrie für die CFD-Simulation zur Ermittlung des Druckverlusts über zwei Dioden und dem Wärmeübertragervolumen (Rohr).

Die Durchströmung erfolgt in x-Richtung. Die Parameter wurden entsprechend den Randbedingungen des experimentellen Versuchs vorgegeben ($T_{He} = 323\text{ K}$, $f = 600\text{ Hz}$, $p_m = 120\text{ bar}$) und während

der Simulation kein Wärmeübergang berücksichtigt. Es wurde der Druckverlust für unterschiedlich große Massenströme in x-Richtung ermittelt. Dabei konnten jeweils die berechnete Druckdifferenz vor der ersten Diode und nach der zweiten Diode betrachtet werden. Abbildung 5.20 zeigt die ermittelten Druckverluste in Abhängigkeit vom Massenstrom und zeigt einen Vergleich zu den Ergebnissen der Druckverlustberechnungen mittels DeltaEC. Hier wird eine gute Übereinstimmung erreicht, was mehr Vertrauen in die durch DeltaEC ermittelten Simulationsergebnisse gibt.

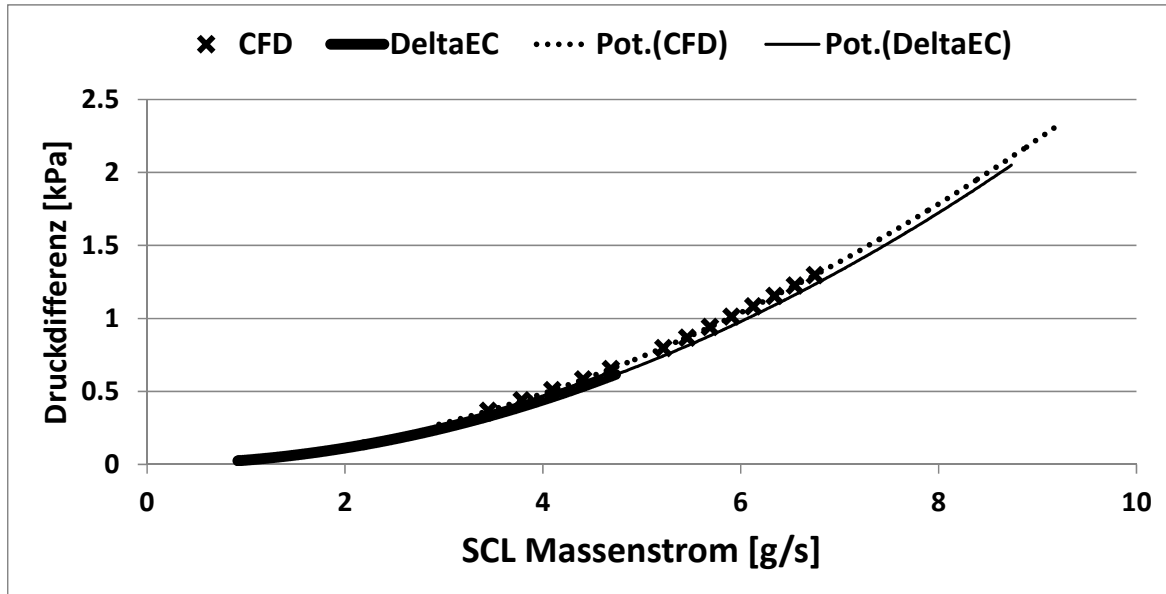


Abbildung 5.20 Vergleich der durch DeltaEC und mittels CFD ermittelten Druckverluste über beide Dioden und das Wärmeübertragervolumen (Rohr) in Abhängigkeit vom gerichteten Massenstrom. Zu erkennen ist eine gute Übereinstimmung der beiden Modelle bei der Druckverlustberechnung.

Die CFD Analyse ermöglicht es weiterhin die Diodendurchströmung bewerten zu können. Ein wichtiges Kriterium für die Funktionsfähigkeit der Diode ist, dass die Durchströmung in Richtung der geometrischen Erweiterung ablösefrei ist, um in dieser Richtung einen möglichst geringen Druckverlust zu erzeugen. Wie in Abbildung 5.21 zu erkennen ist, ist die Durchströmung im Bereich der Diode unter den vorgenannten Voraussetzungen ablösefrei. Die abgerundeten Kanten an der Stelle mit dem kleinsten Querschnitt verringern den Druckverlust. Das gezeigte Geschwindigkeitsprofil entspricht einem mittleren Massenstrom von 6.7 g/s .

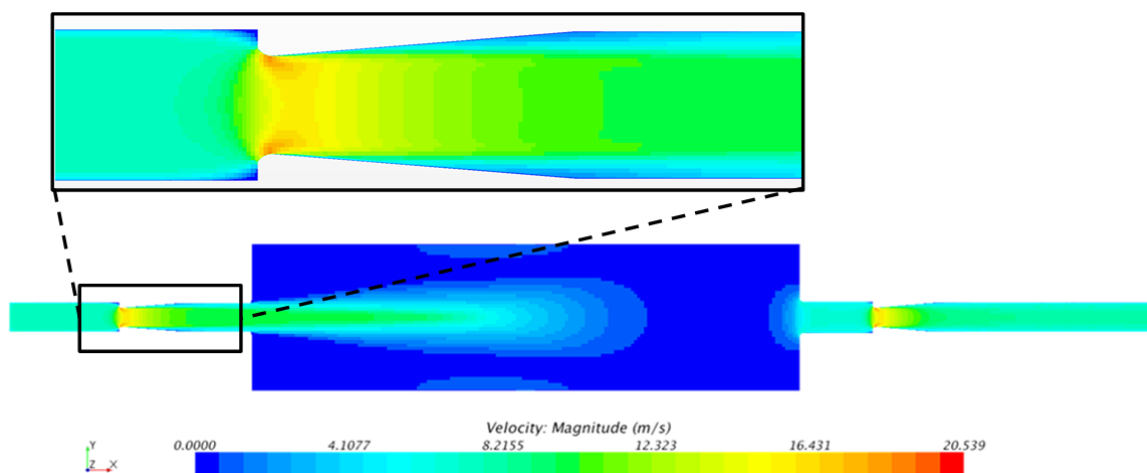


Abbildung 5.21 Geschwindigkeitsprofil in der mittleren Ebene der Diodendurchströmung. Oben: Geschwindigkeitsprofil im Bereich der ersten Diode. Unten: Geschwindigkeitsprofil über beide Dioden und Ersatzrohr.

Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, kann die Durchströmung als eine Überlagerung einer gerichteten Strömung und einer oszillierenden Strömung betrachtet werden. Unter den Randbedingungen der Versuchsdurchführung errechnet DeltaEC eine oszillierende Volumenstromamplitude von $1.03 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$. Das entspricht bei einer Fluidichte von $\rho = 17.774 \text{ kg/m}^3$ einem Massenstrom von rund 18 g/s . Abbildung 5.22 zeigt das Geschwindigkeitsprofil durch die Diode bei einem Massenstrom von rund 24 g/s . Es ist zu erkennen, dass auch bei diesem Massenstrom und den einhergehenden Fluidgeschwindigkeiten keine Ablösung auftritt. Damit ist der Öffnungswinkel ausreichend klein gewählt.

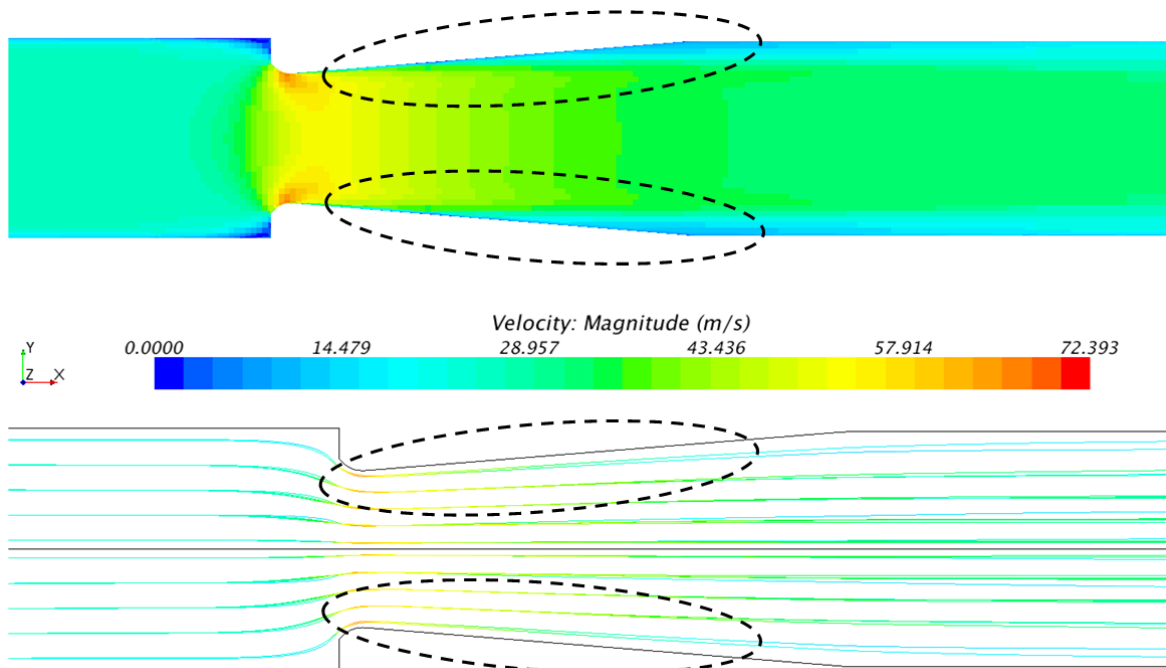


Abbildung 5.22 Geschwindigkeitsprofil der Diodendurchströmung bei einem Massenstrom von 24 g/s . Die Simulation zeigt keine Ablösung. Unten: Darstellung der Stromlinien.

5.3.3 Gerichteter Massenstrom

Wie im Kapitel 5.3.2 dargestellt, rufen die akustischen Dioden eine statische Druckdifferenz hervor. Diese Druckdifferenz ist die Ursache für den gerichteten Massenstrom im selbstzirkulierenden Kreislauf (SCL). Die Druckdifferenz muss wiederum groß genug sein, um die durch den Massenstrom verursachten Druckverluste in allen Komponenten des SCL zu überwinden. Damit eine ausreichende Energieübertragung mittels des SCL erreicht werden kann, ist ein möglichst großer Massenstrom wünschenswert. Mit größerem Massenstrom steigt jedoch auch die Verlustleistung in den akustischen Dioden.

Mithilfe des in 5.1.1 beschriebenen DeltaEC Modells des SCL kann der realisierbare Massenstrom ermittelt werden (siehe Abbildung 5.23). Das Modell des SCL ohne Abgaswärmeübertrager wurde in Kapitel 5.3.2 anhand der Messung der statischen Druckdifferenz validiert. Die hier gezeigte Abhängigkeit des Massenstroms von der Druckamplitude wurde rein simulativ ermittelt. Damit ist dessen Korrektheit von der Berechnung der Druckverluste der Komponenten im SCL abhängig. Zur Berechnung der Druckverluste in den Rohren wird auf die Ergebnisse aus DeltaEC zurückgegriffen.

Abbildung 5.23 zeigt, dass der Massenstrom mit der Druckamplitude in der Mischkammer zunimmt. Damit hängt der Massenstrom vom Betriebspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ab. Es gilt, je höher die Last, desto höher die Druckamplitude in der Mischkammer und desto höher der gerichtete Massenstrom im SCL.

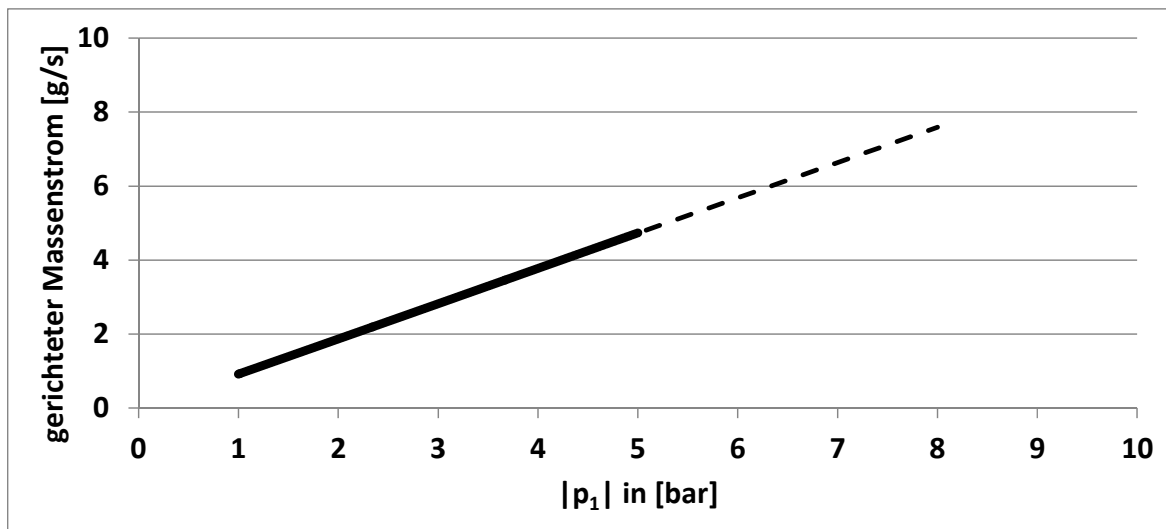


Abbildung 5.23 Darstellung der Abhängigkeit des gerichteten Massenstroms im selbstzirkulierenden Heliumkreislauf von der Druckamplitude in der Mischkammer. Der Massenstrom steigt mit zunehmender Druckamplitude. Es wurde das Modell ohne Abgaswärmeübertrager genutzt.

Bis jetzt wurde in diesem Kapitel lediglich der gerichtete Massenstrom unter den genannten Prüfstandsbedingungen (Systemtemperatur = Umgebungstemperatur) ermittelt. Für die Anwendung im Fahrzeug sind jedoch betriebswarme Bedingungen von Interesse. Die Temperatur ist von großer Bedeutung, da diese Auswirkung auf die Schallgeschwindigkeit und damit auf die Wellenlänge der stehenden Welle im SCL hat. Für den Betrieb mit Betriebstemperatur müssen dementsprechend die Rohrlängen der Verbindungsrohre von der Mischkammer bis zur Diode angepasst werden. Die Schallgeschwindigkeit in Helium steigt bei einer Temperaturerhöhung von 325 K auf 600 K bei sonst gleichen Bedingungen ($p_m = 120\text{ bar}$) von 1060 m/s auf 1440 m/s . Dies hat eine Vergrößerung der Wellenlänge um rund 36 % zur Folge und erfordert eine entsprechende Verlängerung der Verbindungsrohre im Modell. Zudem wurde für die folgenden Betrachtungen ein in DeltaEC modellierter Wärmeübertrager in das DeltaEC Modell eingefügt (siehe Kapitel 5.1.1). Der Druckverlust des Abgaswärmeübertragers wurde mittels CFD berechnet. Um die Druckverluste in den Verbindungsrohren zu reduzieren, wurde gegenüber dem Prüfstandmodell der Rohrdurchmesser erhöht. Dies wird aufgrund der höheren Volumenströme, die durch die höheren Temperaturen hervorgerufen werden, notwendig. Der Innendurchmesser der akustischen Dioden wurde entsprechend angepasst, um das Verhältnis der Innendurchmesser von Diode und Verbindungsrohr konstant zu halten.

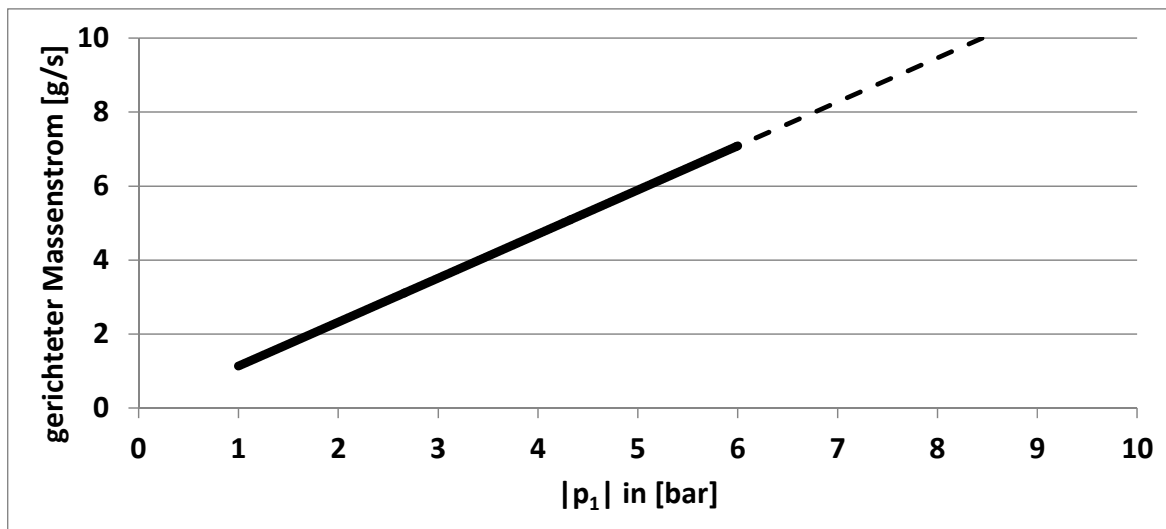


Abbildung 5.24 Darstellung der Abhängigkeit des gerichteten Massenstroms im selbstzirkulierenden Heliumkreislauf (SCL) von der Druckamplitude in der Mischkammer. Als Modell wurde das für die Anwendung im Fahrzeug angepasste Modell des SCL genutzt.

Mit dem Modell ist es jetzt möglich den Massenstrom im SCL in Abhängigkeit von der Druckamplitude in der Mischkammer zu berechnen (siehe Abbildung 5.24), wie er in einem für die fahrzeugtechnische Anwendung angepassten System zu erwarten ist. Der Auslegungspunkt liegt in diesem Fall bei $T_{He} = 600\text{ K}$, $f = 600\text{ Hz}$ und $p_m = 120\text{ bar}$. Die hier ermittelte Abhängigkeit des Massenstroms von der Druckamplitude wird in den weiteren Betrachtung im Modell des Gesamtsystems verwendet.

Zusammenfassung Kapitel 5

In Kapitel 5 wurde der SCL als Fahrzeugeinbindungskonzept betrachtet und bewertet. Dazu wurden mehrere Modelle entwickelt. In DeltaEC wurde ein Modell zur Ermittlung des gerichteten Massenstroms in Abhängigkeit von der Druckamplitude in der Mischkammer des thermisch-akustischen Wandlers entwickelt. Dieses Modell wurde anhand eines Prüfstands validiert, welcher das Funktionsprinzip des SCL bei Umgebungstemperatur nachweisen konnte. Das Modell wurde weiterentwickelt und für die Anwendung im Fahrzeug angepasst. Weiterhin wurde ein CFD Modell entwickelt, welches zur Bewertung der Durchströmung der akustischen Dioden und zum Abgleich der Druckverluste im DeltaEC Modell genutzt wurde.

Es wurde auf die wichtigsten Parameter des SCL eingegangen. Dazu gehört das Heliumvolumen im Abgaswärmeübertrager, welches eine bestimmte Größe nicht überschreiten sollte um akustische Verluste zu minimieren. Ferner ist die Geometrie der Diode von entscheidender Bedeutung. Hier ist vor allem das Verhältnis von kleinstem Innendurchmesser der Diode zu Innendurchmesser des angrenzenden Verbindungsrohres von entscheidender Bedeutung. Dieses muss auf die jeweilige Anwendung angepasst werden, um den gewünschten Massenstrom zu erreichen. Für die hier beschriebene Anwendung wurde ein Verhältnis von $d_{Diode}/d_{Rohr} \approx 0.64$ gewählt. Die Länge der Diode wurde so gewählt, dass der Öffnungswinkel bei etwa 9° liegt. Mittels der CFD Simulation wurde gezeigt, dass bei dieser Diodengeometrie keine Strömungsablösung zu erwarten ist.

Um die dynamischen Zustände im Kraftfahrzeug und dessen Auswirkungen auf den SCL bewerten zu können wurde ein Dymola Modell entwickelt. Dieses nutzt Fahrzeugdaten aus Messung unter definierten Bedingungen und greift auf Ergebnisse der anderen Modelle zurück. Es ist damit gelungen, ein Modell einer fahrzeugtauglichen thermoakustischen Wärmekraftmaschine zu entwickeln. Dieses Modell wird für die Bewertung des Systems in einer Fahrzeugumgebung genutzt (siehe Kapitel 6).

6 Bewertung der Anwendung im Fahrzeug

In den folgenden Kapiteln soll eine Bewertung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit den beiden in dieser Arbeit eingeführten Integrationskonzepten, im Kraftfahrzeug erfolgen. Die Bewertung erfolgt anhand von Fahrzyklen wie den NEFZ und WLTP sowie anhand eines typischen Lastpunkts für eine Autobahnfahrt. Weiterhin wird ein qualitativer Vergleich zu einem Abwärmenutzungskonzept basierend auf dem organischen Rankine Prozess hergestellt und bewertet. Zuletzt wird auf die in Kapitel 3.1.3 aufgeführten Anforderungen an den mobilen Einsatz im Fahrzeug eingegangen.

6.1 Charakterisierung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine

Eine thermoakustische Wärmekraftmaschine erreicht nur dann einen hohen Systemwirkungsgrad, wenn alle Komponenten auf eine gewählte Arbeitsfrequenz abgestimmt sind. So besitzt der akustisch-mechanische Wandler seine Resonanzfrequenz bei dieser Arbeitsfrequenz. Die Länge der Verbindungsrohre liegt im Bereich von einer Wellenlänge und die Kanalgeometrie im Regenerator ermöglicht bei der Arbeitsfrequenz eine sehr gute Wärmeübertragung zwischen Kanalwand und Arbeitsgas.

In Abbildung 4.2 ist beispielsweise die Abstimmung des thermoakustischen Systems auf eine Arbeitsfrequenz von 500 Hz gut zu erkennen. Abbildung 4.2 zeigt weiterhin, dass eine Entfernung von dieser Arbeitsfrequenz, zu höheren oder auch niedrigeren Frequenzen, die Funktion der thermoakustischen Wärmekraftmaschine stark beeinflusst und eine Verschlechterung des Wirkungsgrads zur Folge hat.

Neben den beschriebenen Komponenten gibt es, mit der Temperatur einen weiteren Einflussfaktor auf die Arbeitsfrequenz. Die Temperatur hat Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit und damit über Gleichung (6.1) mit f , λ und a als Frequenz, Wellenlänge und Schallgeschwindigkeit, einen Einfluss auf die Frequenz.

$$f = \frac{a}{\lambda} \quad (6.1)$$

Da die Wellenlänge im System über die Geometrie und insbesondere die Rohrlängen festgelegt ist, hat eine Erhöhung der Temperatur daher eine Erhöhung der Arbeitsfrequenz zur Folge. Es ist also erforderlich das Gesamtsystem im Fahrzeug auf eine bestimmte Arbeitsfrequenz und eine bestimmte Betriebstemperatur abzustimmen. Im Gegensatz zu einer stationären Anwendung (bspw. als Blockheizkraftwerk), ist eine Anwendung im Fahrzeug von einem sehr dynamischen Abgasenthalpiestrom geprägt. Insbesondere unterliegt die Abgastemperatur sehr großen Schwankungen. Aufgrund des sehr dynamischen Abgasenthalpiestroms, sind im Betrieb einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine Abweichungen von der Betriebstemperatur unvermeidlich. Daher ist es notwendig die Systemcharakteristik bei Abweichungen von der Betriebstemperatur zu analysieren.

Abbildung 6.1 zeigt die mechanische Leistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in Abhängigkeit von der Heißseitentemperatur und der Bewegungsamplitude der Membran. Alle gezeigten Kurven zeigen ein Maximum bei einer bestimmten Temperatur und fallen zu höheren und tieferen Temperaturen hin ab. Diese Charakteristik ist typisch, da sich mit steigender oder fallender Temperatur die Arbeitsfrequenz aus dem optimalen Bereich bewegt. Die maximale Ausgangsleistung wird bei einer Temperatur von etwa 365 °C und einer Bewegungsamplitude von 250 µm erreicht.

Anhand der abseits vom Maximum schnell abfallenden Kurven wird bereits sichtbar, dass die thermoakustische Wärmekraftmaschine im Fahrzeug vorzugweise nur in einem festgelegten Temperaturbereich betrieben werden sollte. Die Betriebstemperatur wird dazu mittels der Bewegungsamplitude der Membran eingeregelt. Dies kann wie folgt erklärt werden. Der Wärmestrom, der im thermisch-akustischen Wandler in akustische Leistung gewandelt wird, ist von der

Bewegungsamplitude $|\xi_1|$ abhängig. Wird die Bewegungsamplitude eines Gasvolumens im Regenerator verkleinert, verkleinert sich auch die Temperaturschwankung die das Gasvolumen erfährt. Folgerichtig wird die im p-v-Diagramm dargestellte Fläche (vgl. Abbildung 2.10) des Kreisprozesses kleiner. Dadurch sinkt der Wärmestrom, der in akustische Leistung gewandelt wird. Ein sinkender Wärmestrom bedeutet wiederum, dass die Temperatur in Abhängigkeit des verfügbaren Abgasenthalpiestroms steigt.

Im dynamischen Betrieb im Fahrzeug ist ein Regler notwendig, der die Betriebstemperatur möglichst konstant hält. Die Regelung hat die Aufgabe die Bewegungsamplitude der Membran der thermoakustischen Wärmekraftmaschine derart zu regeln, dass über die Ausgangsleistung die Heißeittemperatur möglichst im optimalen Bereich eingeregelt wird. Der bevorzugte Betriebsbereich ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Es ist eine minimale Bewegungsamplitude von $100\ \mu\text{m}$ zu erkennen. Ein Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit kleinerer Bewegungsamplitude ist energetisch nicht sinnvoll. Bei Heißeittemperaturen unterhalb der Auslegungstemperatur ($325\ ^\circ\text{C}$) kann ein Betrieb bei $100\ \mu\text{m}$ sinnvoll sein, um auch in Phasen mit geringem Abgasenthalpiestrom eine Energierückgewinnung zu ermöglichen. Bevor auf den Betriebsbereich oberhalb der Auslegungstemperatur eingegangen wird, soll mit Abbildung 6.2 auf den Wirkungsgrad der thermoakustischen Wärmekraftmaschine eingegangen werden.

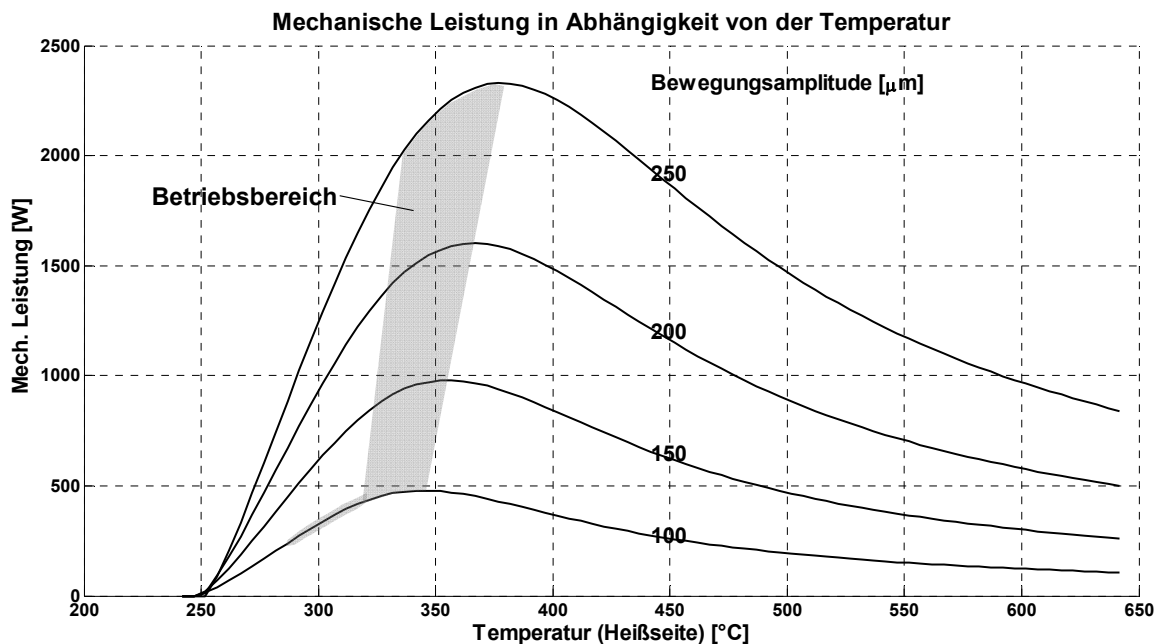


Abbildung 6.1 Darstellung der Abhängigkeit der mechanischen Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in Abhängigkeit von der Heißeittemperatur. Über die Bewegungsamplitude wird die thermoakustische Wärmekraftmaschine geregelt. Ein bevorzugter Betriebsbereich ist dargestellt.

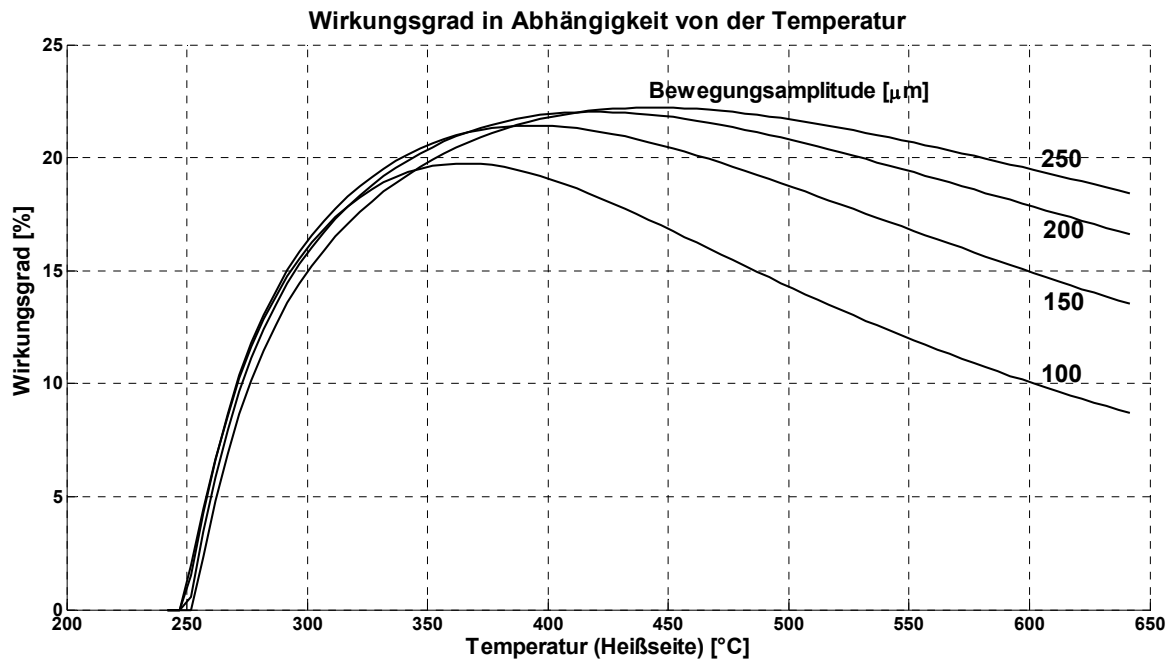


Abbildung 6.2 Darstellung des Prozesswirkungsgrads ($\eta_p = P_{mech}/\dot{Q}_{zu}$) der thermoakustischen Wärmekraftmaschine in Abhängigkeit von der Heißeittemperatur. Die Kurven sind für verschiedene Bewegungsamplituden der Membran dargestellt.

Abbildung 6.2 zeigt den Prozesswirkungsgrad in Abhängigkeit von der Heißeittemperatur. Zudem ist eine Abhängigkeit von der Bewegungsamplitude der Membran zu erkennen. Diese ist hauptsächlich darin begründet, dass die Verluste nicht proportional mit der mechanischen Leistung steigen und dadurch bei höherer mechanischer Leistung der Prozesswirkungsgrad steigt. Der Prozesswirkungsgrad bezeichnet hier das Verhältnis aus mechanischer Leistung zu Wärmestrom, der dem thermisch-akustischen Wandler zugeführt wird.

Eine Regelung der Heißeittemperatur auf einen maximalen Prozesswirkungsgrad hat sich in der simulativen Bewertung als nicht zielführend erwiesen. Im Gegensatz zur maximalen Ausgangsleistung, wird der maximale Prozesswirkungsgrad erst bei höheren Heißeittemperaturen erreicht. Beispielfhaft wird bei maximaler Bewegungsamplitude die maximale Ausgangsleistung bei rund 365 °C erreicht, währenddessen der maximale Prozesswirkungsgrad erst bei rund 450 °C erreicht wird. Bei einer Heißeittemperatur von 450 °C fällt die Ausgangsleistung jedoch schon deutlich ab. Im Fahrzeugbetrieb ist es nicht sinnvoll einen maximalen Prozesswirkungsgrad zu erreichen, wenn dadurch die Ausgangsleistung geringer wird. Diese Aussage ist damit begründet, dass im Fahrzeug hohe Abgastemperaturen meistens in Phasen mit hohen Abgasmassenströmen erreicht werden und somit ein hoher Enthalpiestrom zur Verfügung steht. Entsprechend ist es zielführender so viel wie möglich dieses Enthalpiestroms in nutzbare elektrische Leistung zu wandeln, auch wenn dies bei kleinerem Prozesswirkungsgrad geschieht. Primär ist es für die Anwendung im Fahrzeug entscheidend, wieviel Energie aus der sonst ungenutzten Abgasenergie in nutzbare Energie gewandelt wird und nicht, bei welchem Prozesswirkungsgrad der Wandlungsprozess stattfindet. Hier sei kurz angemerkt, dass abseits der möglichst optimalen Energierückgewinnung, der Prozesswirkungsgrad sehr wohl von Bedeutung für die Anwendung im Fahrzeug ist, weil die Belastung des Kühlsystems von der Abwärme des Wandlungsprozesses (und damit vom Prozesswirkungsgrad) abhängt (siehe Kapitel 6.5).

Bei genauer Betrachtung und Schlussfolgerung aus Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2 kann ein instabiles Verhalten der thermoakustischen Wärmekraftmaschine festgestellt werden. Die Begründung liegt in der abfallenden Leistungsabgabe und damit kleiner werdenden Wärmestroms an der Heißeite bei hohen Temperaturen. Wird das Maximum der Ausgangsleistung durch zu hohe Temperaturen überschritten (bspw. aufgrund eines sehr großen Abgasenthalpiestroms), sinkt die Ausgangsleistung und damit der

am Regenerator in akustische Leistung gewandelte Wärmestrom. Entsprechend steigt die Heißseitentemperatur weiter. Das System ist in einem solchen Fall von der Energiequelle abhängig und kann nicht mehr durch eine Regelung der Bewegungsamplitude auf den optimalen Betriebspunkt geregelt werden.

Im Gegensatz zur Stationranwendung ist diese Instabilität für die Anwendung im Fahrzeug von Bedeutung, da die Energiequelle vom Fahrzustand abhängt und nicht im Sinne der thermoakustischen Wärmekraftmaschine regelbar ist. Als Lösungsansatz wurde in dieser Arbeit eine Anpassung der Auslegung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine vorgenommen. Wie bereits in Abbildung 6.1 ersichtlich war, wird die maximale Ausgangsleistung oberhalb von 325 °C (der Auslegungstemperatur in dieser Arbeit) erreicht. Daraus ergibt sich auch der dargestellte breite Betriebsbereich. Dieser sollte immer vor dem Maximum liegen, um ein berschreiten zu verhindern. Sollte dennoch ein berschreiten des Maximums eintreten gibt es mehrere Möglichkeiten Instabilität zu handhaben.

Eine Möglichkeit, ist abzuwägen, wie oft diese Temperaturüberhöhung zu erwarten ist. Da die thermoakustische Wärmekraftmaschine keine Beschädigung erleidet, ist als Auswirkung lediglich eine nicht optimale Nutzung des Energieangebots im Abgas die Folge. Kurzzeitige Überhöhungen stellen aufgrund der hohen Dynamik im Abgasstrang kein Problem dar, da nach Reduzierung des Abgasenthalpiestroms die thermoakustische Wärmekraftmaschine selbständig in den optimalen Betriebspunkt zurückkehrt und danach durch die Bewegungsamplitude wieder geregelt werden kann. Beispielhaft sei hier eine starke Beschleunigung mit anschließender Konstantfahrt genannt.

Eine Herausforderung besteht bei einem hohen Abgasenthalpiestrom über einen längeren Zeitraum (z.B. eine Fahrt bei hoher Geschwindigkeit auf der Autobahn). In diesem Fall würde die thermoakustische Wärmekraftmaschine in einem nicht optimalen Betriebspunkt betrieben werden. Durch die Integration einer Bypassklappe im Abgasstrang kann die Energiezufuhr zur thermoakustischen Wärmekraftmaschine geregelt werden und somit dieser auch in Hochlastpunkten immer im optimalen Betriebspunkt gehalten werden. Weitere Betrachtungen bezüglich einer Bypassklappe werden in Kapitel 6.5 durchgeführt.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die korrekte Wahl der Betriebstemperatur der thermoakustischen Wärmekraftmaschine von entscheidender Bedeutung ist. Eine Regelung der Heißseitentemperatur ist über die Spannung des Lineargenerators und damit über die Bewegungsamplitude der Membran möglich. Die thermoakustische Wärmekraftmaschine sollte möglichst in einem Temperaturbereich unterhalb der maximal möglichen Ausgangsleistung betrieben werden. Bei zu hohen Heiseitentemperaturen kann keine Regelung mehr über die Bewegungsamplitude erfolgen und die Ausgangsleistung reduziert sich. Es wurden Möglichkeiten aufgezeigt dieses instabile Verhalten zu handhaben.

6.2 Bewertung am NEFZ, WLTP und Konstantfahrtpunkt

Ein Ziel dieser Arbeit ist ebenfalls die simulative Bewertung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in einer Fahrzeugumgebung. Dazu wurden die in Kapitel 4.1 und 5.1 beschriebenen Simulationsumgebungen geschaffen, welche eine instationäre Simulation zulassen. Eine instationäre Simulation einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in einer Fahrzeugumgebung ist notwendig, um für den sehr dynamischen Betrieb in einem Kraftfahrzeug relevante Aussagen erzeugen zu können.

Die in diesem Kapitel gezeigten Bewertungen basieren auf den Messdaten eines VW Golf 7, 1.4L TSI, 90kW mit DSG (Automatikgetriebe). Als Eingangsgrößen für die Simulation wurden Messdaten auf einem Rollenprüfstand gemessen und für die Simulation aufbereitet. Dabei waren insbesondere der Abgasmassenstrom und diverse Abgastemperaturen von Interesse. Der Abgasmassenstrom wurde über den serienmäßig im Fahrzeug verbauten Luftmassenstrommesser ermittelt.

Zur Ermittlung der Abgastemperaturen wurde eine Vielzahl von Temperatursensoren vom Typ Thermoelement (Typ K) in den Abgasstrang integriert. An jeder Messstelle wurden drei

Thermoelemente sternförmig angeordnet, so dass jedes eine unterschiedliche Eindringtiefe in den Abgasmassenstrom erfährt. Das erlaubt eine gewisse Mittelung der Abgastemperaturen über den Querschnitt. Für die Simulation wurde der Mittelwert der drei Temperatursensoren gebildet. Zusätzlich wurden NEFZ, WLTP und die Konstantfahrtpunkte mehrfach unter gleichen Randbedingungen auf dem Rollenprüfstand gefahren und die Messungen gemittelt.

Für die in diesem Kapitel folgenden Simulationsergebnisse wurde als Messstelle der Eintritt in den Mitteltunnel, also direkt nach dem Flexelement genutzt, da diese Position für die Integration den Abgaswärmeübertragers infrage kommt (vgl. Abbildung 3.1).

Es wird als erstes auf die Ergebnisse des Integrationskonzepts mit Selbstzirkulierendem Heliumkreislauf (SCL) eingegangen.

Die folgende Abbildung 6.3 zeigt verschiedene Konstantfahrtpunkte. Die Abgasdaten, welche der Simulation zugrunde liegen, entsprechen einer konstanten Fahrt in der Ebene ohne Gegenwind bei der aufgeführten Geschwindigkeit. Dargestellt ist ein Bereich bis etwa 50 km/h , in dem kein Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine möglich ist. Der Abgasenthalpiestrom ist in diesen Lastpunkten zu gering. Es folgt ein Übergangsbereich bis etwa 70 km/h , welcher einen diskontinuierlichen Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine erlaubt. In diesem Bereich ist der Abgasenthalpiestrom groß genug um die Betriebstemperatur zu erreichen, ermöglicht jedoch keinen kontinuierlichen Betrieb. Es ist hier sinnvoll die Wärmekapazität des Systems auszunutzen, um die Wärmekraftmaschine kurzzeitig im Bereich der Betriebstemperatur zu betreiben und danach wieder abzuschalten bis die Betriebstemperatur wieder erreicht ist. Dadurch kann ein diskontinuierlicher Betrieb ermöglicht werden.

Bei Geschwindigkeiten über 70 km/h ist ein kontinuierlicher Betrieb möglich. Dargestellt sind entsprechend der Systemwirkungsgrad und die elektrische Ausgangsleistung, welche mit zunehmender Geschwindigkeit (bzw. Motorlast) zunimmt. Bei einer Geschwindigkeit von 120 km/h wird die Nennleistung erreicht. Dieses Verhalten spiegelt die Auslegung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine wieder. Prinzipiell kann diese aber auch so ausgelegt werden, dass im Bereich von 50 km/h ein kontinuierlicher Betrieb möglich ist. Es wird dadurch jedoch die Nennleistung reduziert und als Folge die Energierückgewinnung im Bereich hoher Geschwindigkeit reduziert. Eine anwendungsbezogene Auslegung ist daher wichtig.

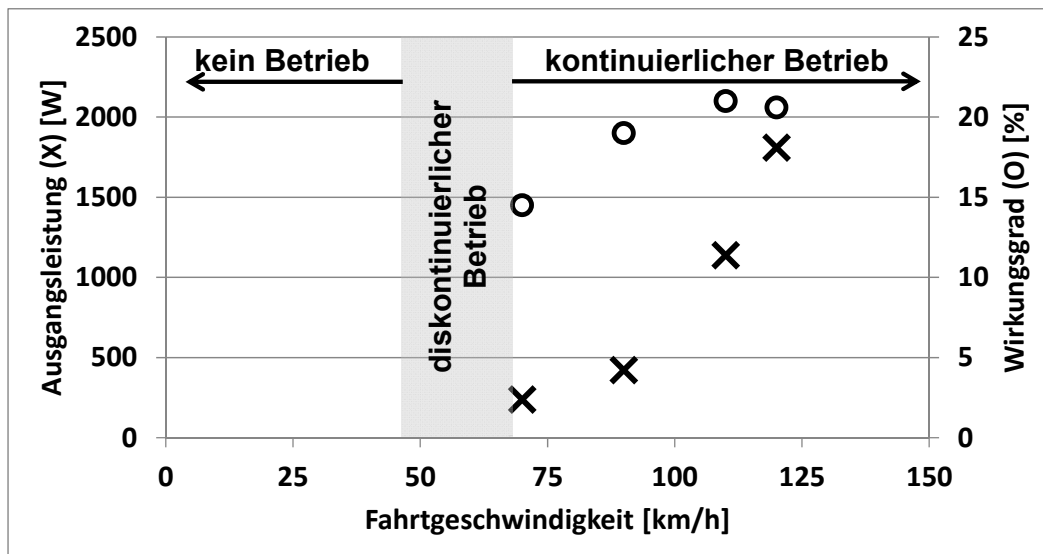


Abbildung 6.3 Stationäre Ausgangsleistung und Systemwirkungsgrad ($\eta_{sys} = P_{el}/\dot{Q}_{zu}$) der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei konstanter Fahrtgeschwindigkeit in einem Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG (Integrationskonzept selbstzirkulierender Kreislauf, simuliert). Darstellung der möglichen Betriebsmodi.

Im Folgenden wird auf das Verhalten in den Fahrzyklen NEFZ und WLTP eingegangen.

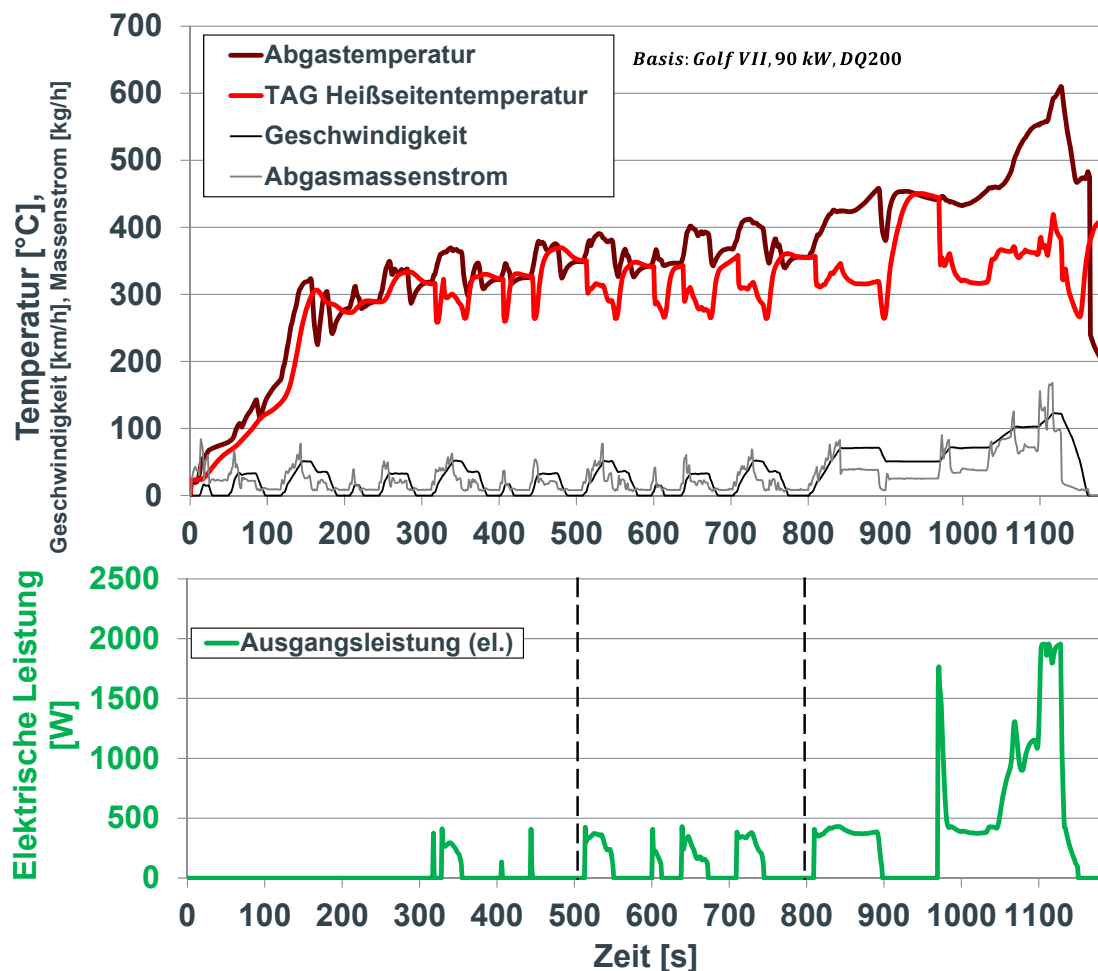


Abbildung 6.4 Heißeitentemperatur und Leistungsabgabe der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im NEFZ (simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 500 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1100 s erreicht.

Abbildung 6.4 zeigt die Abgastemperatur, den Abgasmassenstrom sowie die Heißeitentemperatur und die Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine über einen NEFZ. Das Lastprofil des NEFZ ist von Niedriglastpunkten dominiert, was es für jede Abwärmenutzungstechnologie schwer macht signifikant Energie zurückzugewinnen und dadurch den Kraftstoffverbrauch zu reduzieren. Zusätzlich ist der NEFZ ein relativ kurzer Zyklus, wodurch die Motor-Aufwärmphase nahezu die Hälfte des NEFZ andauert. Für die Untersuchungen wurde der NEFZ kalt (bei 20 °C) gestartet.

Es ist zu erkennen, dass nach der Aufwärmphase von etwa 500 s ein, nennenswerter Anteil Abgasenergie in elektrische Energie gewandelt wird. Die Aufwärmphase kann durch eine geeignete Konstruktion des Abgaswärmeübertragers und durch Nutzung des Thermosiphon-Effekts zur Aufwärmung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine genutzt werden, damit dieser sich bereits auf Betriebstemperatur befindet sobald ein ausreichend hoher Abgasenthalpiestrom zur Verfügung steht. Weiterhin befindet sich ein Großteil der Wärmekapazität des Systems im Abgaswärmeübertrager, welcher während der Aufwärmphase durchströmt wird.

Wie bereits an den Konstantfahrtpunkten zu erkennen ist, erreicht die thermoakustische Wärmekraftmaschine bei niedrigen Lastpunkten nur eine geringe Ausgangsleistung, was den geringen Abgastemperaturen und geringen Abgasmassenströmen geschuldet ist. In einem Großteil des NEFZ ist dadurch kein ausreichend großer Abgasenthalpiestrom vorhanden, um einen kontinuierlichen Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine sinnvoll zu ermöglichen. Trotzdem ist einen diskontinuierlichen Betrieb über je mehrere Sekunden möglich, zwischen denen die thermoakustische

Wärme­kraft­ma­schine ab­ge­schal­tet wird. Die in dieser Arbeit ent­wor­fene Be­triebs­stra­te­gie sieht hier einen Hy­sterese­be­reich vor, in­ner­halb des­sen Gren­zen die ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine be­trieben wird. Es wird dazu die Wärme­ka­pa­zi­tät des Sys­tems aus­ge­nutzt, um so einen Be­trieb über mehr­ere Se­kun­den zu er­mög­li­chen. Vom dy­namischen As­pekt her ist diese Be­triebs­art für die ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine prob­lemlos mög­lich, da der ther­moakus­tische Wan­dungs­pro­zess eine ver­gleichs­wei­se klei­ne Zeit­kon­stante be­sitzt. Diese Be­triebs­stra­te­gie hat zur Fol­ge, dass die ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine teil­wei­se bei Tem­perat­uren ab­seits der op­ti­malen Be­trieb­tem­perat­ur be­trieben wird. Es ist da­durch aber mög­lich auch bei nied­rigen Last­punk­ten einen Teil des Ab­gas­en­thal­pi­es­tr­oms in nutz­bare Lei­stung zu wan­deln, auch wenn dies mit ge­ring­eren Wirkungs­graden ge­chieht.

Mit Be­ginn des Über­land­anteils im NEFZ (ab 800 s) ist ein kon­ti­nuierlicher Be­trieb mög­lich, der ledig­lich durch einen kur­zen 50 km/h Ab­schnitt kurz un­ter­bro­chen wird. Der Nenn­lei­stungs­punkt der ther­moakus­tischen Wärme­kraft­ma­schine wird mit aus­reichend ho­hem Ab­gas­en­thal­pi­es­tr­om im letz­ten Ab­schnitt des NEFZ er­reicht (ab 1100 s). In die­sem Ab­schnitt wird ein Groß­teil der über den NEFZ zu­rück­ge­won­nen En­ergie ge­wandelt. Für den be­trach­te­ten Ver­suchs­trä­ger bie­tet die ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine im NEFZ eine durch­schnittliche Aus­gangs­lei­stung von $P_{el0} = 190\text{ W}$ und da­mit ein vor­her­ge­sa­gtes Kraft­stoff­einspar­po­ten­zial von rund 2 – 4 gCO₂/km.

Es wird hier be­reits deut­lich, dass eine ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine – mit der hier ge­zeigten Aus­legung – für einen End­kunden, der sich haupt­säch­lich in der Stadt be­we­gt nur ge­ringe En­ergierück­ge­win­nung er­mög­licht. Das ist je­doch we­niger der Ab­wär­menutzungs­tech­nolo­gie zu­zu­schrei­ben als dem ge­ring­en Ab­gas­en­thal­pi­es­tr­om. Es be­steht hier die Mög­lich­keit durch eine an­dere Aus­legung der ther­moakus­tischen Wärme­kraft­ma­schine das Po­ten­zial für nied­rige Last­punkte zu er­hö­hen, je­doch wird sich da­durch auch das Ver­hältnis von Kos­ten zu Nutzen ver­schlech­tern und die Fahr­zeugin­te­gra­tion in­frage stel­len. Die ther­moakus­tische Wärme­kraft­ma­schine er­reicht in Über­land­fahr­ten schnell ihr volles Po­ten­zial und ist da­mit be­son­ders für Kunden mit ho­hem An­teil an Fahr­ten auf Land­stra­ßen und Au­to­bah­nen gut ge­eignet.

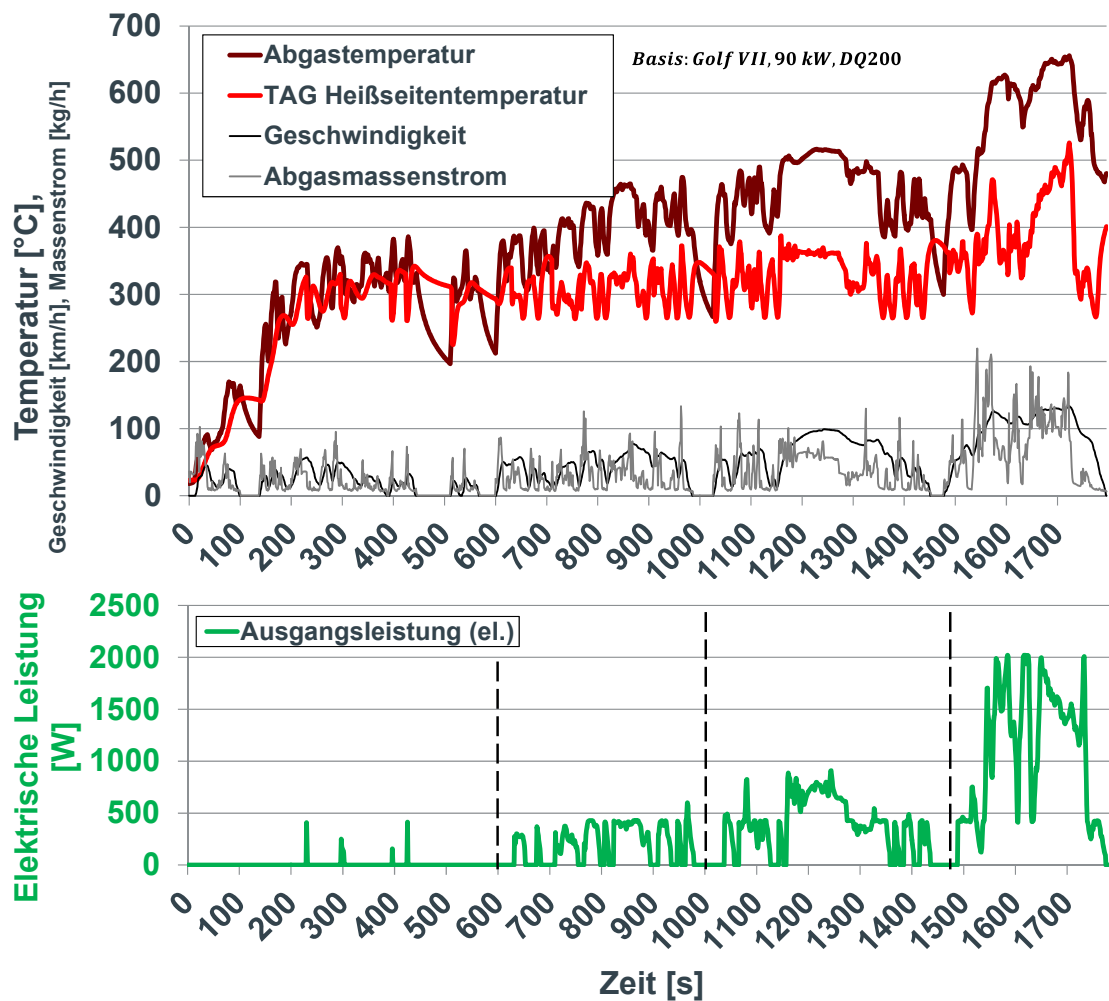


Abbildung 6.5 Heißseitentemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im WLTP (simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 600 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1500 s erreicht.

Abbildung 6.5 zeigt die Abgastemperatur, den Abgasmassenstrom, die Heißseitentemperatur und die Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine über einen WLTP. Der WLTP wurde ebenfalls bei 20 °C gestartet. Bezüglich der Abgasenergienutzung ist der WLTP durch die höhere Dynamik und den größeren Anteil an hochlastigen Betriebspunkten gegenüber dem NEFZ vorteilhaft. Weiterhin ist dieser etwa 50 % länger als der NEFZ, wodurch sich der Anteil der Warmlaufphase deutlich reduziert. Ähnlich wie im NEFZ wird die Aufwärmphase genutzt, um den Abgaswärmeübertrager und den SCL auf Betriebstemperatur zu bringen. Im zweiten Abschnitt des WLTP (ab ca. 600 s) kann bereits ein kontinuierlicher Betrieb über mehrere Sekunden erreicht werden. Im dritten Abschnitt (ab ca. 1000 s) kann die thermoakustische Wärmekraftmaschine bereits nahezu durchgängig betrieben werden und erreicht etwas über einem Drittel seiner Nennleistung. Im letzten Abschnitt (ab ca. 1500 s) ist ein durchgängiger Betrieb möglich, bei dem die thermoakustische Wärmekraftmaschine größtenteils im Nennleistungspunkt betrieben werden kann. Damit ist die durchschnittliche Ausgangsleistung mit $P_{el0} = 310 \text{ W}$ etwa doppelt so groß wie im NEFZ. Weiterhin wird in diesem dynamischen Lastprofil deutlich, dass die thermoakustische Wärmekraftmaschine für den dynamischen Betrieb geeignet ist. Aufgrund der geringen relevanten Wärmekapazität des Systems und der hohen Arbeitsfrequenz des thermoakustischen Wandlungsprozesses, kann die thermoakustische Wärmekraftmaschine sehr dynamisch betrieben werden. Laut Simulation wird damit für den Versuchsträger ein Kraftstoffeinsparpotenzial auf 3 – 5 gCO₂/km bestimmt.

Beim aufmerksamen Betrachten des letzten Abschnitts des WLTP in Abbildung 6.5, wird ein Abfall der Ausgangsleistung bei gleichzeitigem Anstieg der Heißseitentemperatur ersichtlich. Dieser entsteht aufgrund der in Kapitel 6.1 beschriebenen Instabilität der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei Überschreiten der optimalen Heißseitentemperatur. An dieser Stelle besteht Optimierungspotenzial, indem über einen Abgasbypass der Enthalpiestrom zur thermoakustischen Wärmekraftmaschine reduziert wird. In Abbildung 6.5 wird gleichzeitig deutlich, dass die thermoakustische Wärmekraftmaschine den Nennleistungspunkt wieder erreicht, sobald der Abgasenthalpiestrom geringer wird.

Im Folgenden soll die Bewertung des Integrationskonzepts Festkörperwärmeleitung durchgeführt werden. Dabei wird analog zu der Bewertung des SCL-Konzepts vorgegangen, jedoch eine angepasste Auslegung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine verwendet. Diese weist insbesondere eine niedrigere Nennleistung auf. Das liegt vor allem daran, dass der Wärmeübertrager nicht ausreichend Energie aus dem Abgas transferiert, um eine thermoakustische Wärmekraftmaschine mit der gleichen Auslegung wie zuvor mit dem SCL-Konzept zu betreiben.

Abbildung 6.6 zeigt die Ausgangsleistung und den Systemwirkungsgrad der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei verschiedenen Konstantfahrtpunkten. Insbesondere die Ausgangsleistung fällt deutlich geringer aus als mit dem SCL-Konzept. Weiterhin ist ein kontinuierlicher Betrieb erst ab Geschwindigkeiten von etwa 75 km/h möglich.

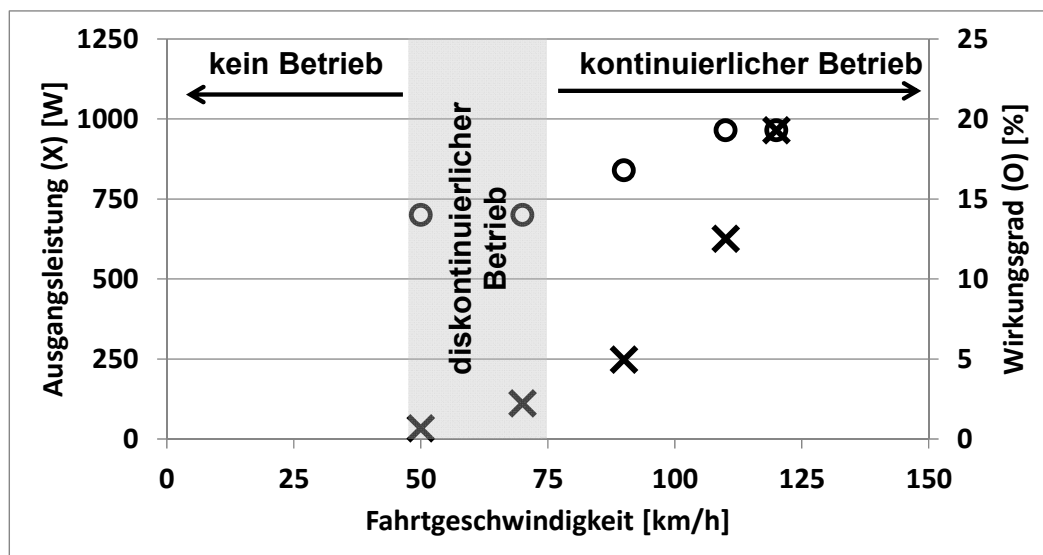


Abbildung 6.6 Stationäre Ausgangsleistung und Systemwirkungsgrad ($\eta_{sys} = P_{el}/\dot{Q}_{zu}$) der thermoakustischen Wärmekraftmaschine bei konstanter Fahrtgeschwindigkeit in einem Golf 7, 1.4L TSI 90kW, DSG (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Ab 75 km/h ist ein kontinuierlicher Betrieb möglich. Im diskontinuierlichen Betrieb sind über die Zeit gemittelte Werte gegeben.

Abbildung 6.7 bzw. Abbildung 6.8 zeigen das Verhalten der thermoakustischen Wärmekraftmaschine mit dem Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung im NEFZ bzw. im WLTP. Das grundsätzliche Verhalten ist ähnlich zum Integrationskonzept mit SCL. Der deutlichste Unterschied besteht in der geringeren Ausgangsleistung. Der Grund hierfür ist wiederum die geringere Leistungsfähigkeit des Wärmeübertragers. Die durchschnittliche Ausgangsleistung im NEFZ und WLTP sind entsprechend $P_{el0} = 103\text{ W}$ und $P_{el0} = 192\text{ W}$. Das Kraftstoffeinsparpotenzial reduziert sich im Vergleich zum Integrationskonzept mit selbstzirkulierendem Kreislauf um die Hälfte auf 1 – 2 gCO₂/km im NEFZ und 2 – 3 gCO₂/km im WLTP.

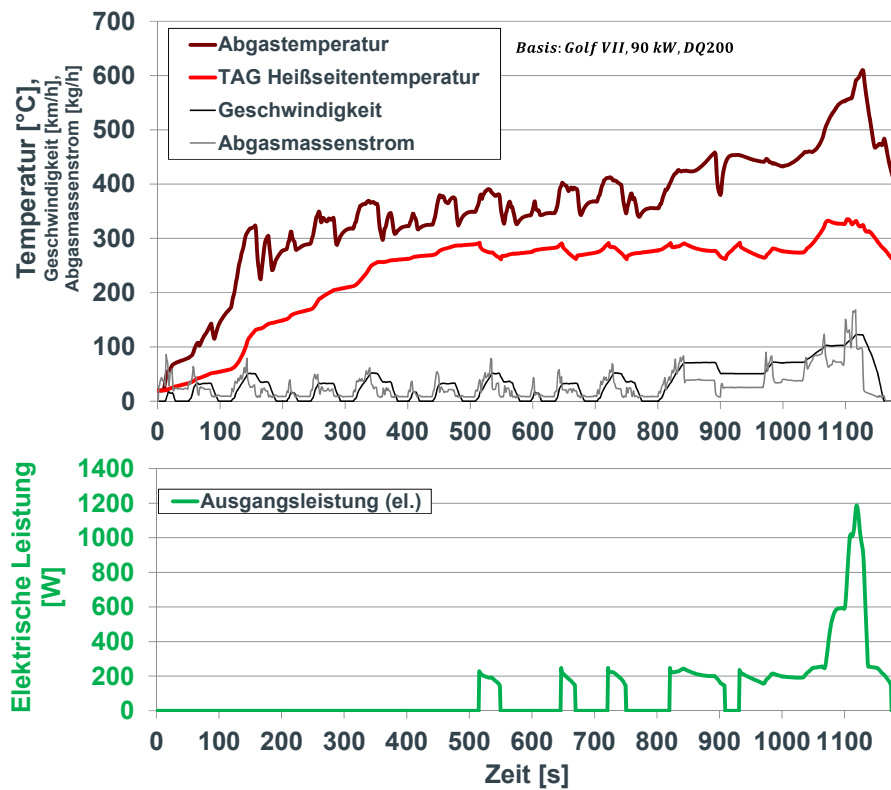


Abbildung 6.7 Heiseitemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im NEFZ (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 800 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird im NEFZ nicht erreicht.

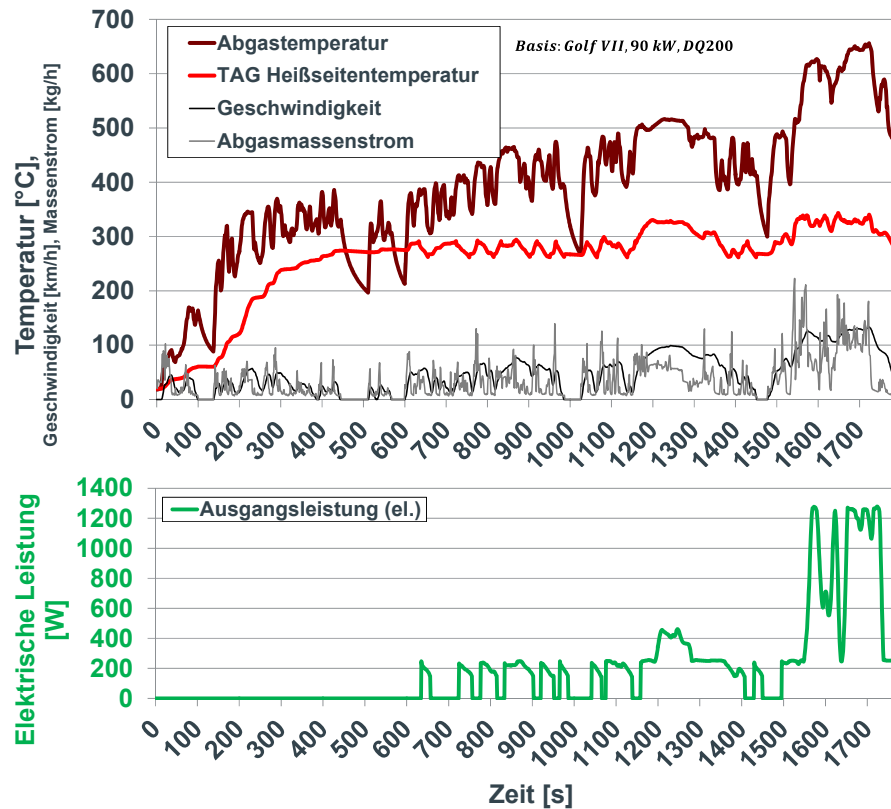


Abbildung 6.8 Heiseitemperatur und Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine im WLTP (Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung, simuliert). Nennenswerte Ausgangsleistung wird nach 800 s erreicht. Der Nennleistungspunkt wird nach 1700 s erreicht.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass ein Betrieb einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine im Fahrzeug als vielversprechend angesehen wird. Die Simulation zeigt ein nennenswertes Potenzial zur Verbrauchsreduzierung sowohl im NEFZ als auch im WLTP. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die thermoakustische Wärmekraftmaschine auch im dynamischen Betrieb aufgrund seiner hohen Arbeitsfrequenz und den geringen relevanten Wärmekapazitäten Vorteile aufweist. Die Zeitkonstante des thermoakustischen Wandlungsprozesses ist durch die hohe Arbeitsfrequenz um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die der Fahrzeugprozesse. Dies macht ihn gerade für eine Fahrzeuganwendung interessant. Da der Abgasenthalpiestrom eine sehr hohe Dynamik aufweist, wird für eine effiziente Energierückgewinnung ein System benötigt, welches ebenfalls sehr dynamisch betrieben werden kann. Eine thermoakustische Wärmekraftmaschine zeigt hier gute Voraussetzungen.

Für einen effizienten Betrieb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist es besonders wichtig eine geeignete Heißeitentemperatur für die Auslegung zu wählen, da die im Fahrzeugbetrieb erreichte Ausgangsleistung maßgeblich davon abhängt. Weiterhin wurde deutlich, dass das bevorzugte Integrationskonzept mit SCL in der Leistungsbewertung deutlich überlegen ist.

6.3 Exergieanalyse

Für den Auslegungspunkt der thermoakustischen Wärmekraftmaschine wurde eine Exergieanalyse durchgeführt, um die Güte der thermoakustischen Wärmekraftmaschine und dessen Komponenten bewerten zu können und gegebenenfalls Verbesserungspotenziale zu identifizieren. In diesem Kapitel soll auf die Ergebnisse eingegangen werden.

Für die exergetischen Betrachtung wird eine Referenztemperatur von $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ gewählt. Es wird also nicht auf eine Kühlmitteltemperatur von $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ referenziert.

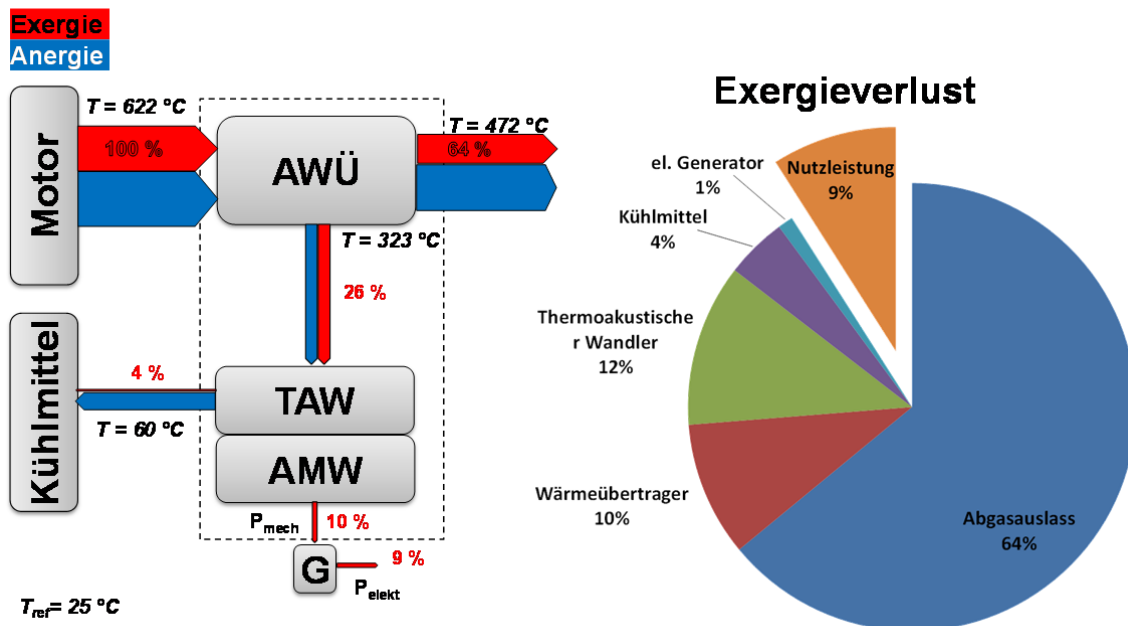


Abbildung 6.9 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für das Integrationskonzept Festkörperwärmeleitung bezogen auf eine Referenztemperatur von $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.

Es soll als erstes die Exergieanalyse zum Konzept Festkörperwärmeleitung durchgeführt werden. In Abbildung 6.9 werden die Exergie- und Anergieströme in und aus den einzelnen Komponenten der thermoakustischen Wärmekraftmaschine dargestellt. Dazu wird der Exergiestrom des eintretenden

Abgasstroms auf 100 % gesetzt. Es wird deutlich, dass in dieser Ausführung bereits 64 % des Exergiestroms über den austretenden Abgasstrom nach dem Wärmeübertrager (AWÜ) verloren geht, was den größten Exergieverlust darstellt. Das liegt vor allem an der hohen Heißeitentemperatur von 325 °C . Der Abgaswärmeübertrager selbst vernichtet 10 % der Exergie aufgrund der Temperaturdifferenz bei der Wärmeübertragung. Entsprechend werden 26 % des Exergiestroms zum thermisch-akustischen Wandler (TAW) transportiert. TAW und akustisch-mechanischer Wandler (AMW) weisen einen exergetischen Prozesswirkungsgrad von 39 % auf und vernichten damit 12 % des Abgasexergiestroms. 4 % Exergieverlust werden daher an das Kühlmittel transportiert. Die resultierende elektrische Leistung entspricht 9 %, was den exergetischen Gesamtwirkungsgrad des Systems darstellt.

Aus dieser Abbildung können zwei wichtige Schlussfolgerungen gezogen werden. Zum einen hat thermoakustische Wandlungsprozess einen erwartungsgemäß hohen exergetischen Wirkungsgrad. Zum anderen wird klar, dass ein Großteil des Exergiestroms ungenutzt im Abgas verbleibt und an die Umgebung abgeführt wird. Der Hauptgrund hierfür ist die gewählte Heißeitentemperatur der thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Eine Möglichkeit zur Verbesserung, besteht in der Senkung der Heißeitentemperatur, was jedoch auch den exergetischen Wirkungsgrad des thermoakustischen Wandlungsprozesses reduziert. Eine weitere Möglichkeit besteht darin mehrere Regeneratoren mit unterschiedlichen Heißeitentemperaturen zu verwenden. Diese könnten in Reihe geschaltet werden und Energie aus dem Abgas auf verschiedenen Temperaturniveaus nutzen. Dadurch wäre der Exergieverlust durch den Abgasauslass reduziert, jedoch die Systemkomplexität erhöht (siehe Anhang 7I). Für die hier betrachteten Systeme erscheint eine Erweiterung um Regeneratoren auf niedrigerem Temperaturniveau nicht sinnvoll, da der Prozesswirkungsgrad stark mit der Temperatur abnimmt.

Ein weiterer Grund für den Exergieverlust am Abgasauslass ist jedoch in diesem Konzept auch beim Wärmeübertrager selbst zu suchen. Auch wenn eine Heißeitentemperatur von 325 °C gewählt ist, ist der Abgaswärmeübertrager nur in der Lage den Abgasstrom auf 472 °C abzukühlen. Allein dies verursacht bereits rund die Hälfte des Exergieverlusts in den Abgasauslass.

Der energetische Gesamtwirkungsgrad des Systems liegt bei 4.1 %. Dieser bildet das Verhältnis von Nutzleistung zu Abgasenthalpiestrom bei einer Referenztemperatur von $T_{ref} = 25\text{ °C}$. Bemerkenswert an dieser Stelle ist, dass der abgeführte Wärmestrom ins Kühlmittel verhältnismäßig gering ist. Für die Fahrzeugintegration ist das ein wichtiger Vorteil, da das Kühlsystem nur begrenzt Reserven für die Abfuhr eines zusätzlichen Wärmestroms bietet. Weitere Betrachtungen dazu folgen in Kapitel 6.5.

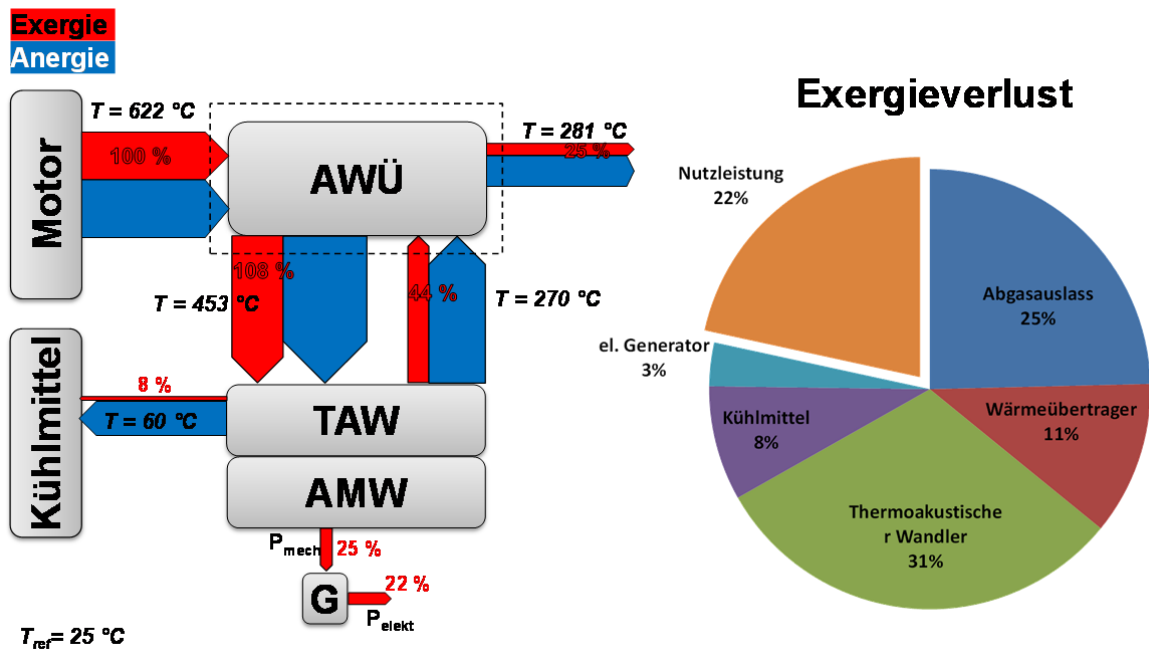


Abbildung 6.10 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für das Integrationskonzept selbstzirkulierenden Heliumkreislauf bezogen auf eine Referenztemperatur von 25 °C . Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.

Im Folgenden wird auf das Integrationskonzept selbstzirkulierenden Kreislauf (SCL) eingegangen. Abbildung 6.10 zeigt die Ergebnisse der Exergieanalyse. Aufgrund des Gegenstromprinzips des Abgaswärmeübertragers konnte der Exergieverlust in den Abgasauslass von 64 % auf 25 % deutlich reduziert werden. Der Exergieverlust im Wärmeübertrager beträgt 11 %. Obwohl der exergetische Wirkungsgrad von thermisch-akustischen Wandlern und akustisch-mechanischen Wandlern etwa gleichgeblieben ist, wird im SCL-Konzept nun 31 % der Exergie in diesen Komponenten vernichtet und stellt damit den größten Exergieverlust dar. Der Grund liegt in dem deutlich gesteigerten Exergiestrom, der zum thermisch-akustischen Wandler transportiert wird. Der exergetische Gesamtwirkungsgrad des Systems konnte dadurch auf 22 % gesteigert werden. Das entspricht einem energetischen Gesamtwirkungsgrad von 11 %. Dieses Ergebnis bestätigt die höhere Leistungsfähigkeit des SCL-Konzepts gegenüber dem Konzept Festkörperwärmeleitung. Der an das Kühlmittel abgeführte Exergiestrom ist jedoch größer und führt entsprechend zu einer höheren Belastung des Fahrzeug-Kühlsystems.

Im nächsten Kapitel soll noch ein qualitativer Vergleich zu einem Dampfkreisprozess hergestellt werden um die grundlegenden Unterschiede zu erläutern.

6.4 Vergleich mit Rankine Prozess

In diesem Kapitel wird ein qualitativer Vergleich zu einer Alternativtechnologie zur Abgasenergieerückgewinnung hergestellt. Es wird dazu der ORC (Organic Rankine Cycle) betrachtet. Dieser basiert auf dem Dampfkreisprozess und nutzt organische Fluide als Arbeitsmedium. Der Hauptvorteil gegenüber dem wasserbasierten Dampfkreisprozess liegt in dem besseren Prozesswirkungsgrad bei niedrigen Heißeiten-Temperaturen. Ein Nachteil der organischen Fluide besteht jedoch darin, dass sie sich beim Überschreiten bestimmter Temperaturen anfangen zu zersetzen und damit sich ihre Eigenschaften verändern.

Aufgrund des niedrigen Temperaturniveaus im Kraftfahrzeug ist es aus Sicht des Prozesswirkungsgrads sinnvoll ein organisches Fluid einzusetzen. In diesem Vergleich wird sich auf ein ORC-System bezogen, welches mit Ethanol als Arbeitsmedium betrieben wird. Wie in Abbildung 6.11 dargestellt, besteht das System aus einem Verdampfer, in dem das Arbeitsmedium verdampft wird, einem Expander, in dem

Energie vom Arbeitsmedium auf eine Welle übertragen wird, einem Kondensator, der zur Rückkühlung und Kondensation des Arbeitsmediums dient, und einer Pumpe, die das flüssige Arbeitsmedium auf ein höheres Druckniveau bringt. Ein elektrischer Generator dient hier zur Wandlung der mechanischen Wellenarbeit in elektrische Energie.

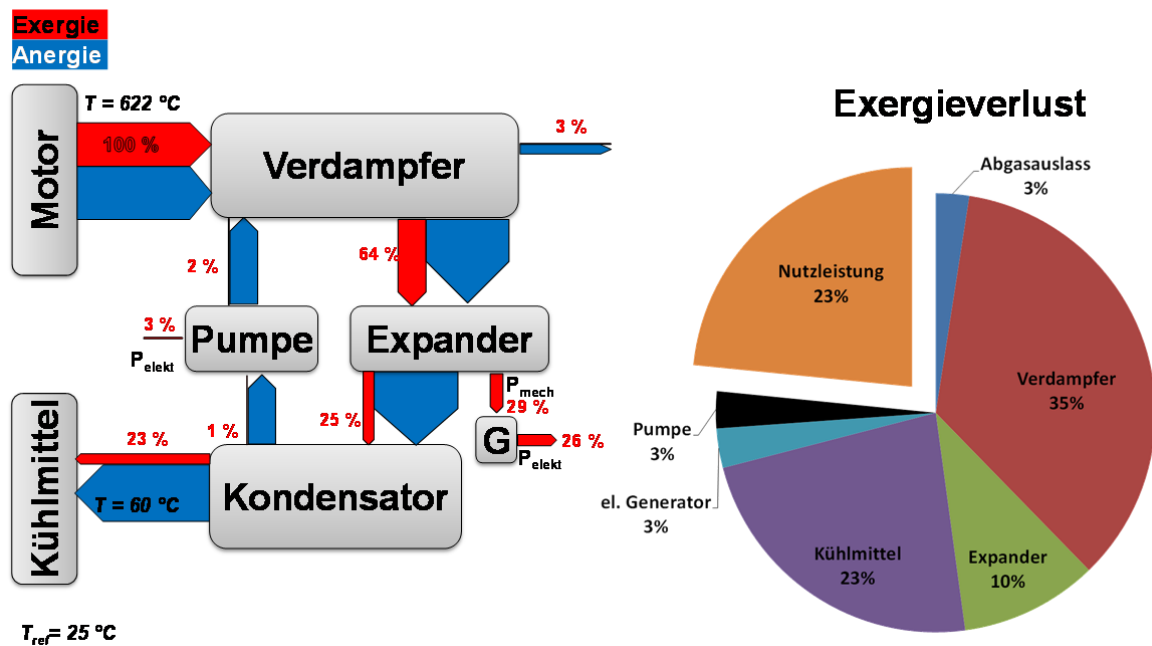


Abbildung 6.11 Darstellung der Exergieströme und Exergieverluste für ein ORC-System mit Ethanol als Arbeitsmedium, bezogen auf eine Referenztemperatur von 25°C . Links: Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Rechts: Exergieverluste der einzelnen Komponenten.

Abbildung 6.11 zeigt die Energie- und Exergieströme in und aus den einzelnen Komponenten. Zusätzlich wird auf der rechten Seite noch der Exergieverlust in den einzelnen Komponenten dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit herzustellen wurde darauf geachtet, dass das ORC System eine ähnliche Nutzleistung besitzt, wie die im letzten Kapitel betrachtete thermoakustische Wärmekraftmaschine mit SCL-Einbindungskonzept.

Im Gegensatz zur thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist bei einem ORC-System aufgrund der niedrigen Ethanol Rücklauftemperaturen der Exergieverlust in den Abgasauslass sehr gering. Lediglich 3 % gehen verloren. Das ist ein signifikanter Unterschied. Der Verdampfer ruft aufgrund der Wärmeübertragung bei hohen Temperaturdifferenzen den größten Exergieverlust hervor. Weiterhin ist die Pumpe als „Exergieverlust“ aufgeführt, da diese angetrieben werden muss und somit die Netto-Nutzleistung um ihre Antriebsleistung reduziert. Der exergetische Gesamtwirkungsgrad liegt mit 23 % geringfügig über dem einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine.

Einer der entscheidendsten Unterschiede ist der Exergieverlust in das Kühlmittel. Dieser ist bei einem ORC-System wesentlich höher als bei einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine. Der Grund hierfür liegt in den unterschiedlichen Prozesswirkungsgraden³ der Systeme. Der exergetische Prozesswirkungsgrad der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist mehr als doppelt so groß wie der exergetische Prozesswirkungsgrad des ORC-System. Entsprechend führt ein ORC-System einen größeren Exergiestrom an das Kühlmittel ab. Der Nachteil einer großen Wärmeabfuhr in das Kühlmittel bei einer Fahrzeugintegration wird in Kapitel 6.5 genauer betrachtet.

³ Als exergetischer Prozesswirkungsgrad wird hier das Verhältnis von mechanischer Ausgangsleistung zu dem aus dem Abgas transferiertem Exergiestrom verstanden.

Neben einer elektrischen Einbindung des Expanders bietet ein ORC-System grundsätzlich die Möglichkeit die Nutzleistung mechanisch an den Antriebsstrang zu übertragen. Das ist gerade für nicht-hybridisierte Fahrzeuge ein entscheidender Vorteil. Durch eine mechanische Einbindung wird allerdings die Regelung des Systems komplexer, da dieses üblicherweise über die Expanderdrehzahl und damit dem Ethanolmassenstrom geregelt wird.

6.5 Weitere Betrachtungen

Neben der Anforderung Energie aus einer dynamischen Energiequelle effektiv zu wandeln, stellt der Fahrzeugeinsatz weitere bedeutende Anforderungen an ein Energierückgewinnungssystem. Diese wurden bereits in Kapitel 3.1.3 genannt. In diesem Kapitel soll auf die Ergebnisse der durchgeführten Betrachtungen zu den einzelnen Punkten eingegangen werden.

Die Kostenbewertung konnte zum Abschluss dieser Arbeit noch nicht vollständig durchgeführt werden und somit kann keine abschließende Aussage getroffen werden, da insbesondere für einen Serieneinsatz noch keine aussagekräftigen Zahlen genannt werden können. Ein Vorteil einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist jedoch darin zu sehen, dass dieser größtenteils aus Edelstahl besteht und auf keine seltenen Materialien angewiesen ist, was sich positiv auf die Materialkosten auswirkt. Eine große Herausforderung besteht in einer kostengünstigen Fertigung des Abgaswärmeübertragers. Eine prototypische Fertigung als Plattenwärmeübertrager ist möglich und es können Erfahrungen aus der Fertigung von Verdampfern genutzt werden, da diese teilweise für ähnlich hohe Innendrucke ausgelegt sind. Die prototypischen Ansätze mit vielen Lötstellen können nicht kostengünstig in eine Serienfertigung übertragen werden. Eine Möglichkeit wäre einen auf Rohrwendeln basierenden Wärmeübertrager zu entwickeln. Dieser wäre kostengünstig in der Serienfertigung und eignet sich für Anwendung mit hohem Innendruck. Als beispielhafte Ausführung sei hier auf [94] verwiesen. Erste Überslagsberechnungen haben jedoch ergeben, dass die Wärmeübertragung im Vergleich zum Plattenkonzept deutlich schlechter ist und der Wärmeübertrager entsprechend größer ausgeführt werden muss, um einen ausreichenden Wärmestrom in das Helium zu realisieren. Ein weiterer Kostenpunkt ist das Helium selbst. Helium ist zwar kein kostengünstiges Arbeitsmedium, wird aber pro System auch nur in geringen Mengen benötigt und besitzt dadurch keinen entscheidenden Einfluss auf die Systemkosten. Es wird derzeit von Kosten von rund 250 €/kW Ausgangsleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ausgegangen.

Mit den Kosten stellt sich auch die Frage nach dem Wartungsaufwand. In diesem Punkt hat eine thermoakustische Wärmekraftmaschine einen großen Vorteil. Die einzigen bewegten Bauteile sind die Membran und der Lineargenerator. Die Membran schwingt mit einer geringen Amplitude innerhalb ihrer Dauerfestigkeit und der Lineargenerator schwingt mit derselben Amplitude. Dabei ist die Lagerung durch eine Rohrfeder realisiert. Aus diesem Grund ist bei den Komponenten kein Wartungsaufwand zu erwarten. Die größte Herausforderung besteht darin, die Dichtigkeit des Systems zu gewährleisten. Hier sind vor allem die Verbindungsstellen im Abgaswärmeübertrager eine Herausforderung. Eine lebenslange Dichtigkeit des Systems wäre ideal. Es ist aber wahrscheinlich, dass über die Lebensdauer Helium entweichen wird und aus diesem Grund eine regelmäßige Befüllung notwendig ist. Dazu würden sich die regelmäßigen Wartungsintervalle anbieten, wobei die Kosten für die Heliumbefüllung in die Kostenbewertung mit aufgenommen werden müssen.

Bezüglich des Gewichts der thermoakustischen Wärmekraftmaschine spielt der hohe Innendruck eine entscheidende Rolle. Dieser erfordert den Einsatz von Edelstahl mit großen Wandstärken. Dies gilt insbesondere für die thermisch belasteten Bauteile. Ein Systemgewicht von weniger als 25 kg wird jedoch als realistisch betrachtet. Bei einem Systeminnendruck von 120 bar, stellt sich die Frage nach der Berstgefahr. Aufgrund des geringen Heliumvolumens im System, besteht diese jedoch nicht. Weiterhin ist das Austreten von Helium sicherheitstechnisch unbedenklich, da weder eine Entflammungsgefahr noch ein Gesundheitsrisiko besteht. Auch im Crash-Fall besteht, außer durch das Systemgewicht, kein erhöhtes Risiko.

Bei der Betrachtung des Kundenkomforts, geht es bei einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in erster Linie um das Einhalten von einer maximalen externen Schallabstrahlung. Da die hier betrachtete thermoakustische Wärmekraftmaschine mit einer Frequenz arbeitet, die im hörbaren Bereich für das menschliche Ohr liegt, sind die Vorgaben zur maximalen Schallabstrahlung einzuhalten. Durch den Transport von Schallenergie innerhalb der thermoakustischen Wärmekraftmaschine werden dessen Komponenten zur Vibration mit der Arbeitsfrequenz angeregt, was in eine Schallabstrahlung nach außen resultiert. Diese kann entweder über Luftschall, oder durch Körperschall über die Anbindung der Wärmekraftmaschine an das Fahrzeug, weitergeleitet werden. Bei der Anbindung ist insbesondere darauf zu achten, dass keine anderen Fahrzeugkomponenten zum Schwingen angeregt werden. Eine Einhaltung der Vorgaben ist machbar, erfordert jedoch Maßnahmen zur Schalldämmung. Diese können durch Massenausgleich, beziehungsweise durch ein zusätzliches und entkoppeltes Gehäuse, passiv sein. Denkbar sind aber auch aktive Maßnahmen (z.B. Schallauslöschung), die möglich sind, da die thermoakustische Wärmekraftmaschine mit einer bestimmten Frequenz arbeitet und sich diese auch während des Betriebs nur sehr geringfügig ändert. Die Hauptschallquellen einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine sind Gehäusevibrationen durch einen unzureichenden Massenausgleich im akustisch-mechanischen Wandler sowie eine Vibration der Druckrohre zwischen thermisch-akustischem Wandler und akustisch-mechanischem Wandler.

Die Zuverlässigkeit einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist durch den einfachen Systemaufbau und den geringen Wartungsaufwand als hoch zu erwarten.

Ein oft diskutierter Nachteil eines Abgasenergierückgewinnungssystems ist die Notwendigkeit, einen Bypass um den Abgaswärmeübertrager zu realisieren. Im Gegensatz zu organischen Dampfkreisprozessen oder thermoelektrischen Generatoren ist die Integration einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine auch ohne Bypass des Abgaswärmeübertragers möglich. Das ist darin begründet, dass kein Bauteilschutz oder Medienschutz notwendig ist. Um das volle Potenzial zu erschließen, kann es trotzdem vorteilhaft sein den Abgaswärmeübertrager zumindest teilweise zu umströmen. Aus motorentechnischer Sicht stellt der Abgaswärmeübertrager eine Erhöhung des Abgasgegendrucks dar. Dies kann insbesondere bei hohen Lasten die Leistung des Verbrennungsmotors erheblich reduzieren. An dieser Stelle spielt auch das Thema Fahrbarkeit eine Rolle, da das Ansprechverhalten durch einen erhöhten Abgasgegendruck verschlechtert wird. Es wäre hier jedoch ein vergleichbar simples Bypass-Konzept denkbar, welches rein druckbasiert einen Bypass öffnet beziehungsweise wieder schließt.

Durch ein regelbares teilweises Umströmen des Abgaswärmeübertragers kann die in Kapitel 6.1 beschriebene Instabilität der thermoakustischen Wärmekraftmaschine umgangen werden. Es steht mit einer regelbaren Abgasklappe ein zweiter Aktor zur Verfügung um die Heißseitentemperatur auf die optimale Betriebstemperatur zu regeln und so das maximale Potenzial der thermoakustischen Wärmekraftmaschine zu nutzen. Da eine regelbare Abgasklappe jedoch die Kosten erhöht und die Zuverlässigkeit des Systems reduziert, ist hier für den jeweiligen Anwendungsfall eine geeignete Lösung zu finden. Anhand der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen scheint ein Bypass-Konzept mit druckbasierter Regelung zielführend zu sein.

Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Fahrzeugintegration, ist die Abfuhr der Abwärme des thermoakustischen Wandlungsprozesses an das Fahrzeugkühlsystem. Die begrenzte Fähigkeit des Kühlsystems einen zusätzlichen Wärmestrom an die Umgebung abzuführen wurde bereits in Kapitel 6.3 erwähnt. Das Kühlsystem eines Kraftfahrzeugs ist so ausgelegt, dass in Fahrsituationen mit hoher Motorlast ein ausreichend großer Wärmestrom an die Umgebung abgeführt werden kann. Beispielsweise ist das eine Bergauffahrt mit hohem Fahrzeuggewicht bzw. Anhängelast. Um in solchen Situationen ausreichend Kühlleistung zur Verfügung zu stellen, ist der Hauptwasserkühler entsprechend groß dimensioniert und ein Lüfter installiert, um den Wärmeübergang zur Umgebungsluft bei geringen Fahrgeschwindigkeiten zu erhöhen.

Da das Kühlsystem für Grenzfälle ausgelegt ist, besitzt es unter Normalbedingungen ausreichend Reserven um einen zusätzlichen Wärmestrom aus der thermoakustischen Wärmekraftmaschine

abzuführen. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass ein Einschalten des Lüfters einen höheren Energieverbrauch zur Folge hat, welcher durch die thermoakustische Wärmekraftmaschine ausgeglichen werden müsste. Übliche Lüfter in aktuellen PKW weisen eine maximale Leistungsaufnahme von mehreren hundert Watt auf.

Die thermoakustische Wärmekraftmaschine hat bezüglich der Belastung des Fahrzeugkühlsystems wiederum entscheidende Vorteile gegenüber anderen Energiewandlern (bspw. dem Dampfkreisprozess), der sich aus dem hohen exergetischen Prozesswirkungsgrad⁴ ergibt (vgl. Kapitel 6.4). Ist dieser größer, wird dadurch für die erzielte Ausgangsleistung ein kleinerer Wärmestrom aus dem Abgas benötigt und somit auch ein kleinerer Wärmestrom in das Kühlsystem transportiert.

Weiterhin ist es möglich die thermoakustische Wärmekraftmaschine in Grenzsituationen, in denen nicht ausreichend Kühlleistung zur Verfügung steht, schnell abzuschalten und den Wärmestrom in das Kühlmittel nahezu zu stoppen. Es ist ein gewisser Restwärmestrom zu erwarten, der aufgrund der Wärmeleitung im Regenerator entsteht. Da dieser jedoch prinzipbedingt als schlechter Wärmeleiter ausgelegt ist, wird sich ein Restwärmestrom weit unterhalb von einem kW einstellen. Hier ist die kleine Zeitkonstante des thermoakustischen Wandlungsprozesses von Vorteil, die es ermöglicht den Wärmetransport ins Kühlsystem sehr schnell zu reduzieren und damit schnell auf die Änderung des Fahrzustands zu reagieren. Von einem kompletten Abschalten der Kühlmittelversorgung sollte jedoch abgesehen werden, da sonst die Gefahr einer lokalen Überhitzung von Kühlmittel in der thermoakustischen Wärmekraftmaschine besteht.

Zusammenfassung Kapitel 6

In Kapitel 6 wurde die thermoakustische Wärmekraftmaschine als Gesamtsystem im Fahrzeug bewertet. Dabei wurde auf Simulationsergebnisse zurückgegriffen, da ein funktionsfähiger Prototyp zum Abschluss dieser Arbeit noch nicht einsatzfähig war. Die Simulationsergebnisse sind also mit Augenmaß zu betrachten, da trotz der Validierung einzelner modellierter Komponenten ein Abgleich mit einem funktionsfähigen Gesamtsystems notwendig ist. Gleichwohl war eine Bewertung des Systems anhand der Simulationsergebnisse möglich und sinnvoll, um eine generelle Aussage zur Eignung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine für die Fahrzeuganwendung zu treffen. Die Simulationsergebnisse beziehen sich dabei immer auf den Abgasenthalpiestrom eines Golf VII (EA211 1.4l TSI, 90 kW, DSG7).

Es wurde anhand von Konstantfahrtpunkten und dynamischen Zuständen das Potenzial der thermoakustischen Wärmekraftmaschine aufgezeigt. Dazu wurde sich auf ausgewählte Konstantfahrtpunkte und zulassungsrelevante Fahrzyklen konzentriert. Eine Energierückgewinnung ist demnach ab einer Konstantfahrt in der Ebene bei rund 70 km/h möglich. Die Nennleistung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine wird ab einer Konstantfahrt von 120 km/h erreicht.

Unter dynamischen Bedingungen zeigt die thermoakustische Wärmekraftmaschine ein sehr schnelles Ansprechverhalten und kann somit sehr schnell auf einen dynamischen Abgasenthalpiestrom reagieren. Der Grund für das gute dynamische Verhalten, liegt in der im Vergleich zur Abgasdynamik um zwei Größenordnungen kleineren Zeitkonstante und der relativ geringen Wärmekapazitäten im System. Im Fahrzyklus NEFZ und WLTP konnte so eine CO_2 -Reduzierung von $2 - 4 \text{ gCO}_2/\text{km}$ und $3 - 5 \text{ gCO}_2/\text{km}$ ausgewiesen werden.

Mittels einer Exergieanalyse wurde aufgezeigt, dass die thermoakustische Wärmekraftmaschine aufgrund der hohen Heißeitentemperaturen, einen Großteil der Exergie in den Abgasauslass verliert, welches aber durch einen hohen Prozesswirkungsgrad kompensiert wird. Wie weiterhin dargestellt wurde, ist dies für die Fahrzeuganwendung sogar von Vorteil, da weniger Verlustenergie an das

⁴ Als exergetischer Prozesswirkungsgrad wird hier das Verhältnis von mechanischer Ausgangsleistung zu dem aus dem Abgas transferiertem Exergiestrom verstanden.

Kühlsystem abgeführt wird. Ein Vergleich zu einem Energiewandler, basierend auf dem Dampfkreisprozess, hat grundlegende Unterschiede dargestellt. Neben der simulativen Bewertung wurden abschließend weitere Faktoren betrachtet und bewertet, die für eine Fahrzeugeinbindung von entscheidender Bedeutung sind.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Diese Arbeit hatte zum Ziel eine thermoakustische Wärmekraftmaschine auf seine Fahrzeugtauglichkeit hin zu bewerten. Durch eine Literaturrecherche wurde dargelegt, dass thermoakustische Energiewandler für Fahrzeuganwendung bislang nur am Rande betrachtet wurden und durch ihr ungünstiges Verhältnis von Leistung zu Gewicht als nicht fahrzeugtauglich wahrgenommen wurden. Es wurde weiterhin gezeigt, dass aktuelle Entwicklungen einen großen Fortschritt hin zu leistungsfähigen und in der Praxis einsetzbaren thermoakustischen Maschinen geschafft haben. Aufbauend darauf wurde in dieser Arbeit ein mobiler Einsatz, als vielversprechende Alternative zu derzeit untersuchten Energiewandlern im Fahrzeug, in Betracht gezogen. Es wurde dazu die in [49] präsentierte thermoakustische Wärmekraftmaschine als Grundlage für eine Bewertung der Fahrzeugtauglichkeit genutzt.

Da thermoakustische Energiewandler bislang nur für stationäre Anwendungen detailliert betrachtet wurden, wurde in der Arbeit besonderes Augenmerk auf das Verhalten im dynamischen Betrieb des Fahrzeugs gelegt. Es konnte dargestellt werden, dass bei einer ausreichend groß gewählten Arbeitsfrequenz die Zeitkonstante des thermoakustischen Prozess mehrere Größenordnungen kleiner als die im Fahrzeugbetrieb relevanten Zeitkonstanten ist. Entsprechend sind es die Wärmekapazitäten in den wärmeübertragenden Komponenten, die die Dynamik des Systems stark beeinflussen. Diese konnten wiederum relativ gering gehalten werden.

Es wurde im weiteren Verlauf auf die speziellen Anforderungen für den mobilen Einsatz im KFZ eingegangen. Diese zeichnen sich insbesondere durch einen begrenzten und sehr dynamischen Abgasenthalpiestrom aus, der als Energiequelle für die thermoakustische Wärmekraftmaschine zur Verfügung steht. Für die Auslegung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist es dabei von größter Wichtigkeit eine optimale Heißeitentemperatur zu definieren. Diese darf weder zu hoch noch zu niedrig sein. Eine hohe Temperatur erhöht zwar den Prozesswirkungsgrad, reduziert jedoch in einer Fahrzeugumgebung die nutzbare Energie aus dem Abgas. Für ein ausgewähltes Fahrzeug mit Benzinmotor konnte die optimale Heißeitentemperatur auf $325\text{ }^{\circ}\text{C}$ definiert werden. Die optimale Heißeitentemperatur hängt vom betrachteten Lastkollektiv ab, was eine anwendungsbezogene Wahl des Lastkollektivs für die Systemauslegung erfordert.

Es wurden zwei Integrationskonzepte vorgestellt die eine Einbindung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in die Fahrzeugumgebung ermöglichen.

Ein Konzept nutzt einen kompakten Wärmeübertrager (Festkörperwärmeleitung), welcher direkt mit den Heißeiten der Regeneratoren verbunden ist. Es bietet durch den simplen Aufbau und das kompakte Design Vorteile. Auf der anderen Seite konnte gezeigt werden, dass der Wärmeübertrager nicht den erforderlichen Wärmestrom übertragen kann und ohne angepasste Rippenstruktur keine ausreichend homogene Heißeitentemperatur gewährleistet werden kann.

Als zweites Integrationskonzept wurde ein System mit selbstzirkulierendem Heliumkreislauf (SCL) untersucht. Das Prinzip basiert auf den Arbeiten von Backhaus und Swift [83], [82]. Die Einführung eines SCL bietet insbesondere für die Fahrzeuganwendung entscheidende Vorteile. So ist es damit möglich den Wärmeübertrager als effizienten Gegenstromwärmeübertrager auszulegen. Wie gezeigt wurde, konnte dadurch eine signifikante Steigerung des Wirkungsgrads erreicht werden. Der Wärmeübertrager ist nun auch vom thermisch-akustischen Wandler getrennt, was weitere Freiheiten beim Packaging im Fahrzeug eröffnet. Auch wenn die optimale Länge des SCL im Bereich kleiner einer Wellenlänge liegt, kann dieser mit Wirkungsgradeinbußen verlängert werden. Der SCL wurde auf einem Prüfstand erfolgreich getestet. Jedoch wurde der Abgaswärmeübertrager vorerst durch ein Rohr ersetzt, da dieser nicht mehr innerhalb dieser Arbeit hergestellt werden konnte. Um trotzdem eine Aussage zur

Leistungsfähigkeit des Wärmeübertragers treffen zu können, wurden CFD/CHT Simulationen durchgeführt.

Für beide Systeme wurden Simulationsumgebungen in Dymola® aufgebaut, die eine dynamische Simulation im Fahrzeug ermöglichen. Die Simulationsumgebung besteht dabei aus mehreren Teilmodellen für die einzelnen Komponenten, die jeweils validiert wurden. Mithilfe der Simulationsumgebung konnten Untersuchungen zum Verhalten und Betrieb einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in einem Kraftfahrzeug durchgeführt werden.

Es konnte gezeigt werden, dass in der vorgestellten Auslegung für das System mit SCL eine elektrische Ausgangsleistung von etwa 2 kW erreicht werden kann. Im NEFZ wurde damit ein Verbrauchsvorteil von 2 – 4 gCO₂/km und 3 – 5 gCO₂/km im WLTP für einen Golf 7, EA211 90 kW, DSG7 simulativ ermittelt. Mit den oben genannten Vorteilen konnte sich das Integrationskonzept mit SCL durchsetzen. Weiterhin konnte anhand der Simulationsumgebung gezeigt werden, dass eine thermoakustische Wärmekraftmaschine schnell auf den dynamischen Abgasenthalpiestrom reagieren kann und somit sehr gut für den dynamischen Betrieb geeignet ist. Grundvoraussetzung dafür ist eine Minimierung der relevanten Wärmekapazitäten und eine ausreichend hohe Arbeitsfrequenz.

Mittels Exergieanalyse wurde herausgestellt, dass das Konzept mit SCL einen wesentlich besseren Prozesswirkungsgrad aufweist. Gleichwohl gehen immer noch rund 25 % der Exergie über den Abgasauslass verloren. Dieser Anteil kann mit Optimierungsmaßnahmen wie beispielsweise durch Verwendung mehrerer thermisch-akustischer Wandler reduziert werden. Dazu wurden einige Lösungsansätze erarbeitet (siehe Anhang I). Ein großer Vorteil einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine ist der hohe Prozesswirkungsgrad. Neben einer höheren Ausgangsleistung hat dieser auch zur Folge, dass weniger Prozessabwärme in das Kühlsystem abgegeben wird. Dies ist gerade für die Fahrzeugintegration ein Vorteil gegenüber einem thermoelektrischen Generator oder dem Rankine Prozess.

Neben den vielversprechenden Ergebnissen dieser Arbeit wurden auch die Herausforderungen dargestellt, die noch angegangen werden müssen, um eine thermoakustische Wärmekraftmaschine in ein Fahrzeug zu integrieren. Durch die notwendige hohe Druckfestigkeit und hohe Temperaturbeständigkeit stellt der Abgaswärmeübertrager die größte Herausforderung dar. Eine prototypische Fertigung als Plattenwärmeübertrager ist möglich und es können Erfahrungen aus der Fertigung von Verdampfern genutzt werden. Ein kostengünstiger Wärmeübertrager für den Serieneinsatz bedarf jedoch noch einiger Entwicklungsarbeit. Eine Alternative zum kostenintensiven Plattenwärmeübertrager ist der Rohrwendelwärmeübertrager [94], der wesentlich günstiger hergestellt werden kann und durch seine geringe Anzahl an Verbindungsstellen potenziell Vorteile bezüglich der Dichtigkeit aufweist. Die Dichtigkeit des Systems stellt eine weitere Herausforderung dar. Ein Arbeitsmedium wie Helium, unter einem Druck von 120 bar, stellt große Anforderungen an die Dichtungen. Ein seriennahes System sollte deshalb möglichst wenig Verbindungsstellen besitzen.

Mit dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass eine thermoakustische Wärmekraftmaschine ein potenziell konkurrenzfähiger Energiewandler für Abgasenergienutzung im Fahrzeug ist. Es wurden Erkenntnisse gewonnen, wie eine thermoakustische Wärmekraftmaschine für den mobilen Einsatz im Fahrzeug ausgelegt und integriert werden kann, um hohe Systemwirkungsgrade mit dynamischen Systemverhalten zu verbinden.

Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin eine Bewertung einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine in einer Fahrzeuganwendung vorzunehmen. Es war nicht möglich bis zum Abschluss der Arbeit einen Prototypen in einem Fahrzeug zu integrieren. Für die weitere Bewertung ist daher die Produktion eines

Wärmeübertragers und die Integration des Gesamtsystems in ein Versuchsfahrzeug notwendig, um so die Simulationsergebnisse final zu validieren und das reale Verhalten im Fahrzeug zu untersuchen.

Weiterhin sind während dieser Arbeit verschiedene Ideen zur Verbesserung des Prozesswirkungsgrads entstanden (siehe Anhang I). Dazu zählt unter anderem die Verschaltung von weiteren Abgaswärmeübertragern und thermisch-akustischen Wandlern. Es besteht dadurch die Möglichkeit, Abgasenergie auf einem höheren Temperaturniveau zu nutzen. Durch das schnelle Ansprechverhalten könnte auch die Möglichkeit bestehen, mit diesen Konzepten gezielt die Abgastemperatur vor der Turbine des Abgasturboladers zu beeinflussen, und somit auf eine Anfettung oder ähnliche Maßnahmen zum Bauteilschutz zu verzichten. Insbesondere wären dafür weitere simulative Untersuchungen notwendig, die eine Abschätzung ermöglichen, inwieweit solche Verschaltungen einen Vorteil im Fahrzeugbetrieb erbringen und somit die höhere Komplexität rechtfertigen.

Für die elektrische Fahrzeuganbindung ist eine Leistungselektronik notwendig. Diese dient nicht nur zur Wandlung der Spannung und der Frequenz, sondern muss eine Regelung der Spannung am Lineargerator ermöglichen. Das ist notwendig um die Heißeitentemperatur auf eine optimale Betriebstemperatur zu regeln. Auf diesem Gebiet sind Untersuchungen notwendig, wie eine derartige Leistungselektronik mit gleichzeitig sehr gutem Wirkungsgrad realisiert werden kann. Des Weiteren sind Konzepte notwendig, um die elektrische Leistung im Fahrzeug zu nutzen. Das Bordnetz eines Golf VII verbraucht im Durchschnitt weit weniger als 1 kW . Es ist also zumindest eine Mini-Hybridisierung notwendig, um die zusätzliche elektrische Leistung dem Antriebsstrang zur Verfügung zu stellen.

Es wurden während dieser Arbeit Überlegungen angestellt, die sich mit einer mechanischen Einbindung der thermoakustischen Wärmekraftmaschine beschäftigen. Diese hat den großen Vorteil, dass keine Hybridisierung notwendig wäre und Wirkungsgradverluste in der Leistungselektronik vermieden werden. Jedoch stellt die Wandlung einer hochfrequenten Oszillation mit kleiner Bewegungsamplitude in vorzugweise eine Drehbewegung, eine große Herausforderung dar. Hier spielen vor allem auch die mechanischen Wirkungsgrade eine Rolle. Weiterhin wäre eine gewisse Regelbarkeit des Systems über die mechanische Einbindung vorteilhaft. Ein mechanisches Einbindungskonzept würde die Attraktivität einer thermoakustischen Wärmekraftmaschine insbesondere für die Nutzfahrzeuganwendung erhöhen. Wird Energie aus dem Abgas zurückgewonnen und dem Antriebsstrang zur Verfügung gestellt, bedeutet dies gleichzeitig, dass der Verbrennungsmotor entlastet wird. Entsprechend werden sich Abgasmassenstrom und Abgastemperatur ändern. Diese Rückkopplung ist in dem hier beschriebenen Simulationsmodell noch nicht enthalten. Für eine genauere Aussage zur Verbrauchsreduzierung sollte das Modell entsprechend erweitert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Ichinose, T. Takaoka und H. Kobayashi, „Toyota's heat management system - Coolant heat storage for mass production today, new technologies for the future,“ in *Internationales Wiener Motorensymposium*, Wien, 2004.
- [2] S. Adachi und H. Hagihara, „The renewed 4-Cylinder Engine Series for Toyota Hybrid System,“ in *Internationales Wiener Motorensymposium*, Wien, 2012.
- [3] C. Käppner und J. Drückhammer, „VERFAHREN UND SYSTEM ZUR WAERMEUEBERTRAGUNG FUER EIN FAHRZEUG“. Patent WO 2013143897 A1, 2013.
- [4] J. Liebl, S. Neugebauer, A. Eder, M. Linde, B. Mazar und W. Stütz, „Der thermoelektrische Generator von BMW macht Abwärme nutzbar,“ *MTZ - Motortechnische Zeitschrift*, p. Ausgabe 4, 2009.
- [5] R. Freymann, J. Ringler, M. Seifert und T. Horst, „Der Turbosteamer der Zweiten Generation,“ *MTZ - Motortechnische Zeitschrift*, p. Ausgabe 02, 2012.
- [6] A. Carstensen, M. Dallmann, J. Fritzsche, A. Herr, C. Käppner, T. Schulenburg, A. Semke und J. Volkmann, „Antriebseinheit für ein Kraftfahrzeug“. Patent EP 2824300 A1, 2015.
- [7] G. Latz, S. Andersson und K. Munch, „Comparison of Working Fluids in Both Subcritical and Supercritical Rankine Cycles for Waste-Heat Recovery Systems in Heavy-Duty Vehicles,“ *SAE Technical Paper*, 2012.
- [8] J. Ringler, M. Seifert, V. Guyotot und W. Hübner, „Rankine Cycle for Waste Heat Recovery of IC Engines,“ *SAE Int. J. Engines*, 2009.
- [9] H. Johansson, U. Johansson und L. Orehall, „Die neue Lkw-Baureihe von Scania,“ *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, p. Ausgabe 9, 2004.
- [10] A. Legros, L. Guillaume, M. Diny, H. Zaïdi und V. Lemort, „Comparison and Impact of Waste Heat Recovery Technologies on Passenger Car Fuel Consumption in a Normalized Driving Cycle,“ *Energies*, 2014.
- [11] Lord Rayleigh, „The Explanation of Certain Acoustical Phenomena,“ *Nature*, 1878.
- [12] J. Lord Rayleigh, *The Theory of Sound*, Macmillan, 1894.
- [13] U. Mallik, „Music,“ [Online]. Available: <http://www.physics.uiowa.edu/~umallik/adventure/music.htm>. [Zugriff am 2013].
- [14] T. Yazaki und A. Iwata, „Traveling Wave thermoacoustic Engine in a Looped Tube,“ *Physical Review Letters*, 1998.
- [15] P. Ceperley, „A pistonless Stirling engine—The traveling wave heat engine,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 1979.
- [16] S. Backhaus und G. W. Swift, „A thermoacoustic-Stirling heat engine: Detailed study,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000.
- [17] A. Al-Kayiem und Z. Yu, „Using side-branched Helmholtz resonator to tune phase in a looped tube travelling wave thermoacoustic engine with RC load,“ in *ASME-ATI-UIT 2015 Conference on Thermal Energy Systems: Production, Storage, Utilization and the Environment*, Napoli, Italy, 2015.
- [18] P. Ceperley, „Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985.
- [19] N. Rott, „Damped and Thermally Driven Acoustic Oscillations in Wide and Narrow Tubes,“ *Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP)*, 1969.
- [20] N. Rott, „Thermally driven acoustic oscillations, part III: Second-order heat,“ *Z. Angew. Math. Phys.*, 1975.
- [21] N. Rott, „Thermoacoustics,“ *Adv. Appl. Mech.*, 1980.
- [22] T. Hofler, J. Wheatley, G. Swift und A. Migliori, „Acoustic cooling engine“. Patent US 4722201 A1, 1988.
- [23] S. GARRETT, J. ADEFF und T. HOFLER, „Thermoacoustic refrigerator for space applications,“ *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1993.
- [24] S. GARRETT und T. HOFLER, *Thermoacoustic Refrigeration*, Monterey, CA 93943.

- [25] M. Poesse und S. Garrett, „Performance measurements on a thermoacoustic refrigerator driven at high amplitudes,“ *J Acoust Soc Am.*, 2000.
- [26] S. L. Garrett, „High-power thermoacoustic refrigerator“. Patent US 5647216 A1 , 1995.
- [27] Penn State University, „SETAC project: Shipboard Electronics Thermoacoustic Chiller,“ [Online]. Available: <http://www.acs.psu.edu/thermoacoustics/refrigeration/setac.htm>. [Zugriff am 2015].
- [28] QDrive, *The sound choice, Oil-Free, Low-Vibration, No-Maintenance Cryocoolers*, 2014.
- [29] J. Wollan, G. Swift, S. Backhaus und D. Gardner, „DEVELOPMENT OF A THERMOACOUSTIC NATURAL GAS LIQUEFIER,“ in *AIChE New Orleans Meeting*, New Orleans, 2002.
- [30] Penn State University, „SOUNDS COOL! The Ben & Jerry's Project,“ [Online]. Available: <http://www.acs.psu.edu/thermoacoustics/refrigeration/benandjerrys.htm>. [Zugriff am 2015].
- [31] M. Poesse, R. Smith, S. Garrett, R. van Gerwen und P. Gosselin, „Thermoacoustic refrigeration for ice cream sales,“ *Proceedings of 6th IIR Gustav Lorentzen conference*, 2004.
- [32] R. Bessis, G. Poignand, H. Bailliet, H. Lazure, J. Valière und E. Boudard, „DUAL THERMOACOUSTIC CORE COMPACT HEAT-PUMP FOR AUTOMOTIVE APPLICATION,“ in *PROCEEDINGS OF THE 3rd INTERNATIONAL WORKSHOP ON THERMOACOUSTICS*, University of Twente, The Netherlands, 2015.
- [33] G. Swift, „Analysis and performance of a large thermoacoustic engine,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 1992.
- [34] S. Backhaus und G. W. Swift, „A thermoacoustic Stirling heat engine,“ *NATURE*, 1999.
- [35] W. Dai, E. C. Luo, Y. Zhang und H. Ling, „Detailed study of a traveling wave thermoacoustic refrigerator driven by a traveling wave thermoacoustic engine,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006.
- [36] E. C. Luo, Z. Wu, W. Dai, S. Li und Y. Zhou, „A 100 W-class traveling-wave thermoacoustic electricity generator,“ *Chinese Science Bulletin*, 2008.
- [37] Z. Wu, L. Zhang, W. Dai und E. Luo, „Investigation on a 1 kW traveling-wave thermoacoustic electrical generator,“ *Applied Energy*, 2014.
- [38] S. Backhaus, E. Tward und M. Petach, „Traveling-wave thermoacoustic electric generator,“ *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 2004.
- [39] S. Backhaus, E. Tward und M. Petach, „Design Of A High Efficiency Power Source (HEPS) Based On Thermoacoustic Technology,“ *NASA/CR—2004*, 2004.
- [40] R. Keolian, „Truck Thermoacoustic Generator and Chiller - Final Report,“ DOE Project DE-FC26-04NT42113, 2011.
- [41] K. de Blok, „Low operating temperature integral thermo acoustic devices for solar cooling and waste heat recovery,“ in *Acoustics'08*, Paris, 2008.
- [42] K. de Blok, „MULTI-STAGE TRAVELING WAVE THERMOACOUSTICS IN PRACTICE,“ in *19th International Congress on Sound and Vibration*, Vilnius, Lithuania, 2009.
- [43] K. de Blok, „Novel 4-stage traveling wave thermoacoustic power generator,“ in *Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European FEDSM2010-ICNMM2010*, Montreal, Canada, 2010.
- [44] K. de Blok, „Thermo Acoustic Power (TAP) - Eindrapportage fase II,“ 2011.
- [45] K. de Blok, P. Owczarek und M. Francois, „Bi-directional turbines for converting acoustic wave power into electricity,“ in *Fundamental and Applied MHD Thermo acoustic and Space technologies*, Riga - Latvia, 2014.
- [46] T. Steiner und G. Archibald, „A high pressure and high frequency diaphragm engine: Comparison of measured results with thermoacoustic predictions,“ *Applied Energy*, 2014.
- [47] T. Steiner, B. MEDARD DE CHARDON und T. Kanemaru, „Stirling Cycle Transducer for Converting Between Thermal Energy and Mechanical Energy“. Patent WO_2011003207_A1, 2011.
- [48] Etalim Inc., „Etalim - News,“ 2015. [Online]. Available: <http://www.etalim.com/>. [Zugriff am 2015].
- [49] T. Steiner, B. MEDARD DE CHARDON, K. GOTTFRIED und R. KLOPFER, „THERMOACOUSTIC TRANSDUCER APPARATUS INCLUDING A TRANSMISSION DUCT“. Patent WO 2014043790 A1, 2014.

- [50] D. Gardner und C. Howard, „Waste-heat-driven thermoacoustic engine and refrigerator,“ *Proceedings of ACOUSTICS 2009*, 2009.
- [51] G. Kirchhoff, „Über den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung,“ in *Annalen der Physik und Chemie*, 1868, pp. 177-193.
- [52] H. Kramers, „Vibrations of a Gas Column,“ *Physica*, 1949.
- [53] G. W. Swift, *Thermoacoustics - A Unifying Perspective for some Engines and Refrigerators*, Acoustical Society of America, 2002.
- [54] W. Arnott, H. Bass und R. Raspet, „General formulation of thermoacoustics for stacks having arbitrarily shaped pore cross sections,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 1990.
- [55] D. Gedeon, „DC Gas Flows in Stirling and Pulse Tube Cryocoolers,“ in *Cryocoolers 9*, 1997.
- [56] E. Lemmon, M. Huber und M. McLinden, *NIST Standard Reference Database: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP*.
- [57] P. D.-I. H. Müller-Steinhagen, *Wärme- und Stoffübertragung, Stoffwertesammlung*.
- [58] G. Swift, A. Migliori und C. Wheatley, „Liquid Metal Thermoacoustic Engine,“ *Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, 1986.
- [59] M. Tijani, J. Zeegers und A. de Waele, „Prandtl number and thermoacoustic refrigerators,“ *Acoustical Society of America*, 2002.
- [60] A. Ibrahim, M. Emam und H. Omar, „Performance Evaluation of Thermoacoustic Engines Using Different Gases,“ *19th International Congress on Sound and Vibration*, 2012.
- [61] J. R. Belcher, W. V. Slaton, R. Raspet, H. E. Bass und J. Lightfoot, „Working gases in thermoacoustic engines,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999.
- [62] A. Abduljalil, Z. Yu und A. Jaworski, „Selection and experimental evaluation of low-cost porous materials for regenerator applications in thermoacoustic engines,“ *Materials & Design*, 2001.
- [63] S. Backhaus und G. Swift, „Fabrication and Use of Parallel Plate Regenerators in Thermoacoustic Engines,“ *Proceedings of the 36th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, 2002.
- [64] M. Mitchell, D. Gedeon, G. Wood und M. Ibrahim, „Results of Tests of Etched Foil Regenerator Material,“ *International Cryocooler Conference*, 2007.
- [65] M. Mitchell, „Foil Structures for Regenerators“. USA Patent US 6854509 B2, 2005.
- [66] H. Ishikawa, *Investigations of optimum design of heat exchangers of thermoacoustic engines*, 1999.
- [67] W. Kamsanam, X. Mao und A. Jaworski, „Experimental Investigation of Heat Transfer Effectiveness on Finned - Tube Thermoacoustic Heat Exchanger,“ *Proceedings of the World Congress on Engineering*, 2013.
- [68] T. Steiner, B. MEDARD DE CHARDON, T. Kanemaru, G. Archibald, R. Biffard, D. Jelstad und K. Antonelli, „Electromechanical Transducer Apparatus for Converting between Mechanical Energy and Electrical Energy“. Patent WO_2015135064_A1, 2015.
- [69] Verschiedene, *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Verlag, 2006.
- [70] M. Yovanovich, „Four Decades of Research on Thermal Contact, Gap, and Joint Resistance in Microelectronics,“ *IEEE TRANSACTIONS ON COMPONENTS AND PACKAGING TECHNOLOGIES*, 2005.
- [71] P. D.-I. K. Spindler und D.-I. A. Frank, „Grundlagen der Wärmeübertragung,“ 2015. [Online]. Available: <http://www.itw.uni-stuttgart.de/lehre/lehrveranstaltungen/waermeuebertragung.html>. [Zugriff am 2015].
- [72] G. Swift und S. Backhaus, „Gas Diodes for Thermoacoustic Self-circulating Heat Exchangers,“ *INNOVATIONS IN NONLINEAR ACOUSTICS: ISNA17*, 05 2006.
- [73] B. Gao, Z. Wu, E. Luo und W. Dai, „Experimental demonstration of a novel heat exchange loop used for oscillating flow systems,“ *AIP Conference Proceedings*, 2008.
- [74] B. Gao, E. Luo, W. Dai, Y. Chen und J. Hu, „Experimental Study of Non-Resonant Self Circulating Heat Transfer Loop Used in Thermoacoustic-Stirling Engines,“ *AIP Conference Proceedings*, 2010.

- [75] G. W. Swift und S. Backhaus, „A resonant, self-pumped, circulating thermoacoustic heat exchanger,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, November 2004.
- [76] M. Ohmi, M. Iguchi und I. Urahata, „Transition to Turbulence in a Pulsatile Pipe Flow. 1. Waveforms and Distribution of Pulsatile Velocities Near Transition Region,“ *Bulletin of JSME*, 1982.
- [77] M. Ohmi und Iguchi M, „Critical Reynolds Number in an Oscillating Pipe Flow,“ *Bulletin of JSME*, 1982.
- [78] M. Iguchi, M. Ohmi und K. Maegawa, „Analysis of Free Oscillating Flow in a U-Shaped Tube,“ *Bulletin of JSME*, 1982.
- [79] M. Iguchi und M. Ohmi, „Transition to Turbulence in a Pulsatile Pipe Flow Part 2, Characteristics of Reversing Flow Accompanied by Relaminarization,“ *Bulletin of JSME*, 1982.
- [80] M. Iguchi und M. Ohmi, „Transition to Turbulence in a Pulsatile Pipe Flow (3rd Report, Flow Regimes and the Conditions Describing the Generation and Decay of Turbulence,“ *Bulletin of JSME*, 1984.
- [81] B. Smith und G. Swift, „Power dissipation and time-averaged pressure in oscillating flow through a sudden area change,“ *J. Acoust. Soc. Am.*, 2003.
- [82] S. Backhaus, G. W. Swift und R. Reid, „High-temperature self-circulating thermoacoustic heat exchanger,“ *Applied Physics Letters*, 2005.
- [83] S. Backhaus, G. W. Swift und R. Reid, „A self-circulating heat exchanger for use in Stirling and thermoacoustic-Stirling engines,“ *Applied Physics Letters*, 2005.
- [84] POREXTHERM, *WDS® Flexible Kontur*, <http://www.porextherm.com/de/produkte>, 2010.
- [85] Unifrax Ltd, *Excelfrax® 550 Felt*, <http://www.unifrax.com>, 2012.
- [86] Volkswagen AG, „Interne Unterlagen“.
- [87] E. Inc., *Etalim Inc.*, Vancouver, Canada.
- [88] D. S. AB, „CATIA Systems Engineering – Dymola,“ Dassault Systèmes AB, 2015. [Online]. Available: <http://www.Dymola.com>.
- [89] TLK-Thermo GmbH, *TILMedia Stoffdatenbank*, 2014.
- [90] CD-adapco, „STAR-CCM+®,“ CD-adapco, 2015. [Online]. Available: <http://www.cd-adapco.com/products/star-ccm>.
- [91] LLC at Los Alamos National Laboratory (LANL), „DeltaEC,“ [Online]. Available: <http://www.lanl.gov/thermoacoustics/DeltaEC.html>. [Zugriff am 2015].
- [92] C. Kunik, *CFD-Simulationen turbulenter konvektiver Strömungen bei überkritischen Drücken*, Karlsruhe: KIT-Bibliothek, 2012.
- [93] F. Menter, M. Kuntz und R. Langtry, „Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model,“ *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, 2003.
- [94] M. Hartmann und S. Geser, „Wärmetauscher-Einrichtung für eine Abgasanlage einer Brennkraftmaschine“. Patent DE 102012202390 A1, 2013.
- [95] J. F. Brady, *The effects of geometry and adjacent regenerators on shell-and-tube heat exchangers in oscillating flows*, The Pennsylvania State University, 2011.
- [96] C. Hansen, "Fundamentals of Acoustics," in *Occupational exposure to noise: Evaluation, prevention and control*, Adelaide, 2001, p. 336.
- [97] L. Smith und A. Glezer, „The formation and evolution of synthetic jets,“ *PHYSICS OF FLUIDS*, 1998.
- [98] Y. Touloukian, *Properties of Nonmetallic Fluid Elements*, McGraw Hill Higher Education, 1981.
- [99] G. Swift und S. Backhaus, „Circulating Heat Exchanger for Oscillating Wave Engines and Refrigerators“. Patent WO 2004/015336 A1, 2004.

Anhang

I. Veröffentlichungen und Patentanmeldungen

Im Verlauf dieser Arbeit sind die folgenden Veröffentlichungen und Patentanmeldungen entstanden:

- [1] J. Fritzsche, C. Käppner, T. Steiner, E. Hassel, „Thermoakustik als zukünftige Alternative für die Abgasabwärmenutzung im Automobil und Nutzfahrzeug,“ Aachener Kolloquium, 2015
- [2] J. Fritzsche, E. Hassel, „Bewertung einer auf Druckpulsation basierenden Wärmeübertragung mittels Strömungsgleichrichter“, Jahrestreffen der Fachgruppen Trocknungstechnik und Wärme- und Stoffübertragung, Leipzig, 2015
- [3] J. Fritzsche, C. Kaepfner und J. Drucehammer „Thermoakustische Maschine“ Patent DE 10 2015 012 168, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [4] J. Fritzsche, C. Kaepfner und J. Drucehammer „Abgaswärmeenergieerückgewinnungsanordnung“ Patent DE 10 2015 012 167, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [5] J. Fritzsche, „Selbstzirkulierender Kreislauf“ Patent DE 10 2015 012 166, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [6] J. Fritzsche, C. Kaepfner und J. Drucehammer „Akustisch mechanischer Wandler und thermoakustische Maschine mit einem solchen akustisch mechanischen Wandler“ Patent DE 10 2015 012 169, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [7] J. Fritzsche, C. Kaepfner und J. Drucehammer „Abgasrückführanordnung“ Patent DE 10 2015 012 165, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [8] J. Fritzsche, C. Kaepfner und J. Drucehammer „Wärmeübertrageranordnung“ Patent DE 10 2015 012 164, Anmeldedatum: 23. Sept. 2015
- [9] A. Carstensen, A. Semke, T. Schulenburg, A. Herr, M. Dallmann, C. Kaepfner, J. Fritzsche, J. Volkmann, T. Maischik, „Antriebseinheit fuer ein Kraftfahrzeug und Verfahren zum Betrieb einer solchen Antriebseinheit“, Patent DE 102014202089, 2014

II. Abbildungen

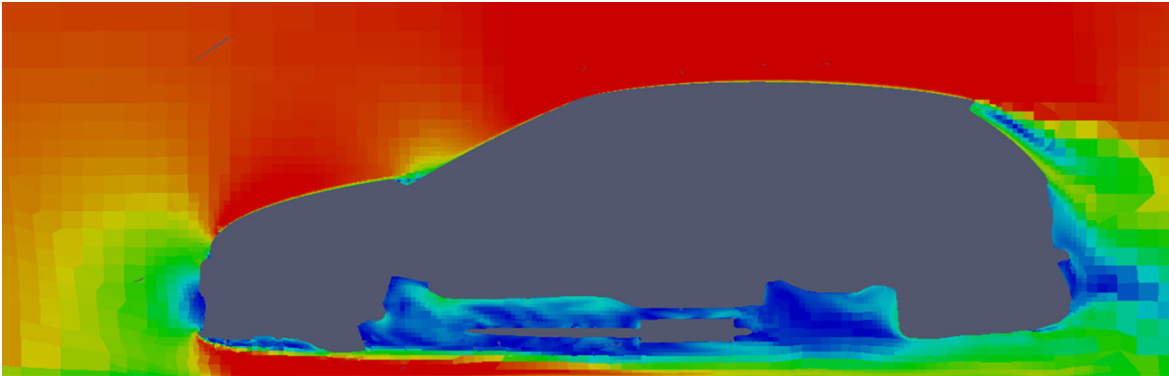


Abbildung II.1 Qualitative Darstellung der Strömungsgeschwindigkeit um ein Fahrzeug. Im Bereich der Abgasanlage ist eine deutliche Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit zu erkennen. Quelle: [86]

III. Messungen

III.1. Messungen zur Isolierung von Abgasanlagen

Innerhalb des Volkswagen Konzerns wurden vergleichende Messungen mit unterschiedlichen Materialien zur Isolation von Abgasanlagen durchgeführt. Abbildung III.1 zeigt den Versuchsaufbau, in dem über einen Heißgaserzeuger ein Luftstrom erhitzt wird und durch einen Probenkörper geleitet wird. Die Probe ist 30 cm lang. Auf die Probe wurden diverse Isolationsmaterialien aufgebracht und untersucht. Abbildung III.2 zeigt eine Zusammenfassung der Ergebnisse. Die Heißgastemperatur am Eintritt der Probe war dabei rund 360 °C.

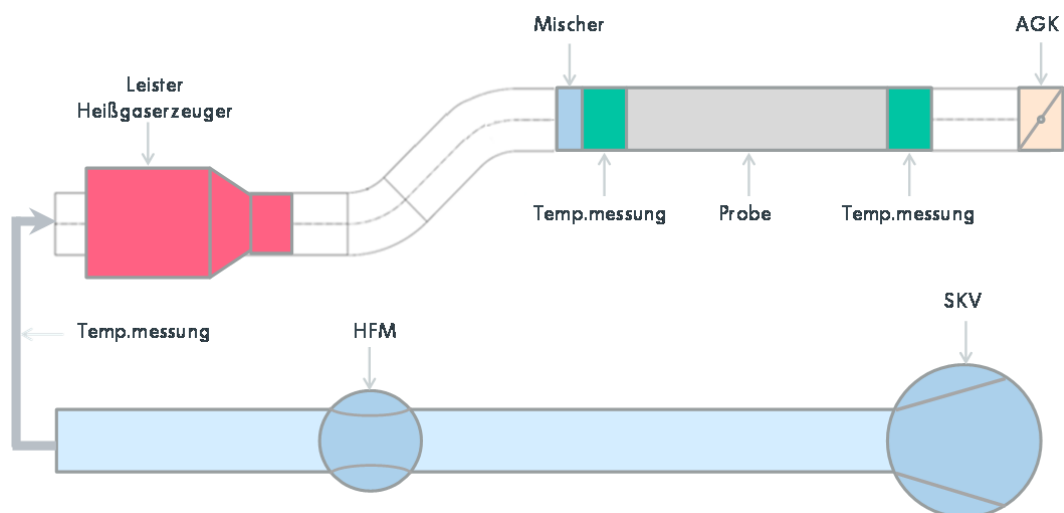


Abbildung III.1 Aufbau des Prüfstands zur Bewertung von Isoliermaterialien für Abgasanlagen. Quelle: [86].

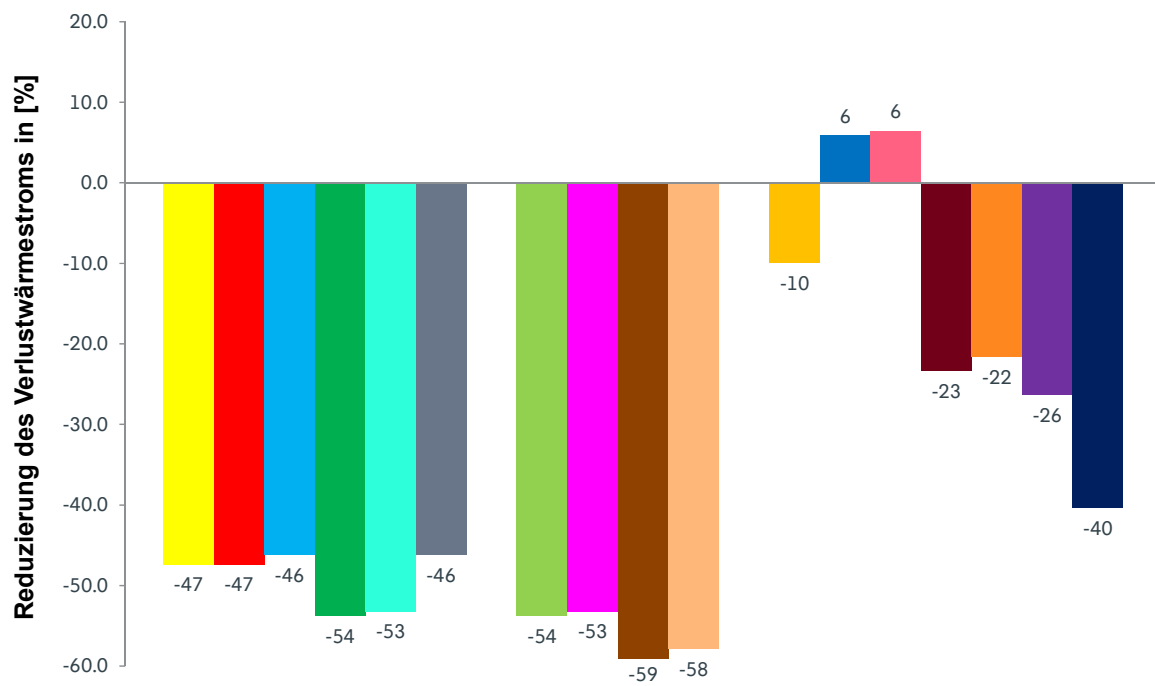


Abbildung III.2 Vergleich verschiedener Isolationsmaterialien. Dargestellt ist der reduziert Verlustwärmestrom in Prozent vom Verlustwärmestrom ohne Isolation des Rohrabschnitts. 0 % entspricht Verlustwärmestrom ohne Isolation. Die Probe wurde während der Messung durch ein Gebläse quer angeströmt. Quelle: [86].

IV. Herleitungen

IV.1. Zusammenhänge

$$\nabla(\rho_m \operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}]) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} (\rho_m \operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}]) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \rho_m \operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}] \\ \frac{\partial}{\partial y} \rho_m \operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}] \\ \frac{\partial}{\partial z} \rho_m \operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}] \end{pmatrix}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z}$$

$$\operatorname{Re}[v_1 e^{i\omega t}] = v(t)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(e^{i\omega t}) = i\omega \cdot e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \rho_m}_{=0} + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] = \frac{\partial}{\partial t} \rho_1 (\cos \omega t)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] \stackrel{!}{=} \operatorname{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_1 e^{i\omega t} \right]$$

$$\mathbf{NR}: \rho_1 e^{i\omega t} = |\rho_1|(\cos(\omega t + \phi) + i \sin(\omega t + \phi))$$

$$\frac{\partial}{\partial t} |\rho_1| \cos(\omega t + \phi) \stackrel{!}{=} \operatorname{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} |\rho_1|(\cos(\omega t + \phi) + i \sin(\omega t + \phi)) \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} |\rho_1| \cos(\omega t + \phi) \stackrel{!}{=} \operatorname{Re} \left[|\rho_1| \left(\frac{\partial}{\partial t} \cos(\omega t + \phi) + i \frac{\partial}{\partial t} \sin(\omega t + \phi) \right) \right]$$

$$-|\rho_1| \omega \sin(\omega t + \phi) \stackrel{!}{=} \operatorname{Re}[|\rho_1|(-\omega \sin(\omega t + \phi) + i \omega \cos(\omega t + \phi))]$$

$$\underline{-|\rho_1| \omega \sin(\omega t + \phi) \stackrel{!}{=} -|\rho_1| \omega \sin(\omega t + \phi)}$$

IV.2. Massenerhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\text{NR: } \rho = \rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]$$

$$\text{NR: } \mathbf{v} = \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_m}{\partial t}}_{=0} + \frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot (\{\rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]\} \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot \left(\underbrace{\rho_m \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]}_{\text{Term 1}} + \underbrace{\text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]}_{\text{2. Ordnung} \rightarrow \text{vernachlässigbar gegenüber Term 1}} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] + \nabla \cdot (\rho_m \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]) = 0$$

$$\text{NR: } \frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] = \text{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_1 e^{i\omega t} \right] = \text{Re}[\rho_1 i\omega e^{i\omega t}]$$

$$\text{NR: } \frac{\partial}{\partial t} (e^{i\omega t}) = i\omega \cdot e^{i\omega t}$$

$$\text{NR: } \frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[\dots] = \text{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} \dots \right]$$

$$\text{NR: } \nabla \cdot \{\rho_m \text{Re}[\mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]\} = \nabla \cdot \{\text{Re}[\rho_m \mathbf{v}_1 e^{i\omega t}]\} = \text{Re}[\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1 e^{i\omega t})]$$

$$\text{Re}[\rho_1 i\omega e^{i\omega t}] + \text{Re}[\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1 e^{i\omega t})] = 0$$

$$\text{Re}[\rho_1 i\omega e^{i\omega t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1 e^{i\omega t})] = 0$$

$$\text{Re} \left[\underbrace{e^{i\omega t}}_{\neq 0} (i\omega \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1)) \right] = 0$$

$$i\omega \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1) \stackrel{!}{=} 0$$

$$\text{NR: } \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_1) = \frac{\partial \rho_m u_1}{\partial x} + \frac{\partial \rho_m v_1}{\partial y} + \frac{\partial \rho_m w_1}{\partial z}$$

$$i\omega \rho_1 + \frac{\partial \rho_m u_1}{\partial x} + \frac{\partial \rho_m v_1}{\partial y} + \frac{\partial \rho_m w_1}{\partial z} \stackrel{!}{=} 0$$

Vereinfachung: ρ_m nur abhängig in x-Richtung, da T_m nur in x-Richtung abhängig.

$$\text{NR: } \frac{\partial \rho_m u_1}{\partial x} = u_1 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} + \rho_m \frac{\partial u_1}{\partial x}$$

$$i\omega \rho_1 + u_1 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} + \rho_m \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_m \frac{\partial v_1}{\partial y} + \rho_m \frac{\partial w_1}{\partial z} \stackrel{!}{=} 0$$

$$i\omega \rho_1 + u_1 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} + \rho_m \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} \right) \stackrel{!}{=} 0$$

$$\Rightarrow i\omega \rho_1 + u_1 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0$$

IV.3. Impulserhaltung

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \sigma'$$

x – Komponente:

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \underbrace{v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}}_{\substack{\text{vernachlässigbar} \\ \text{gegenüber } u \\ \text{(Ausbreitung in} \\ \text{x-Richtung)}}} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\text{NR: } \rho = \rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]$$

$$\text{NR: } u = \text{Re}[u_1 e^{i\omega t}]$$

$$\begin{aligned} & (\rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]) \left[\frac{\partial}{\partial t} \text{Re}[u_1 e^{i\omega t}] + \underbrace{\left(\text{Re}[u_1 e^{i\omega t}] \frac{\partial}{\partial x} \text{Re}[u_1 e^{i\omega t}] \right)}_{\substack{\text{Produkte von Schwankungsgrößen} \\ \text{werden vernachlässigt} \\ \text{(2.Ordnung)}}} \right] \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

Annahme: $|u_1| \ll \frac{\lambda}{T} = c$; c – Schallgeschwindigkeit

$$u(x, t) = |u_1| \cos(\omega t - \varphi) = |u_1| \cos(\omega t - kx)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -|u_1| \omega \sin(\omega t - kx)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = |u_1| k \sin(\omega t - kx) ; k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Für $\left| \frac{\partial u}{\partial t} \right| \gg \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right|$ muss $|u_1| \ll \frac{\lambda}{T} = c$ erfüllt sein!

$$(\rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]) \left[\text{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} u_1 e^{i\omega t} \right] \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\text{NR: } \frac{\partial}{\partial t} (e^{i\omega t}) = i\omega \cdot e^{i\omega t}$$

$$(\rho_m + \text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}]) \text{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\rho_m \text{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}] + \underbrace{\text{Re}[\rho_1 e^{i\omega t}] \text{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}]}_{\substack{\text{2.Ordnung, vernachlässigbar}}} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\rho_m \text{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\text{NR: } p = p_m + \text{Re}[p_1 e^{i\omega t}]$$

$$\begin{aligned}
\rho_m \operatorname{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}] &= -\frac{\partial}{\partial x} (p_m + \operatorname{Re}[p_1 e^{i\omega t}]) \\
&\quad + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] \right) \\
\rho_m \operatorname{Re}[i\omega u_1 e^{i\omega t}] &= -\underbrace{\frac{\partial}{\partial x} p_m}_{=0} - \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{Re}[p_1 e^{i\omega t}] \\
&\quad + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \operatorname{Re}[u_1 e^{i\omega t}] \right) \\
\operatorname{Re}[i\omega \rho_m u_1 e^{i\omega t}] &= -\operatorname{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} p_1 e^{i\omega t} \right] + \mu \left(\operatorname{Re} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_1 e^{i\omega t} \right] + \operatorname{Re} \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} u_1 e^{i\omega t} \right] + \operatorname{Re} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} u_1 e^{i\omega t} \right] \right) \\
\operatorname{Re}[i\omega \rho_m u_1 e^{i\omega t}] &= \operatorname{Re} \left[-\frac{\partial}{\partial x} p_1 e^{i\omega t} + \mu e^{i\omega t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_1 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_1 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_1 \right) \right] \\
0 &= \operatorname{Re} \left[\underbrace{e^{i\omega t}}_{\neq 0} \left(i\omega \rho_m u_1 + \frac{\partial}{\partial x} p_1 - \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_1 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_1 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_1 \right) \right) \right] \\
\Rightarrow i\omega \rho_m u_1 + \frac{\partial}{\partial x} p_1 - \mu \left(\underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_1}_{\sim \frac{1}{\lambda}} + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial y^2} u_1 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_1}_{\sim \frac{1}{\delta_v}} \right) &\stackrel{!}{=} 0 \\
&\quad \hookrightarrow \text{vernachlässigbar} \\
\underline{i\omega \rho_1 u_1 = -\frac{dp_1}{dx} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \right)} &
\end{aligned}$$

IV.4. Herleitung Schallgeschwindigkeit für ideale Gase Gleichung (2.55) "Thermoacoustics"

Gleichung für ideale Gase:

$$pv = RT$$

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

$$p = \rho RT$$

$$dp = RTd\rho + \rho R dT$$

$$NR: \quad de = dq - dw \quad \rightarrow \text{Schallwelle adiabat: } dq = 0$$

$$NR: \quad R = c_p - c_v = c_v \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = c_v(\gamma - 1) \Rightarrow c_v = \frac{R}{(\gamma - 1)}$$

$$NR: \quad de = c_v dT = \frac{R}{(\gamma - 1)} dT \Rightarrow dT = \frac{(\gamma - 1)}{R} de$$

$$NR: \quad dw = p dv = p d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

$$\frac{dw}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)} = \frac{dw}{d\rho} \frac{d\rho}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{dw}{d\rho} \quad \rho = \left(\frac{1}{\rho}\right)^{-1} \Rightarrow \frac{d\rho}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)} = -\frac{1}{\rho^2}$$

$$dw = -\frac{p}{\rho^2} d\rho$$

$$NR: \quad dT = \frac{(\gamma - 1)}{R} de = \frac{(\gamma - 1)}{R} (-dw) = \frac{(\gamma - 1)}{R} \frac{p}{\rho^2} d\rho$$

$$dp = RTd\rho + \rho R dT$$

$$dp = RTd\rho + \rho R \frac{(\gamma - 1)}{R} \frac{p}{\rho^2} d\rho$$

$$dp = RTd\rho + (\gamma - 1) \frac{p}{\rho} d\rho$$

$$dp = \left(RT + (\gamma - 1) \frac{p}{\rho} \right) d\rho \quad \rightarrow RT = \frac{p}{\rho}$$

$$dp = RT(1 + \gamma - 1) d\rho$$

$$dp = \gamma RT d\rho \quad \rightarrow a^2 = \gamma RT$$

$$\underline{dp = a^2 d\rho}$$

IV.5. Berechnung SCL

Druckverlust bei stationärer Strömung

$$\Delta p = \frac{K \rho_m u^2}{2} = K \rho_m \frac{1}{2} \frac{U^2}{A^2}$$

Überlagerung von gerichteter und oszillierender Strömung

$$\text{NR: } \underbrace{U(t)}_{\substack{\text{momentanter} \\ \text{Volumenstrom}}} = \underbrace{|U_1| \sin \omega t}_{\substack{\text{oszillierender} \\ \text{Volumenstrom}}} + \underbrace{\frac{\dot{M}}{\rho}}_{\substack{\text{gerichteter} \\ \text{Volumenstrom}}}$$

$$\Delta p(t) = \frac{K \rho}{2 A^2} \left(|U_1| \sin \omega t + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 \Rightarrow \text{momentaner Druckverlust}$$

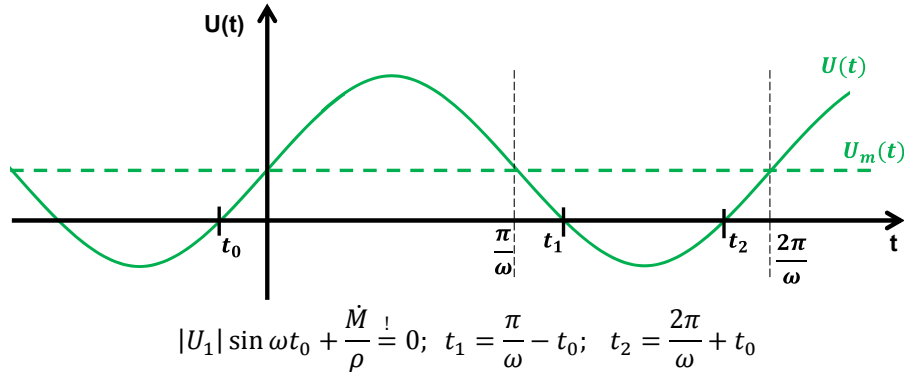
Zeitlich gemittelter Druckverlust

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \Delta p(t) dt$$

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{K \rho}{2 A^2} \left(|U_1| \sin \omega t + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$$

Fallunterscheidung für Strömungsrichtung:

K_+ für Strömungsrichtung in x-Richtung, K_- für Strömungsrichtung entgegen der x-Richtung



$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi A^2} \left\{ \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega} - t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt - \int_{\frac{\pi}{\omega} - t_0}^{\frac{2\pi}{\omega} + t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \right\}$$

Lösung von $\int_1^2 \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$

$$\begin{aligned} \int_1^2 \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt &= \int_1^2 \left(|U_1|^2 \sin^2(\omega t) + 2|U_1| \sin(\omega t) \frac{\dot{M}}{\rho} + \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 \right) dt \\ &= \int_1^2 |U_1|^2 \sin^2(\omega t) dt + \int_1^2 2|U_1| \sin(\omega t) \frac{\dot{M}}{\rho} dt + \int_1^2 \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \end{aligned}$$

Nebenrechnung:

$$\begin{aligned}
\int_1^2 \sin^2(\omega t) dt &= \int_1^2 \sin(\omega t) \sin(\omega t) dt \\
u &= \sin(\omega t), u' = \omega \cos(\omega t) \\
v' &= \sin(\omega t), v = -\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \\
\int_1^2 \sin(\omega t) \sin(\omega t) dt &= \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_1^2 + \int_1^2 \cos^2(\omega t) dt \\
\int_1^2 \sin^2(\omega t) dt &= \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_1^2 + \int_1^2 (1 - \sin^2(\omega t)) dt \\
\int_1^2 \sin^2(\omega t) dt &= \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_1^2 + [t]_1^2 - \int_1^2 \sin^2(\omega t) dt \\
2 \int_1^2 \sin^2(\omega t) dt &= \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) + t \right]_1^2 \\
\int_1^2 \sin^2(\omega t) dt &= \frac{1}{2} \left[t - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_1^2
\end{aligned}$$

$$\int_1^2 \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt = \frac{|U_1|^2}{2} \left[t - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_1^2 + \frac{2|U_1|\dot{M}}{\rho} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \right]_1^2 + \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 [t]_1^2$$

$$\begin{aligned}
&\int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{1}{2} K_+ \rho \left\{ \frac{|U_1|^2}{2} \left[t - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} + \frac{2|U_1|\dot{M}}{\rho} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \right]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 [t]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4} \left[t - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} + |U_1| \dot{M} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \right]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\dot{M}^2}{2\rho} [t]_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4} \left[\frac{\pi}{\omega} - t_0 - \frac{1}{\omega} \cos(\pi - \omega t_0) \sin(\pi - \omega t_0) - \left(t_0 - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t_0) \sin(\omega t_0) \right) \right] + \right. \\
&\quad \left. |U_1| \dot{M} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\pi - \omega t_0) + \frac{1}{\omega} \cos(\omega t_0) \right] + \frac{\dot{M}^2}{2\rho} \left[\frac{\pi}{\omega} - t_0 - t_0 \right] \right\}
\end{aligned}$$

$$NR: \cos(\pi - \omega t_0) = \cos(\pi) \cos \omega t_0 + \sin \pi \sin \omega t_0 = -\cos \omega t_0$$

$$NR: \sin(\pi - \omega t_0) = \sin(\pi) \cos \omega t_0 - \cos \pi \sin \omega t_0 = \sin \omega t_0$$

$$\begin{aligned}
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4\omega} [\pi - 2\omega t_0 + \cos \omega t_0 \sin \omega t_0 + \cos(\omega t_0) \sin(\omega t_0)] \right. \\
&\quad \left. + \frac{|U_1| \dot{M}}{\omega} [\cos \omega t_0 + \cos(\omega t_0)] + \frac{\dot{M}^2}{2\rho\omega} [\pi - 2\omega t_0] \right\} \\
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4\omega} [\pi - 2\omega t_0 + 2 \cos \omega t_0 \sin \omega t_0] + \frac{2|U_1| \dot{M}}{\omega} [\cos \omega t_0] \right. \\
&\quad \left. + \frac{\dot{M}^2}{2\rho\omega} [\pi - 2\omega t_0] \right\} \\
& |U_1| \sin(\omega t_0) + \frac{\dot{M}}{\rho} \stackrel{!}{=} 0 \\
& \Rightarrow t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin \left(-\frac{\dot{M}}{\rho|U_1|} \right) = \frac{1}{\omega} \arcsin(-\varepsilon) = -\frac{1}{\omega} \arcsin(\varepsilon) \\
& \varepsilon = \frac{\dot{M}/\rho}{|U_1|}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4\omega} [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon) + 2 \cos(\arcsin(-\varepsilon)) \sin(\arcsin(-\varepsilon))] \right. \\
&\quad \left. + \frac{2|U_1| \dot{M}}{\omega} [\cos(\arcsin(-\varepsilon))] \right. \\
&\quad \left. + \frac{\dot{M}^2}{2\rho\omega} [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon)] \right\}
\end{aligned}$$

$$NR: \cos(\arcsin(\varepsilon)) = \sqrt{1 - \varepsilon^2}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= K_+ \left\{ \frac{|U_1|^2 \rho}{4\omega} [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon) - 2\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2}] + \frac{2|U_1| \dot{M}}{\omega} [\sqrt{1 - \varepsilon^2}] \right. \\
&\quad \left. + \frac{\dot{M}^2}{2\rho\omega} [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon)] \right\} \\
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{K_+}{\omega} \frac{|U_1|^2 \rho}{4} \left\{ [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon) - 2\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2}] + 8\varepsilon [\sqrt{1 - \varepsilon^2}] \right. \\
&\quad \left. + 2\varepsilon^2 [\pi + 2 \arcsin(\varepsilon)] \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{K_+}{\omega} \frac{|U_1|^2 \rho}{4} \left\{ \pi + 2 \arcsin(\varepsilon) - 2\varepsilon \sqrt{1-\varepsilon^2} + 8\varepsilon \sqrt{1-\varepsilon^2} + 2\varepsilon^2 \pi + 4\varepsilon^2 \arcsin(\varepsilon) \right\} \\
& \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt = \frac{K_+}{\omega} \frac{|U_1|^2 \rho}{4} \left\{ \pi(1+2\varepsilon^2) + 2(1+2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1-\varepsilon^2} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{1}{2} K_- \rho \left\{ \frac{|U_1|^2}{2} \left[t - \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \right]_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} + \frac{2|U_1|\dot{M}}{\rho} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \right]_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 [t]_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \right\} \\
& \int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{1}{2} K_- \rho \left\{ \frac{|U_1|^2}{2} \left[\frac{2\pi}{\omega} + t_0 - \frac{1}{\omega} \cos(2\pi + t_0 \omega) \sin(2\pi + t_0 \omega) - \left(\frac{\pi}{\omega} - t_0 - \frac{1}{\omega} \cos(\pi - \omega t_0) \sin(\pi - \omega t_0) \right) \right] \right. \\
&\quad \left. + \frac{2|U_1|\dot{M}}{\rho} \left[-\frac{1}{\omega} \cos(2\pi + \omega t_0) + \frac{1}{\omega} \cos(\pi - \omega t_0) \right] \right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 \left[\frac{2\pi}{\omega} + t_0 - \left(\frac{\pi}{\omega} - t_0 \right) \right] \right\}
\end{aligned}$$

$$NR: \cos(2\pi + \omega t_0) = \cos(2\pi) \cos \omega t_0 - \sin 2\pi \sin \omega t_0 = \cos \omega t_0$$

$$NR: \sin(2\pi + \omega t_0) = \sin(2\pi) \cos \omega t_0 + \cos 2\pi \sin \omega t_0 = \sin \omega t_0$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{1}{2} K_- \rho \left\{ \frac{|U_1|^2}{2\omega} [2\pi + \omega t_0 - \cos \omega t_0 \sin \omega t_0 - (\pi - \omega t_0 + \cos \omega t_0 \sin \omega t_0)] \right. \\
&\quad \left. + \frac{2|U_1|\dot{M}}{\rho \omega} [-\cos \omega t_0 - \cos \omega t_0] \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\omega} \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 [\pi + 2\omega t_0] \right\} \\
& \int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \\
&= \frac{1}{2} K_- \rho \left\{ \frac{|U_1|^2}{2\omega} [\pi + 2\omega t_0 - 2 \cos \omega t_0 \sin \omega t_0] - \frac{4|U_1|\dot{M}}{\rho \omega} [\cos \omega t_0] \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\omega} \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 [\pi + 2\omega t_0] \right\}
\end{aligned}$$

$$\int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$$

$$= \frac{|U_1|^2 K_- \rho}{4\omega} \{ [\pi + 2\omega t_0 - 2 \cos \omega t_0 \sin \omega t_0] - 8\varepsilon [\cos \omega t_0] + 2\varepsilon^2 [\pi + 2\omega t_0] \}$$

$$NR: t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin(-\varepsilon) = -\frac{1}{\omega} \arcsin(\varepsilon)$$

$$\int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$$

$$= \frac{|U_1|^2 K_- \rho}{4\omega} \{ \pi - 2 \arcsin(\varepsilon) - 2 \cos(\arcsin - \varepsilon) \sin(\arcsin - \varepsilon) - 8\varepsilon \cos(\arcsin - \varepsilon) + 2\varepsilon^2 [\pi - 2 \arcsin(\varepsilon)] \}$$

$$\int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$$

$$= \frac{|U_1|^2 K_- \rho}{4\omega} \{ \pi - 2 \arcsin(\varepsilon) + 2\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} - 8\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} + 2\varepsilon^2 \pi - 4\varepsilon^2 \arcsin(\varepsilon) \}$$

$$\int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt$$

$$= \frac{|U_1|^2 K_- \rho}{4\omega} \{ \pi + 2\varepsilon^2 \pi - 2 \arcsin(\varepsilon) - 4\varepsilon^2 \arcsin(\varepsilon) - 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \}$$

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi A^2} \left\{ \int_{t_0}^{\frac{\pi}{\omega}-t_0} \frac{1}{2} \rho K_+ \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt - \int_{\frac{\pi}{\omega}-t_0}^{\frac{2\pi}{\omega}+t_0} \frac{1}{2} \rho K_- \left(|U_1| \sin(\omega t) + \frac{\dot{M}}{\rho} \right)^2 dt \right\}$$

$$\Delta p = \frac{\omega}{2\pi A^2} \left\{ \frac{K_+ |U_1|^2 \rho}{\omega} \frac{1}{4} \{ \pi(1 + 2\varepsilon^2) + 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right.$$

$$\left. - \frac{|U_1|^2 K_- \rho}{4\omega} \{ \pi + 2\varepsilon^2 \pi - 2 \arcsin(\varepsilon) - 4\varepsilon^2 \arcsin(\varepsilon) - 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

$$\Delta p = \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ K_+ \{ \pi(1 + 2\varepsilon^2) + 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right.$$

$$\left. - K_- \{ \pi(1 + 2\varepsilon^2) - 2 \arcsin(\varepsilon) (1 + 2\varepsilon^2) - 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

$$\Delta p = \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ K_+ \pi(1 + 2\varepsilon^2) + K_+ \{ 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} - K_- \pi(1 + 2\varepsilon^2) \right.$$

$$\left. + K_- \{ 2 \arcsin(\varepsilon) (1 + 2\varepsilon^2) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

$$\Delta p = \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ (K_+ - K_-) \pi(1 + 2\varepsilon^2) + (K_+ + K_-) \{ 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

$$\Delta p = \frac{|U_1|^2 \rho}{8A^2} (K_+ - K_-) \left\{ (1 + 2\varepsilon^2) + \frac{2(K_+ + K_-)}{\pi K_+ - K_-} \{ (1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

Für $K_+ = K_- = K$:

$$\Delta p = \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ \underbrace{(K_+ - K_-)}_{=0} \pi(1 + 2\varepsilon^2) + (K_+ + K_-) \{ 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \} \right\}$$

$$\begin{aligned}
\Delta p &= \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ 2K \left\{ 2(1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 6\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2} \right\} \right\} \\
\Delta p &= \frac{|U_1|^2 \rho}{8\pi A^2} \left\{ 4K \left\{ (1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2} \right\} \right\} \\
\Delta p &= K \frac{|U_1|^2 \rho}{2\pi A^2} \left\{ (1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2} \right\} \\
\Delta p &= K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \frac{1}{\pi \varepsilon^2} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2} \right)
\end{aligned}

---$$

IV.6. 90° Phasenverschiebung zwischen Druck und Auslenkung bei Schallwellen im freien Raum

Auslenkung:

$$\xi(x, t) = \xi_a \sin(\omega t - kx)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

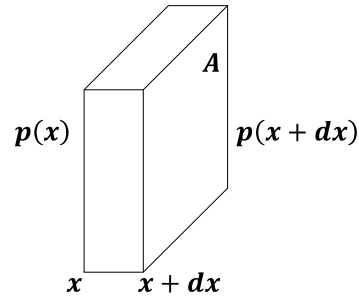
Geschwindigkeit:

$$u(x, t) = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \xi_a \omega \cos(\omega t - kx)$$

Beschleunigung:

$$a(x, t) = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\xi_a \omega^2 \sin(\omega t - kx)$$

Fluidvolumen



Impulsbilanz:

$$dm \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = Ap(x) - Ap(x + dx)$$

$$dm = \rho A dx$$

$$\rho A dx \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = Ap - A \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right)$$

$$\rho dx \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = - \frac{\partial p}{\partial x} dx$$

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = - \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \rho \xi_a \omega^2 \sin(\omega t - kx)$$

$$p(x, t) = \int \rho \xi_a \omega^2 \sin(\omega t - kx) dx$$

$$p(x, t) = \rho \xi_a \omega^2 \left[\frac{1}{k} \cos(\omega t - kx) + C_1 \right]$$

$$; C = C_1 \rho \xi_a \omega^2$$

$$p(x, t) = \rho \xi_a \omega^2 \frac{1}{k} \cos(\omega t - kx) + C$$

$$; C = p_m$$

$$p(x, t) = \underbrace{\frac{\rho \xi_a \omega^2}{k}}_{=p_a} \cos(\omega t - kx) + p_m$$

$$p(x, t) = p_m + p_a \underbrace{\cos(\omega t - kx)}_{90^\circ \text{ verschoben zu } \xi}$$

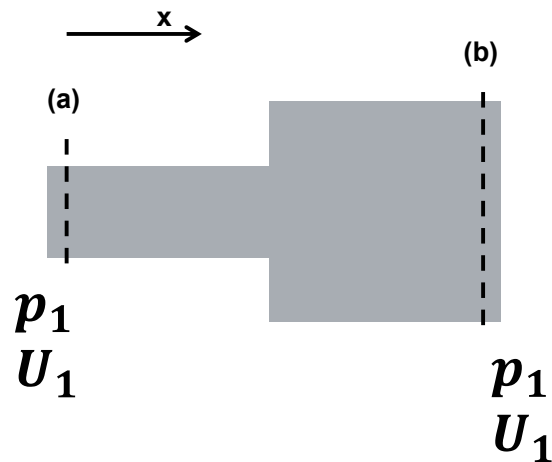
→ p eilt ξ 90° voraus!

IV.7. Berechnung des Verlaufs des komplexen Drucks und des komplexen Volumenstroms in einem Kanalabschnitt

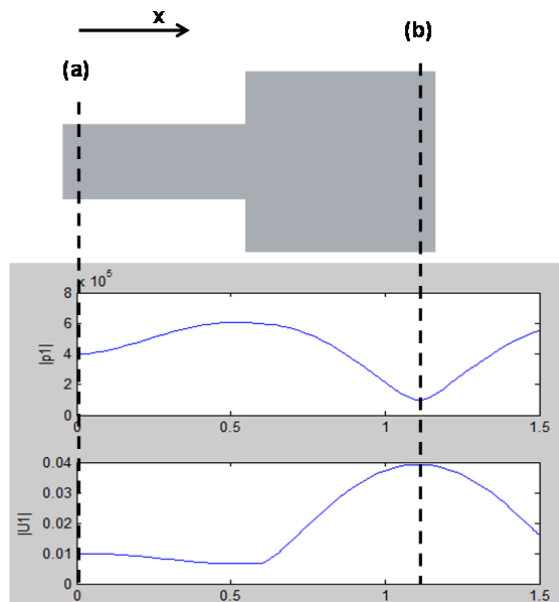
DGL-System:

$$I: \frac{dp_1}{dx} = -(i\omega l + r_v)U_1$$

$$II: \frac{dU_1}{dx} = -(i\omega c + r_k)p_1$$



Löst man das DGL-System mit gegebenen Anfangsbedingungen an der Stelle (a) für einen Kanal, der in x-Richtung eine Querschnittserweiterung erfährt (siehe Abbildung) kann gezeigt werden, dass durch die Volumenzunahme die Druckamplitude an der Stelle (b) reduziert ist (siehe Abbildung).



IV.8. Druckverlust symmetrischer Strömungswiderstand

$$\varepsilon = \frac{\dot{M}}{\rho_m |U_1|}$$

$$-1 < \varepsilon < 1:$$

$$\Delta p = -\frac{\rho_m |U_1|^2}{8A^2} (K_+ - K_-) \left[1 + 2\varepsilon^2 + \frac{2}{\pi} \frac{K_+ + K_-}{K_+ - K_-} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right) \right]$$

$$\Delta p = A(K_+ - K_-) \left[B + C + D \frac{K_+ + K_-}{K_+ - K_-} \right]$$

$$\Delta p = A[(K_+ - K_-)B + (K_+ - K_-)C + D(K_+ + K_-)] \quad \mathbf{NR:} \quad K_+ = K_- = K$$

$$\Delta p = 2K \cdot A \cdot D$$

$$\Delta p = 2K \left(-\frac{\rho_m |U_1|^2}{8A^2} \frac{2}{\pi} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right) \right) \quad \mathbf{NR:} \quad |U_1|^2 = \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m \varepsilon} \right)^2$$

$$\Delta p = -K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho_m A} \right)^2 \frac{1}{\pi \varepsilon^2} \left((1 + 2\varepsilon^2) \arcsin(\varepsilon) + 3\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right)$$

$$\varepsilon \leq -1; \quad \varepsilon \geq 1:$$

$$|\Delta p| = K \left(\frac{\dot{M}^2}{2\rho_m A^2} + \frac{\rho_m |U_1|^2}{4A^2} \right) = K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}/\rho_m}{A} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\rho_m^2 |U_1|^2}{\dot{M}^2} \right) = K \frac{\rho_m}{2} \left(\frac{\dot{M}/\rho_m}{A} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2\varepsilon} \right)$$

IV.9. Zeitliche Mittelung über eine Periode

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}$$

$$\text{Mittelung: } \frac{1}{T} \int_0^T X(t) dt = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} X(t) dt$$

IV.10. Akustische Leistung

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} \oint p(t, x) U(t, x) dt = \frac{\omega}{2\pi} \oint \operatorname{Re}[p_1(x) e^{i\omega t}] \operatorname{Re}[U_1(x) e^{i\omega t}] dt$$

$$\begin{aligned} \mathbf{NR}: p_1 &= |p_1| e^{i\Phi_p}; U_1 = |U_1| e^{i\Phi_U} \\ \mathbf{NR}: \operatorname{Re}[p_1(x) e^{i\omega t}] &= \operatorname{Re}[|p_1| e^{i(\Phi_p + \omega t)}] = |p_1| \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_p + \omega t)}] \\ \mathbf{NR}: \operatorname{Re}[U_1(x) e^{i\omega t}] &= \operatorname{Re}[|U_1| e^{i(\Phi_U + \omega t)}] = |U_1| \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_U + \omega t)}] \end{aligned}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \oint \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_p + \omega t)}] \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_U + \omega t)}] dt$$

$$\mathbf{NR}: e^{i\phi} = \cos(\phi) + i\sin(\phi) \xrightarrow{\text{yields}} \operatorname{Re}[e^{i\phi}] = \cos(\phi)$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \oint \cos(\Phi_p + \omega t) \cos(\Phi_U + \omega t) dt$$

$$\mathbf{NR}: \cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} (\cos(a + b) + \cos(a - b))$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \frac{1}{2} \left\{ \oint \cos(\Phi_p + \Phi_U + 2\omega t) dt + \oint \cos(\Phi_p - \Phi_U) dt \right\}$$

$$\mathbf{Grenzen}: 0 \text{ bis } \frac{1}{T} = \frac{2\pi}{\omega}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \frac{1}{2} \left\{ \left[2\omega \sin(\Phi_p + \Phi_U + 2\omega t) \right]_0^{\frac{2\pi}{\omega}} + \left[t \cdot \cos(\Phi_p - \Phi_U) \right]_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \right\}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \frac{1}{2} \left\{ 2\omega \sin(\Phi_p + \Phi_U + 2\omega t) - 2\omega \sin(\Phi_p + \Phi_U) + \frac{2\pi}{\omega} \cos(\Phi_p - \Phi_U) \right\}$$

$$\mathbf{NR}: \cos(a + b) = \sin(a) \cos(b) + \sin(b) \cos(a)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}(x) &= \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \frac{1}{2} \left\{ 2\omega [\sin(\Phi_p + \Phi_U) \cos(2\pi) + \sin(2\pi) \cos(\Phi_p + \Phi_U)] - 2\omega \sin(\Phi_p + \Phi_U) \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\pi}{\omega} \cos(\Phi_p - \Phi_U) \right\} \end{aligned}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{\omega}{2\pi} |p_1| |U_1| \frac{1}{2} \left\{ \frac{2\pi}{\omega} \cos(\Phi_p - \Phi_U) \right\} = \underline{\underline{\frac{1}{2} |p_1| |U_1| \cos(\Phi_p - \Phi_U)}}$$

$$\mathbf{NR}: \cos(\Phi_p - \Phi_U) = \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_p - \Phi_U)}]$$

$$\underline{\underline{\dot{E}(x) = \frac{1}{2} |p_1| |U_1| \operatorname{Re}[e^{i(\Phi_p - \Phi_U)}]}}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[|p_1| |U_1| e^{i(\Phi_p - \Phi_U)}]$$

$$\mathbf{NR}: p_1 = |p_1| e^{i\Phi_p}; \widetilde{U}_1 = |U_1| e^{-i\Phi_U}$$

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[p_1 |U_1| e^{-i\Phi_U}] = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[p_1 \widetilde{U}_1]$$

$$\mathbf{NR}: \cos(\phi) = \cos(-\phi) \xrightarrow{\text{yields}} \operatorname{Re}[\widetilde{U}_1] = \operatorname{Re}[U_1] \xrightarrow{\text{yields}} \operatorname{Re}[p_1 \widetilde{U}_1] = \operatorname{Re}[\widetilde{p}_1 U_1]$$

$$\underline{\dot{E}(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[p_1 \widetilde{U}_1] = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\widetilde{p}_1 U_1]}$$

IV.11. Veränderung der akustischen Leistung in Wellenausbreitungsrichtung

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{dp_1 \widetilde{U}_1}{dx} \right] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{d\widetilde{p}_1 U_1}{dx} \right] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\widetilde{p}_1 \frac{dU_1}{dx} + U_1 \frac{d\widetilde{p}_1}{dx} \right]$$

$$\text{Impulserhaltung: } \frac{dp_1}{dx} = -(i\omega l + r_v) U_1$$

$$\text{Massenerhaltung: } \frac{dU_1}{dx} = -(i\omega c + \frac{1}{r_k}) p_1 + g U_1$$

$$\text{NR: } \widetilde{p}_1 p_1 = |p_1|^2; \quad \widetilde{U}_1 U_1 = |U_1|^2$$

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\widetilde{p}_1 \left(\left(-i\omega c - \frac{1}{r_k} \right) p_1 + g U_1 \right) - \widetilde{U}_1 (i\omega l + r_v) U_1 \right]$$

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\left(-i\omega c - \frac{1}{r_k} \right) |p_1|^2 + g \widetilde{p}_1 U_1 - (i\omega l + r_v) |U_1|^2 \right]$$

$$\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[-\frac{1}{r_k} |p_1|^2 - r_v |U_1|^2 + g \widetilde{p}_1 U_1 - i(|p_1|^2 \omega c + |U_1|^2 \omega l) \right]$$

$$\underline{\frac{d\dot{E}(x)}{dx} = -\frac{|p_1|^2}{2r_k} - \frac{1}{2} |U_1|^2 r_v + \frac{1}{2} \operatorname{Re}[g \widetilde{p}_1 U_1]}$$