

# **Berührungslose Temperaturmessung an Gasen und keramisch beschichteten Oberflächen bei hohen Temperaturen**

Dissertation

zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

**Matthias Zipf**

aus Miltenberg



Würzburg, Februar 2021

Eingereicht am: 04.03.2021  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov  
2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Hartmann  
3. Gutachter: - - -  
der Dissertation

Vorsitzende: Prof. Dr. Johanna Erdmenger

1. Prüfer: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov  
2. Prüfer: Prof. Dr. Jürgen Hartmann  
3. Prüfer: Prof. Dr. Matthias Kadler  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 09.06.2021

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Diese Arbeit wurde zu einem großen Teil während der Zeit der weltweiten COVID-19-Pandemie verfasst. Wie selten zuvor wurde in diesen Tagen offenbar, dass einzig wissenschaftliche Arbeit es vermag, die Menschheit langfristig voranzubringen.

Möge auch diese Arbeit einen kleinen Beitrag zum Fortschritt leisten.



„Die Energie kann als Ursache für alle Veränderungen in der Welt angesehen werden.“  
*Werner Heisenberg*



# Zusammenfassung

Stationäre Gasturbinen können von großer Bedeutung für die Verlangsamung des Klimawandels und bei der Bewältigung der Energiewende sein. Für die Weiterentwicklung von Gasturbinen zu höheren Betriebstemperaturen und damit einhergehend zu höheren Wirkungsgraden werden berührungslose Messverfahren zur Ermittlung der Oberflächentemperatur von Turbinenschaufeln und der Gastemperatur der heißen Verbrennungsgase während des Betriebs benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher Methoden der berührungslosen Temperaturmessung unter Verwendung von Infrarotstrahlung untersucht.

Die berührungslose Messung der Oberflächentemperatur moderner Turbinenschaufeln muss aufgrund derer infrarot-optischer Oberflächeneigenschaften im Wellenlängenbereich des mittleren Infrarots durchgeführt werden, in welchem die Turbinenbrenngase starke Absorptionsbanden aufweisen. Zur Entwicklung eines adäquaten Strahlungsthermometers für diesen Zweck wurden im Rahmen dieser Arbeit daher durch Ermittlung von Transmissionsspektren von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf bei hohen Temperaturen und Drücken in einer eigens hierfür konstruierten Heißgas-Messzelle zunächst Wellenlängenbereiche identifiziert, in welchen die geplanten Messungen möglich sind. Anschließend wurde der Prototyp eines entsprechend konfigurierten Strahlungsthermometers im Zuge des Testlaufes einer vollskaligen Gasturbine erfolgreich erprobt.

Weiterhin wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei mögliche Verfahren zur berührungslosen Gastemperaturmessung untersucht. Das erste untersuchte Verfahren setzt ebenfalls auf Strahlungsthermometrie. Dieses Verfahren sieht vor, aufgrund der Temperaturabhängigkeit des spektralen Transmissionsgrades in den Randbereichen von gesättigten Absorptionsbanden von Gasen aus der in diesen Bereichen transmittierten spektralen Strahldichte auf die Gastemperatur zu schließen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Voruntersuchungen für dieses Temperaturmessverfahren durchgeführt. So konnten auf der Grundlage von experimentell ermittelten Transmissionsspektren von Kohlenstoffdioxid bei Drücken zwischen 5 kPa und 600 kPa und Gastemperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K für das geplante Verfahren nutzbare Wellenlängenintervalle insbesondere im Bereich der Kohlenstoffdioxid-Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  identifiziert werden.

Das zweite im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Verfahren zur berührungslosen Gastemperaturmessung basiert auf der Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenposition der Transmissionsminima der Absorptionsbanden von infrarot-aktiven Gasen. Im Hinblick darauf wurde dieses Phänomen anhand von experimentell bestimmten hochaufgelösten Transmissionsspektren von Kohlenstoffdioxid überprüft. Weiterhin wurden mögliche Wellenlängenbereiche identifiziert und hinsichtlich ihrer Eignung für das geplante Verfahren charakterisiert. Als am vielversprechendsten erwiesen sich hierbei Teilbanden in den Bereichen um 2,7  $\mu\text{m}$  und um 9,2  $\mu\text{m}$ . Unter Beimischung von Stickstoff mit Partialdrücken von bis zu 390 kPa erwies sich zudem auch die Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  als geeignet.

Die im Rahmen dieser Arbeit experimentell ermittelten Transmissionsspektren konnten darüber hinaus schließlich durch Vergleich mit entsprechenden HITRAN-Simulationen verifiziert werden.



# Summary

Stationary gas turbines can be of significant importance for slowing down climate change and for the handling of the energy transition. The goal of the further development of gas turbines is to increase the operating temperatures and in consequence the efficiency factor. For this purpose, non-contact measurement methods are required to determine the surface temperature of turbine blades and the gas temperature of the hot combustion gases during operation. Therefore, methods of non-contact temperature measurement using infrared radiation are investigated in this work.

Due to the infrared-optical surface properties of modern turbine blades, non-contact temperature measurement has to be carried out in the mid-infrared wavelength range, where combustion gases of gas turbines have strong absorption bands. In order to develop an adequate radiation thermometer for this purpose, as a first step in this work, wavelength ranges were identified by determining the transmission spectra of carbon dioxide and water vapor at high temperatures and pressures in which the planned measurements are possible. Therefore, a special high-temperature high-pressure gas cell was developed. Then the prototype of a radiation thermometer, which was configured for measurements in the wavelength region identified before, was successfully tested in a full-scale gas turbine.

Furthermore, two possible methods for non-contact gas temperature measurement were investigated in the scope of this work. The first method examined also relies on radiation thermometry. Within this method, it is planned to obtain the gas temperature from the measurement of the spectral radiance that is transmitted in the wavelength region of the edge of a saturated absorption band of the gas, due to the temperature dependence of the spectral transmittance in this wavelength region. In this work, preliminary investigations for this temperature measurement method were carried out. Based on experimentally determined transmission spectra of carbon dioxide at pressures between 5 kPa and 600 kPa and at temperatures between room temperature and 1073 K, wavelength intervals were identified that are suitable for the planned measurement method. Especially in the region of the carbon dioxide band at 4.26  $\mu\text{m}$ , appropriate intervals could be found.

The second method for non-contact gas temperature measurement investigated in this thesis is based on the temperature dependence of the wavelength position of the transmission minima of the absorption bands of infrared-active gases. Therefore, this phenomenon was investigated using experimentally determined high-resolution transmission spectra of carbon dioxide. Furthermore, suitable wavelength ranges with appropriate absorption bands were identified and characterized. The most promising sub-bands were found in the wavelength regions around 2.7  $\mu\text{m}$  and 9.2  $\mu\text{m}$ . Under addition of nitrogen with partial pressures up to 390 kPa, the carbon dioxide band at 4.26  $\mu\text{m}$  also turned out to be suitable for the planned temperature measurement method.

Finally, the experimentally gathered transmission spectra, which were obtained in the scope of this work, could be verified by a comparison with corresponding HITRAN-simulations.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>vii</b>
<b>Summary .....</b>	<b>ix</b>
<b>Inhaltsverzeichnis .....</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische und technische Grundlagen.....</b>	<b>9</b>
<b>2.1 Strahlungstheorie .....</b>	<b>9</b>
2.1.1 Strahldichte .....	9
2.1.2 Spezifische Ausstrahlung.....	11
2.1.3 Bestrahlungsstärke .....	11
2.1.4 Plancksches Strahlungsgesetz und Schwarzer Körper.....	11
2.1.5 Energieerhaltung an nichtschwarzen Flächen .....	13
2.1.6 Reziprozitätsbeziehung.....	15
<b>2.2 Molekülspektroskopie .....</b>	<b>15</b>
2.2.1 Molekülrotation.....	17
2.2.2 Molekülschwingung.....	18
2.2.3 Linienform .....	21
2.2.4 Rotations-Schwingungs-Spektrum.....	22
<b>2.3 Gasturbinen.....</b>	<b>27</b>
2.3.1 Entwicklungsgeschichte .....	27
2.3.2 Aufbau und Funktionsprinzip .....	28
2.3.3 Thermodynamische Betrachtung .....	30
2.3.4 Turbinenschaufeln und Keramische Wärmedämmschichten .....	32
2.3.5 Brenngasgemisch .....	35
2.3.6 Temperatur-Messtechnik .....	36
<b>3 Messtechnik und Messverfahren .....</b>	<b>41</b>
<b>3.1 FTIR Spektrometer.....</b>	<b>41</b>
<b>3.2 Gasmesstechnik .....</b>	<b>43</b>
3.2.1 Gaszelle.....	43
3.2.2 Fenster.....	45
3.2.3 Gasversorgungs- und -Mischtechnik.....	47
3.2.4 Messaufbau .....	49

<b>3.3</b>	<b>Messung von Oberflächeneigenschaften .....</b>	<b>51</b>
3.3.1	Ulbricht-Kugel .....	51
3.3.2	Black-Body Boundary Conditions Anlage (BBC).....	53
3.3.3	Emissionsgrad-Messanlage (EMMA).....	55
<b>3.4</b>	<b>Siemens Gas Turbine Test Center Berlin .....</b>	<b>56</b>
3.4.1	STARGATE-Strahlungsthermometer .....	57
<b>4</b>	<b>Messung und Auswertung.....</b>	<b>61</b>
<b>4.1</b>	<b>Berührungslose Temperaturmessung an Oberflächen unter IR-aktiven Atmosphären bei hohen Temperaturen und Drücken .....</b>	<b>61</b>
4.1.1	Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid.....	63
4.1.2	Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid .....	66
4.1.3	Spektraler Transmissionsgrad von Wasserdampf .....	68
4.1.4	Spektraler Transmissionsgrad von Gasgemischen.....	71
4.1.5	Testmessungen mit dem neu entwickelten langwelligen Strahlungsthermometer .....	71
<b>4.2</b>	<b>Bestimmung von Messfenstern zur berührungslosen Messung der Temperatur heißer Gase mittels Strahlungsthermometrie.....</b>	<b>76</b>
4.2.1	Gastemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie .....	76
4.2.2	Druckabhängigkeit des Verlaufs der Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid.....	78
4.2.3	Temperaturabhängigkeit des Verlaufs der Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid.....	81
<b>4.3</b>	<b>Berührungslose Temperaturmessung an heißen Gasen durch Analyse der Änderung der Position der Bandenminima.....</b>	<b>87</b>
4.3.1	Grundlagen des geplanten Messprinzips .....	87
4.3.2	Ermittlung der Wellenlängenposition der Bandenminima.....	88
4.3.3	Untersuchung des Verhaltens der Wellenlängenposition der Bandenminima von Kohlenstoffdioxid .....	90
4.3.4	Untersuchung der Abhängigkeit der Wellenlängenposition der Einzelpeaks von Temperatur und Druck.....	96
4.3.5	Untersuchung des Verhaltens der Wellenlängenposition der Bandenminima von Kohlenstoffdioxid unter Zugabe von Stickstoff .....	98
<b>5</b>	<b>Messunsicherheiten .....</b>	<b>103</b>
<b>6</b>	<b>Ausblick .....</b>	<b>105</b>
	<b>Symbole und Abkürzungen .....</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>111</b>
	<b>Publikationsverzeichnis .....</b>	<b>125</b>
	<b>Danksagung .....</b>	<b>127</b>

# 1 Einleitung

Bereits in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts – im Jahr 1824 – veröffentlichte Jean Baptiste Joseph Fourier eine Arbeit, in der er annahm, dass die durchschnittliche Temperatur auf der Erdoberfläche deutlich geringer sein müsste, als sie in Wirklichkeit ist, wenn die Erde ungehindert die ihrer Oberflächentemperatur entsprechende Leistung an Wärmestrahlung direkt in den Weltraum abstrahlen würde. Er zog daraus den Schluss, dass die Erdatmosphäre eine isolierende Wirkung haben muss [1]. Die genauen Zusammenhänge und Mechanismen dieses Phänomens, das wir heute als den natürlichen Treibhauseffekt kennen, wurden allerdings erst in den darauffolgenden Jahrzehnten näher erforscht und verstanden.

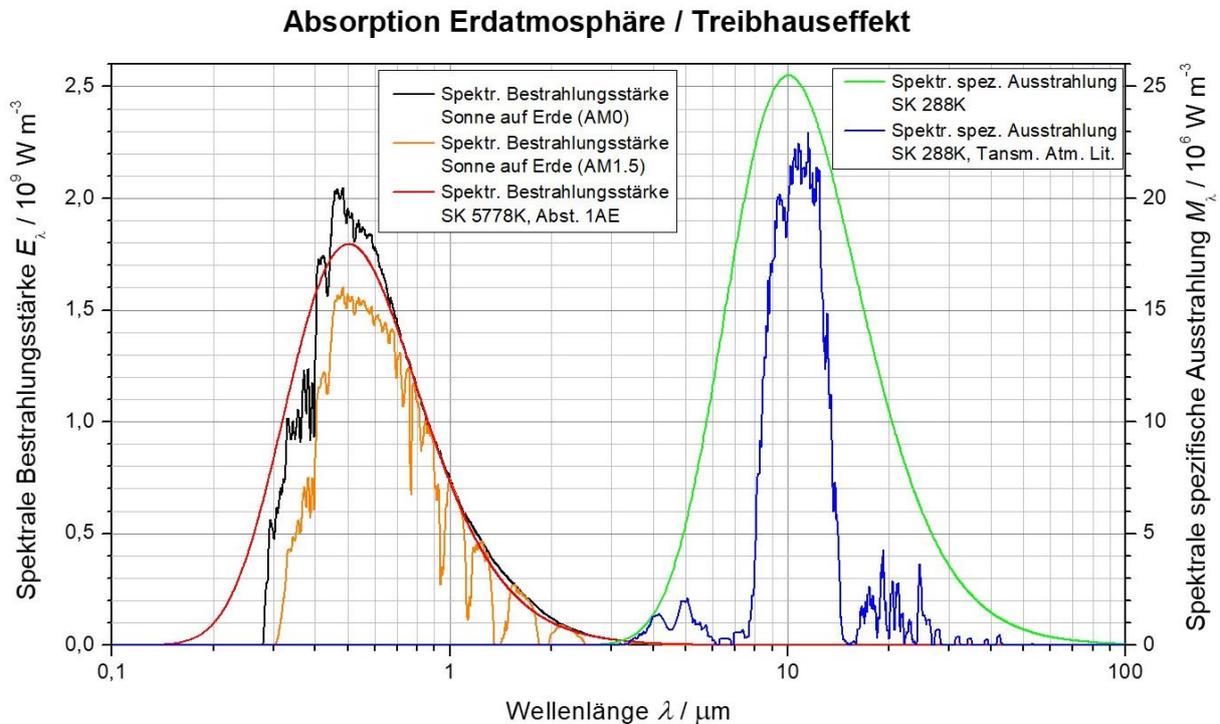
Eunice Foote und John Tyndall identifizierten unabhängig voneinander 1856 bzw. 1861 durch experimentelle Untersuchungen mehrere Gase, welche für Infrarotstrahlung teilweise intransparent sind und dadurch für die Absorption der von der Erdoberfläche abgestrahlten Wärme innerhalb der Atmosphäre und damit für den Treibhauseffekt verantwortlich sind – darunter Kohlenstoffdioxid und im Fall von Foote auch Wasserdampf [2][3]. Eine erste Quantifizierung des Einflusses von Kohlenstoffdioxid auf die Atmosphäre gelang schließlich Svante Arrhenius 1896 [4].

Um die Vorgänge des Treibhauseffektes zu erläutern, sind in Abb. 1.1 die an verschiedenen Positionen zu beobachtenden spektralen Bestrahlungsstärken, welche durch die solare Einstrahlung hervorgerufen werden sowie die spektrale spezifische Ausstrahlung der Erdoberfläche gegenüber gestellt. Dazu zählen die von der Sonne ausgehende spektrale Bestrahlungsstärke einerseits außerhalb der Erdatmosphäre und andererseits nach deren Durchlaufen sowie die eines schwarzen Strahlers bei einer Temperatur von 5778 K – der Oberflächentemperatur der Sonne [5]. Weiterhin ist die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers bei 288 K – der mittleren Temperatur auf der Erdoberfläche [6] – zusammen mit der Strahlung, welche die Atmosphäre verlässt, dargestellt. Daran wird deutlich, dass ein großer Anteil der solaren Strahlung die Erdatmosphäre passieren und die Erdoberfläche erreichen kann, dass jedoch nur ein deutlich kleinerer Anteil der vom Erdboden abgestrahlten Wärme die Atmosphäre wieder verlassen kann. Durch die somit von der Atmosphäre absorbierte Energie wird eine Erwärmung der Atmosphäre und der Erdoberfläche hervorgerufen.

Aufgrund dieser Korrelation führt eine Zunahme der für die atmosphärische Absorption von Wärmestrahlung verantwortlichen Gase zu einer Verminderung des Wärmeverlusts der Erdoberfläche und damit verbunden zu einer Erhöhung der mittleren Temperatur auf der Erde. Dieser Zusammenhang wurde bereits von einigen der oben genannten Pionieren auf diesem Gebiet hergestellt. Die Tatsache, dass eine Erhöhung der atmosphärischen Konzentration dieser Gase in globalem Maßstab jedoch neben natürlichen Phänomenen auch durch menschliches Handeln hervorgerufen werden kann und wird, wurde allerdings erst deutlich später erkannt.

Insgesamt wird die mittlere Temperatur der Erdoberfläche noch durch weitere Faktoren bedingt. Ein Beispiel dafür ist die Aktivität der Sonne und damit die von ihr abgegebene Strahlungsleistung. Diese unterliegt zeitlichen Schwankungen und steigt derzeit seit mehreren Jahrzehnten im Mittel an. Es kann gezeigt werden, dass vor allem in der jüngeren vorindustriellen Zeit bzw. bis in die frühen Jahrzehnte der Industrialisierung die Schwankungen der mittleren

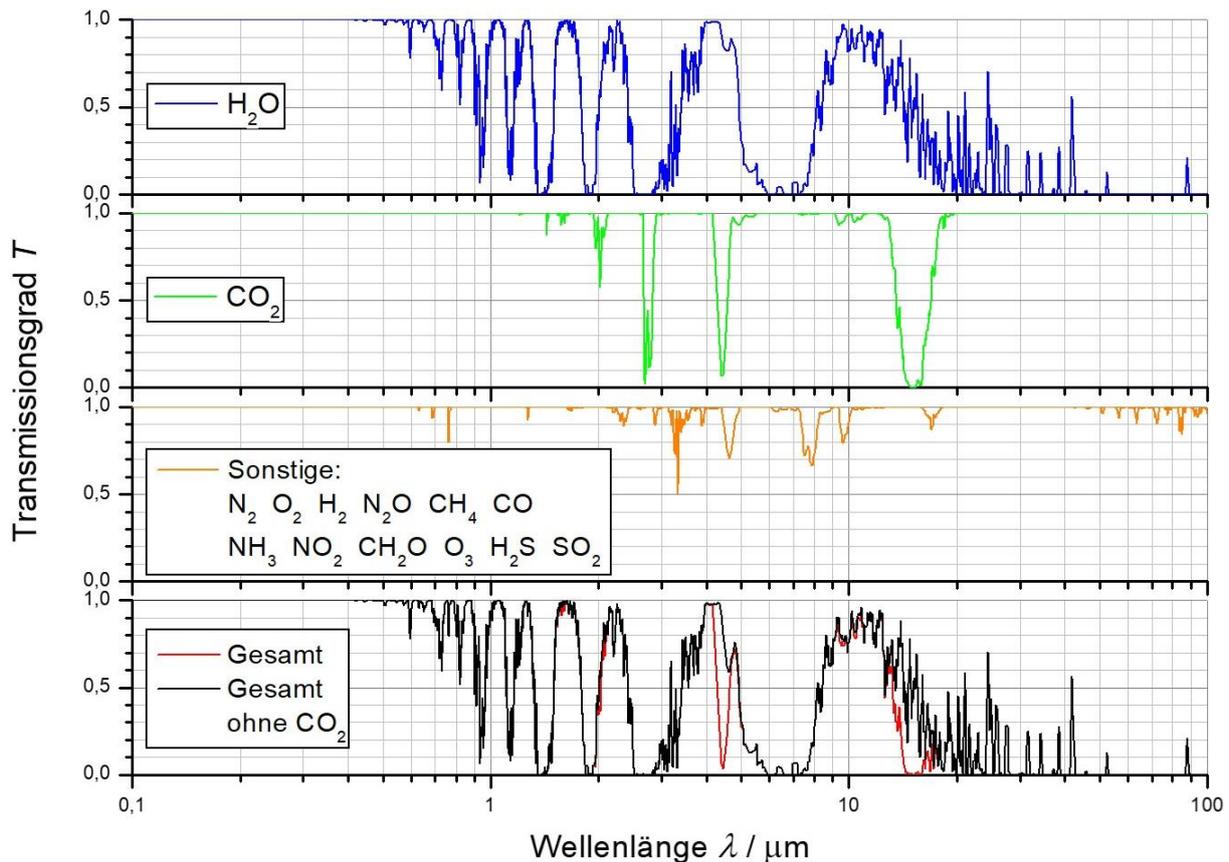
Oberflächentemperatur der Erde eine deutliche Korrelation mit den Schwankungen der Sonnenaktivität aufweisen. Doch in den letzten Jahrzehnten ist ein Anstieg der Mitteltemperatur der Erdoberfläche zu verzeichnen, dessen Ausmaß nicht durch den Anstieg der Sonnenaktivität erklärt werden kann [7].



**Abb. 1.1:** Gegenüberstellung der durch die Sonne hervorgerufenen spektralen Bestrahlungsstärke außerhalb der Erdatmosphäre (schwarz) und nach dem Durchlaufen der Atmosphäre unter einem Zenitwinkel von  $48,2^\circ$  auf der Erdoberfläche [8] (orange) mit der eines schwarzen Strahlers mit der Temperatur der Sonnenoberfläche 5778 K im Abstand Erde-Sonne [5][9][10] (rot) sowie der spektralen spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers mit der mittleren Oberflächentemperatur der Erde 288 K [6] (grün) und der der von der Erdoberfläche ausgehenden Wärmestrahlung, die die Atmosphäre verlässt [6][11][12][13] (blau).

Zur Untersuchung von langfristigen Änderungen in der Atmosphäre konnten aus Eisbohrkernen Daten zur Temperaturentwicklung und zur Entwicklung der Konzentration von Kohlenstoffdioxid in der Atmosphäre in den letzten 420.000 Jahren gewonnen werden [14]. Diese beiden Entwicklungen zeigen über die gesamte untersuchte Zeitspanne hinweg eine deutliche Korrelation. In der jüngsten Vergangenheit ist jedoch ein sprunghafter Anstieg der  $\text{CO}_2$ -Konzentration zu erkennen, wofür es im gesamten Beobachtungszeitraum kein zweites Beispiel gibt [5][6][11][14]. Dieser Konzentrationsanstieg und die damit einhergehende Temperaturerhöhung lassen sich nur durch die im Zuge der Industrialisierung stark gestiegenen Treibhausgas-Emissionen – insbesondere die Emissionen von  $\text{CO}_2$  durch die Verfeuerung fossiler Energieträger – erklären. Diese Beobachtungen stellen einen nur schwer zu entkräftenden Beleg für den anthropogenen Treibhauseffekt dar.

Aus Abb. 1.2 wird deutlich, weshalb Kohlenstoffdioxid im Hinblick auf den anthropogenen Treibhauseffekt von besonderer Bedeutung ist. Hier sind die Transmissionsspektren der größten infrarot-aktiven Fraktionen des Gasgemisches der Erdatmosphäre dargestellt. Wie sich zeigt, weist Wasserdampf zwar den insgesamt stärksten Einfluss auf die atmosphärische Absorption auf, jedoch ist der Anteil an Wasserdampf in der Atmosphäre zum größten Teil auf natürliche Prozesse – z. B. Verdunstung aus Ozeanen – zurückzuführen und dessen Wirkung damit vor allem dem natürlichen Treibhauseffekt zuzuordnen [6].



**Abb. 1.2:** Spektraler Transmissionsgrad der wesentlichen infrarot-aktiven Bestandteile der Erdatmosphäre, jeweils unter Berücksichtigung des in der Atmosphäre vorliegenden Partialdrucks und der Schichtdicke im Wellenlängenbereich von 100 nm bis 100  $\mu\text{m}$ . Die Spektren von Wasserdampf (blau, oben) und Kohlenstoffdioxid (grün, 2. von oben) sind einzeln dargestellt, die Absorptionsbanden der übrigen Gase sind in einem weiteren Spektrum kombiniert (braun, 3. von oben). Unten wird dem Transmissionsspektrum der Atmosphäre insgesamt (rot) das Spektrum derselben Zusammensetzung, jedoch ohne Kohlenstoffdioxid (schwarz), gegenüber gestellt [6][11][13].

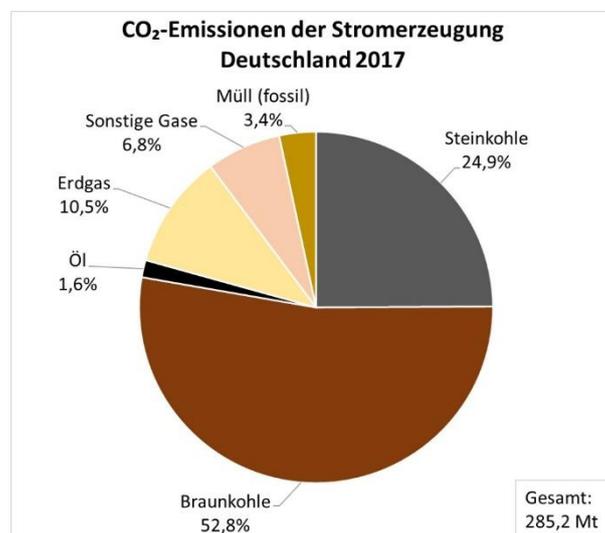
Im Spektrum von Kohlenstoffdioxid können zwei deutliche Absorptionsbanden in den Bereichen zwischen den Banden von Wasserdampf beobachtet werden. Diese beiden Absorptionsbanden sind bereits jetzt sehr stark ausgeprägt. Allerdings sind sie noch nicht in voller Breite gesättigt. Steigt der Anteil von Kohlenstoffdioxid in der Atmosphäre, werden diese Banden somit noch stärker ausgeprägt und die Atmosphäre absorbiert in den betreffenden Spektralbereichen einen größeren Anteil der Strahlung. Das bedeutet, dass der vom Menschen verursachte Anstieg des Kohlenstoffdioxid-Anteils in der Atmosphäre direkt zu einer Erwärmung der Atmosphäre führt.

Die auf diesen Beobachtungen basierenden Simulationen und Beispielrechnungen hinsichtlich der weiteren Entwicklung dieser Prozesse zeigen, dass es dringend nötig ist, weltweit den Ausstoß von Treibhausgasen drastisch zu reduzieren. Ansonsten drohen katastrophale Folgen der globalen Erwärmung wie der Anstieg des Meeresspiegels, die Zunahme von Extremwittersituationen sowie die zu erwartende Verstärkung und die zu befürchtende Unumkehrbarkeit dieser Prozesse in Folge des Rückgangs großer, bisher dauerhafter Eisflächen [15][16].

Die große Mehrheit der Staaten weltweit hat sich daher mit der Ratifizierung des 1997 beschlossenen Kyoto-Protokolls erstmals zur Notwendigkeit der Reduktion der Emission von Treibhausgasen bekannt und sich dazu verpflichtet, diese bis 2012 um mindestens 5 % gegenüber dem Stand von 1990 zu reduzieren [17]. Mit dem Übereinkommen von Paris aus dem Jahr

2015, welches die Nachfolge des Kyoto-Protokolls antritt und dieses erweitert, setzen es sich die Nationen zum Ziel, den weltweiten Temperaturanstieg in Folge des anthropogenen Treibhauseffektes auf 2 K bzw. möglichst auf 1,5 K gegenüber der vorindustriellen Zeit zu begrenzen [18]. Die Bundesregierung hat mit dem Klimaschutzplan 2050 ein Konzept zur Umsetzung der internationalen Beschlüsse und der daraus hervorgehenden Verpflichtungen Deutschlands verfasst. Darin wird als langfristiges Ziel die Klimaneutralität Deutschlands und auf dem Weg dorthin als Etappenziel für das Jahr 2030 definiert, die Treibhausgas-Emissionen Deutschlands insgesamt um 55 % gegenüber dem Stand von 1990 zu reduzieren. Im Energiesektor, welcher den emissionsstärksten Einzelbereich darstellt, soll der Ausstoß sogar um 61 % reduziert werden [19].

Abb. 1.3 stellt die Anteile der einzelnen fossilen Energieträger am gesamten Kohlenstoffdioxid-Ausstoß im Rahmen der Stromerzeugung in Deutschland grafisch dar. Daran wird deutlich, dass derzeit über 75 % der deutschen CO<sub>2</sub>-Emissionen im Energiesektor auf die Nutzung von Stein- und Braunkohle-Kraftwerke zurück gehen [20]. Daher muss im Bereich der Kohlekraftwerke auch der Hauptansatzpunkt zur Reduktion des Treibhausgas-Ausstoßes im Energiesektor liegen.



**Abb. 1.3:** Darstellung der Anteile der verschiedenen zur Stromerzeugung genutzten fossilen Energieträger am gesamten Ausstoß von Kohlenstoffdioxid in Deutschland im Energiesektor im Jahr 2017 [20].

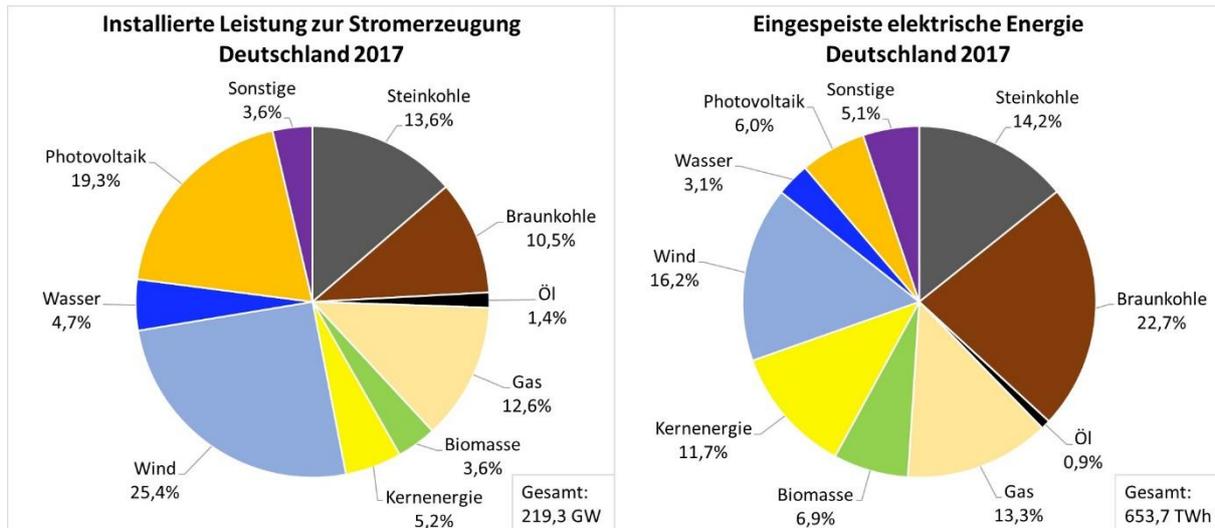
Der Klimaschutzplan der Bundesregierung sieht daher langfristig vor, Kohle nicht mehr als Energieträger zur Stromerzeugung zu nutzen. Stattdessen soll der gesamte Bedarf Deutschlands an elektrischer Energie mittels regenerativen, CO<sub>2</sub>-armen Energieträgern gedeckt werden [19]. Studien gehen davon aus, dass hinsichtlich der Nutzung dieser Energieträger ausreichend Ausbaupotential besteht, um nach dessen Ausschöpfung die zukünftig jährlich benötigte elektrische Energiemenge auf diesem Weg bereitstellen zu können [21].

In Abb. 1.4 sind die Anteile der einzelnen Energieträger zum einen an der insgesamt in Deutschland installierten Leistung zur Stromerzeugung und zum anderen an der ins Netz eingespeisten elektrischen Energie dargestellt. Es zeigt sich, dass derzeit bereits etwa die Hälfte der installierten Leistung zur Stromerzeugung in deutschen Kraftwerksanlagen den regenerativen und emissionsarmen Energieträgern Windkraft, Wasserkraft und Photovoltaik zuzuordnen ist. Allerdings zeigt sich auch, dass nur etwa ein Viertel der elektrischen Energie von diesen Energieträgern bereitgestellt wird [20].

Die Gründe für den deutlichen Unterschied zwischen den Anteilen der regenerativen Energieträger an der installierten Leistung und der ins Netz eingespeisten Energiemenge liegen in

der im Vergleich zu herkömmlichen Kraftwerken geringeren Volllaststundenzahl der regenerativ betriebenen Anlagen. Eine Photovoltaik-Anlage kann beispielsweise nur nennenswert elektrische Energie abgeben, wenn ausreichend Sonneneinstrahlung vorhanden ist. Doch das ist eben nicht durchgehend der Fall.

Zur Bewältigung der notwendigen Energiewende von fossilen hin zu regenerativen Energieträgern reicht daher ein massiver Ausbau der entsprechenden Kraftwerksanlagen allein nicht aus. Dieser muss einhergehen mit Weiterentwicklungen in den Bereichen Sektorkopplung und intelligente Netze sowie vor allem dem Ausbau von Energiespeicher-Anlagen sowohl für den Ausgleich kurzfristiger Schwankungen als auch für den jahreszeitlichen Ausgleich zwischen Erzeugern und Verbrauchern in der Stromversorgung.



**Abb. 1.4:** Darstellung der Anteile der verschiedenen zur Stromerzeugung genutzten Energieträger an der gesamten installierten Leistung zur Stromerzeugung (links) und der gesamten tatsächlich ins Netz eingespeisten elektrischen Energiemenge (rechts) in Deutschland im Jahr 2017 [20].

Entsprechende Energiespeicher-Technologien stehen bereits zur Verfügung und werden weiterhin optimiert. Großtechnische Speicheranlagen zum kommerziellen Betrieb müssen allerdings noch deutlich ausgebaut werden, um das volle in Deutschland vorhandene Speicherpotential auszuschöpfen und den künftigen Bedarf an Speicherkapazität zu decken [21]. Daher wird es vermutlich noch mehrere Jahrzehnte dauern, bis eine vollständige Deckung des Strombedarfs Deutschlands allein durch regenerative, kohlenstoffdioxidarme Energieträger verwirklicht werden kann. Für eine entsprechende Zeitspanne sind daher brauchbare und tragfähige Übergangslösungen nötig.

Wie aus Abb. 1.4 hervor geht, werden derzeit noch große Teile der benötigten Strommenge in Deutschland durch Kohle- und Kernkraftwerke bereitgestellt. Wie seit 2011 gesetzlich festgelegt ist, wird Ende 2022 auch die Betriebserlaubnis der letzten derzeit noch betriebenen Kernkraftwerke erlöschen, woraufhin diese endgültig außer Betrieb gehen werden [22][23]. Entgegen den Forderungen des Klimaschutzplanes wird daraufhin der Anteil der Strommenge aus Kohlekraftwerken voraussichtlich zunächst ansteigen. Im Hinblick auf den hohen Kohlenstoffdioxid-Ausstoß von Kohlekraftwerken kann das auf Dauer nicht sinnvoll sein. Folgerichtig sieht der Gesetzentwurf der Bundesregierung zum Ausstieg aus der Kohleverstromung vor, die Nutzung der Kohlekraftwerke ab sofort kontinuierlich zu reduzieren und sie spätestens zum Ende des Jahres 2038 vollständig stillzulegen [24]. Um dennoch die bundesweite Versorgung mit Elektrizität nicht zu gefährden und gleichzeitig nicht von Stromimporten aus dem Ausland

abhängig zu sein, muss somit während der Übergangszeit möglichst frühzeitig auf eine andere Methode zur Stromversorgung gesetzt werden.

Die verstärkte Nutzung von durch Gasturbinen getriebenen Kraftwerken ist die naheliegende Alternative für diese Übergangsphase nach Wegfall der Kernkraftwerke und zunehmender Reduktion der Kohleverstromung. Gasturbinen weisen mehrere Vorteile gegenüber anderen fossil gefeuerten Kraftwerken auf. Die derzeit als Energieträger genutzten Gase – vor allem Erdgas – bestehen zum großen Teil aus Methan ( $\text{CH}_4$ ). Bei dessen Verbrennung entsteht neben Kohlenstoffdioxid zum größeren Teil Wasser. Dadurch emittieren Gaskraftwerke je ins Netz eingespeister Kilowattstunde elektrischer Energie nur die Hälfte der Menge an  $\text{CO}_2$ , die von Kohlekraftwerken bei der Abgabe der gleichen Energiemenge freigesetzt wird [25]. Weiterhin ermöglichen Gasturbinen sehr hohe Wirkungsgrade. Durch die Möglichkeit, mit den Abgasen der eigentlichen Gasturbine eine Dampfturbine zu betreiben, werden im Gas- und Dampf-Betrieb (GuD) derzeit Wirkungsgrade der Gesamtanlage von über 60 % erreicht. Wird die Abwärme der Dampfturbine schließlich noch einem Fernwärmenetz zugeführt, sind Gesamtenergienutzungsgrade von 85 % möglich [26][27]. Zudem weisen Gasturbinen sehr kurze Anlaufzeiten auf [26]. Sie bieten somit die Möglichkeit, ihre Leistung schnell und flexibel dem Bedarf anzupassen und dadurch Lastspitzen im Gesamtnetz abzufangen. Diese Fähigkeit ist bei der Nutzung gemeinsam mit großskaligen Photovoltaik- und Windkraftanlagen von besonderer Bedeutung, da Schwankungen in der Sonneneinstrahlung und Windböen oft mit nur sehr kurzem Vorlauf vorhergesagt werden können und daher eine schnelle Kompensation im Gesamtnetz erfordern.

Obwohl Gasturbinen bereits jetzt viele Vorteile gegenüber anderen Typen von fossil gefeuerten Kraftwerken bieten, ist das Potential dieser Technik noch nicht voll ausgeschöpft. Zwei der weltweit größten Hersteller von Gasturbinen – Siemens bzw. seit April 2020 Siemens Energy und General Electric – liefern sich seit einigen Jahren in Zuge der Weiterentwicklung ihrer Produkte ein Kopf-an-Kopf-Rennen um den Weltrekord für den höchsten Wirkungsgrad einer Gasturbine. Mit der Inbetriebnahme von Block 4 im Gaskraftwerk Irsching gelang es Siemens 2011 als weltweit erstem Gasturbinen-Hersteller, eine Anlage mit einem Wirkungsgrad von über 60 % im GuD-Betrieb zu installieren [28]. Im Jahr 2016 nahm Siemens in Düsseldorf ein Gaskraftwerk in Betrieb, das mit einem Wirkungsgrad von 61,5 % im GuD-Betrieb einen neuen Weltrekord aufstellte [27]. 2018 wurde dieser durch ein von General Electric in Japan errichtetes Kraftwerk mit einem Wert von 63,08 % übertroffen, woraufhin das Kraftwerk einen entsprechenden Eintrag im Guinness-Buch der Rekorde erhielt [29][30]. Siemens errichtet derzeit in Großbritannien ein Kraftwerk auf Basis seiner neusten Gasturbinen-Generation, welches diesen Wert wiederum einstellen soll [31][32]. Beide Konzerne haben bereits angekündigt, jeweils bei der Weiterentwicklung ihrer Produkte als nächste Stufe Wirkungsgrade im Bereich von 65 % erreichen zu wollen [33][34]. Daran wird deutlich, dass die Entwicklung der Turbinen-Technik noch immer mit Hochdruck vorangetrieben wird.

Neben allgemeinen Optimierungen in allen Details des Gesamtsystems ist zur weiteren Erhöhung des Wirkungsgrades einer Gasturbine aus thermodynamischer Sicht vor allem die Erhöhung der Heißgastemperatur erforderlich [35][36]. Bei der Erhöhung dieser Temperatur sind allerdings stets die Materialparameter der Bauteile der Turbine zu berücksichtigen, die dem Heißgas im Betrieb ausgesetzt sind. Denn wird die thermische Belastbarkeit der Materialien überschritten, droht die Beschädigung bzw. Zerstörung der Turbine. Zur weiteren Steigerung des Wirkungsgrades der Turbine durch die Erhöhung der Temperatur des Arbeitsmediums ist somit einerseits die werkstoffwissenschaftliche Weiterentwicklung der zur Herstellung der Turbinenkomponenten verwendeten Materialien hin zur verbesserten Widerstandsfähigkeit gegen höhere Temperaturen und die Einführung und Optimierung von Schutzmechanismen der Bauteile notwendig, z. B. durch die Aufbringung zusätzlicher Wärmedämmschichten oder den Einsatz innengekühlter Bauteile [26]. Andererseits ist die genaue Kenntnis der Oberflächentemperaturen der einzelnen Turbinenkomponenten – insbesondere der rotierenden Turbinenschaufeln

– und der Temperatur des Heißgases am Turbineneintritt während des Betriebs der Turbine erforderlich. Dies erlaubt die optimale Wahl der Betriebsparameter, zur Realisierung möglichst hoher Heißgastemperaturen, die nur knapp unterhalb der thermischen Belastbarkeit der Materialien liegen. Darüber hinaus ermöglichen In-situ-Messungen der genannten Temperaturen eine ständige Steuerung und Regelung zur Einhaltung der optimalen Temperaturen während des laufenden Betriebs.

Die bisher vorhandene Temperaturmesstechnik kann im Zusammenhang mit aktuellen Gasturbinen allerdings nur mit großen Einschränkungen verwendet werden. Deshalb können bislang nur unzureichende Daten bzgl. der Temperaturen im Turbinen-Betrieb erhoben werden. Zur Temperaturmessung im Inneren von Gasturbinen werden bisher vor allem Thermoelemente eingesetzt. Diese können jedoch den Bedingungen im Bereich des Turbineneinlasses nicht ausreichend lange widerstehen, sodass die Gastemperatur dort bisher nicht gemessen werden konnte. Weiterhin problematisch ist die Temperaturmessung mittels Thermoelementen an rotierenden Systemen wie den Turbinenschaufeln. Zur Messung der Oberflächentemperaturen an den Turbinenschaufeln konnten bei früheren Generationen von Gasturbinen auch Strahlungsthermometer eingesetzt werden. Strahlungsthermometer bieten den Vorteil, dass sie eine berührungslose Messung der Temperatur einer Oberfläche erlauben, was auch den Einsatz bei sich bewegenden Gegenständen wie den rotierenden Turbinenschaufeln ermöglicht. Die Turbinenschaufeln heutiger Gasturbinen sind jedoch mit einer keramischen Wärmedämmbeschichtung versehen, die in dem Wellenlängenbereich um  $1\ \mu\text{m}$ , der sich für Strahlungsthermetrie an Turbinenschaufeln am besten eignet, teiltransparent ist und somit eine verlässliche Temperaturmessung auf diesem Weg verhindert [26][37].

Die Entwicklung einer neuen Klasse von Strahlungsthermometern, die auf den Einsatz in Gasturbinen der neueren Generation abgestimmt ist, soll helfen, die Lücke in den Temperaturmessdaten während des Betriebs der Turbinen zu schließen. Die neuen Strahlungsthermometer sollen dazu in einem deutlich langwelligeren Abschnitt des Infrarot-Bereiches arbeiten, wo die Eigenschaften der Beschichtungen der Turbinenschaufeln eine Temperaturmessung durch Strahlungsthermometer erlauben [26][38]. Im betreffenden Wellenlängenbereich bei etwa  $10\ \mu\text{m}$  weist das Brenngasgemisch in Gasturbinen allerdings starke Absorptionsbanden auf, welche einer Temperaturmessung mittels Strahlungsthermometern entgegenstehen. Zwar sind die Positionen der Absorptionsbanden der in diesem Zusammenhang bedeutendsten Brenngasbestandteile, Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf, aus der Literatur seit vielen Jahren hinreichend bekannt, z. B. [39][40][41][42][43], sodass ohne weiteres ein Wellenlängenbereich zwischen zwei Banden ermittelt werden kann. Nicht ausreichend experimentell überprüft ist jedoch bislang das Verhalten der Absorptionsbanden bei hohen Temperaturen und Drücken und damit einhergehend die Frage, ob ein bei Raumtemperatur bestehendes Messfenster auch unter Turbinen-Bedingungen noch nutzbar ist. Um einen Wellenlängenbereich für eine berührungslose Temperaturmessung unter Verwendung von Strahlungsthermometern zu wählen, in dem keine Beeinflussung des Messsignals durch Absorption im Brenngas stattfindet, ist dieses Wissen allerdings erforderlich.

An dieser Stelle setzt nun die vorliegende Arbeit an. Nach einem Überblick über die für diese Arbeit relevanten physikalischen Grundlagen, den Aufbau und die Funktionsweise von Gasturbinen sowie über die verwendete Messtechnik, widmet sich der erste experimentelle Abschnitt dieser Arbeit der Untersuchung des Verhaltens der Absorptionsbanden der im Brenngasgemisch von Gasturbinen enthaltenen infrarotaktiven Gase Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf im Wellenlängenbereich um  $10\ \mu\text{m}$  bei hohen Temperaturen und Drücken. Dabei ist es das Ziel, ein adäquates Messfenster für die zuvor beschriebene Methode zur berührungslosen Temperaturmessung an beschichteten Turbinenschaufeln unter Heißgas-Einfluss zu identifizieren. Weiterhin werden erste Messungen eines mithilfe des ermittelten Messfensters entwickelten Strahlungsthermometers diskutiert.

In den weiteren Abschnitten werden zwei verschiedene Ansätze zur berührungslosen Messung der Temperatur des Brenngases selbst beschrieben. Wie oben schon angedeutet wurde, erlauben die bisher verfügbaren Messmethoden derzeit keine direkte Messung der Heißgas-Temperatur im Bereich des Turbineneintritts, welche jedoch von großer Bedeutung für die Prozesssteuerung ist. Der erste vorgestellte Ansatz dazu setzt ebenfalls auf den Einsatz von Strahlungsthermometern zur Temperaturmessung. Hierbei soll die Temperaturabhängigkeit des Transmissionsgrades im Randbereich von Absorptionsbanden genutzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden hierfür nutzbare Wellenlängenbereiche identifiziert und bewertet. Hierzu werden hochaufgelöste experimentelle Transmissionspektren ermittelt. Der zweite Ansatz zur berührungslosen Gastemperaturmessung, der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wird, basiert auf der Änderung der Wellenlängenposition des Absorptionsmaximums einer Bande in Abhängigkeit von der Gastemperatur. Aus der Beobachtung einzelner Absorptionsbanden mit hoher spektraler Auflösung mittels eines Spektrometers soll hierbei auf die Gastemperatur geschlossen werden. Hierzu werden anhand von hochauflösenden Transmissionspektren günstige Wellenlängenbereiche identifiziert und deren Nutzbarkeit für die geplante Messmethode untersucht.

Die vorliegende Arbeit wurde am Bayerischen Zentrum für Angewandte Energieforschung e.V. (ZAE Bayern) in Würzburg erstellt. Die hier vorgestellten Transmissionspektren wurden im Infraroptik-Labor der Arbeitsgruppe Angewandte Infrarot-Metrologie des ZAE Bayern mittels der dort betriebenen Fourier-Transformations-Infrarot-Spektrometer bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dort zur Handhabung der Gasproben während der Messvorgänge eine Hochtemperatur-Hochdruck-Gasmesszelle entwickelt und installiert. Bei der Vorstellung der Messapparatur wird daher auf diese Zelle besonderes Augenmerk gelegt.

## 2 Physikalische und technische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wechselwirkung von Infrarotstrahlung mit Gasen sowie anschließend die Funktionsprinzipien von Gasturbinen erläutert.

### 2.1 Strahlungstheorie

Die Energie eines Strahlungsquants ist definiert als das Produkt aus dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der Frequenz  $\nu$  der Strahlung [44][45][46].

$$E_q = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c_0}{\lambda} = h \cdot c_0 \cdot \bar{\nu}. \quad \text{Gl. 2.1}$$

Darin ist  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $\lambda$  die Wellenlänge und  $\bar{\nu}$  die Wellenzahl der Strahlung. Für die Lichtgeschwindigkeit gilt [46]

$$c_0 = \lambda \cdot \nu \quad \text{Gl. 2.2}$$

und für die Wellenzahl [46]

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}. \quad \text{Gl. 2.3}$$

#### 2.1.1 Strahldichte

Bei einem großen Teil der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen werden die infrarot-optischen Eigenschaften von Gasgemischen und Oberflächen unter Verwendung von Spektrometern bestimmt. Die wesentliche Messgröße, die dabei von diesen Geräten erfasst wird, ist die Strahldichte der Strahlung, die durch die zu untersuchenden Gase transmittiert oder von ihnen emittiert wird.

Die spektrale gerichtete Strahldichte  $L_{\Omega\lambda}$  ist der vom Flächenelement  $dA$  – bzw. dem senkrecht zur Ausbreitungsrichtung projizierten Flächenelement  $dA_p$  – bei der Temperatur  $T$  im Wellenlängenintervall  $d\lambda$  ausgehende Strahlungsfluss  $d\Phi$ , der in das Raumwinkelement  $d\Omega$  abgestrahlt wird [47][48][49][50][51][52]. Für  $L_{\Omega\lambda}$  gilt

$$L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) = \frac{d^3\Phi(\lambda, \theta, \phi, T)}{dA_p \cdot d\lambda \cdot d\Omega}. \quad \text{Gl. 2.4}$$

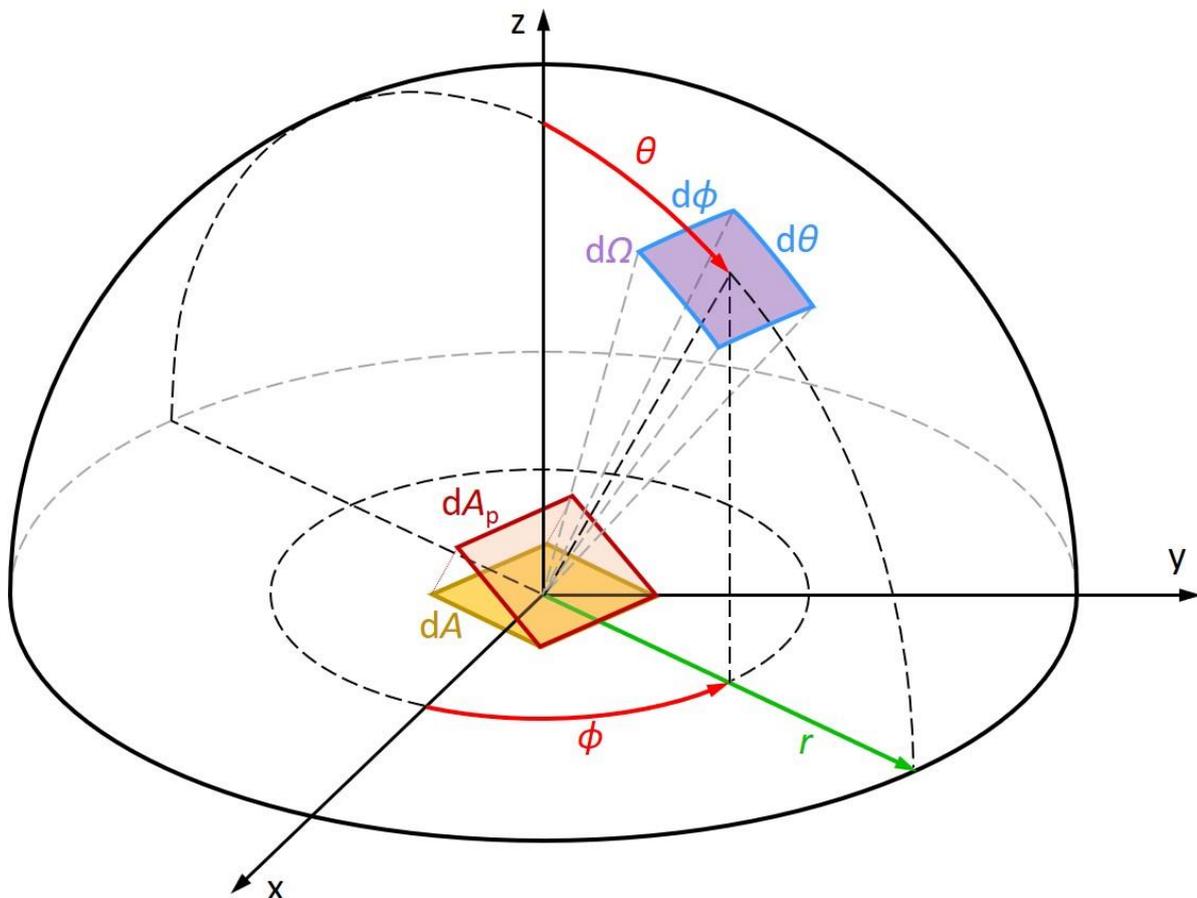
Hierbei steht  $\theta$  für den Polarwinkel und  $\phi$  für den Azimutwinkel des Raumwinkelementes  $d\Omega$  bzgl. des Flächenelementes  $dA$  (vgl. Abb. 2.1). Bei der Strahldichte sowie der nachfolgend behandelten spezifischen Ausstrahlung und der Bestrahlungsstärke werden die spektralen Größen

mit einem  $\lambda$  im Index gekennzeichnet, während die gerichteten Größen mit  $\Omega$  gekennzeichnet werden [51]. Die Einheit der spektralen gerichteten Strahldichte ist  $W/(m^2 \cdot \mu m \cdot sr)$ . Für das Raumwinkelelement  $d\Omega$  gilt dabei

$$d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad \text{Gl. 2.5}$$

und für das projizierte Flächenelement  $dA_p$  gilt

$$dA_p = \cos \theta \cdot dA . \quad \text{Gl. 2.6}$$



**Abb. 2.1:** Darstellung der Zusammenhänge zwischen den geometrischen Größen in diesem Abschnitt.

Durch Integration über alle Wellenlängen, folgt aus Gl. 2.4 die gerichtete Gesamtstrahldichte  $L_\Omega$  [51].

$$L_\Omega(\theta, \phi, T) = \int_0^\infty L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) \cdot d\lambda . \quad \text{Gl. 2.7}$$

Die spektrale hemisphärische Strahldichte  $L_\lambda$  folgt dagegen aus der Integration von Gl. 2.4 über den gesamten Halbraum [51].

$$L_\lambda(\lambda, T) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi . \quad \text{Gl. 2.8}$$

Wird Gl. 2.4 sowohl über alle Wellenlängen als auch über den gesamten Halbraum integriert, ergibt sich die hemisphärische Gesamtstrahlendichte  $L$  [51].

$$L(T) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) \cdot d\lambda \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi . \quad \text{Gl. 2.9}$$

### 2.1.2 Spezifische Ausstrahlung

Die spezifische Ausstrahlung  $M$  ist der von einem Flächenelement  $dA$  in den Halbraum abgegebene Strahlungsfluss  $d\Phi$ , bezogen auf  $dA$ . Die spektrale spezifische Ausstrahlung  $M_\lambda$  ist zudem auf das Wellenlängelement  $d\lambda$  bezogen [47][51].

$$M_\lambda(\lambda, T) = \frac{d^2\Phi(\lambda, \theta, \phi, T)}{dA \cdot d\lambda} . \quad \text{Gl. 2.10}$$

Die spektrale spezifische Ausstrahlung kann zudem durch Integration über den Halbraum aus der spektralen gerichteten Strahlendichte multipliziert mit dem Kosinus des Winkels zwischen  $dA$  und  $dA_p$  berechnet werden [47].

$$M_\lambda(\lambda, T) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi . \quad \text{Gl. 2.11}$$

### 2.1.3 Bestrahlungsstärke

Die Bestrahlungsstärke  $E$  ist das Verhältnis des auf das Flächenelement  $dA_{\text{bestrahlt}}$  einfallenden Strahlungsflusses  $d\Phi$  und  $dA_{\text{bestrahlt}}$ . Die spektrale Bestrahlungsstärke  $E_\lambda$  ist weiterhin auf das Wellenlängelement  $d\lambda$  bezogen [47][51].

$$E_\lambda(\lambda, T) = \frac{d^2\Phi(\lambda, \theta, \phi, T)}{dA_{\text{bestrahlt}} \cdot d\lambda} . \quad \text{Gl. 2.12}$$

### 2.1.4 Plancksches Strahlungsgesetz und Schwarzer Körper

Ein schwarzer Körper ist ein idealisiertes Objekt, das jegliche einfallende Strahlung unabhängig von deren Wellenlänge und Richtung vollständig absorbiert. Er dient als Bezugsobjekt zur Charakterisierung der Eigenschaften von realen Oberflächen. Ein schwarzer Körper, der oftmals alternativ auch Schwarzkörper, schwarzer Strahler oder Planckscher Strahler genannt wird, emittiert zudem bei jeder Wellenlänge  $\lambda$  die maximale Menge an Strahlung, die bei der Temperatur  $T$  des Körpers möglich ist. Das Plancksche Strahlungsgesetz gibt die spektrale gerichtete Strahlendichteverteilung  $L_{S\Omega\lambda}$  der von einem schwarzen Körper abgegebenen Strahlung an [47][48][49][53][54].

$$L_{S\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T) = L_{S\Omega\lambda}(\lambda, T) = \frac{2 \cdot h \cdot c_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c_0}{\lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} . \quad \text{Gl. 2.13}$$

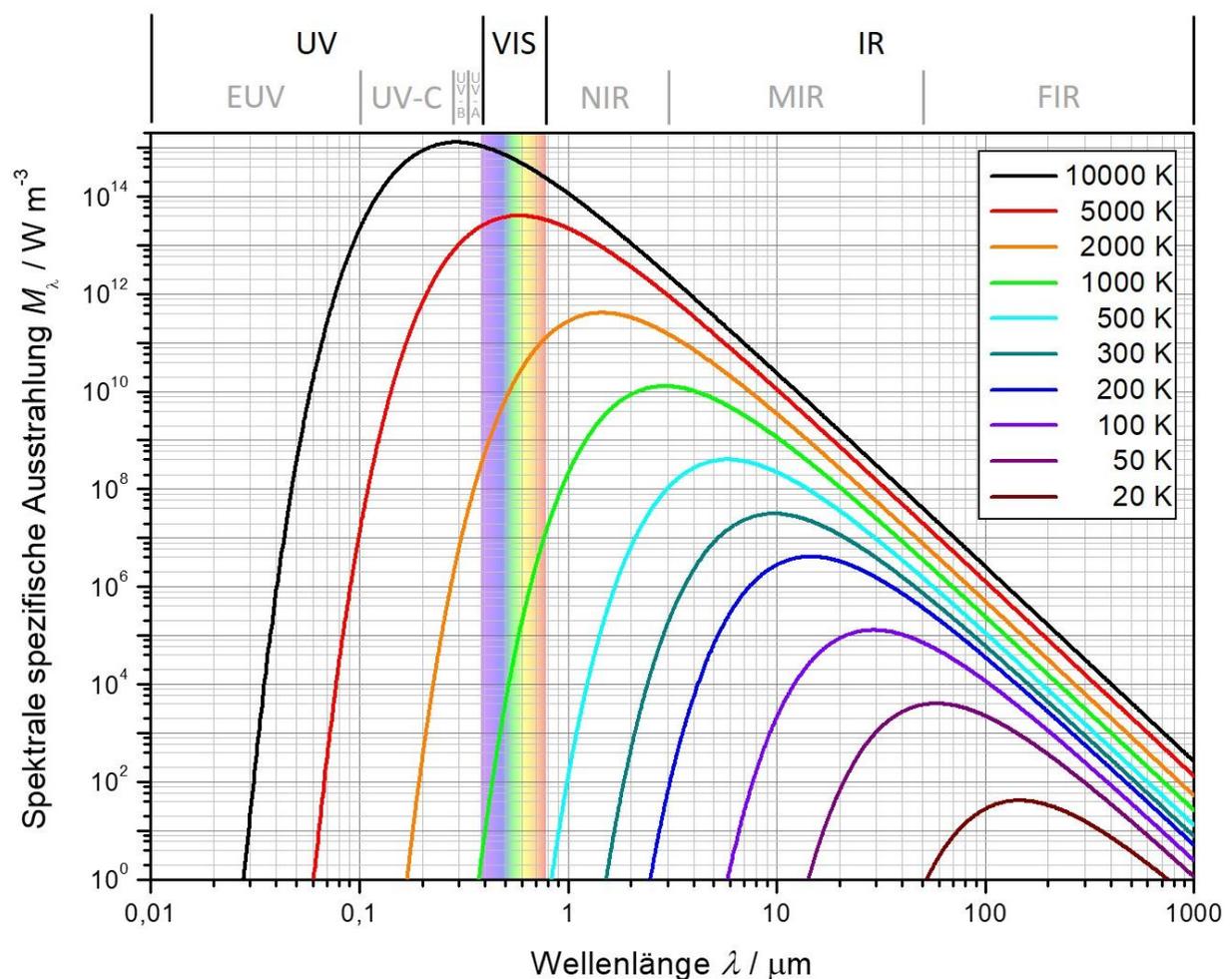
Dabei steht  $h$  für das Plancksche Wirkungsquantum,  $c_0$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $k_B$  für die Boltzmannkonstante. Größen, die sich auf einen Schwarzkörper beziehen, sind durch ein S im Index gekennzeichnet. Wie aus Gl. 2.13 hervorgeht, ist  $L_{S\Omega\lambda}$  winkelunabhängig. Die Strahlung eines schwarzen Körpers ist daher isotrop. Aus Gl. 2.11 und Gl. 2.13 folgt für die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers  $M_{S\lambda}$

$$M_{S\lambda}(\lambda, T) = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c_0}{\lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} \quad \text{Gl. 2.14}$$

Abb. 2.2 zeigt die spektrale spezifische Ausstrahlung eines Strahlers bei Temperaturen von 20 K bis 10.000 K im Wellenlängenbereich zwischen 10 nm und 1000 μm in doppellogarithmischer Darstellung. Es wird darin deutlich, dass die Wellenlängenposition  $\lambda_{\max}$  des Maximums der spezifischen Ausstrahlung im Spektrum der Strahlung eines Schwarzkörpers stark von seiner Temperatur  $T$  abhängt. Das Wiensche Verschiebungsgesetz stellt einen linearen Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen her [47][48][49][53].

$$b = \lambda_{\max} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}. \quad \text{Gl. 2.15}$$

Hierbei ist  $b$  die Wiensche Verschiebungskonstante [12].



**Abb. 2.2:** Spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen zwischen 50 K und 10.000 K im Wellenlängenbereich von 10 nm bis 1 mm in doppellogarithmischer Darstellung. Die definierten Grenzen der Spektralbereiche der Ultraviolettstrahlung (UV) mit den Unterbereichen extremes Ultraviolett (EUV), UV-A, UV-B und UV-C, des sichtbaren Lichtes (VIS) sowie der Infrarotstrahlung (IR) mit den Unterbereichen nahes Infrarot (NIR), mittleres Infrarot (MIR) und fernes Infrarot (FIR) sind markiert. Der VIS-Bereich ist weiterhin farblich hervorgehoben [47][55][56].

Wird Gl. 2.15 in Gl. 2.14 eingesetzt, ergibt sich die maximale spezifische Ausstrahlung im Schwarzkörperspektrum bei der Temperatur  $T$  zu [48][49]

$$M_{S\lambda}(\lambda_{\max}, T) = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c_0^2}{b^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c_0}{b \cdot k_B}} - 1} \cdot T^5. \quad \text{Gl. 2.16}$$

Durch Integration über alle Wellenlängen ergibt sich aus der spektralen spezifischen Ausstrahlung  $M_\lambda$  die spezifische Ausstrahlung  $M$ . Für die spektrale spezifische Ausstrahlung  $M_{S\lambda}$  eines Schwarzkörpers ergibt sich somit das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$M_S(T) = \int_0^\infty M_{S\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \sigma \cdot T^4, \quad \text{Gl. 2.17}$$

wobei  $\sigma$  für die Stefan-Boltzmann-Konstante steht [12][47][48][49][53].

$$\sigma = \frac{2 \cdot \pi^5 \cdot k_B^4}{15 \cdot c_0^2 \cdot h} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}. \quad \text{Gl. 2.18}$$

### 2.1.5 Energieerhaltung an nichtschwarzen Flächen

Oberflächen realer Körper erreichen die Eigenschaften eines Schwarzkörpers nicht. Reale Körper absorbieren einfallende Strahlung nur teilweise. Abhängig von den konkreten Eigenschaften der betreffenden Oberfläche werden weitere Teile der einfallenden Strahlung reflektiert oder durch den Körper transmittiert. Ebenso emittiert ein realer Körper weniger Strahlung als ein idealer Schwarzkörper bei gleicher Temperatur emittieren würde. Zur Charakterisierung der Oberflächeneigenschaften realer Körper werden diese mit denen eines Schwarzkörpers verglichen.

Der spektrale gerichtete Emissionsgrad  $\varepsilon_g$  ist das Verhältnis zwischen der spektralen gerichteten Strahldichte  $L_{\Omega\lambda}$  der von der zu charakterisierenden realen Oberfläche emittierten Strahlung und der spektralen gerichteten Strahldichte  $L_{S\Omega\lambda}$ , die ein schwarzer Körper bei der gleichen Temperatur emittieren würde [49]

$$\varepsilon_g(\lambda, \theta, \phi, T) = \frac{L_{\Omega\lambda}(\lambda, \theta, \phi, T)}{L_{S\Omega\lambda}(\lambda, T)}. \quad \text{Gl. 2.19}$$

Der spektrale hemisphärische Emissionsgrad  $\varepsilon_h$  ist der Quotient aus der spektralen hemisphärischen Strahldichte  $L_\lambda$  der von der zu charakterisierenden realen Oberfläche in den Halbraum ausgesendeten Strahlung und der spektralen hemisphärischen Strahldichte  $L_{S\lambda}$  eines schwarzen Strahlers gleicher Temperatur [49].

$$\varepsilon_h(\lambda, T) = \frac{L_\lambda(\lambda, T)}{L_{S\lambda}(\lambda, T)}. \quad \text{Gl. 2.20}$$

Wie aus der Definition des Schwarzkörpers und aus Gl. 2.19 bzw. Gl. 2.20 hervorgeht, gilt sowohl für den spektralen gerichteten Emissionsgrad als auch für den spektralen hemisphärischen Emissionsgrad eines Schwarzkörpers für alle Winkel und für alle Wellenlängen sowie bei jeder Temperatur immer

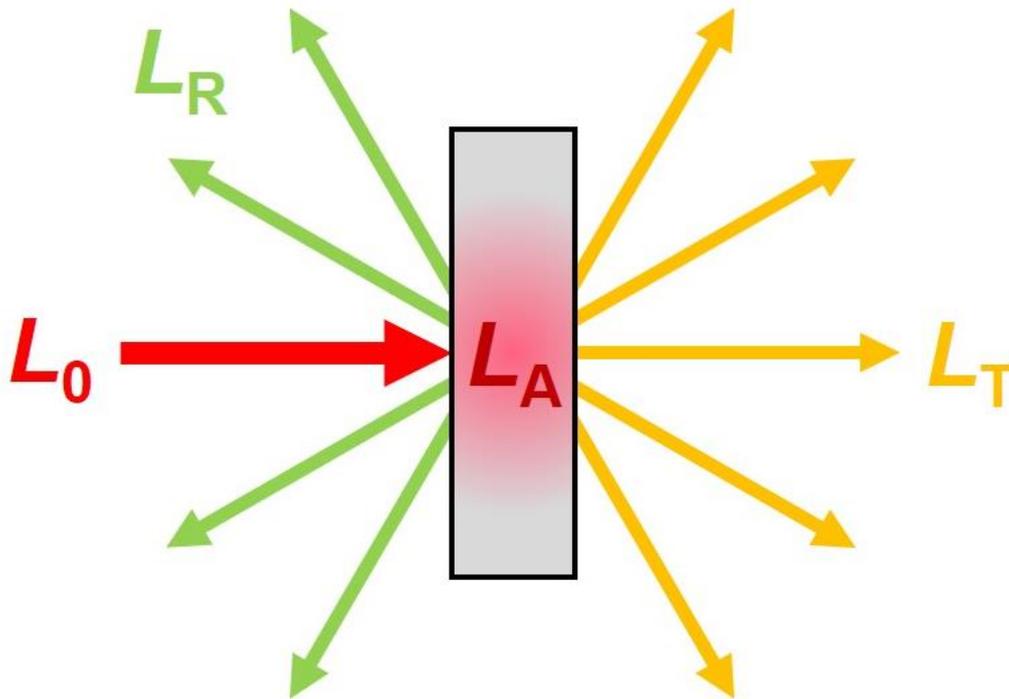
$$\varepsilon_S = 1. \quad \text{Gl. 2.21}$$

Für reale Oberflächen liegt der Emissionsgrad dagegen stets zwischen null und eins.

Fällt Strahlung mit der spektralen Strahldichte  $L_0$  auf die Oberfläche eines realen Körpers, wird ein Teil dieser Strahlung mit der spektralen Strahldichte  $L_R$  zurück in den Halbraum reflektiert, aus dem die einfallende Strahlung stammt (vgl. Abb. 2.3). Der übrige Teil der Strahlung tritt in den Körper ein. Ein Teil der in den Körper eintretenden Strahlung, der der spektralen Strahldichte  $L_A$  entspricht, wird dort absorbiert. Der nicht absorbierte Teil der in den Körper

eintretenden Strahlung wird durch den Körper transmittiert und tritt an der gegenüberliegenden Oberfläche wieder aus. Dort wird sodann Strahlung mit der spektralen Strahldichte  $L_T$  in den hinter dem durchdrungenen Körper liegenden Halbraum abgestrahlt. Da hierbei die Gesamtenergie für alle Wellenlängen erhalten sein muss, kann folgende Gleichung formuliert werden [47][53]:

$$L_0(\lambda) = L_R(\lambda) + L_A(\lambda) + L_T(\lambda) . \quad \text{Gl. 2.22}$$



**Abb. 2.3:** Energieerhaltung beim Durchgang von Strahlung durch Materie. Die Strahldichte  $L_0$  trifft die Oberfläche einer Materialprobe. Der Anteil  $L_R$  wird reflektiert, der Anteil  $L_A$  wird absorbiert und der Anteil  $L_T$  wird transmittiert.

Wird die Gleichung Gl. 2.22 auf die einfallende spektrale Strahldichte  $L_0$  normiert, resultiert daraus der folgende Zusammenhang:

$$1 = \frac{L_R(\lambda)}{L_0(\lambda)} + \frac{L_A(\lambda)}{L_0(\lambda)} + \frac{L_T(\lambda)}{L_0(\lambda)} = R_{\text{gh}}(\lambda) + \alpha_{\text{g}}(\lambda) + T_{\text{gh}}(\lambda) . \quad \text{Gl. 2.23}$$

In Gl. 2.23 steht

$$R_{\text{gh}}(\lambda) = \frac{L_R(\lambda)}{L_0(\lambda)} \quad \text{Gl. 2.24}$$

für den spektralen gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrad,

$$\alpha_{\text{g}}(\lambda) = \frac{L_A(\lambda)}{L_0(\lambda)} \quad \text{Gl. 2.25}$$

für den spektralen gerichteten Absorptionsgrad und

$$T_{\text{gh}}(\lambda) = \frac{L_T(\lambda)}{L_0(\lambda)} \quad \text{Gl. 2.26}$$

für den spektralen gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrad.

Das Kirchhoffsche Gesetz besagt, dass der spektrale gerichtete Emissionsgrad  $\varepsilon_g$  einer Oberfläche für alle Wellenlängen, Winkel und Temperaturen stets gleich dem spektralen gerichteten Absorptionsgrad  $\alpha_g$  ist [47][48][49].

$$\varepsilon_g(\lambda, \theta, \phi, T) = \alpha_g(\lambda, \theta, \phi, T) . \quad \text{Gl. 2.27}$$

Wird Gl. 2.27 in Gl. 2.23 eingesetzt, resultiert daraus folgender Zusammenhang zur Bestimmung des spektralen gerichteten Emissionsgrades  $\varepsilon_g$ :

$$\varepsilon_g(\lambda) = 1 - R_{gh}(\lambda) - T_{gh}(\lambda) . \quad \text{Gl. 2.28}$$

### 2.1.6 Reziprozitätsbeziehung

Wenn die auf einen Körper einfallende bzw. die von ihm ausfallende Strahlung eine im jeweiligen Halbraum gleichförmige spektrale gerichtete Strahldichtevertelung aufweist, gilt für den spektralen Reflexionsgrad und für den spektralen Transmissionsgrad die Reziprozitätsbeziehung. Das heißt beispielsweise im Fall der Reflexion, dass der spektrale gerichtet-hemisphärische Reflexionsgrad  $R_{gh}$ , der bei einem gerichtetem Strahlungseinfall aus einer definierten Richtung und einer Reflexion der Strahlung gleichförmig in den gesamten Halbraum beobachtet wird, gleich dem spektralen hemisphärisch-gerichteten Reflexionsgrad  $R_{hg}$  ist, der bei einem gleichförmig verteilten Strahlungseinfall aus dem gesamten Halbraum und einer Reflexion der Strahlung in eine definierte Richtung zu beobachten ist. Es gilt also [48][49]

$$R_{gh}(\lambda, \theta, \phi, T) = R_{hg}(\lambda, \theta, \phi, T) \quad \text{Gl. 2.29}$$

und

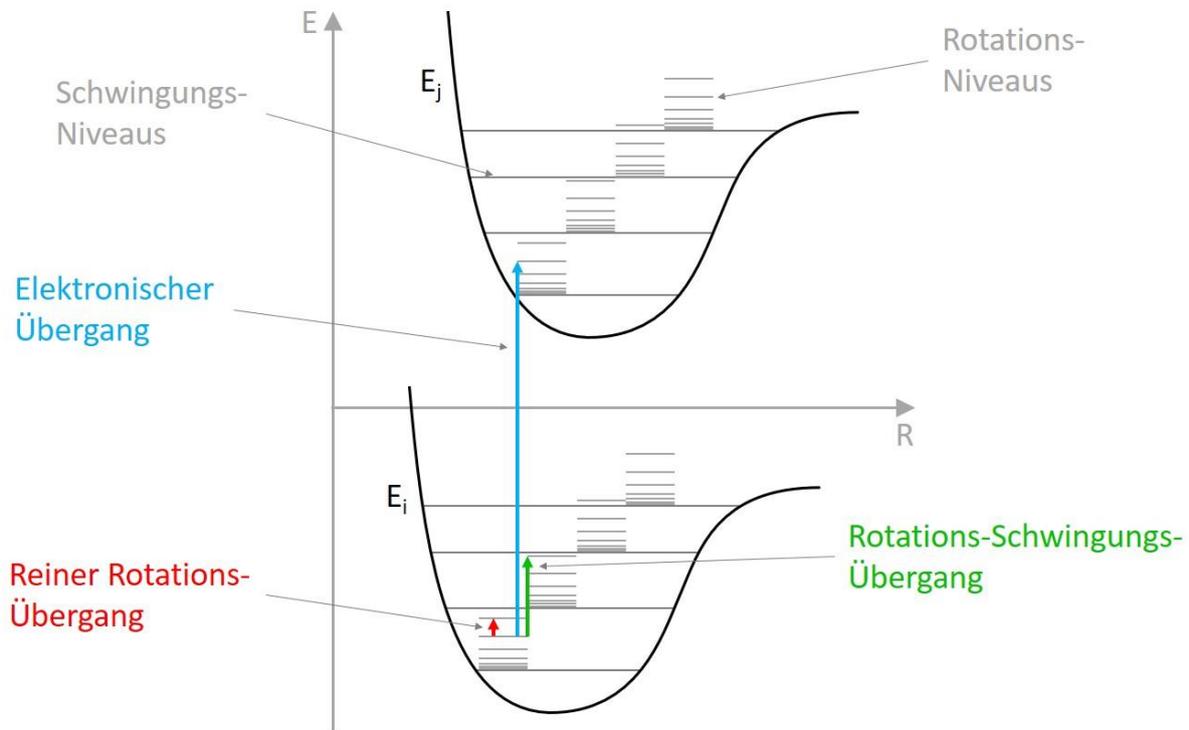
$$T_{gh}(\lambda, \theta, \phi, T) = T_{hg}(\lambda, \theta, \phi, T) . \quad \text{Gl. 2.30}$$

## 2.2 Molekülspektroskopie

Die Molekülspektroskopie untersucht die Wechselwirkungen zwischen Molekülen und elektromagnetischer Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Strahlung. Der Begriff Molekülspektroskopie umfasst dabei eine Vielzahl von verschiedenen Messverfahren, mit deren Hilfe verschiedene physikalische Phänomene innerhalb von Molekülen beobachtet werden können und die zusammengenommen einen sehr großen Teil des elektromagnetischen Spektrums abdecken. So werden z. B. im Radiobereich Kern- und Elektronenspinresonanz-Messungen durchgeführt und im Bereich der Röntgen- und Gammastrahlung werden Energieänderungen der inneren Elektronen sowie Kernprozesse beobachtet [57][58].

Die Eigenschaften der Moleküle als Ganze äußern sich dagegen vom ultravioletten Bereich bis in den Mikrowellenbereich. So können energetische Änderungen der elektronischen Zustände der Valenzelektronen im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich untersucht werden, während sich die Schwingungseigenschaften der Moleküle vor allem im nahen und mittleren Infrarotbereich und die Molekülrotation vor allem im fernen Infrarotbereich und im Mikrowellenbereich (Wellenlängenbereich ca. 1 mm bis 1 m [45][59]) vermessen lassen. Diese können zum Bereich der optischen Molekülspektroskopie zusammengefasst werden. Abb. 2.4 zeigt eine Prinzipdarstellung der energetischen Niveaustuktur der elektronischen sowie der Schwingungs- und Rotationszustände eines Moleküls. Es wird daran deutlich, dass die energetischen Abstände zwischen benachbarten Rotationsniveaus kleiner sind als die zwischen benachbarten Schwingungsniveaus, welche wiederum kleiner sind als die Abstände benachbarter

elektronischer Niveaus. Dadurch kann erklärt werden, dass sich beispielsweise elektronische Übergänge durch energiereichere und somit kurzwelligere Strahlung äußern als Rotationsübergänge [57][58][60].



**Abb. 2.4:** Schematische Darstellung der Rotations-Schwingungs-Niveaustuktur innerhalb zweier elektronischer Zustände eines Moleküls sowie der Übergänge dazwischen [58][61].

Damit ein Molekül von einem energetischen Zustand zu einem anderen übergehen kann, muss es diejenige Energiemenge aufnehmen oder abgeben, die dem energetischen Unterschied der beiden Zustände entspricht. Dies geschieht in den hier beschriebenen Fällen durch Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung. Bei einem Übergang eines Moleküls von einem niedrigen Niveau auf ein höheres wird ein Photon, dessen Energie der Energiedifferenz der beiden Niveaus entspricht, aufgenommen bzw. absorbiert. Bei einem Übergang auf ein niedrigeres Niveau wird dementsprechend ein Photon abgestrahlt bzw. emittiert [44].

Es treten Übergänge zwischen Rotationsniveaus sowohl desselben als auch von verschiedenen Schwingungsniveaus auf und zudem innerhalb eines elektronischen Zustandes und auch zwischen verschiedenen. Anhand von Abb. 2.4 lässt sich erahnen, dass somit eine sehr große Anzahl von Übergangsmöglichkeiten existiert. Welche Übergänge genau dabei beobachtet werden können, wird durch Auswahlregeln bestimmt, die in den folgenden Abschnitten näher erläutert werden. In den spektralen Ergebnissen der verschiedenen Spektroskopieverfahren können daher meist eine Vielzahl einzelner Linien beobachtet werden, die jeweils durch einen bestimmten Übergang hervorgerufen werden. Diese sind allerdings nicht gleichmäßig im Spektrum verteilt, sondern finden sich aufgrund der großen energetischen Unterschiede zwischen elektronischen (einige  $10^5$  J/Mol [57]), Schwingungs- (einige  $10^4$  J/Mol [57]) und Rotationsübergängen (einige  $10^2$  J/Mol [57]) in Liniensystemen zusammen, welche jeweils aus vielen eng beieinander liegenden Einzellinien bestehen [57][58][60].

Gegenstand dieser Arbeit sind Untersuchungen im nahen und mittleren Infrarotbereich. In diesem Spektralbereich treten ausschließlich Schwingungs- und Rotationsübergänge auf, sodass diese beiden Arten von Übergängen hier von Bedeutung sind und in den folgenden Abschnitten näher beleuchtet werden.

## 2.2.1 Molekülrotation

Zur Beschreibung der Molekülrotation wird zunächst der Ansatz des starren Rotators gewählt. Die Energie  $E_{\text{rot, Starr}}$  eines starren Rotators ist gegeben durch [58]

$$E_{\text{rot, Starr}} = \frac{1}{2} \cdot \Theta \cdot \omega^2 = \frac{|\vec{L}|^2}{2 \cdot \Theta} \quad \text{Gl. 2.31}$$

Dabei ist  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit und  $|\vec{L}|$  der Betrag des Drehimpulses. Das Trägheitsmoment  $\Theta$  kann für ein zweiatomiges Molekül, das um eine Achse rotiert, die senkrecht zur Molekülachse steht, aus dem Abstand  $r$  der beiden Atome sowie deren Massen  $m_1$  und  $m_2$  bzw. der reduzierten Masse  $m_r$  des Moleküls berechnet werden [58].

$$\Theta = m_r \cdot r^2 = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \cdot r^2 \quad \text{Gl. 2.32}$$

Unter Verwendung der Quantenbedingung [58]

$$|\vec{L}| = \hbar \cdot \sqrt{J \cdot (J + 1)} \quad \text{Gl. 2.33}$$

für den Betrag des Drehimpulses, wobei  $J$  für die Rotationsquantenzahl steht und

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \quad \text{Gl. 2.34}$$

das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum ist [62], kann Gl. 2.31 in die Lösung der Schrödinger-Gleichung für die Energie  $E_{J, \text{ Starr}}$  der Rotationsniveaus des quantenmechanischen starren Rotators umgeformt werden [58].

$$E_{J, \text{ Starr}} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot \Theta} \cdot J \cdot (J + 1) \quad \text{mit } J = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Gl. 2.35}$$

Durch Division von Gl. 2.35 durch das Plancksche Wirkungsquantum  $h$  und die Lichtgeschwindigkeit folgt für die Termwerte  $F_{J, \text{ Starr}}$  des starren Rotators [58]

$$F_{J, \text{ Starr}} = \frac{E_{J, \text{ Starr}}}{h \cdot c_0} = B \cdot J \cdot (J + 1) \quad \text{Gl. 2.36}$$

Dabei kann  $B$  als die Rotationskonstante des betrachteten Moleküls definiert werden [58].

$$B = \frac{h}{8 \cdot \pi^2 \cdot c_0 \cdot \Theta} \quad \text{Gl. 2.37}$$

Es muss jedoch weiterhin noch berücksichtigt werden, dass sich die Abstände der Atome von rotierenden Molekülen mit zunehmender Rotationsquantenzahl und somit mit steigender Rotationsenergie infolge der dadurch ebenfalls zunehmenden Zentrifugalkräfte vergrößern. Das Modell des starren Rotators muss daher zur Beschreibung der Rotation von Molekülen entsprechend erweitert werden. Die Energie  $E_J$  des nicht-starren Rotators setzt sich zusammen aus der Energie des bereits diskutierten starren Rotators sowie der Energie der elastischen Dehnung des Moleküls gegen eine Rückstellkraft mit der Federkonstanten  $k$ , wobei  $r_e$  für den Gleichgewichtsabstand der Atome steht [58].

$$E_J = \frac{|\vec{L}|^2}{2 \cdot m_r \cdot r_e^2} - \frac{1}{2} \cdot k \cdot (r - r_e)^2 \quad \text{Gl. 2.38}$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.33 und nach weiteren Umformungen folgt daraus für die quantisierte Rotationsenergie eines zweiatomigen Moleküls [58]

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_r \cdot r_e^2} \cdot J \cdot (J + 1) - \frac{\hbar^4}{2 \cdot k \cdot m_r^2 \cdot r_e^6} \cdot J^2 \cdot (J + 1)^2 \quad \text{Gl. 2.39}$$

sowie für die entsprechenden Termwerte [58]

$$F_J = \frac{E_{\text{rot}}}{h \cdot c_0} = B \cdot J \cdot (J + 1) - D \cdot J^2 \cdot (J + 1)^2. \quad \text{Gl. 2.40}$$

Dabei ist  $D$  die Dehnungskonstante des Moleküls [58].

$$D = \frac{h^3}{32 \cdot \pi^4 \cdot k \cdot c_0 \cdot \Theta^2 \cdot r_e^2}. \quad \text{Gl. 2.41}$$

Wie aus diesen Betrachtungen folgt, nimmt der energetische Abstand benachbarter Rotationsniveaus mit zunehmender Rotationsquantenzahl zwar auch beim nicht-starren Rotator zu, jedoch wächst der Abstand mit zunehmender Quantenzahl langsamer als beim starren Rotator. Die Wellenlängen der bei den Rotationsübergängen emittierten bzw. absorbierten Strahlung, die sich aus der Betrachtung des nicht-starren Rotators ergeben, sind daher mit zunehmender Rotationsquantenzahl größer. Dieses Modell deckt sich somit besser mit experimentellen Ergebnissen [58].

Für strahlende Übergänge zwischen zwei Rotationsniveaus gilt die Auswahlregel  $\Delta J = \pm 1$ . Für die Wellenlänge  $\lambda_{J \rightarrow J+1}$  der bei einem solchen Übergang emittierten oder absorbierten Strahlung gilt [58][63]

$$\lambda_{J \rightarrow J+1} = \frac{1}{F_{J+1} - F_J} = \frac{1}{2 \cdot B \cdot (J + 1) - 4 \cdot D \cdot (J + 1)^3}. \quad \text{Gl. 2.42}$$

Ob ein Molekül mit externen Strahlungsfeldern wechselwirken kann, hängt von dessen Dipoleigenschaften ab. Nur Moleküle, die ein permanentes Dipolmoment besitzen, können durch Interaktion mit elektromagnetischer Strahlung zur Rotation angeregt werden bzw. unter Emission von Strahlung höhere Rotationsniveaus verlassen. Homonukleare zweiatomige Moleküle besitzen aufgrund ihrer stets symmetrischen Ladungsverteilung grundsätzlich kein permanentes Dipolmoment und weisen daher kein Rotationsspektrum auf [44][57][58].

Einige Moleküle besitzen zwar kein permanentes Dipolmoment, haben jedoch die Eigenschaft, dass bei nicht-symmetrischen Molekülschwingungen periodische Asymmetrien in der Ladungsverteilung auftreten, die zu wechselnden Dipolmomenten führen. Beispiele hierfür sind viele dreiatomige lineare symmetrische Moleküle der Form  $AB_2$ . Wegen des fehlenden permanenten Dipolmomentes zeigen diese ebenfalls kein reines Rotationsspektrum, jedoch können bei gleichzeitiger Anregung von Molekülschwingungen auch Rotationsübergänge beobachtet werden [44][57][58].

## 2.2.2 Molekülschwingung

Die Molekülschwingung eines zweiatomigen Moleküls entlang der Molekülachse wird zunächst unter Verwendung des Potentials  $V_{\text{vib,harm}}$  des harmonischen Oszillators beschrieben. Dabei ist  $k$  die Federkonstante der Rückstellkraft zwischen den beiden Atomen bei deren Auslenkung  $r$  aus dem Gleichgewichtsabstand  $r_e$  [58].

$$V_{\text{vib,harm}} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot (r - r_e)^2. \quad \text{Gl. 2.43}$$

Die Energieniveaus  $E_{\text{vib,harm}}$  des quantenmechanischen harmonischen Oszillators sind gegeben durch [58]:

$$E_{\text{vib,harm}} = \hbar \cdot \omega \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right) \quad \text{mit } \nu = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Gl. 2.44}$$

Dabei ist  $\nu$  die Schwingungsquantenzahl. Die entsprechenden Termwerte  $G_{\nu,\text{harm}}$  ergeben sich zu [58]

$$G_{\nu,\text{harm}} = \frac{E_{\text{vib,harm}}}{h \cdot c_0} = \bar{\nu}_e \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right). \quad \text{Gl. 2.45}$$

Hier steht  $\bar{\nu}_e$  für die Schwingungskonstante [58]

$$\bar{\nu}_e = \frac{\hbar \cdot \omega}{h \cdot c_0}. \quad \text{Gl. 2.46}$$

Die in Gl. 2.43 definierte Potentialkurve des harmonischen Oszillators ist parabelförmig. Die benachbarten Energieniveaus des harmonischen Oszillators haben daher unabhängig von der Schwingungsquantenzahl denselben Abstand. Jedoch ist das tatsächliche Molekülpotential anharmonisch und die Abstände der Energieniveaus nehmen mit zunehmender Quantenzahl ab. Zur genaueren Beschreibung der Molekülschwingung eines zweiatomigen Moleküls wird daher das Morse-Potential  $V_{\text{vib}}$  verwendet [58].

$$V_{\text{vib}} = D_e \cdot \left[ 1 - e^{-a \cdot (r - r_e)} \right]^2. \quad \text{Gl. 2.47}$$

Dabei ist  $D_e$  die Dissoziationsenergie und für den Faktor  $a$  gilt [58]

$$a = \omega \cdot \sqrt{\frac{m_r}{2 \cdot D_e}}. \quad \text{Gl. 2.48}$$

Für die Energieniveaus  $E_{\text{vib}}$  des anharmonischen Oszillators ergibt sich somit [58]

$$E_{\text{vib}} = \hbar \cdot \omega \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right) - x_e \cdot \hbar \cdot \omega \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right)^2, \quad \text{Gl. 2.49}$$

wobei für die Anharmonizitätskonstante  $x_e$  gilt [58]:

$$x_e = \frac{\hbar \cdot \omega}{4 \cdot D_e}. \quad \text{Gl. 2.50}$$

Die Termwerte der Schwingungsniveaus des anharmonischen Oszillators ergeben sich zu [58]

$$G_\nu = \bar{\nu}_e \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right) - x_e \cdot \bar{\nu}_e \cdot \left( \nu + \frac{1}{2} \right)^2. \quad \text{Gl. 2.51}$$

Im Gegensatz zum harmonischen Oszillator erlaubt der anharmonische Oszillator neben Übergängen zwischen benachbarten Niveaus auch Übergänge zwischen weiter auseinander liegenden Niveaus – wenn auch mit geringerer Wahrscheinlichkeit. Als Auswahlregel der Schwingungsquantenzahl für einen Schwingungsübergang gilt daher [58]

$$\Delta\nu = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots. \quad \text{Gl. 2.52}$$

Die Wellenlänge  $\lambda_{\nu \rightarrow \nu + \Delta\nu}$  der beim Übergang zwischen zwei beliebigen Schwingungsniveaus emittierten oder absorbierten Strahlung kann somit wie folgt berechnet werden [58][63]:

$$\lambda_{\nu \rightarrow \nu + \Delta\nu} = \frac{1}{G_{\nu + \Delta\nu} - G_\nu} = \frac{1}{\bar{\nu}_e \cdot \Delta\nu \cdot \left( 1 - x_e \cdot (1 + \Delta\nu \cdot (2 \cdot \nu + 1)) \right)}. \quad \text{Gl. 2.53}$$

Ebenso wie die Anregbarkeit von Molekülrotationen hängt die Anregbarkeit von Molekülschwingungen von den Dipoleigenschaften eines Moleküls ab. So können bei Molekülen mit permanentem Dipolmoment durch Interaktion mit elektromagnetischer Strahlung ebenso Molekülschwingungen angeregt werden. Bei Molekülen, die kein permanentes Dipolmoment auf-

weisen, können nur Schwingungen angeregt werden, die eine periodische asymmetrische Ladungsverteilung und somit ein periodisches Dipolmoment innerhalb des Moleküls erzeugen. [57][58][44]

Zweiatomige Moleküle können ausschließlich symmetrisch entlang ihrer Bindungsachse schwingen. Da die Ladungsverteilung von homonuklearen zweiatomigen Molekülen unabhängig von der Auslenkung stets symmetrisch ist, können bei dieser Art von Molekülen somit weder Rotationen noch Schwingungen durch Interaktion mit elektromagnetischer Strahlung angeregt werden. Bei zweiatomigen Molekülen aus unterschiedlichen Atomarten können jedoch Schwingungen der genannten Art strahlend an und abgeregt werden. [57][58][44]

Bei mehratomigen Molekülen existieren meist mehr als eine Schwingung. Die genaue Anzahl der jeweils möglichen Schwingungen hängt dabei von der Anzahl  $N$  der Atome des Moleküls ab. Jedes Atom besitzt drei Freiheitsgrade für Translationsbewegungen in den drei Raumrichtungen. Für das ganze Molekül entfallen drei Freiheitsgrade ebenfalls auf Translationsbewegungen. Drei weitere Freiheitsgrade entfallen auf Rotationen um die drei Achsen. Im Fall von linearen Molekülen sind Rotationen um die Bindungsachse ausgeschlossen. Daher entfallen hier nur zwei Freiheitsgrade auf Rotationen. Für die Anzahl  $f$  der möglichen Schwingungen eines mehratomigen Moleküls gilt somit [57][58][44]

$$f = 3 \cdot N - 6 \qquad \text{Gl. 2.54}$$

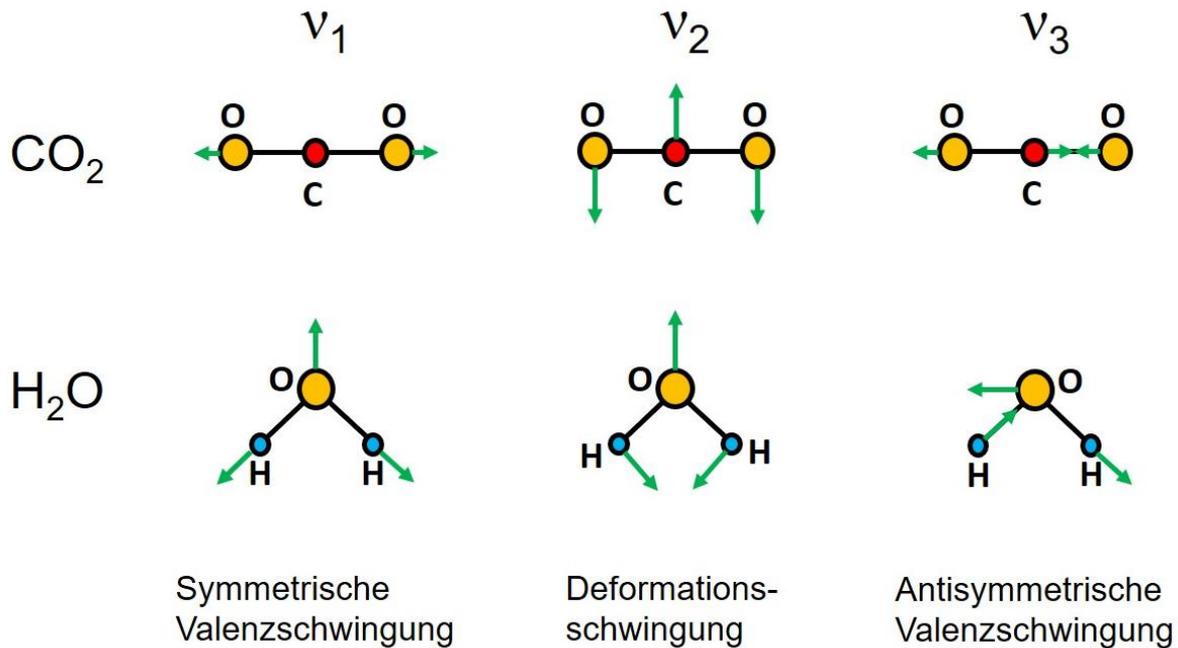
bzw. für lineare Moleküle [44][57][58]

$$f = 3 \cdot N - 5 . \qquad \text{Gl. 2.55}$$

Ob die vorhandenen Schwingungen mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirken und somit als infrarot-aktiv bezeichnet werden können, hängt allerdings von den genannten Bedingungen bzgl. des Dipolmomentes ab [44][57][58].

Die auftretenden Schwingungen können in drei Schwingungsarten eingeteilt werden. Schwingungen, bei welchen die Atome entlang der Bindungsachse ausgelenkt werden, werden als Valenzschwingung bezeichnet. Bewegen sich die äußeren Atome eines linearen dreiatomigen Moleküls dabei gegenphasig und somit symmetrisch zum Zentralatom, handelt es sich um eine symmetrische Valenzschwingung (Symbol:  $\nu_1$ ). Bewegen sie sich miteinander in Phase und damit antisymmetrisch bezüglich des Zentralatoms, wird sie dementsprechend antisymmetrische Valenzschwingung (Symbol:  $\nu_3$ ) genannt. Bei der dritten Schwingungsart findet die Auslenkung senkrecht zur Bindungsachse statt. Da sich hierbei die Bindungswinkel ändern, wird diese Art als Deformationsschwingung (Symbol:  $\nu_2$ ) bezeichnet. Diese drei Grundschwingungen können unabhängig voneinander angeregt werden und werden daher auch fundamentale Schwingungen oder Normalschwingungen genannt [44][57][58].

Die beiden im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich relevanten infrarot-aktiven Gase sind die dreiatomigen Moleküle Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf. Nach Gl. 2.54 weist das nicht lineare Molekül Wasserdampf drei mögliche Molekülschwingungen auf. Diese umfassen genau die drei genannten Normalschwingungen (vgl. Abb. 2.5). Kohlenstoffdioxid besitzt als lineares dreiatomiges Molekül nach Gl. 2.55 vier Molekülschwingungen. Dabei ist die Deformationsschwingung  $\nu_2$  zweifach vorhanden – bezogen auf Abb. 2.5 einmal in der Zeichenebene und einmal senkrecht dazu. Diese beiden Schwingungen sind energetisch identisch. Sie werden daher als entartet bezeichnet. Die beiden anderen Normalschwingungen  $\nu_1$  und  $\nu_3$  sind ebenfalls vorhanden. Jedoch ist von diesen beiden nur die antisymmetrische Valenzschwingung infrarot-aktiv. Die symmetrische Valenzschwingung besitzt aufgrund der in jedem Schwingungszustand symmetrischen Ladungsverteilung weder ein permanentes noch ein periodisches Dipolmoment und ist daher infrarot-inaktiv [44][57][58].



**Abb. 2.5:** Prinzipdarstellung der möglichen fundamentalen Schwingungen von linearen dreiatomigen Molekülen am Beispiel von Kohlenstoffdioxid (oben) und von nichtlinearen dreiatomigen Molekülen am Beispiel von Wasser (unten) [44][58][61].

### 2.2.3 Linienform

Die von Molekülen beim Übergang zwischen zwei Rotations- oder Schwingungsniveaus emittierte oder absorbierte Strahlung ist nie streng monochromatisch. Obwohl die oft verwendete Bezeichnung als Linie der durch einen bestimmten Übergang hervorgerufenen spektralen Erscheinung das Gegenteil impliziert, kann bei ausreichend hoher spektraler Auflösung stets ein gewisser Spektralbereich mit endlicher Ausdehnung beobachtet werden, in welchem sich der Übergang auswirkt [57][64][65].

Die Breite des betreffenden Spektralbereichs, die entsprechend als Linienbreite bezeichnet wird, wird von mehreren Effekten beeinflusst. Die geringste mögliche Breite einer Absorptionslinie wird als natürliche Linienbreite bezeichnet. Die natürliche Linienbreite ist eine Folge der Heisenbergschen Energieunschärfe. Ein angeregter Zustand mit der Energie  $E_i$  hat eine endliche mittlere Lebensdauer  $\tau_i$ . Nach der Energieunschärferelation [61]

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad \text{Gl. 2.56}$$

kann  $E_i$  nicht genauer als bis auf eine Unschärfe von [65]

$$\Delta E_i = \frac{\hbar}{\tau_i} \quad \text{Gl. 2.57}$$

bestimmt werden. In Folge dessen wird beim Übergang des Moleküls von dem angeregten Zustand in den Grundzustand Strahlung in einem Frequenzbereich mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta\nu$  emittiert. Dieser Frequenzbereich ist die natürliche Linienbreite [66].

$$\Delta\nu = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_i} \quad \text{Gl. 2.58}$$

Doch auch die natürliche Linienbreite kann selbst näherungsweise nur bei sehr kleinen Drücken und sehr niedrigen Gastemperaturen beobachtet werden. Nennenswerte Drücke und Temperaturen des zu untersuchenden Gases führen zu einer weiteren Erhöhung der Linienbreite.

Bei niedrigen Gesamtdrücken unterhalb von etwa 1 Pa überwiegt dabei die Dopplerverbreiterung. Die Dopplerverbreiterung ist eine Folge des Doppler-Effektes in Verbindung mit der thermischen Translationsbewegung der Moleküle im Gas. Der Doppler-Effekt bewirkt eine durch einen Beobachter wahrgenommene Frequenzverschiebung des Spektrums einer Strahlungsquelle mit einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Beobachters. Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponente aller Moleküle im Gas in Richtung des Strahlengangs folgt der Maxwell-Verteilung. Daraus resultiert eine entsprechende Verteilung der Frequenzverschiebung infolge des Doppler-Effektes. Die resultierende Linienform einer dopplerverbreiterten Absorptionslinie ist daher die einer Gauß-Funktion. Da die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle mit der Gastemperatur ansteigt, erhöht sich somit auch die Linienbreite mit steigender Temperatur [61][65][66][67].

Bei höheren Gesamtdrücken im zu untersuchenden Gas finden aufgrund der zunehmenden Teilchendichte zunehmend Stöße zwischen den Molekülen statt. Diese Stöße stören die Energieniveaus der Moleküle. Dabei wird deren Lebensdauer reduziert, wodurch sich nach Gl. 2.58 die Linienbreite erhöht. Diese Linienverbreiterung wird daher Druckverbreiterung oder Stoßverbreiterung genannt. Zudem führt die Einwirkung der Molekülstöße auf die Energieniveaus zu einer mit dem Druck zunehmenden Verschiebung der mittleren Wellenlänge der Linie. Diese Druckverschiebung wird jedoch erst bei großen Drücken messbar [57][65][68].

Wird der Partialdruck des zu untersuchenden infrarot-aktiven Gases konstant gehalten, während der Gesamtdruck erhöht wird, indem der Partialdruck einer infrarot-inaktiven Komponente des Gasgemisches erhöht wird, kommt es wie beschrieben zu einer Erhöhung der Linienbreite. Diese geht jedoch in diesem Fall einher mit einer Reduzierung der Tiefe der Linie. Wird dagegen die Konzentration des zu untersuchenden Gases konstant gehalten, bleibt bei einer Erhöhung des Gesamtdruckes die Tiefe der Einzellinie unverändert, während die Linienbreite zunimmt [67][68].

Ab einem Gesamtdruck von etwa 3 kPa überwiegt der Einfluss der Druckverbreiterung auf die Linienbreite. Als Linienform ergibt sich in diesem Druckbereich die einer Lorentz-Funktion. Im Druckbereich zwischen 1 Pa und 3 kPa ist sowohl die Doppler-Verbreiterung als auch die Druckverbreiterung von Bedeutung. Als Linienform ergibt sich hier eine Voigt-Funktion, welche eine Faltung der Gauß-Funktion und der Lorentz-Funktion darstellt. Der kleinste im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Gasdruck ist 5 kPa. Daher kann hier somit als Linienform durchweg die Lorentz-Funktion angenommen werden [67].

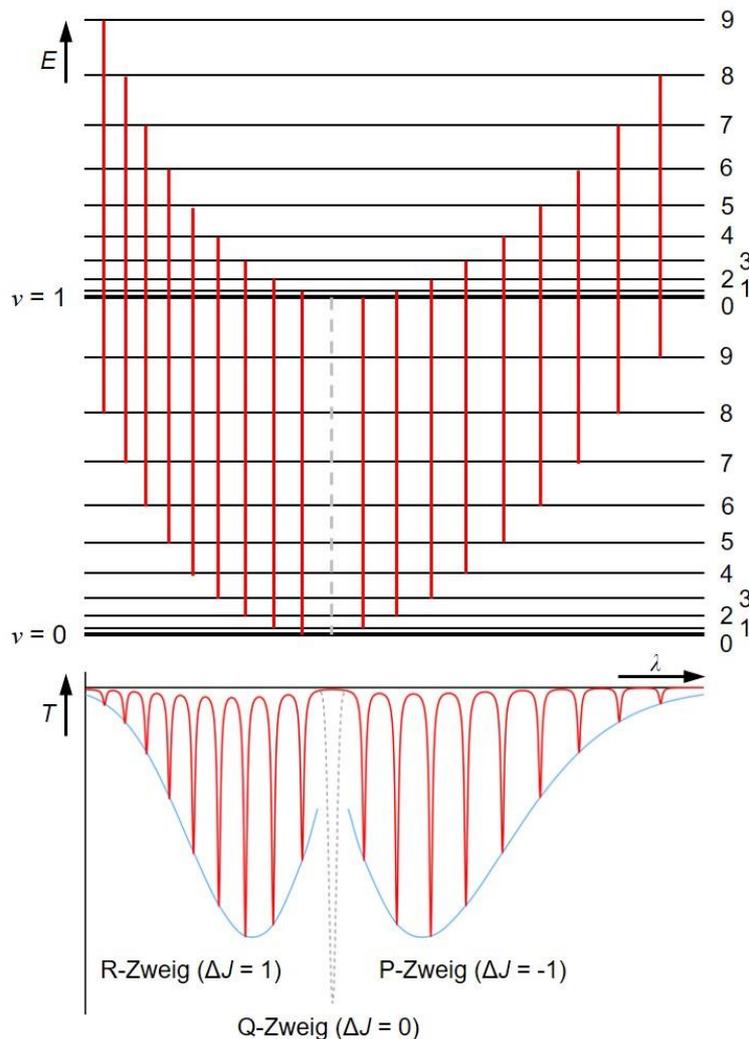
## 2.2.4 Rotations-Schwingungs-Spektrum

Wie bereits angedeutet wurde, können Moleküle gleichzeitig zu Rotationen und Schwingungen angeregt werden. Es können somit Übergänge zwischen Rotationsniveaus verschiedener Schwingungsniveaus stattfinden, soweit dies durch die genannten Auswahlregeln gestattet ist. Übergänge, bei welchen sich sowohl das Rotations- als auch das Schwingungsniveau eines Moleküls ändert, werden dementsprechend als Rotations-Schwingungs-Übergänge bezeichnet. Für die Wellenlängen der bei solchen Übergängen emittierten oder absorbierten Strahlung gilt [58][63]

$$\lambda_{v,J \rightarrow v+\Delta v, J\pm 1} = \frac{1}{(G_{v+\Delta v} + F_{J\pm 1}) - (G_v + F_J)}. \quad \text{Gl. 2.59}$$

Im Transmissionsspektrum eines Gases können daher Gruppen aus einer Vielzahl einzelner Linien beobachtet werden. Hierbei sind jeweils alle Rotations-Schwingungs-Übergänge zwischen zwei bestimmten Schwingungsniveaus gruppiert und um die Wellenlänge des jeweiligen

Schwingungsübergangs nach Gl. 2.53 angeordnet. Diese Liniengruppen werden als Banden bezeichnet. In Abb. 2.6 sind die verschiedenen Rotations-Schwingungs-Übergänge einer Bande zusammen mit dem daraus resultierenden Transmissionsspektrum schematisch dargestellt [44][58][61].



**Abb. 2.6:** Termschema einer Rotations-Schwingungs-Bande des Übergangs zwischen zwei Schwingungsniveaus zusammen mit der resultierenden Feinstruktur der Bande im Transmissionsspektrum [44][58][61].

Die bei der Anregung von Übergängen zu Rotations-Schwingungs-Niveaus mit höherer Rotationsquantenzahl ( $\Delta J = +1$ ) hervorgerufenen Absorptionslinien können bei kürzeren Wellenlängen beobachtet werden als der dem energetischen Abstand der beiden beteiligten Schwingungsniveaus entsprechenden Wellenlänge. Dieser Bereich der Absorptionsbande wird als R-Zweig bezeichnet. Übergänge zu Rotations-Schwingungs-Niveaus mit niedrigerer Rotationsquantenzahl ( $\Delta J = -1$ ) äußern sich durch Absorptionslinien mit größerer Wellenlänge als die des reinen Schwingungsübergangs. Dieser Bereich wird als P-Zweig bezeichnet. Abhängig von der Molekülsymmetrie zeigen einige Absorptionsbanden im Zentrum einen schmalen Bereich mit weiteren, meist sehr intensiven und sehr nah beieinander liegenden Linien – den Q-Zweig. Die dortigen Linien werden durch Übergänge zwischen Rotations-Schwingungs-Niveaus mit gleicher Rotationsquantenzahl ( $\Delta J = 0$ ) hervorgerufen [44][58][66][69].

Wie oben dargestellt wurde, dehnt sich ein Molekül mit zunehmender Rotationsenergie entsprechend der Beschreibung als nicht-starrer Rotator. Sind gleichzeitig mit der Rotation auch

Schwingungen des Moleküls angeregt, wird dadurch der Gleichgewichtsabstand der Atome im Molekül zusätzlich verändert. Aufgrund dessen ist der energetische Abstand der Rotationsniveaus auch vom gleichzeitig angeregten Schwingungsniveau abhängig. Der Abstand der Einzellinien in einer Rotations-Schwingungs-Bande nimmt daher in vielen Fällen mit zunehmender Rotationsquantenzahl im R-Zweig ab und im P-Zweig zu [44][58][61].

Breite und Abstand der Einzellinien in der Darstellung aus Abb. 2.6 erlauben deren klare Unterscheidung. In gemessenen Spektren wird die natürliche Linienbreite allerdings, wie im letzten Abschnitt erläutert wurde, bei zunehmendem Druck und Temperatur zusätzlich verbreitert. Innerhalb einer Absorptionsbande kann die Linienverbreiterung dazu führen, dass die einzelnen Absorptionslinien ineinander übergehen und im gemessenen Spektrum nicht mehr derart klar unterschieden werden können [67][68].

Die Form des Transmissionsspektrums einer Rotations-Schwingungs-Bande wird durch die relative Stärke der einzelnen beteiligten Absorptionslinien bestimmt. Diese hängt von der Besetzungszahl  $N_J$  des unteren am betreffenden Übergang beteiligten Rotationsniveaus mit der Quantenzahl  $J$  ab. Die Besetzungszahl kann durch folgenden Zusammenhang bestimmt werden [57][58][66]:

$$\frac{N_J}{N_0} = \frac{g_J}{g_0} \cdot e^{-\frac{E_J - E_0}{k_B \cdot T}} = (2 \cdot J + 1) \cdot e^{-\frac{B \cdot h \cdot c_0 \cdot J \cdot (J+1)}{k_B \cdot T}} \quad \text{Gl. 2.60}$$

Darin gibt der erste Term [58]

$$(2 \cdot J + 1) \quad \text{Gl. 2.61}$$

den Entartungsgrad des betreffenden Rotationsniveaus an, während durch den zweiten Term [58]

$$e^{-\frac{B \cdot h \cdot c_0 \cdot J \cdot (J+1)}{k_B \cdot T}} \quad \text{Gl. 2.62}$$

die thermische Besetzungswahrscheinlichkeit des jeweiligen Rotationsniveaus auf der Grundlage der Boltzmann-Verteilung in den Zusammenhang eingeht.  $N_0$  steht dabei für die Besetzungszahl des Grundzustandes sowie  $g_J$  bzw.  $g_0$  für die Gewichtsfaktoren der Zustände, woraus der Entartungsgrad resultiert. Für die Rotationsquantenzahl der stärksten Absorptionslinie der Bande folgt aus Gl. 2.60 [58]:

$$J_{\max} \approx \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{2 \cdot h \cdot c_0 \cdot B}} - \frac{1}{2} \quad \text{Gl. 2.63}$$

Die Besetzungszahl der einzelnen Rotationsniveaus und somit auch die Quantenzahl der stärksten Absorptionslinie hängt daher von der Temperatur  $T$  ab. Aufgrund dessen hängt auch die äußere Form des Transmissionsspektrums einer Rotations-Schwingungs-Bande und insbesondere die Wellenlängenposition des Transmissionsminimums deren äußerer Profilkurve (vgl. Abb. 2.6, blaue Linie) von der Temperatur ab. Mit steigender Temperatur bewegt sich das Transmissionsminimum vom Bandenzentrum weg und die Breite der Bande steigt insgesamt an [58].

Die spektrale Strahldichte  $L_\lambda$  der durch eine Gaszelle transmittierten Strahlung kann schließlich nach dem Lambert-Beer-Gesetz bestimmt werden [47][68][70][71].

$$L_\lambda(\lambda, p, p_{\text{ges}}, T) = L_0 \cdot e^{-k(\lambda) \cdot C(p, p_{\text{ges}}, T) \cdot d} \quad \text{Gl. 2.64}$$

Die transmittierte spektrale Strahldichte hängt somit neben dem Absorptionskoeffizienten  $k$  und der Konzentration  $C$  des maßgebenden infrarot-aktiven Gases in der Zelle von der Länge  $d$  der Zelle und der spektralen Strahldichte  $L_0$  ab, die in die Zelle eingestrahlt wird. Die Konzentration

hängt zudem vom Partialdruck  $p$  des infrarot-aktiven Gases, dem Gesamtdruck  $p_{\text{ges}}$  des Gasgemisches in der Zelle sowie von dessen Temperatur  $T$  ab. Aus diesem Zusammenhang kann somit nach Gl. 2.26 (Seite 2) der spektrale Transmissionsgrad  $T_\lambda$  des Gasgemisches bestimmt werden, der daher ebenfalls von der Temperatur und den Partialdrücken im untersuchten Gasgemisch abhängt [47][68][71].

$$T_\lambda(\lambda, p, p_{\text{ges}}, T) = \frac{L_\lambda(\lambda, p, p_{\text{ges}}, T)}{L_0}. \quad \text{Gl. 2.65}$$

Mit steigendem Partialdruck des infrarot-aktiven Gases in der Gaszelle steigt dessen Konzentration. Nach Gl. 2.64 sinkt somit die im Bereich von Absorptionsbanden transmittierte spektrale Strahldichte und nach Gl. 2.65 somit ebenfalls der spektrale Transmissionsgrad. Die Absorptionsbande wird daher also mit steigendem Partialdruck intensiver [68].

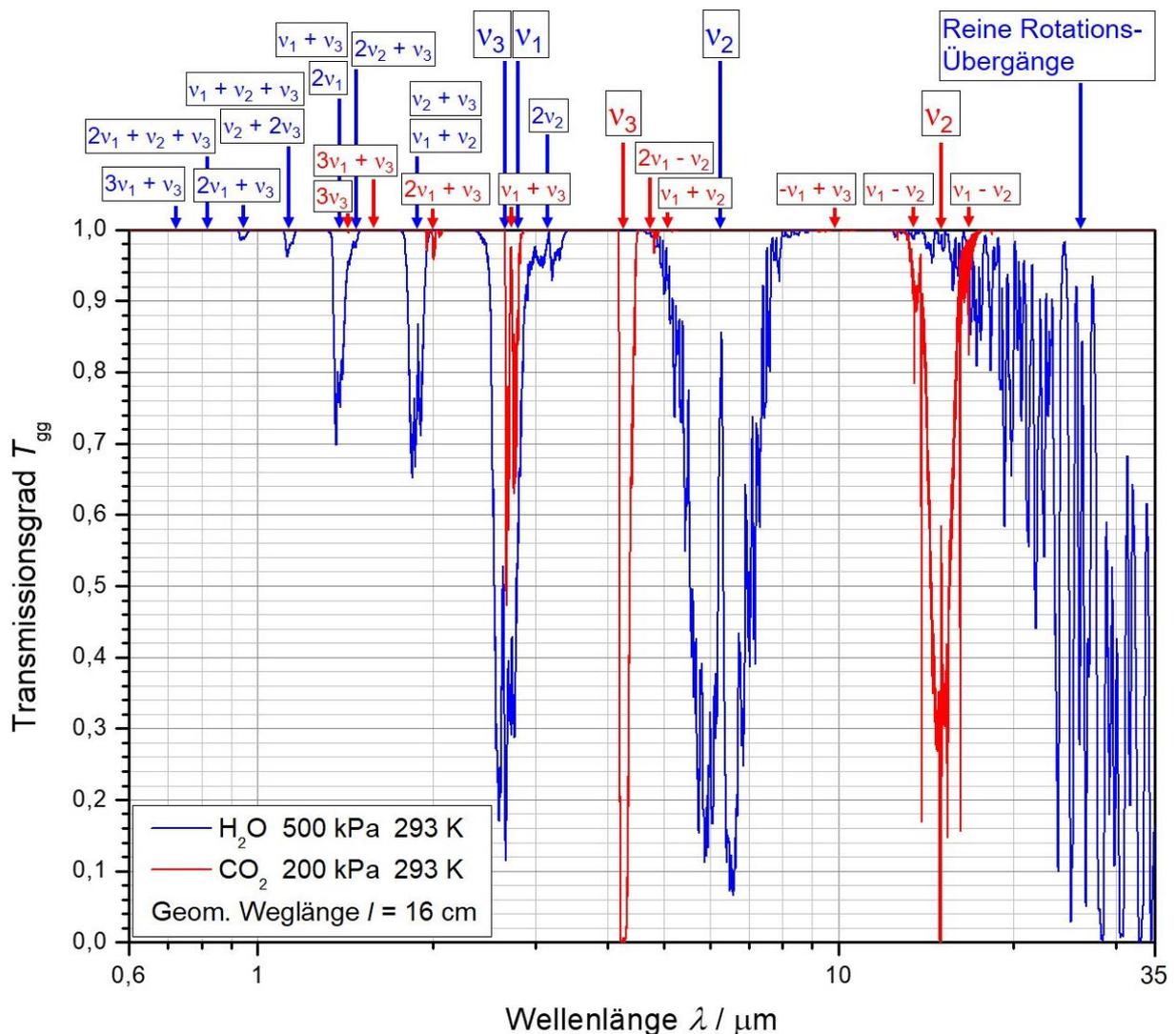
Wie bereits erwähnt wurde, sind die Wellenlängenpositionen der Absorptionslinien, welche durch die einzelnen Rotations- und Rotations-Schwingungs-Übergänge hervorgerufen werden, für viele Gase mit hoher Genauigkeit bekannt. In Tab. 2.1 sind die Wellenlängenpositionen der Absorptionsbanden der fundamentalen Molekülschwingungen von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf aufgelistet. Eine sehr viel umfangreichere Sammlung entsprechender Daten stellt darüber hinaus die HITRAN-Datenbank dar. Sie enthält sehr genaue Listen mit den Wellenlängenpositionen und weiteren Angaben der Absorptionslinien für eine große Anzahl verschiedener Gase [72][73][74]. Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Simulationen des spektralen Transmissionsgrades wurden unter Verwendung von „HITRAN on the web“ erstellt [13]. Dieses System berechnet auf der Grundlage der HITRAN-Datenbank das Transmissionsspektrum eines bestimmten Gases für ein Set durch den Nutzer definierter Parameter wie z. B. Temperatur und Partialdruck des zu untersuchenden Gases sowie der geometrischen Weglänge [75].

**Tab. 2.1:** Literaturwerte der Wellenlängenpositionen der Absorptionsbanden der fundamentalen Schwingungsübergänge von CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O sowie deren Bezeichnung und Schwingungsart [44][58][66][76][77].

Gas	Bande	Position in $\mu\text{m}$	Schwingungsart	Bemerkung
CO <sub>2</sub>	$\nu_1$	7,20/7,78	symmetrische Valenzschwingung	IR-inaktiv
	$\nu_2$	14,99	Deformationsschwingung	IR-aktiv
	$\nu_3$	4,26	antisymmetrische Valenzschwingung	IR-aktiv
H <sub>2</sub> O	$\nu_1$	2,73	symmetrische Valenzschwingung	IR-aktiv
	$\nu_2$	6,27	Deformationsschwingung	IR-aktiv
	$\nu_3$	2,66	antisymmetrische Valenzschwingung	IR-aktiv

In Abb. 2.7 sind beispielhaft HITRAN-Simulationen des spektralen Transmissionsgrades von Wasserdampf und von Kohlenstoffdioxid bei Raumtemperatur dargestellt. Die Bezeichnungen der den einzelnen Absorptionsbanden zugrunde liegenden Übergänge sind den entsprechenden Banden zugeordnet. Alle in Tab. 2.1 genannten infrarot-aktiven Absorptionsbanden können dort deutlich beobachtet werden. Bei Wellenlängen ab etwa 12  $\mu\text{m}$  zeigen sich im

Spektrum von Wasserdampf zudem Absorptionslinien, die auf reine Rotationsübergänge zurückzuführen sind. Darüber hinaus sind in Abb. 2.7 jedoch noch weitere, in Tab. 2.1 nicht genannte Banden zu sehen. Dabei handelt es sich um Absorptionsbanden von Obertönen – also Übergängen zwischen nicht benachbarten Niveaus derselben fundamentalen Schwingung – und von sogenannten Kombinationsschwingungen, die aus einer Kombination zweier oder mehrerer gleichzeitiger Übergänge fundamentaler Molekülschwingungen oder deren Obertönen bestehen. Beispiele hierfür sind die Kohlenstoffdioxid-Bande bei 2,7  $\mu\text{m}$ , die hauptsächlich aus den fundamentalen Schwingungen in der Kombination  $\nu_1 + \nu_3$  besteht, und die Wasserdampf-Bande bei 1,9  $\mu\text{m}$ , die aus den Kombinationsbanden  $\nu_1 + \nu_2$  und  $\nu_2 + \nu_3$  besteht (vgl. Tab. 2.1). Die Wahrscheinlichkeit für die Anregung von Obertönen und Kombinationsschwingungen ist deutlich geringer als jene für die Anregung von fundamentalen Schwingungen. Daher erscheinen die entsprechenden Banden im Transmissionsspektrum deutlich schwächer ausgeprägt, als die der fundamentalen Schwingungen [44][57][66][78].



**Abb. 2.7:** HITRAN-Simulation des spektralen Transmissionsgrades von Wasserdampf und von Kohlenstoffdioxid bei Raumtemperatur bei Drücken von 500 kPa bzw. 200 kPa im Wellenlängenbereich von 0,6  $\mu\text{m}$  bis 35  $\mu\text{m}$  in logarithmischer Darstellung. Den Absorptionsbanden sind die entsprechenden Bezeichnungen aus Tab. 2.1 bzw. Kombinationen daraus zugeordnet [13][78].

Kombinationsschwingungen oder Obertöne können dabei zufällig energetisch nahe bei einer der fundamentalen Schwingungen liegen. Diese werden dann als zufällig entartet bezeichnet.

Weisen diese Kombinations- bzw. Oberschwingungen zudem dieselbe Symmetrie auf wie die energetisch nahe gelegene fundamentale Schwingung, kann Resonanz zwischen diesen auftreten – die sogenannte Fermi-Resonanz. Dabei kommt es zu einer Mischung der beteiligten Kombinations-, Ober- und fundamentalen Schwingungen. Der Wellenlängenabstand der daraus resultierenden Absorptionsbanden ist dabei meist größer als der, der für ungestörte Banden erwartet worden wäre. Außerdem findet ein Intensitätsaustausch zwischen den beiden beteiligten Übergängen statt, wodurch im Ergebnis zwei Banden mit angeglicherer Intensität beobachtet werden können [44][57][58][66].

Ein bekanntes Beispiel für diesen Effekt ist die Wechselwirkung der symmetrischen Valenzschwingung  $\nu_1$  von Kohlenstoffdioxid mit dem ersten Oberton der Deformationsschwingung  $2\nu_2$ , die beide infrarot-inaktiv sind und daher nur mittels Raman-Spektroskopie beobachtet werden können. Für ungestörte Banden wird  $\nu_1$  bei ca.  $7,52 \mu\text{m}$  und  $2\nu_2$  bei ca.  $7,50 \mu\text{m}$  erwartet, wobei für  $\nu_1$  eine sehr viel intensivere Bande erwartet wird als für  $2\nu_2$ . Beobachtet werden können die resultierenden Banden hingegen bei  $7,20 \mu\text{m}$  und  $7,78 \mu\text{m}$ , wobei sie sich in ihrer Intensität deutlich weniger stark unterscheiden als erwartet. Diese starke Kopplung der beiden genannten Banden wirkt sich allerdings auch auf im Infrarotspektrum beobachtbare Übergänge aus. Für Übergänge von oder zu Schwingungsniveaus, bei welchen u. a. die symmetrische Streckschwingung angeregt ist, führt dies zu einer Aufspaltung der entsprechenden Niveaus und es kann die doppelte – bzw. im Fall höherer Anregung die vielfache – Anzahl von Einzellinien beobachtet werden. Die betreffenden Einzellinien sind oft entsprechend dem beteiligten Aufspaltungsniveau in Teilbanden gruppiert, die als Fermi-Resonanz-Gruppen bezeichnet werden. Beispiele hierfür sind die Kohlenstoffdioxid-Kombinationsbanden  $-\nu_1 + \nu_3$  im Bereich von  $10 \mu\text{m}$  und  $\nu_1 - \nu_2$ , welche zum großen Teil von der Bande der Deformationsschwingung überlagert wird [72][79][80][81][82][83].

## 2.3 Gasturbinen

Gasturbinen stellen eine Klasse von Wärmekraftmaschinen dar. Sie nehmen chemisch gebundene Energie in Form eines Brennstoffs auf und geben mechanische Energie an eine Welle ab, die in Rotation versetzt wird. Im Gegensatz zu kolbenbasierten Wärmekraftmaschinen werden sie kontinuierlich vom Arbeitsmedium durchströmt und verrichten daher kontinuierlich Arbeit [26][84][85].

### 2.3.1 Entwicklungsgeschichte

Das heutigen Gasturbinen zugrunde liegende Prinzip wurde bereits gegen Ende des 18. Jahrhunderts erdacht und 1791 durch John Barber patentiert. Aufgrund zu dieser Zeit noch nicht ausreichend verfügbarer Technologien in den Bereichen Luftverdichtung und Hochtemperaturwerkstoffe konnten jedoch zunächst noch keine funktionierenden Maschinen auf dessen Grundlage entwickelt werden. Die ersten funktionierenden Gasturbinen, die in der Lage waren, mechanische Energie abzugeben, konnten erst um das Jahr 1900 entwickelt und gebaut werden. Vor allem, weil noch immer keine effizienten Kompressoren zur Verfügung standen, waren diese frühen Exemplare anderen zu jener Zeit verwendeten Wärmekraftmaschinen allerdings hinsichtlich des Wirkungsgrades noch deutlich unterlegen [26][84][86].

Dies änderte sich erst in den 1930er Jahren. Die wesentliche Neuerung, die die Entwicklung von konkurrenzfähigen Gasturbinen ermöglichte, war die nun gegebene Verfügbarkeit von leistungsfähigen Axialverdichtern, welche hinsichtlich von Luftdurchsatz und Effizienz zeitgenössischen Radialverdichtern und Kolbenkompressoren überlegen waren. Die schweizerische Firma Brown, Boveri & Cie konnte somit die weltweit erste Reihe von industriellen stationären Gasturbinen entwickeln und im Zuge dessen nach mehreren anderweitig genutzten Exemplaren im Jahr 1940 die weltweit erste zur Elektrizitätserzeugung genutzte Gasturbine in Betrieb nehmen. Diese Baureihe unterschied sich jedoch noch deutlich von den heute genutzten Gasturbinen [26][84][86].

Im gleichen Zeitraum begann in Deutschland und England parallel die Entwicklung von Flugzeugtriebwerken auf Basis von Gasturbinen. Der Erstflug des weltweit ersten mit Gasturbinen-basierten Triebwerken ausgerüsteten Flugzeugs vom Typ He 178 der Firma Heinkel fand 1939 in Deutschland statt. Bei den hier eingesetzten Triebwerken kamen allerdings noch mehrere Radialkomponenten zum Einsatz. Im Gegensatz dazu waren die Triebwerke des ersten in Serie gefertigten turbinengetriebenen Flugzeugs des Typs Me 262 der Firma Messerschmitt, welches ab 1944 ebenfalls in Deutschland produziert wurde, vollständig in axialer Bauweise aufgebaut und verfügten weiterhin bereits über innen hohle, luftgekühlte Turbinenschaufeln. Diese Konstruktionsmerkmale des hierbei vorwiegend eingesetzten Triebwerktyps JUMO 004B der Firma Junkers erwiesen sich als wegweisend für die weitere Entwicklung von Gasturbinen. Bis heute nutzt ein sehr großer Anteil der weltweit hergestellten und eingesetzten Gasturbinen denselben Grundaufbau [84][86][87].

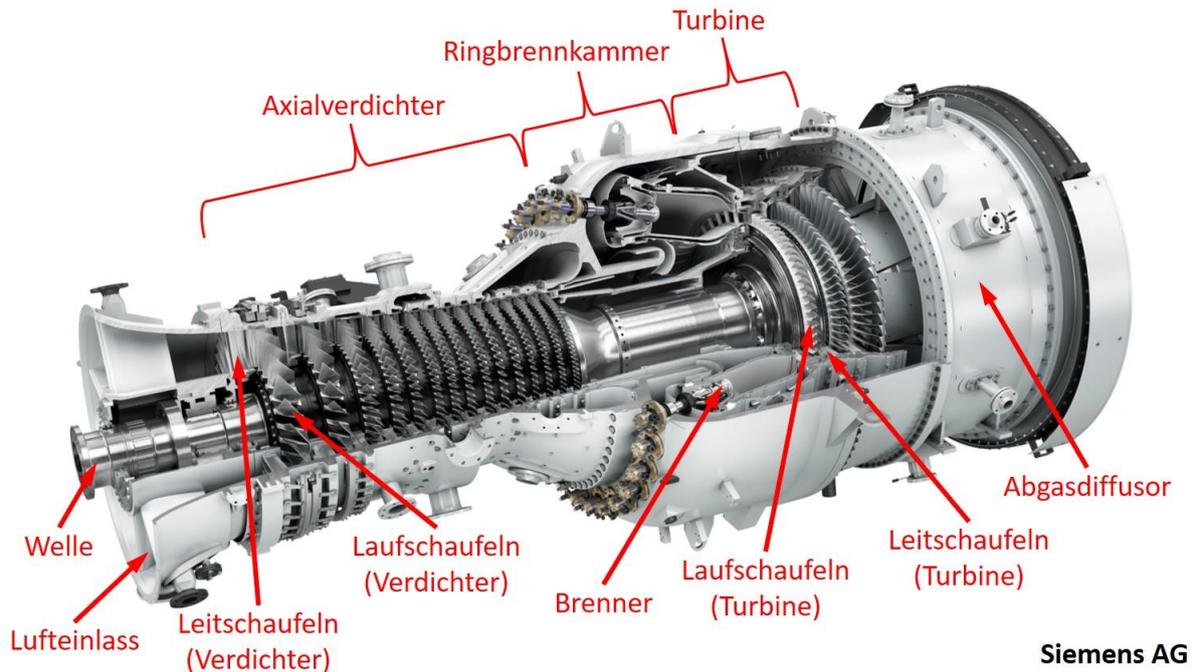
Heute haben sich Gasturbinen in vielen Anwendungsgebieten etabliert. Dazu zählen u. a. industrielle Gasturbinen z. B. als Antrieb für Pumpen und Kompressoren sowie Gasturbinen-basierte Antriebe von Schiffen und anderen Großgeräten. Die prominentesten Beispiele für die Verwendung von Gasturbinen sind allerdings einerseits Flugzeugtriebwerke, bei denen Kolbenmotoren bereits seit Jahrzehnten fast vollständig von Gasturbinen verdrängt wurden, sowie andererseits stationäre Gasturbinen als Antrieb von elektrischen Generatoren in der Elektrizitätsversorgung [26][84][85].

### 2.3.2 Aufbau und Funktionsprinzip

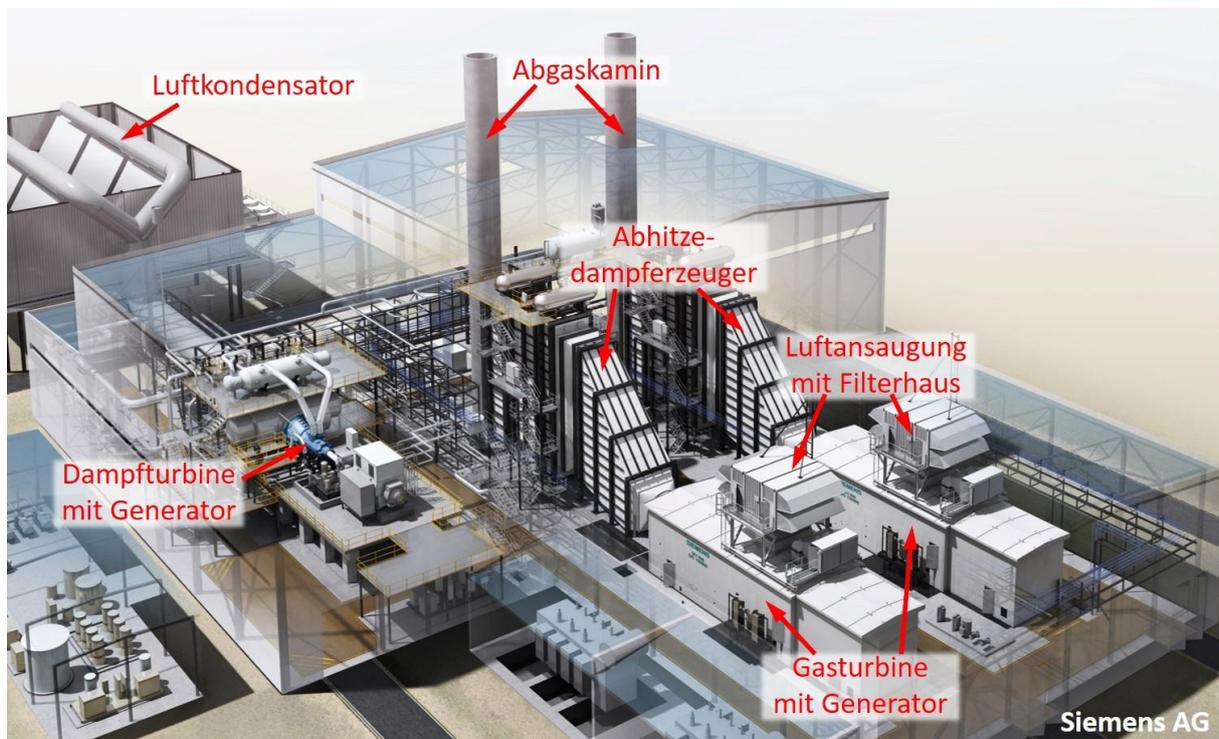
Das Kernstück moderner Gasturbinenanlagen – die Kraftmaschine – besteht im Wesentlichen aus einem Axialverdichter, der das Arbeitsmedium auf den nötigen Betriebsdruck bringt, einer Ringbrennkammer, in welcher die thermische Energiezufuhr stattfindet und der eigentlichen Gasturbine, die die thermische in mechanische Energie umwandelt (vgl. Abb. 2.8). Axialverdichter und Gasturbine sind dabei auf derselben Welle angeordnet und daher mechanisch miteinander verbunden. Der Begriff Gasturbine bezeichnet im eigentlichen Sinn lediglich den hier beschriebenen Teil der Kraftmaschine, wird aber allgemein auch als Bezeichnung der gesamten Kraftmaschine verwendet. Aus Gründen der Einfachheit und der besseren Lesbarkeit wird der Begriff Gasturbine auch im Rahmen dieser Arbeit – außerhalb dieses Abschnitts – meist in letzterer Bedeutung verwendet [26][84][85].

Im Fall von stationären Gasturbinenanlagen wird Umgebungsluft durch ein Filterhaus eingesaugt und tritt durch den Lufteinlass in die Turbinenanlage ein (vgl. Abb. 2.8 und Abb. 2.9). Dort wird die Luft in dem mehrstufigen Axialverdichter komprimiert und in die Ringbrennkammer gepumpt. In der Brennkammer wird der verdichteten Luft Brennstoff – meist Erdgas – zugesetzt. Das Gemisch wird entzündet und expandiert während der Verbrennung bei konstantem Druck. Die dabei entstehenden heißen Abgase werden durch die direkt an die Brennkammer anschließende mehrstufige Gasturbine entspannt, welche dabei angetrieben wird und ihrerseits die Welle antreibt. Die zentrale Welle der Turbinenanlage treibt einerseits den Axialverdichter an und kann darüber hinaus noch mechanische Energie an externe Geräte abgeben,

also z. B. einen elektrischen Generator antreiben. Die Verbrennungsabgase verlassen die Turbinenanlage durch den Abgassdiffusor, der den Abgasstrom am Turbinenausgang langsam auf die Umgebungsbedingungen überführt [26][84][85].

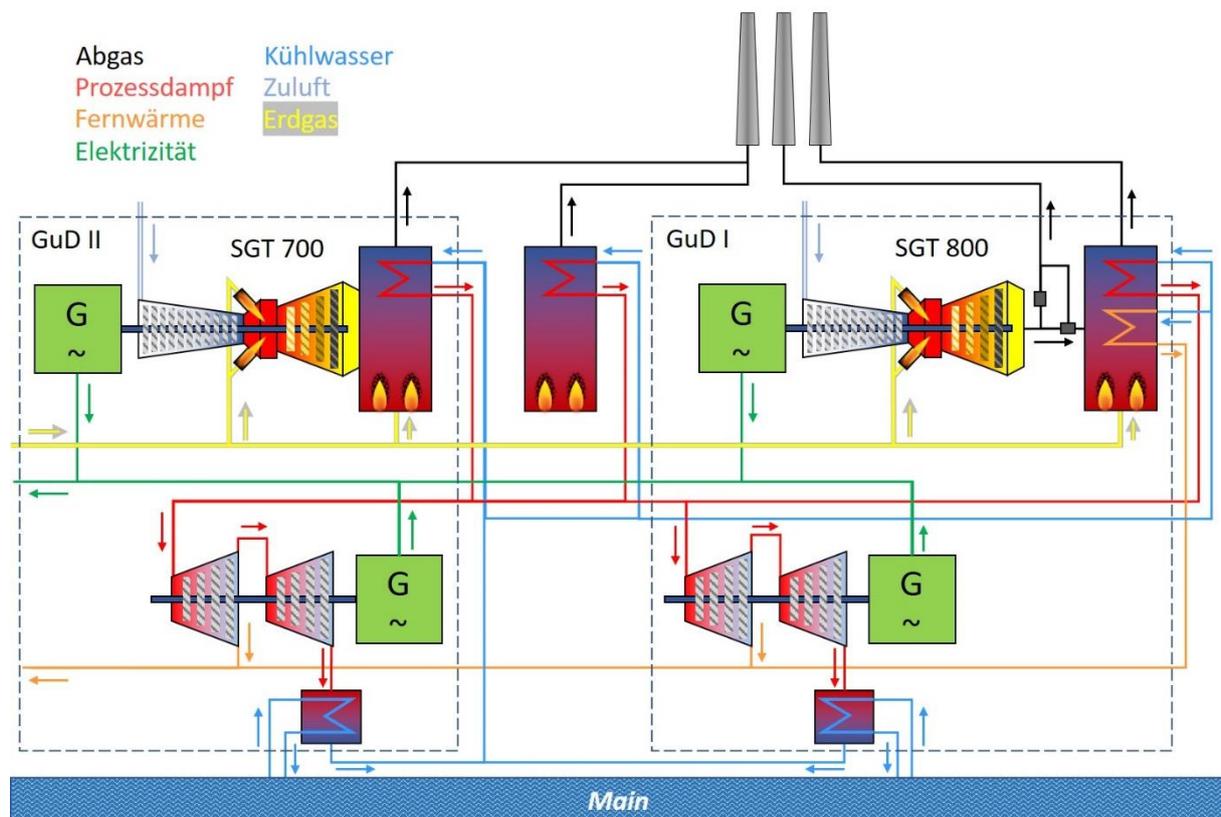


**Abb. 2.8:** Teilschnittdarstellung einer modernen stationären Gasturbinenanlage vom Typ SGT-800 mit Benennung der einzelnen Komponenten [85][88].



**Abb. 2.9:** Graphische Darstellung eines Gas- und Dampfkraftwerks mit zwei Gasturbinen und einer Dampfturbine in einer Mehrwellenausführung mit Benennung der einzelnen Komponenten [26][88].

Zur Elektrizitätsversorgung eingesetzte Gasturbinen werden in vielen Fällen zusammen mit Dampfturbinen in kombinierten Gas- und Dampfkraftwerken (GuD) betrieben (vgl. Abb. 2.9 und Abb. 2.10). In diesem Fall werden die Verbrennungsabgase nach dem Abgasdiffusor der Gasturbinenanlage einem Abhitze-Dampferzeuger zugeführt, ehe sie durch den Abgaskamin in die Atmosphäre entlassen werden. Bei modernen Gasturbinen kann die Abgastemperatur am Turbinenausgang noch bei ca. 800 K bis 900 K [26][89] liegen und der die Turbine verlassende Abgasstrom somit noch eine erhebliche Menge thermischer Energie transportieren. Im Abhitze-Dampferzeuger wird ein großer Teil dieser Energie genutzt, um Hochtemperatur-Prozessdampf zu generieren. Mit dem so erhaltenen Dampf wird eine Dampfturbine angetrieben, welche wiederum ebenfalls einen Generator antreibt. Außerdem wird bei vielen GuD-Anlagen die Möglichkeit genutzt, Prozessdampf mittlerer Temperatur aus der Dampfturbine zu entnehmen, um damit ein Fernwärmenetz zu betreiben. Nach dem Verlassen der Dampfturbine wird der Prozessdampf in einem meist luft- oder wassergekühlten Kondensator vollständig zu Wasser verflüssigt, welches erneut dem Abhitze-Dampferzeuger zugeführt wird [26][84][85].

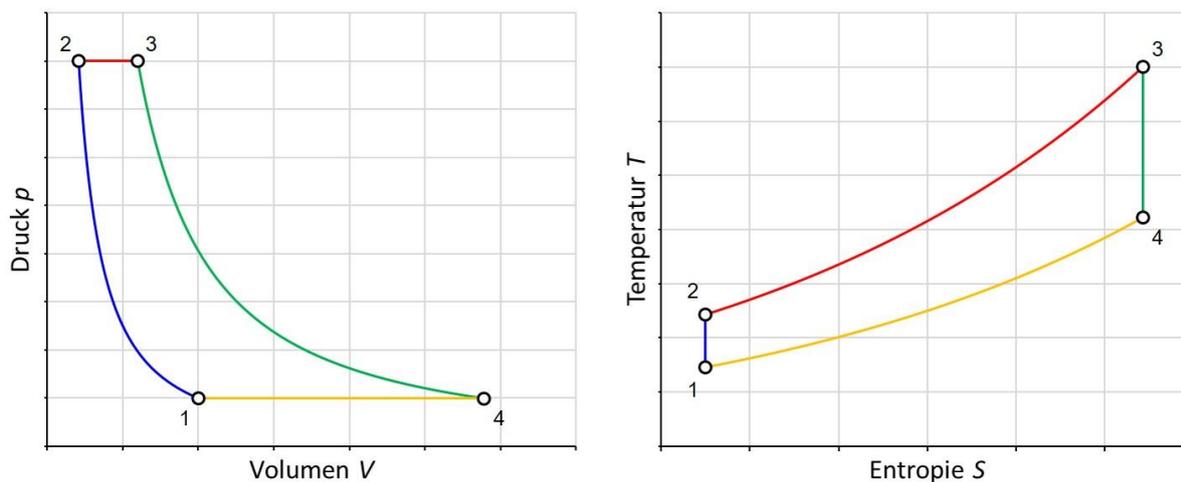


**Abb. 2.10:** Schematische Darstellung des Zusammenwirkens der einzelnen Komponenten des Gas- und Dampfkraftwerks der Würzburger Versorgungs- und Verkehrs-GmbH an der Friedensbrücke in Würzburg. Weiterhin dargestellt sind die von den einzelnen Komponenten aus- bzw. bei ihnen eingehenden Materie- und Energieflüsse [90].

### 2.3.3 Thermodynamische Betrachtung

In thermodynamischer Hinsicht kann die Funktion einer Gasturbine durch einen Kreisprozess angenähert werden, der aus jeweils zwei isentropen und isobaren Zustandsänderungen zusammengesetzt ist. Der entsprechende Kreisprozess wurde unabhängig von James Prescott Joule und George Brayton definiert und wird daher nach seinen Erfindern Joule- oder Brayton-Prozess genannt [91].

Der idealisierte Joule-Prozess sieht im ersten Teilschritt (vgl. Abb. 2.11,  $1 \rightarrow 2$ , blau) eine isentrope Kompression vor, die – angewendet auf eine Gasturbinenanlage – der Wirkung des Axialverdichters entspricht. Im zweiten Prozessschritt (vgl. Abb. 2.11,  $2 \rightarrow 3$ , rot) folgt eine isobare Expansion, welche durch die thermische Energiezufuhr infolge der Verbrennung des Brennstoffs in der Ringbrennkammer bewirkt wird. Anschließend wird das Arbeitsmedium in der Gasturbine isentrop bis zum Ausgangsdruck entspannt (vgl. Abb. 2.11,  $3 \rightarrow 4$ , grün). Als letzten Teilschritt (vgl. Abb. 2.11,  $4 \rightarrow 1$ , gelb) sieht der ideale Joule-Prozess die isobare Abkühlung des Arbeitsmediums im Abgassdiffusor und damit die Rückführung zu den Ausgangsparametern vor [26][92].



**Abb. 2.11:** p-V-Diagramm (links) und T-S-Diagramm (rechts) des idealen Joule-Prozesses. Die zugrunde liegenden vier einzelnen Zustandsänderungen sind farblich unterschieden, die Endpunkte der einzelnen Zustandsänderungen sind entsprechend der Reihenfolge im Prozess nummeriert [92][93][94].

Der thermische Wirkungsgrad  $\eta_{\text{th}}$  einer Gasturbine kann als Näherung auf der Grundlage des idealen Joule-Prozesses wie folgt berechnet werden [26][92]:

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_4}{T_3} = 1 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad \text{Gl. 2.66}$$

Die Temperaturen  $T_1$  bis  $T_4$  sowie die Drücke  $p_1$  bis  $p_4$  stehen dabei für die Daten der in Abb. 2.11 entsprechend markierten Zustände im Laufe eines Zyklus des Joule-Kreisprozesses, während  $\kappa$  für den Adiabatenexponenten des Arbeitsmediums steht.

Wie in Gl. 2.66 beobachtet werden kann, hängt der thermische Wirkungsgrad nach dem idealen Joule-Prozess je nach Formulierung nur von den Temperatur- oder Druckverhältnissen am Verdichter oder an der Turbine ab. Hierbei handelt es sich jedoch nur um den theoretischen Wirkungsgrad des einer Gasturbine zugrunde liegenden idealen Kreisprozesses. Der reale Kreisprozess und damit der Gesamtwirkungsgrad einer realen Gasturbine zeigt jedoch Abweichungen hiervon. Berücksichtigt werden müssen hierzu weiterhin u. a. Reibungsverluste der Gasströmung im Verdichter und in der Turbine, Druckverluste am Lufteinlass, Wärmeverluste an die Umgebung sowie der Einfluss der Kaltlufteinleitung zur Kühlung der Turbinenkomponenten. Der Gesamtwirkungsgrad hängt aufgrund dieser Einflüsse neben weiteren Faktoren nun auch vom Verhältnis der minimalen und maximalen im Prozess auftretenden Temperaturen  $T_1$  und  $T_3$  ab. Zur Steigerung der Effizienz einer Gasturbine ist daher neben Optimierungen in vielen Details der Turbinenkonstruktion vor allem die Steigerung des Verdichtungsverhältnisses des Axialverdichters sowie des Verhältnisses zwischen der minimalen und der maximalen

Temperatur des Arbeitsmediums während des Prozessdurchlaufs erforderlich. Um letzteres zu erreichen, muss, da die minimale Temperatur der Umgebungstemperatur entspricht und daher kaum beeinflusst werden kann, die maximale Temperatur im Prozess – also die Heißgastemperatur am Turbineneintritt – gesteigert werden [26][35][36][95].

### 2.3.4 Turbinenschaufeln und Keramische Wärmedämmschichten

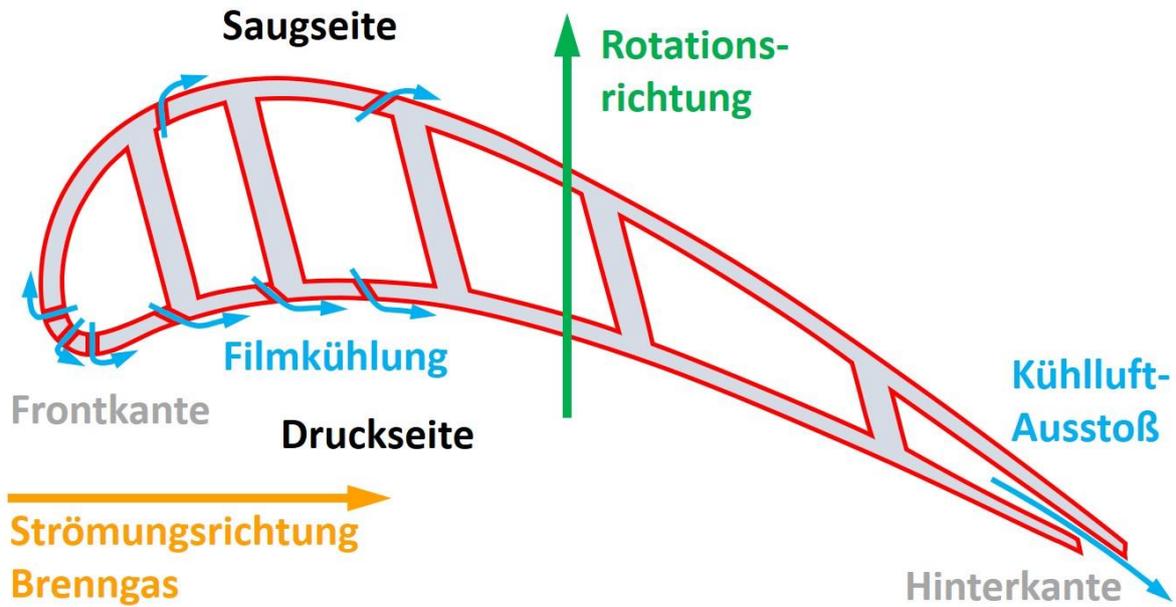
Die Konstruktion von Turbinenschaufeln für Gasturbinen stellt erhebliche Anforderungen an die dafür verwendeten Werkstoffe. So ist die erste Reihe von Schaufeln in einer Gasturbine z. B. meist unmittelbar am Ausgang der Brennkammer angeordnet. Die dort angebrachten Turbinenschaufeln werden daher mit den höchsten Gastemperaturen beaufschlagt, die in der gesamten Anlage auftreten. Gleichzeitig müssen Turbinenschaufeln aufgrund ihrer Verwendung zum Energieübertrag vom Gasstrom auf die Turbinenwelle im Fall der Laufschaufeln bzw. zur Lenkung des Heißgasstromes im Fall der Leitschaufeln dauerhaft hohen mechanischen Belastungen widerstehen.

Die Schaufeln der ersten Generationen von Gasturbinen wurden aus Eisenbasis-Knetlegierungen, genauer aus hochlegierten austenitischen Stählen hergestellt. Diese bieten ausreichende Langzeitfestigkeiten nur bei Temperaturen von bis zu 1100 K. Bei höheren Temperaturen kommt es unter mechanischer Belastung zu Krieeffekten im Werkstoffgefüge, welche in einer langsamen Verformung des Bauteils resultieren [26][96]. Neuere Gasturbinen erreichen jedoch deutlich höhere Temperaturen, sodass austenitische Stähle hierbei nicht mehr als Basismaterial für die Herstellung der Turbinenschaufeln eingesetzt werden können.

Unter den Hochtemperatur-Werkstoffen erreichen Nickelbasis-Superlegierungen die höchsten Langzeitfestigkeiten bei hohen Temperaturen und gleichzeitig die höchsten maximalen Einsatztemperaturen. Außerdem ist diese Klasse von Legierungen auch in Hinsicht auf Korrosion am weitesten entwickelt und weist die höchste Oxidationsbeständigkeit bei hohen Temperaturen auf. Die maximal mögliche Langzeit-Einsatztemperatur von Nickelbasis-Superlegierungen liegt bei etwa 1400 K [96].

Die Beständigkeit gegen Kriechprozesse und damit die große Festigkeit bei hohen Temperaturen dieser Werkstoffklasse beruht auf der Teilchenhärtung – einem der wesentlichen Merkmale von Superlegierungen. An den Korngrenzen des Werkstoffs ausgeschiedene Teilchen blockieren dabei die Körner gegen Verschiebung und verhindern somit bei Superlegierungen im Gegensatz zu Werkstoffen ohne dieses Merkmal, dass unter mechanischer Belastung bei hohen Temperaturen Körner nach und nach gegeneinander abgleiten [97].

In modernen Gasturbinen liegt die Heißgas-Temperatur am Turbineneintritt bei Spitzenlast mit 1500-1600 K – bzw. in Flugzeugturbinen mit 1800-1900 K – allerdings bereits heute über der Langzeit-Einsatztemperatur von Nickelbasis-Superlegierungen. Zudem soll die Heißgas-Temperatur bei der künftigen Gasturbinen-Generation auf 2000 K erhöht werden. Moderne Turbinenschaufeln sind daher mit einer keramischen Wärmedämmschicht (englisch: thermal barrier coating, TBC) versehen. Diese Schicht schützt den Körper der Schaufel vor der direkten Einwirkung der hohen Gastemperaturen. Im Zusammenspiel mit luftdurchströmten Kühlkanälen, die den Schaufelkörper durchziehen, kann dessen Temperatur innerhalb der Werkstoffparameter gehalten werden [26][98][99]. In vielen Fällen sind die internen Luftkanäle zudem so ausgeführt, dass sie in einer Vielzahl von kleinen Öffnungen in der Oberfläche der Schaufel münden, durch welche Kühlluft austritt, wodurch im Brenngasstrom ein die TBC-Oberfläche kühlender Luftfilm erzeugt wird (vgl. Abb. 2.12 und Abb. 2.13) [26][100].



**Abb. 2.12:** Schematische Darstellung des Profils einer Turbinenschaufel zur Veranschaulichung des Prinzips der Kühlung der Schaufeloberfläche durch Filmkühlung. Durch innenliegende Kanäle wird Kühlluft geleitet, welche vor allem im vorderen Bereich sowie an der Hinterkante der Schaufel durch kleine Öffnungen aus der Oberfläche austritt und in der Brenngasströmung einen kühlenden Luftfilm auf der Schaufeloberfläche bildet [26][100].



**Abb. 2.13:** Detailaufnahmen von Turbinenschaufeln mit keramischer Wärmedämmschicht aus der ersten Schaufelreihe einer modernen Gasturbine (rechts: Ansicht in Strömungsrichtung; links: Ansicht entgegen der Strömungsrichtung). Gut erkennbar sind die Auslassöffnungen der Filmkühlung im Frontbereich und an der Hinterkante der Schaufeln [88].

TBCs werden i. d. R. durch atmosphärisches Plasmaspritzen (englisch: air-plasma-spray, APS) oder physikalische Gasphasen-Abscheidung mittels Elektronenstrahl-Verdampfung (englisch: electron-beam physical-vapor-deposition, EB PVD) aufgetragen, wobei das neuere EB PVD-Verfahren belastbarere Schichten hervorbringt und sich somit für die Beschichtung von Turbinenschaufeln als geeigneter erwiesen hat. Vor der Auftragung der keramischen Wärmedämmschicht wird zunächst eine Haftvermittlerschicht (englisch: bond coat) mit dem gleichen Verfahren auf das Substrat aufgebracht, welche eine optimale Anhaftung der Wärmedämmschicht an das Substrat gewährleistet. Diese Haftvermittlerschicht besteht oft aus NiCrAlY oder NiCoCrAlY und ist meist 75-150  $\mu\text{m}$  [98] stark, während die Wärmedämmschicht typischerweise eine Dicke von 100-400  $\mu\text{m}$  [98] aufweist und dabei häufig aus mit einem Massenanteil von etwa 7 % Yttriumoxid teilstabilisiertem Zirconiumoxid (englisch: partially yttria stabilized zirconia, PYSZ) hergestellt ist [98][99][101][102][103][104].

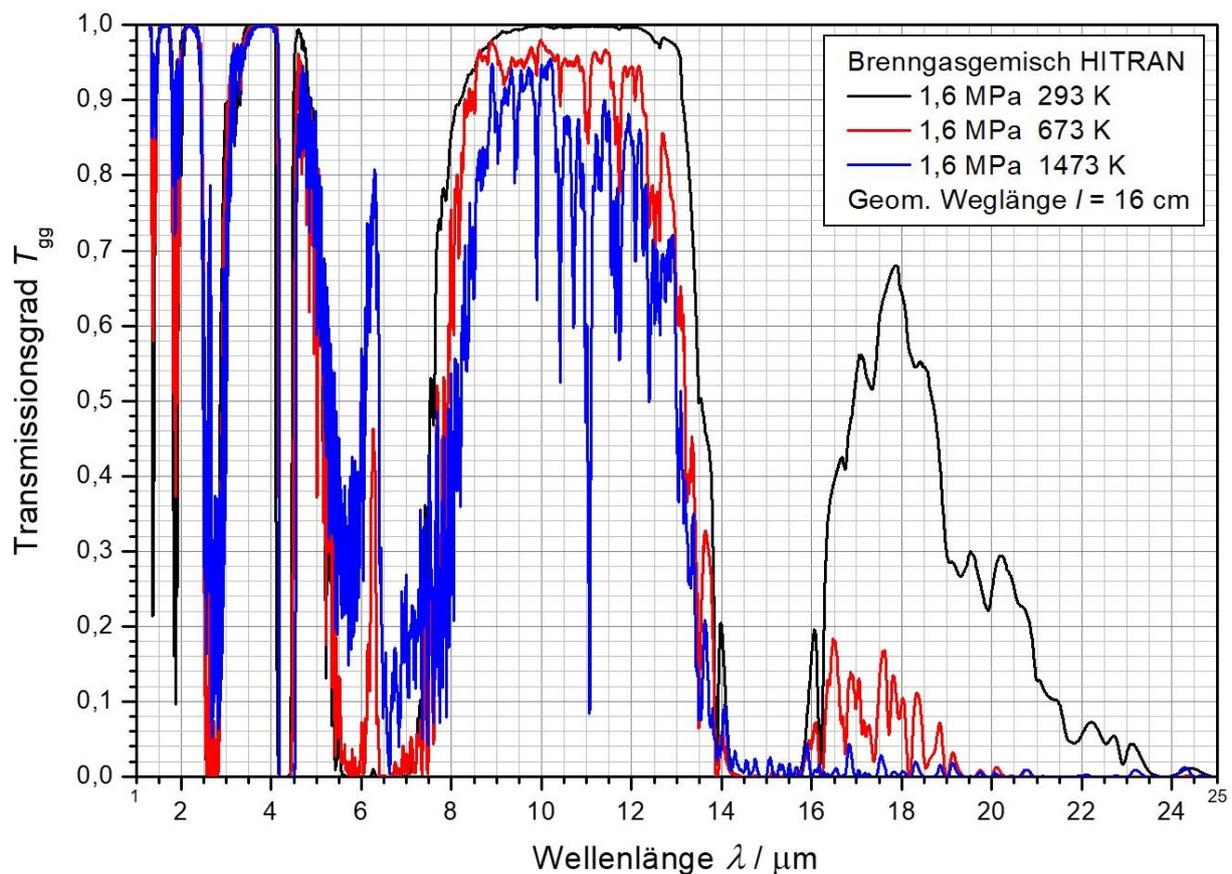
Reines Zirconiumoxid besitzt zwar eine sehr hohe Schmelztemperatur von ca. 2980 K [105]. Jedoch treten im Reinstoff bei ca. 1450 K und 2640 K [106] Phasenübergänge auf, die in Folge von Gittertransformationen mit deutlichen Volumenänderungen einhergehen und daher mechanische Instabilitäten in der Beschichtung hervorrufen können. Eine Teilstabilisierung des Zirconiumoxid-Gefüges durch Dotierung mit einem Massenanteil von 7 % Yttriumoxid hat sich dabei hinsichtlich der Widerstandsfähigkeit gegenüber Temperaturzyklen als am besten geeignet erwiesen [104][105][106].

Der thermische Ausdehnungskoeffizient von YSZ ist ähnlich dem des Substratmaterials, wodurch mechanische Spannungen zwischen Substrat und Beschichtung bei hohen Temperaturen vermieden werden können. Zudem bietet YSZ aufgrund seiner hohen Härte eine gute Beständigkeit gegen Erosion und Teilcheneinschlag und ist außerdem korrosionsbeständig sowohl bei hohen Temperaturen als auch bei Raumtemperatur. Weiterhin liegt die Wärmeleitfähigkeit des Grundmaterials YSZ bei etwa  $2,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  [107] und kann je nach Beschichtungsverfahren und der dabei erzeugten Struktur und Porosität der Beschichtung dort auf bis zu  $0,8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  [108] gesenkt werden. An der Grenzschicht zwischen Haftvermittler- und Wärmedämmschicht bildet sich bei Einwirkung von Temperaturen um 1000 K eine etwa 1-10  $\mu\text{m}$  [98] starke so genannte thermisch gewachsene Oxidschicht (englisch: thermally grown oxide, TGO) aus, welche eine Barriere für Sauerstoff darstellt und so die Haftvermittlerschicht vor weiterer Oxidation schützt [98][101][103][104][109].

Die Lebensdauer von beschichteten Turbinenschaufeln wird zu einem großen Teil von der Anhaftung der Wärmedämmschicht an der Oberfläche des Substrates bestimmt. Neben bereits bei der Herstellung entstandenen Beschichtungsfehlern, kann es auch nach einer gewissen Anzahl an Temperaturwechseln infolge von An- und Abfahrzyklen der Turbine zu einer Delamination zwischen den Teilschichten oder zwischen der Wärmedämmschicht und dem Substrat kommen. Im Extremfall können sich Teile der Beschichtung vollständig ablösen und in den Abgasstrom gelangen. Dadurch kann einerseits die nun teilweise ungeschützte Schaufel durch thermische Einwirkung beschädigt werden. Andererseits können die abgelösten Fragmente mit anderen Schaufeln oder sonstigen Turbinenelementen kollidieren und diese ebenfalls beschädigen. Die Feststellung solcher Delaminationen erfordert bisher das Zerteilen einer Turbinenschaufel, die dadurch zwangsläufig unbrauchbar wird. In vielen Fällen müssen Turbinenschaufeln daher nach einer gewissen Anzahl von Betriebsstunden vorsorglich ausgetauscht werden. Vor diesem Hintergrund sind zur Steigerung der Nutzungsdauer der Schaufeln nicht-invasive bzw. zerstörungsfreie Prüfverfahren erforderlich. Solche Verfahren sind Gegenstand aktueller Forschung [26][98][110][111][112][113].

### 2.3.5 Brenngasgemisch

Gasturbinen können mit einer Vielzahl von Brennstoffen betrieben werden. Darin eingeschlossen sind sowohl flüssige Brennstoffe wie z. B. Heizöl und Kerosin als auch gasförmige Brennstoffe wie z. B. Wasserstoff und Erdgas. Bei stationären Gasturbinen in der Elektrizitätsversorgung kommt hauptsächlich Erdgas zum Einsatz [26][85]. Für die Belange dieser Arbeit ist ausschließlich diese Art von Turbinen von Bedeutung. Im Hinblick auf die geplanten, die Turbinenabgase betreffenden Untersuchungen wird daher im Folgenden die Abgaszusammensetzung einer typischen, mit Erdgas betriebenen stationären Gasturbine dargestellt. Tab. 2.2 listet die im Brenngasgemisch auftretenden Gasarten sowie deren Anteil am Gesamtvolumen auf. Darüber hinaus ist in Abb. 2.14 die HITRAN-Simulation [13] des Transmissionsspektrums des in Tab. 2.2 angegebenen Gasgemisches bei einem Druck von 1,6 MPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K im Wellenlängenbereich von 1  $\mu\text{m}$  bis 25  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm dargestellt. Die für die Simulation gewählten Parameter entsprechen typischen Werten, die am Turbineneingang von modernen Gasturbinen auftreten [26].



**Abb. 2.14:** HITRAN-Simulation [13] des spektralen Transmissionsgrades des Abgas-Gemisches aus Tab. 2.2 bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K bei einem Druck von 1,6 MPa im Wellenlängenbereich von 1  $\mu\text{m}$  bis 25  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

**Tab. 2.2:** Typische Zusammensetzung der Abgase einer mit Erdgas betriebenen stationären Gasturbine [26][114].

Gas	Volumen-Anteil / %
N <sub>2</sub>	74,7
O <sub>2</sub>	13,0
H <sub>2</sub> O	7,7
CO <sub>2</sub>	3,7
Ar	0,9
SO <sub>2</sub>	ggf. Spuren
N <sub>x</sub> O <sub>y</sub>	ggf. Spuren

### 2.3.6 Temperatur-Messtechnik

Wie bereits ausgeführt wurde, ist eine genaue Kenntnis der Temperatur der einzelnen Komponenten und des Heißgases in Gasturbinen während des Betriebs erforderlich für deren Einsatz und Weiterentwicklung. Außer zum Erreichen des Ziels, die Heißgastemperatur so hoch wie möglich wählen zu können, ohne dabei die Turbine bzw. einzelne Bauteile davon zu beschädigen, ist die Verfügbarkeit von präzisen und zeitlich hochaufgelösten Temperaturmesswerten auch für die Prozessführung von großer Bedeutung, um die geringen Anlaufzeiten von Gasturbinen und die daraus resultierenden vielfältigen Betriebsmöglichkeiten optimal nutzen zu können. Sowohl die Steigerung der Heißgastemperatur als auch die Optimierung der Prozessführung dient der Steigerung der Effizienz des Gasturbinenbetriebs [26].

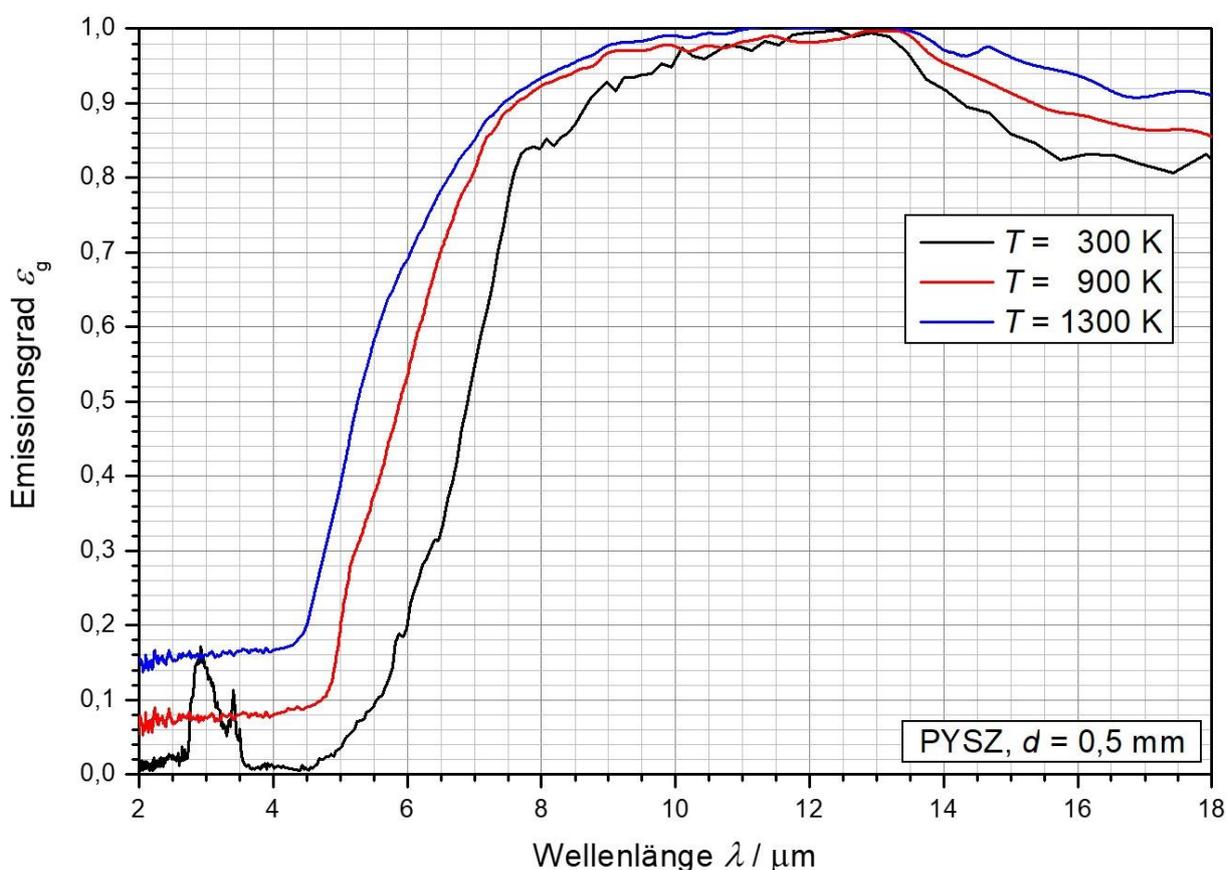
Bisher werden in Gasturbinen in vielen Fällen Thermoelemente zur Temperaturmessung sowohl an Bauteilen als auch im Brenngas verwendet. Die Vorteile von Thermoelementen liegen neben ihrer Standardisierung und der hohen Verfügbarkeit in einer hohen Messgenauigkeit und Temperaturauflösung. Ein wesentlicher Nachteil von Thermoelementen liegt in der Tatsache, dass Thermoelemente stets ihre eigene Temperatur messen. Zur Messung der Temperatur eines anderen Objektes muss sich ein Thermoelement daher einige Zeit im thermischen Kontakt mit dem zu untersuchenden Objekt befinden, um so dessen Temperatur anzunehmen. Dies führt zu einer gewissen Trägheit der Messung, welche sich insbesondere bei der Überwachung von dynamischen Prozessen und ggf. damit einhergehenden schnellen Temperaturänderungen, wie sie im Betrieb von Gasturbinen auftreten können, auswirken kann [26][37].

Weiterhin müssen Thermoelemente zur Temperaturmessung leitend mit einem Spannungsmesser verbunden, welcher die vom Thermoelement erzeugte Spannung dem Messpersonal verfügbar macht. Im Hinblick auf eine Temperaturmessung an rotierenden Bauteilen wie den Turbinenschaufeln ist dieser Umstand von Bedeutung, da in diesem Fall eine Verbindung durch elektrische Leitungen kaum zu realisieren ist. Zum Einsatz von Thermoelementen zu diesem Zweck wäre daher eine aufwändige Datenübertragungs- und Energieversorgungstechnik erforderlich [37].

Zur Messung der Oberflächentemperatur der Turbinenschaufeln wird daher bereits seit längerem alternativ eine berührungslose Messmethode basierend auf Strahlungsthermometern verwendet. Wie aus Abb. 2.2 (Seite 12) hervorgeht, ist bei Temperaturen zwischen 1000 K und

2000 K bei einem Strahlungsthermometer im Nahinfrarot-Bereich um  $1\ \mu\text{m}$  die höchste Signalstärke und die stärkste Temperaturabhängigkeit der Signalstärke zu erwarten. Aus diesem Grund wurden zur Oberflächentemperaturmessung an unbeschichteten Turbinenschaufeln bisher entsprechend konfigurierte Strahlungsthermometer eingesetzt [26][38].

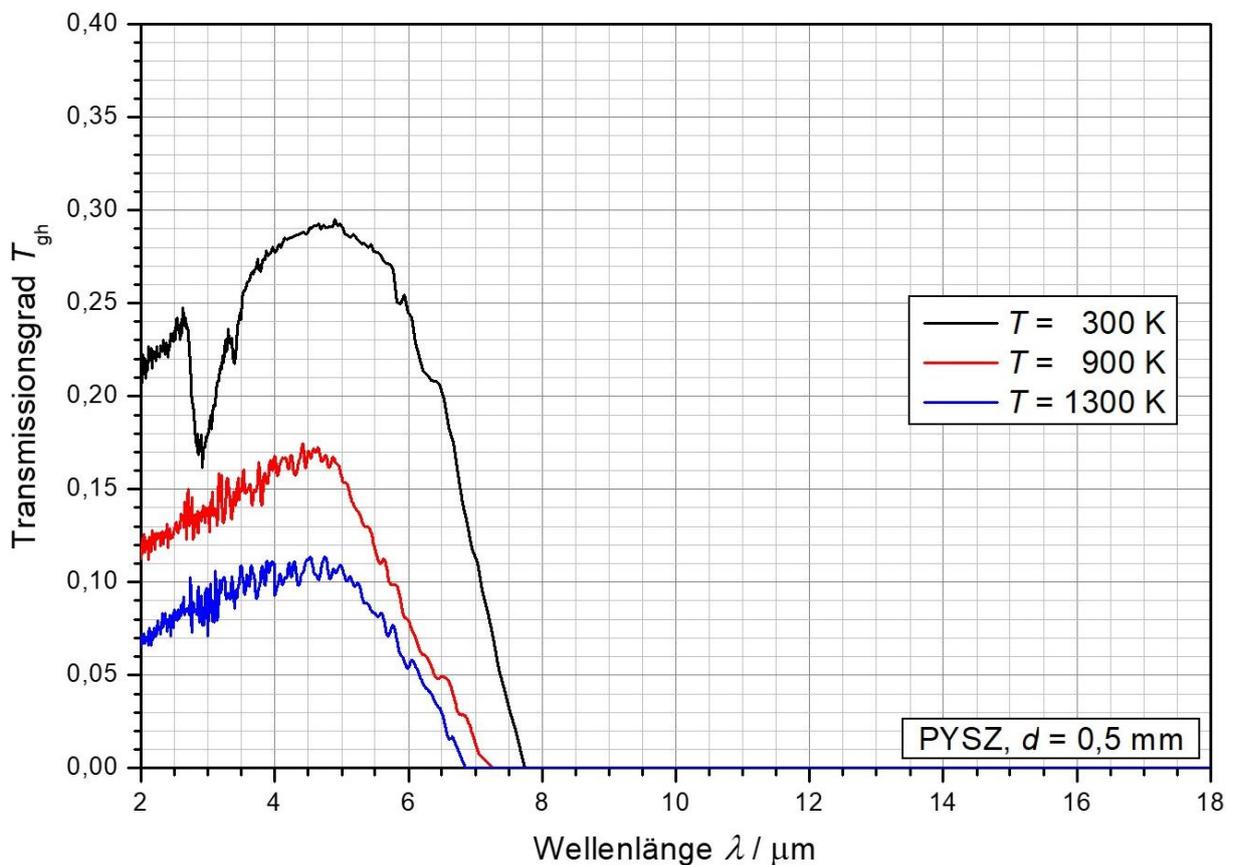
Wie bereits erläutert wurde, sind die Oberflächen moderner Turbinenschaufeln mit keramischen Wärmedämmschichten versehen. In Abb. 2.15 ist der spektrale Emissionsgrad und in Abb. 2.16 der spektrale Transmissionsgrad einer freistehenden Probe einer keramischen Wärmedämmschicht bei Temperaturen zwischen 300 K und 1300 K dargestellt, welche unter Verwendung der BBC-Anlage des ZAE-Bayern ermittelt wurden. Bei Wellenlängen unter  $4\ \mu\text{m}$  lässt sich ein Emissionsgrad unter 0,2 beobachten, der zudem von der Temperatur abhängt. Weiterhin erweist sich die TBC-Probe bei Wellenlängen unter  $8\ \mu\text{m}$  als teiltransparent, wobei der Transmissionsgrad ebenfalls von der Temperatur abhängt. Diese Umstände verhindern eine verlässliche Messung der Oberflächentemperatur an modernen Turbinenschaufeln mittels Strahlungsthermometrie im Nahinfrarot-Bereich [26][38][115].



**Abb. 2.15:** Spektraler Emissionsgrad einer freistehenden TBC-Probe (YSZ) mit einer Stärke von  $0,5\ \text{mm}$  bei verschiedenen Temperaturen zwischen 300 K und 1300 K im Wellenlängenbereich von  $2\ \mu\text{m}$  bis  $18\ \mu\text{m}$ .

In Abb. 2.15 kann allerdings im mittleren Infrarotbereich, bei Wellenlängen zwischen  $10\ \mu\text{m}$  und  $13\ \mu\text{m}$  ein sehr hoher Emissionsgrad nahe bei 1 mit einer nur geringen Temperaturabhängigkeit sowie bei einer Wellenlänge von etwa  $13\ \mu\text{m}$  unabhängig von der Temperatur ein Emissionsgrad von exakt 1 beobachtet werden. Bei dieser Wellenlänge, die somit der Christiansen-Wellenlänge des TBC-Materials entspricht, sind die Oberflächeneigenschaften der keramischen Wärmedämmschicht daher optimal für Messungen mittels Strahlungsthermometrie geeignet [38][116][117][118].

Für die Nutzbarkeit eines Wellenlängenbereiches für die Temperaturmessung an Turbinenschaufeln im Betrieb mittels Strahlungsthermometrie ist jedoch neben den Oberflächeneigenschaften der zu untersuchenden Schaufeln noch das Transmissionsspektrum des Gasgemisches, welches sich zwischen Schaufeloberfläche und der Optik des Strahlungsthermometers befindet, maßgebend. Das simulierte Transmissionsspektrum des typischen Brenngasgemisches (vgl. Abb. 2.14 Seite 35) zeigt bei Raumtemperatur im Wellenlängenbereich zwischen  $10\ \mu\text{m}$  und  $12\ \mu\text{m}$  nahezu keine Absorptionseinflüsse. Bei höheren Temperaturen treten allerdings auch in diesem Bereich einzelne Absorptionspeaks auf. Laut dieser Simulation scheint der Einfluss der Gasatmosphäre bei etwa  $10\ \mu\text{m}$  am geringsten zu sein, sodass eine Wellenlänge im Bereich von  $10\ \mu\text{m}$  insgesamt am vielversprechendsten für Strahlungsthermometrie an modernen Turbinenschaufeln im Betrieb erscheint. Für eine endgültige Wahl des Wellenlängenbereiches für die Strahlungsthermometrie ist jedoch eine experimentelle Bestätigung für die oben genannten Simulationen und die zugrundeliegenden Literaturdaten erforderlich. Wie bereits ausgeführt wurde, steht diese experimentelle Bestätigung für das Verhalten des Transmissionsspektrums bei hohen Temperaturen bislang noch aus und soll im Rahmen dieser Arbeit erreicht werden [116][119].



**Abb. 2.16:** Spektraler Transmissionsgrad einer freistehenden TBC-Probe (YSZ) mit einer Stärke von  $0,5\ \text{mm}$  bei verschiedenen Temperaturen zwischen  $300\ \text{K}$  und  $1300\ \text{K}$  im Wellenlängenbereich von  $2\ \mu\text{m}$  bis  $18\ \mu\text{m}$ .

Für die Messung der Temperatur des Brenngases in einer Gasturbine müssen Thermoelemente bislang direkt in den Heißgasstrom eingebracht werden, um analog zur Temperaturmessung an Festkörpern im direkten Kontakt zum Messobjekt zu sein. Ebenso wie die Bauteile einer Gasturbine können auch Thermoelemente jedoch nicht beliebig hohen Temperaturen widerstehen. Je höher die Einsatztemperatur ist, umso schneller setzen Degradierungseffekte an einem Thermoelement ein und umso kürzer ist daher dessen Lebensdauer. Im Extremfall können so auch unterhalb der Schmelztemperatur der Materialien des Thermoelements aufgrund

von fortgeschrittener Degradation Teile davon abbrechen. Beim Einsatz eines Thermoelements zur Temperaturmessung im Brenngasstrom einer Gasturbine, wird in einem solchen Fall nicht nur das Thermoelement selbst unbrauchbar, sondern sich lösende Fragmente, die in den Heißgasstrom gelangen, können darüber hinaus mit anderen Bauteilen kollidieren und diese dabei beschädigen. Eine direkte Messung der höchsten in einer Gasturbinenanlage auftretenden Brenngastemperatur zwischen der Brennkammer und der ersten Reihe von Turbinenschaufeln ist daher aufgrund der dort herrschenden extremen Bedingungen bislang in vielen Fällen nicht möglich. Diese Temperatur kann in diesem Fall allenfalls ausgehend von der Messung der Abgastemperatur am Turbinenausgang zurückgerechnet werden [26][37].

Auch für die Messung der Brenngastemperatur während des Betriebs einer Gasturbine kann ein berührungsloses Messverfahren unter Nutzung von Strahlungsthermometrie eine gute Alternative sein, da hierbei kein direkter Kontakt des Detektors mit dem Messobjekt erforderlich ist. In einigen Müllverbrennungsanlagen wird bereits ein auf Strahlungsthermometrie basierendes Verfahren zur Abgastemperaturmessung eingesetzt, um die Prozessführung zu unterstützen. Wenn auch unter anderen Bedingungen als im Inneren einer Gasturbine, konnte hier bestätigt werden, dass durch die Verwendung von Strahlungsthermometern eine deutlich kürzere Ansprechzeit realisiert werden konnte, als es zuvor mittels Thermoelementen möglich gewesen war. Aufgrund der deutlich anspruchsvolleren Bedingungen in Hinsicht auf Druck und Temperatur sowie der Unterschiede in der vorliegenden Gaszusammensetzung in einer Gasturbine verglichen mit einer Müllverbrennungsanlage können diese Erfahrungen nicht ohne weiteres auf Gasturbinen übertragen werden. Dazu sind unter anderem weitere eingehende Untersuchungen der optischen Eigenschaften der Brenngase in einer Gasturbine unter hohen Temperaturen und Drücken erforderlich, was ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit ist. Dennoch stimmen die dort gewonnenen Erkenntnisse zuversichtlich bzgl. der Nutzbarkeit einer auf Strahlungsthermometrie basierenden Gastemperatur-Messmethode in Gasturbinen [120][121].



# 3 Messtechnik und Messverfahren

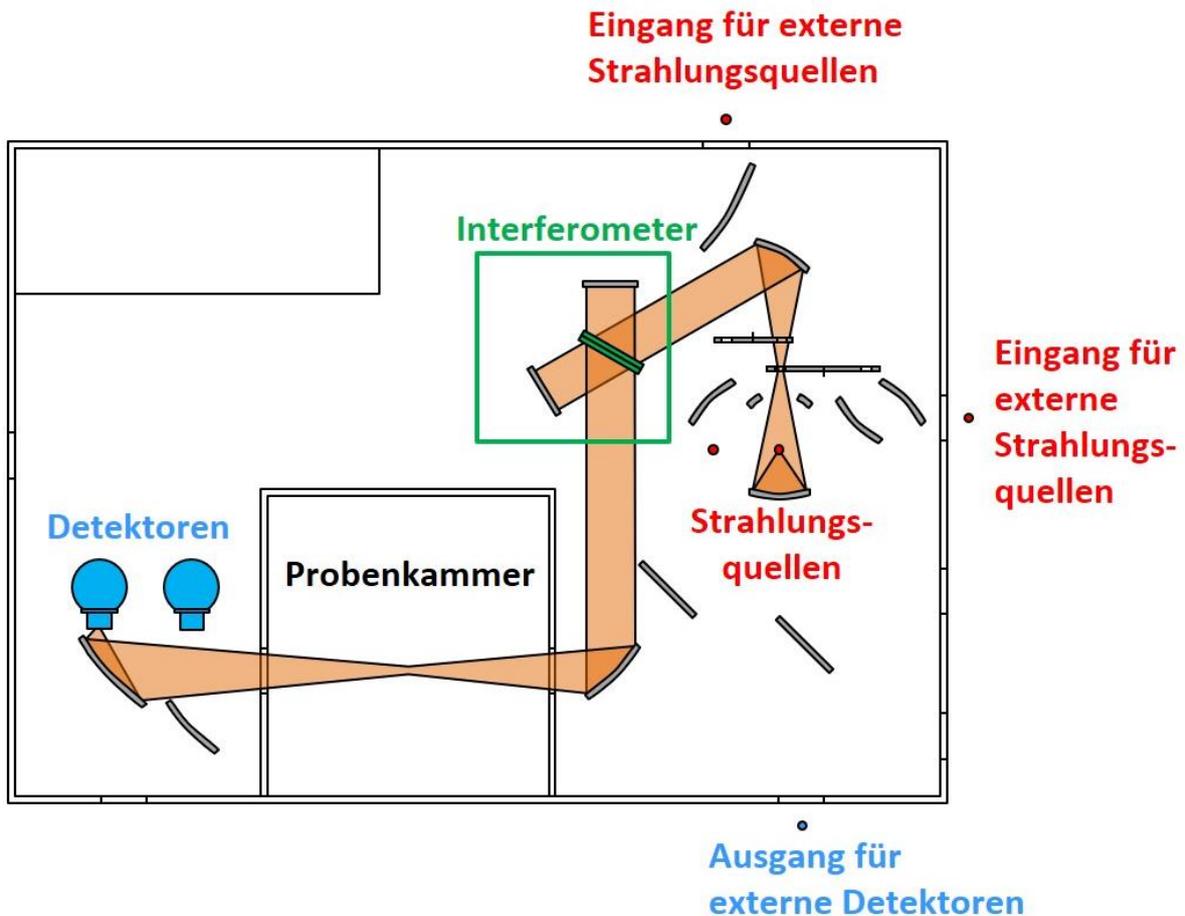
## 3.1 FTIR Spektrometer

Alle spektralen Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Hilfe von Fouriertransformations-Infrarot (FTIR) Spektrometern durchgeführt. Für den überwiegenden Teil der Messungen wurde ein Gerät des Typs Bruker Vertex 70v verwendet. In der hier verwendeten Standardkonfiguration kann ein Spektralbereich von  $8000\text{ cm}^{-1}$  bis  $350\text{ cm}^{-1}$  mit einer maximalen spektralen Auflösung von  $0,4\text{ cm}^{-1}$  untersucht werden. Einige Messungen wurden daneben mit einem Gerät des Typs Bruker IFS 66v ausgeführt, welches ähnliche Spezifikationen aufweist. Da der erstgenannte Spektrometertyp der meistgenutzte war, beziehen sich die Darstellungen im Folgenden auf diesen stellvertretend für beide Typen. Das Funktionsprinzip beider Geräte ist identisch, lediglich die Anordnung einiger Komponenten unterscheidet sich [122][123].

In Abb. 3.1 sind am Beispiel des Bruker Vertex 70v die wesentlichen Komponenten eines FTIR-Spektrometers sowie der Strahlengang zwischen diesen für den Fall der Basiskonfiguration zur Messung des spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrades einer Materialprobe in der Probenkammer unter Verwendung einer internen Strahlungsquelle und eines internen Detektors dargestellt. Als interne Strahlungsquelle kam im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich ein sogenannter Global zum Einsatz. Dabei handelt es sich um ein U-förmiges Widerstandsheizelement aus Siliziumcarbit, welches elektrisch auf Temperaturen von ca.  $1300\text{ K}$  beheizt und somit zum Glühen gebracht wird. Der Global gibt dabei Strahlung ab, deren Spektrum vor allem für Messungen im mittleren Infrarotbereich sehr gut geeignet ist [44][123][124].

Die Strahlung wird durch ein System aus Spiegeln und Aperturen in ein Michelson-Interferometer geleitet. Dieses besteht aus einem festen und einem beweglichen Spiegel sowie einem Strahlteiler. Bei dem Strahlteiler handelt es sich um einen halbdurchlässigen Spiegel, der je nach untersuchtem Wellenlängenbereich aus verschiedenen Materialien bestehen kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Strahlteiler aus Kaliumbromid (KBr) verwendet. Die Strahlung fällt im Interferometer zunächst auf den Strahlteiler, der diese in zwei Teilstrahlen aufteilt. Einer der Teilstrahlen fällt auf den festen Spiegel, der zweite auf den beweglichen. Beide Spiegel reflektieren die Strahlung wieder zurück zum Strahlteiler. Dort werden die Teilstrahlen zur Interferenz gebracht. Infolge der Bewegung des einen Spiegels entsteht eine sich periodisch ändernde optische Weglängendifferenz und dadurch eine sich entsprechend ändernde Phasendifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen. Dies hat eine fortwährende Änderung der Interferenzamplitude zur Folge. Die auf diesem Weg modulierte Strahlung wird nun mittels weiterer Spiegel durch die Probenkammer des Spektrometers – wo sie ggf. auf eine dort platzierte Materialprobe trifft – und zum Detektor geleitet. Der Verlauf der Strahldichte wird durch den Detektor in Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz gemessen. Die erhaltenen Daten liegen zunächst in der Zeitdomäne vor und werden durch Fouriertransformation in die Frequenzdomäne übergeführt, wodurch sich die spektrale Verteilung der Strahldichte der den De-

tektor erreichenden Strahlung ergibt. Strahlung, die zwischen dem Interferometer und dem Detektor in den Strahlengang eingekoppelt wird – z. B. Störstrahlung aus der Umgebung – und somit nicht moduliert ist, wird vom Detektor daher als konstanter Signalanteil aufgezeichnet. Im Zuge der Fouriertransformation wird dieser Anteil eliminiert, sodass derartige Störstrahlung nicht in das Messergebnis eingeht. Im Rahmen dieser Arbeit kam meist ein Detektor aus deuteriertem L-Alanin dotiertem Triglycinsulfat (DLATGS) und in einigen Fällen ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Detektor aus Quecksilber-Cadmium-Tellurid (englisch: mercury cadmium telluride, MCT) zum Einsatz [44][61][64][123][124][125].



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung des Strahlengangs in einem FTIR-Spektrometer des Typs Bruker Vertex 70v [123].

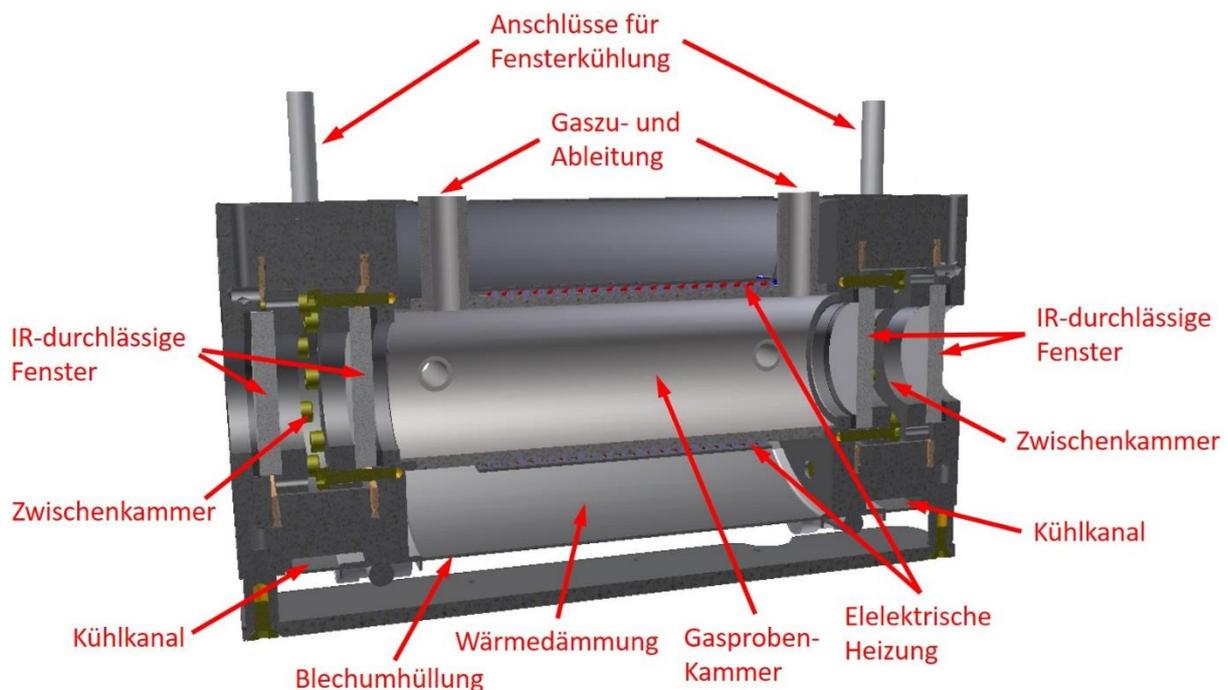
Um nun den spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrad einer Materialprobe in der Probenkammer zu ermitteln, sind zwei Einzelmessungen erforderlich. Zunächst muss eine Referenzmessung durchgeführt werden. Dazu wird die Probe aus der Probenkammer entnommen und die spektrale Strahldichtevertellung bei freiem Strahlengang gemessen. Anschließend wird die zu untersuchende Materialprobe in der Probenkammer im Strahlengang platziert und die spektrale Strahldichtevertellung erneut gemessen. Aus dem Quotienten der beiden Einzelmessungen resultiert nun der spektrale gerichtet-gerichtete Transmissionsgrad der Materialprobe. Um bei diesen Messungen Einflüsse der Umgebungsluft zu minimieren, kann der Innenraum der verwendeten FTIR-Spektrometer und somit der gesamte Strahlengang des hier vorgestellten Basisaufbaus evakuiert werden [44][122][123][124].

## 3.2 Gasmesstechnik

Viele der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben die Ermittlung von Transmissionsspektren von Gasen unter definierten Bedingungen zum Gegenstand. Zur Kontrolle von Temperatur und Druck der untersuchten Gasproben sowie zu deren Bereitstellung und Platzierung im Strahlengang eines Spektrometers wurden daher zunächst die dafür nötigen technischen Einrichtungen entwickelt und gebaut. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

### 3.2.1 Gaszelle

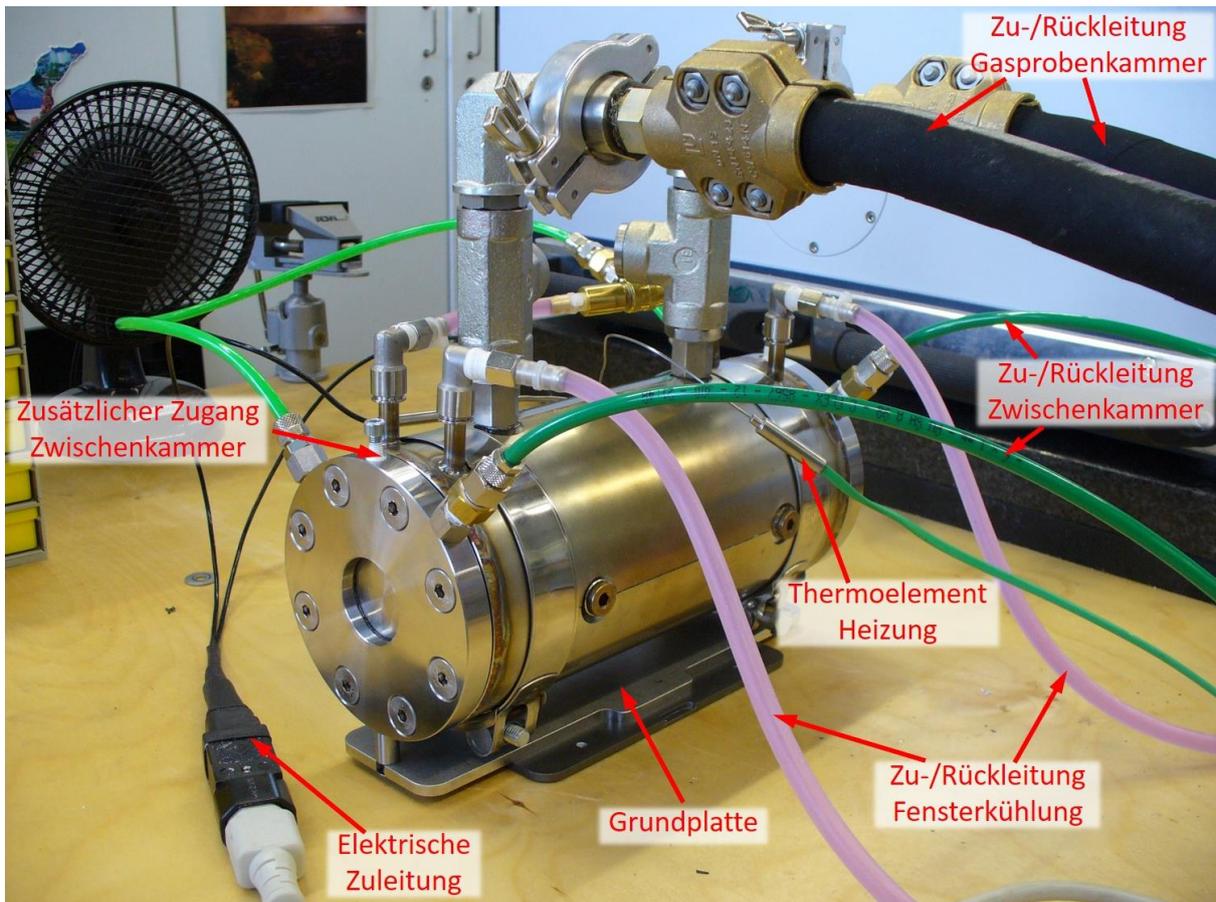
Zentraler Bestandteil der Gasmesstechnik ist die im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit der Firma VA-TEC entwickelte Hochtemperatur-Hochdruck-Gaszelle (vgl. Abb. 3.2 und Abb. 3.3). Die Zelle ist so gestaltet, dass sie in die Probenkammer des FTIR-Spektrometers Bruker Vertex 70v eingesetzt werden kann. Ihre genaue Position auf der Grundplatte ist so justiert, dass der Spektrometer-Strahlengang exakt entlang der Mittellinie in axialer Richtung durch die Gasprobenkammer der Gaszelle verläuft und nicht durch metallische Bauteile der Gaszelle eingeschränkt wird.



**Abb. 3.2:** Schnittdarstellung der Hochdruck-Gaszelle, die zur Bestimmung des spektralen Transmissionsgrades von Gasen bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K sowie bei Drücken von 2 kPa bis 1 MPa in der Probenkammer des FTIR-Spektrometers platziert werden kann.

Die gesamte Gaszelle besteht aus drei Kammern: Einer Gasprobenkammer und zwei Zwischenkammern. Das zu untersuchende Gas oder Gasgemisch wird in die Gasprobenkammer eingeleitet, die sich im Zentrum der Gaszelle befindet. Die Länge der Gasprobenkammer wurde entsprechend der für die geplanten Turbinenanwendungen relevanten geometrischen Weglänge auf 16 cm festgelegt. In der Gasprobenkammer können Gesamtgasdrücke zwischen 2 kPa und 1 MPa realisiert werden. Die Gasprobenkammer ist von einem elektrisch betriebenen Mantel-

heizleiter aus Inconel600 (2.4816) mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Leistungsaufnahme von 7660 W bei 230 V umgeben und kann damit auf Temperaturen von bis zu 1073 K beheizt werden. Es wurden darüber hinaus Versuche mit einem im Inneren der Gasprobenkammer platzierten Zusatzheizer aus Wolframband durchgeführt, mit dessen Hilfe bei geringen Gasdrücken Gastemperaturen von bis zu 1473 K erreicht werden konnten. Die Gasprobenkammer ist aus nichtrostendem hitzebeständigem Chrom-Nickel-Stahl (1.4841) [126] gefertigt und besitzt insgesamt sechs Zugangsleitungen, welche als Gaszu- und Ableitungen oder z. B. zum Einbringen zusätzlicher Thermoelemente oder Heizer genutzt werden können. In ca. 3 cm Abstand ist die beheizte Gasprobenkammer von einer koaxialen Blechumhüllung umgeben, die die von der Zelle ausgehende Wärmestrahlung abschirmt. Der Zwischenraum zwischen Zelle und Umhüllung ist mit einem Hochtemperaturdämmstoff aus einem Aluminiumoxid-Fasergespinnst gefüllt.



**Abb. 3.3:** Fotografie der Gaszelle mit angeschlossenen Versorgungsleitungen.

An die Gasprobenkammer schließt sich in beide Richtungen entlang des Strahlengangs nach außen hin jeweils eine Zwischenkammer an. Die Zwischenkammern sind jeweils zur Gasprobenkammer und zur Umgebung hin durch ein infrarotdurchlässiges Fenster abgegrenzt und können unabhängig von der Gasprobenkammer evakuiert oder mit Gasen gefüllt werden. Sie stellen in mehrfacher Hinsicht eine Abgrenzung der innenliegenden Gasprobenkammer von der Umgebung dar. Sie sind einerseits von Kühlleitungen umgeben und verhindern dadurch eine Überhitzung der Aufnahme für Einbaugeräte in der Probenkammer des Spektrometers infolge von Wärmeleitung von der beheizten Gasprobenkammer über die außen an den Zwischenkammern angebrachten Standfüßen zur Grundplatte. Weiterhin kann in den Zwischenkammern eine Atmosphäre geschaffen werden, deren Druck zwischen dem in der Gasprobenkammer und dem Umgebungsdruck liegt, wodurch eine mechanische Teilentlastung der innenliegenden Fenster

erreicht werden kann. Außerdem stellen die äußeren Fenster der Zwischenkammern eine Rückfallebene zur Eingrenzung der Gasproben für den Fall dar, dass die inneren Fenster während einer Messung brechen oder anderweitig versagen. Die Zwischenkammern sowie die übrigen nicht nennenswert Temperatur-beaufschlagten Komponenten der Gaszelle sind aus korrosionsbeständigem austenitischem Chrom-Nickel-Stahl (1.4301) [127] gefertigt. Neben den Anschlüssen für die Kühlleitungen verfügen sie noch über weitere Zugänge, die als Gaszu- und Ableitungen oder zum Einbringen von Thermoelementen genutzt werden können.

### 3.2.2 Fenster

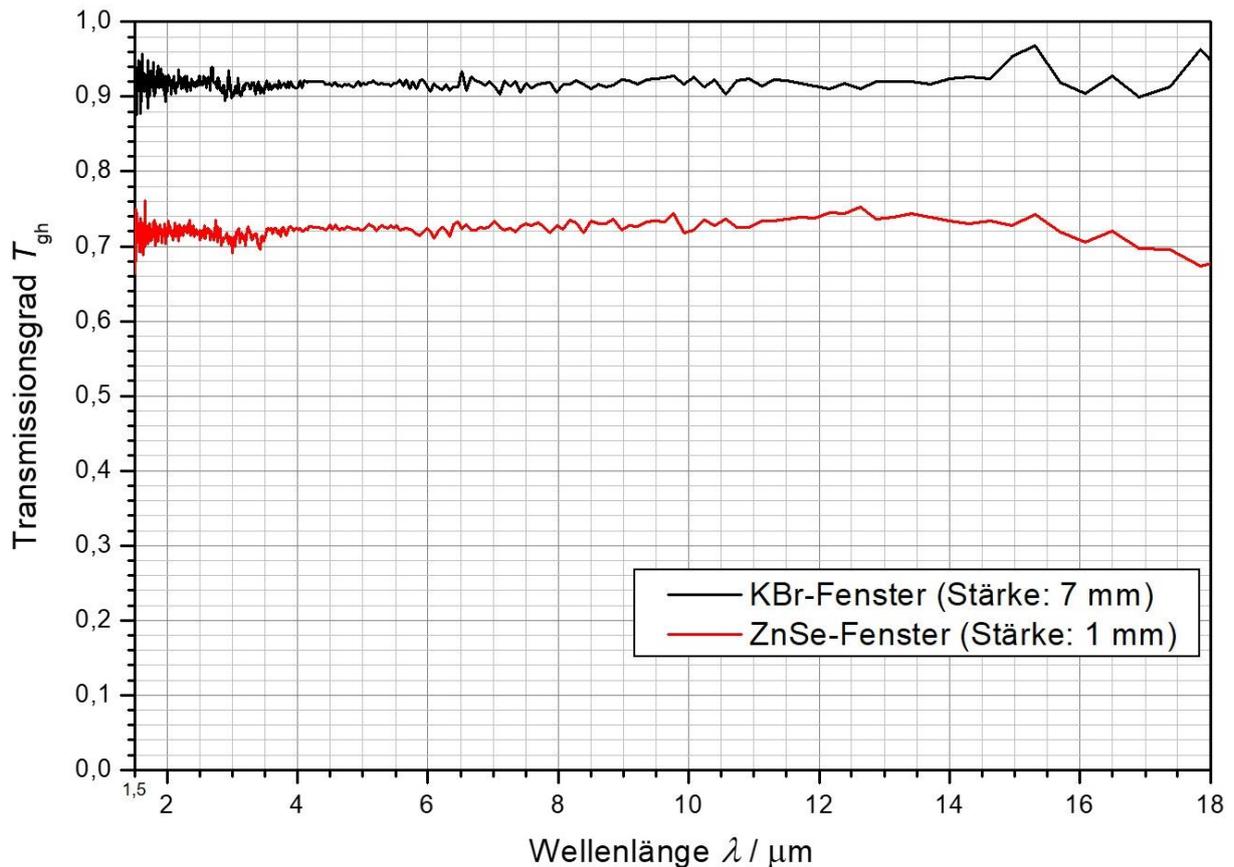
An die Fenster der Gaszelle werden bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit hohe Anforderungen gestellt. Einerseits müssen Sie im gesamten für die geplanten Gasmessungen relevanten Wellenlängenbereich einen möglichst hohen Transmissionsgrad aufweisen, um das Messsignal möglichst wenig zu schwächen. Andererseits müssen sie den Temperaturen, die während der Messungen im Inneren der Gasprobenkammer herrschen und denen sie direkt ausgesetzt sind, widerstehen können. Gleichzeitig müssen die Fenster den mechanischen Belastungen aufgrund der Druckdifferenz zwischen den Atmosphären, die durch sie getrennt werden, standhalten. Außerdem dürfen die Fenstermaterialien nicht mit den zu untersuchenden Gasen reagieren. Und schließlich dürfen sich ihre optischen Eigenschaften in den für die Messungen relevanten Temperatur- und Druckbereichen nicht nennenswert ändern, da dies die Messungen ebenfalls negativ beeinflussen würde.

Aufgrund der gestellten Anforderungen wurde zunächst Kaliumbromid (KBr) – eines der im mittleren Infrarotbereich häufig verwendeten optischen Materialien – als Fenstermaterial für die Gaszelle gewählt [70][124]. KBr weist in einem breiten Intervall vom visuellen bis weit in den mittleren Infrarotbereich – insbesondere im für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Messungen relevanten Wellenlängenbereich – einen durchgehend hohen Transmissionsgrad auf (vgl. Abb. 3.4). Sein Schmelzpunkt liegt bei etwa 1000 K, die maximale empfohlene Anwendungstemperatur liegt bei 573 K [128]. Bei Messungen an Kohlenstoffdioxid erwies sich KBr daher als Fenstermaterial der Gaszelle als sehr gut geeignet.

Für Messungen an Wasserdampf erwies sich KBr jedoch als ungeeignet. Wie bei frühen Versuchen beobachtet wurde, verstärkt sich eine auch bei Raumtemperatur vorhandene Wasserlöslichkeit bei hohen Temperaturen, sodass hier bei Kontakt mit Wasser nicht nur nach und nach die Oberfläche angegriffen wird, sondern der gesamte in Berührung stehende Bereich in sehr kurzer Zeit vollständig aufgelöst wird (vgl. Abb. 3.5 D). Bei Messungen an Wasserdampf wird daher Zinkselenid (ZnSe) als Fenstermaterial eingesetzt, welches unlöslich in Wasser ist. Die Sublimationstemperatur von ZnSe liegt mit etwa 770 K unter der Schmelztemperatur von KBr, die maximale empfohlene Anwendungstemperatur ist jedoch mit der von KBr identisch [129]. Wie aus Abb. 3.4 hervorgeht, ist der spektrale Transmissionsgrad von ZnSe bereits bei sehr dünnen Fenstern im relevanten Wellenlängenbereich deutlich niedriger als der von dicken KBr-Fenstern. Um die Signalstärke der Strahlung beim Durchgang durch die Gaszelle möglichst wenig zu reduzieren, wird daher für Messungen an Wasserdampf eine Kombination aus einem ZnSe-Fenster mit einer Stärke von 1 mm und einem KBr-Fenster mit einer Stärke von 7 mm verwendet (vgl. Abb. 3.5 B). Das ZnSe-Fenster schützt aufgrund seiner Unlöslichkeit in Wasser das dahinterliegende KBr, während das dickere KBr-Fenster die mechanische Belastbarkeit dieser Kombination sicherstellt.

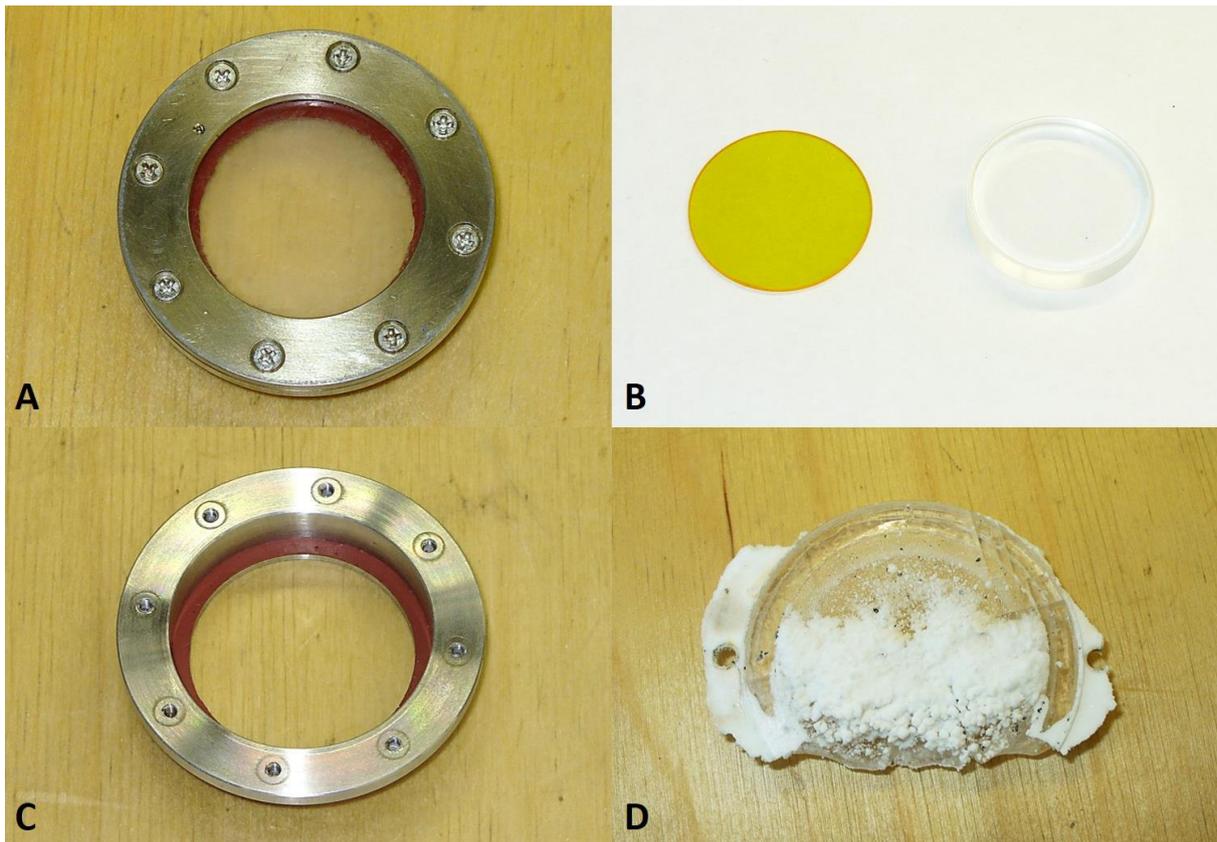
Aufgrund der hohen in der Gasprobenkammer auftretenden Temperaturen können als Materialien zur Abdichtung der Gasprobenkammer nur Metalle oder Grafit eingesetzt werden. Diese erfordern jeweils starke Anpresskräfte zwischen den beiden Dichtflächen, um eine dicht schließende Verbindung zu erreichen. Bei den ersten Versuchen wurden die Fenster selbst zusammen mit einer Grafit-Flachdichtung gegen die Öffnung der Gasprobenkammer gepresst. Dies führte

vor allem bei den ZnSe-Fenstern oft zur Zerstörung infolge der hohen Anpresskräfte. Aus diesem Grund werden die Fenster nun in Fensterfassungen aus Edelstahl (vgl. Abb. 3.5 A und C) eingesetzt. Die Fassungen werden dann zusammen mit einer Grafit-Flachdichtungen angepresst. Die Fensterfassungen können den dabei auftretenden Kräften problemlos widerstehen. In die Fensterfassungen werden vor jedem Einsetzen der Fenster Dichtungen aus Hochtemperatur-Silikondichtmasse eingegossen, welche schließlich nach dem Aushärten die Fenster in den Fassungen abdichten. Die Hochtemperatur-Silikondichtmasse ist dauerhaft bis 523 K bzw. kurzzeitig bis 573 K temperaturstabil [130].



**Abb. 3.4:** Transmissionsspektren zweier infrarot-durchlässiger Fenster aus Kaliumbromid (KBr) mit einer Stärke von 7 mm und aus Zinkselenid (ZnSe) mit einer Stärke von 1 mm im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 18  $\mu\text{m}$ , die in dieser Arbeit zur Durchführung von Gastransmissionsmessungen in der Gaszelle verwendet werden.

Neben den bereits beschriebenen Effekten wird durch die Kühlung der Zwischenkammern, die durch ein Thermostat betrieben wird, eine Temperatur-Stabilisierung der Fenster erreicht. Dadurch werden die Fenster einerseits vor thermischen Schäden geschützt und andererseits werden mögliche Temperatureinflüsse auf die optischen Eigenschaften der Fenster minimiert. Die Druckabhängigkeit des Brechungsindexes von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf sowie mögliche dadurch bedingte Auswirkungen auf den Reflexionsgrad an der Grenzschicht der Fenster und somit auf deren optische Eigenschaften kann im in dieser Arbeit untersuchten Druckbereich vernachlässigt werden [131][132].



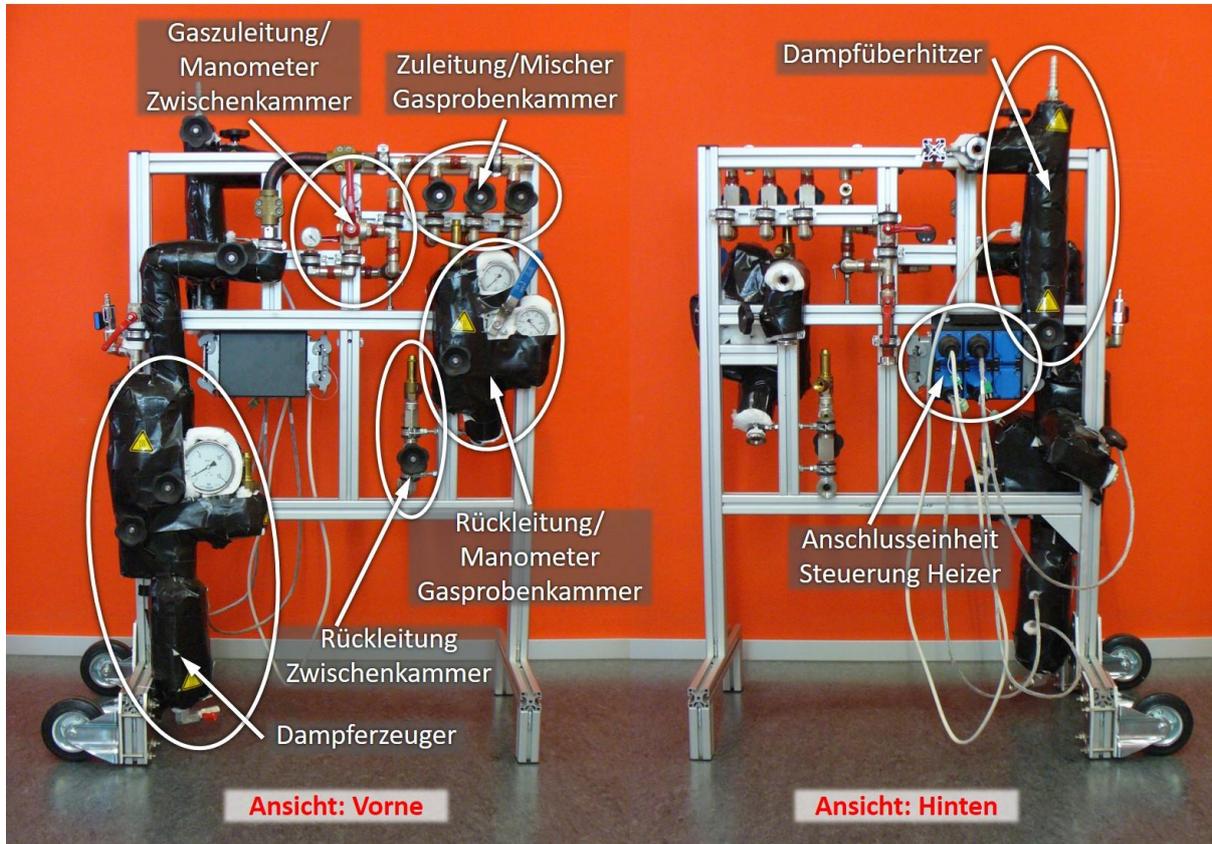
**Abb. 3.5:** Fotografien der verwendeten Fenster und Fensterfassungen. A: Gebrauchsfertige Fensterfassung mit eingebautem Kaliumbromid-Fenster; B: In der Gaszelle verwendete Fenster aus Zinkselenid (ZnSe, links) und Kaliumbromid (KBr, rechts); C: Offene leere Fensterfassung mit eingegossener Hochtemperatursilikon-Dichtung; D: KBr-Fenster, welches durch Kontakt mit heißem Wasser in der Gaszelle im unteren Bereich vollständig aufgelöst wurde.

### 3.2.3 Gasversorgungs- und -Mischtechnik

Zur Bereitstellung und Kontrolle der zu untersuchenden Gasproben wurde eine umfangreiche Gasversorgungs- und -Mischeinheit gefertigt (vgl. Abb. 3.6). Sowohl für die Gasprobenkammer als auch für die Zwischenkammern der Gaszelle sind separate Zu- und Rückleitungsanschlüsse vorgesehen, sodass die Atmosphären in der Gasprobenkammer und den Zwischenkammern unabhängig voneinander eingestellt werden können. Beide Kreise – sowohl der der Gasprobenkammer als auch der der Zwischenkammern – sind mit Manometern zur Drucküberwachung ausgestattet. Für den Fall einer unvorhergesehenen Überschreitung des Auslegungsdrucks der einzelnen Bauteile sind beide Kreise zudem mit entsprechend justierten Sicherheitsventilen versehen. Weiterhin können sie in Verbindung mit einer an die Gasversorgungs- und -Mischeinheit angeschlossenen Vakuumpumpe getrennt evakuiert werden. Die durch die Vakuumpumpe abgesaugten Abgase werden in das Abgassystem der Haustechnik entlassen.

Die Zwischenkammern der Gaszelle werden ausschließlich evakuiert oder mit einem inerten infrarot-inaktiven Gas gefüllt. Daher sind an diesem Systemkreis neben den bereits erwähnten Mess- und Sicherheitsarmaturen sowie der Möglichkeit zur Evakuierung lediglich ein einzelner Gasversorgungsanschluss vorgesehen. An der Zuleitung zur Gasprobenkammer sind drei Gasanschlüsse vorhanden, die mit den Versorgungsleitungen der Haustechnik oder mit Druckgasflaschen verbunden werden können, sodass bis zu drei verschiedene Gasarten gleichzeitig eingeleitet werden können. Alle diese Anschlüsse sind mit Nadelventilen zur präzisen Dosierung

des Gaszustroms ausgestattet. Da im Rahmen dieser Arbeit auch Wasserdampf untersucht werden soll, ist an die Zuleitung der Gasprobenkammer darüber hinaus ein Wasserdampferzeuger angeschlossen. Alle Bereiche und Komponenten der Zu- und Rückleitung der Gasprobenkammer, die temperaturbeaufschlagt werden können, sind mit einer Wärmedämmung aus einem Aluminiumoxid-Fasergespinnst versehen.



**Abb. 3.6:** Fotografie der Gasversorgungseinheit.

Der Dampferzeuger besteht aus einem Edelstahl-Druckbehälter, der durch zwei elektrisch betriebene Heizmanschetten mit einer Leistung von je 550 W beheizt werden kann. Vor Betriebsbeginn wird der Druckbehälter evakuiert und mit destilliertem Wasser befüllt. Während des Betriebs kann falls nötig über einen an den Dampferzeuger angeschlossenen und durch eine weitere Heizmanschette vorheizbaren Vorratsbehälter Wasser in den Druckbehälter nachgefüllt werden.

Um der Bildung von Wasseransammlungen in den Leitungen vorzubeugen, wurde die Zuleitung zur Gasprobenkammer mit einem Dampfüberhitzer versehen. Der Dampfüberhitzer besteht aus zwei T-förmig verbundenen Edelstahlrohren, die mit Edelstahlwolle gefüllt sind (vgl. Abb. 3.7). Das Gas, welches in der Gaszelle untersucht werden soll, gelangt durch das waagrechte Rohr in den Überhitzer. Bereits flüssige Anteile können sich an der dortigen Edelstahlwolle niederschlagen und am Ende des waagrechten Rohres nach unten abfließen, wo sie sich in einem kleinen Behältnis sammeln können. Gasförmige Bestandteile passieren das waagrechte Rohr und steigen weiter durch das senkrechte Rohr auf. Das senkrechte Rohr und damit auch die darin befindliche Edelstahlwolle werden durch einen außen am Rohr angebrachten elektrisch betriebenen Heizleiter mit einer Leistung von 300 W beheizt. Das das senkrechte Rohr passierende Gas wird dadurch noch einmal nachträglich erhitzt, ehe es den Dampfüberhitzer in Richtung der Gaszelle verlässt.

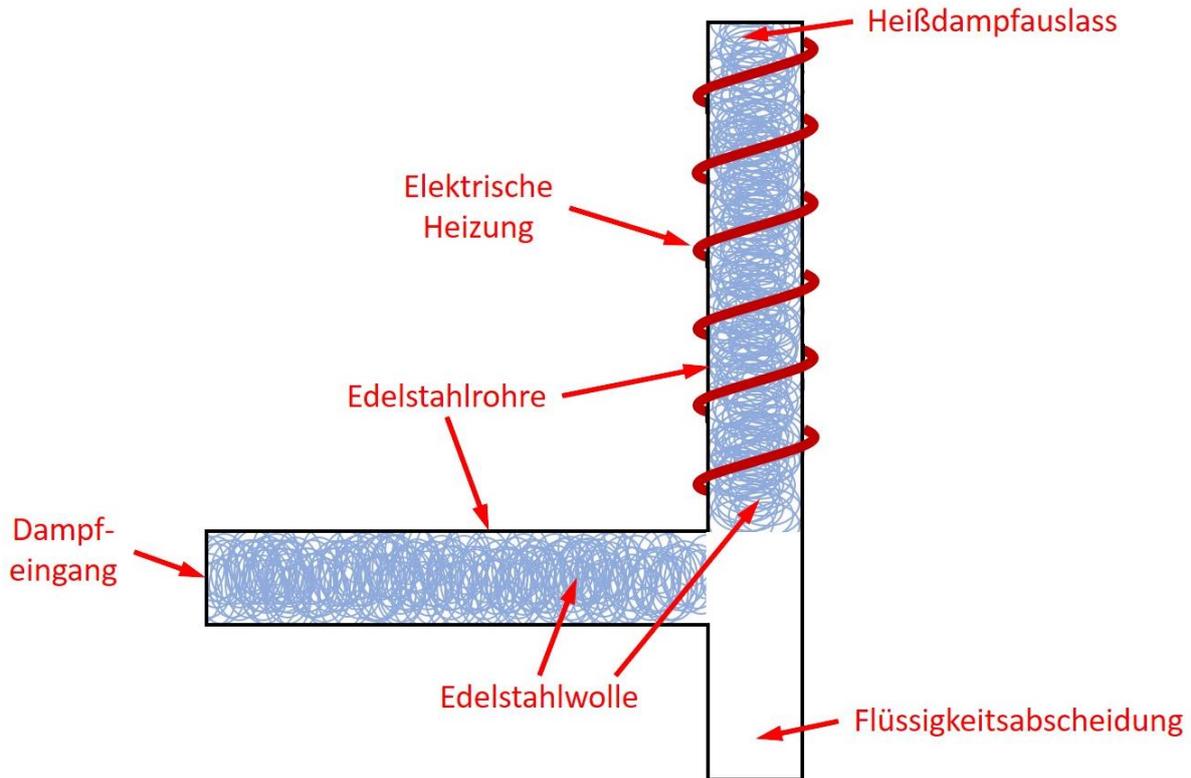


Abb. 3.7: Schematische Darstellung des Dampfüberhitzers.

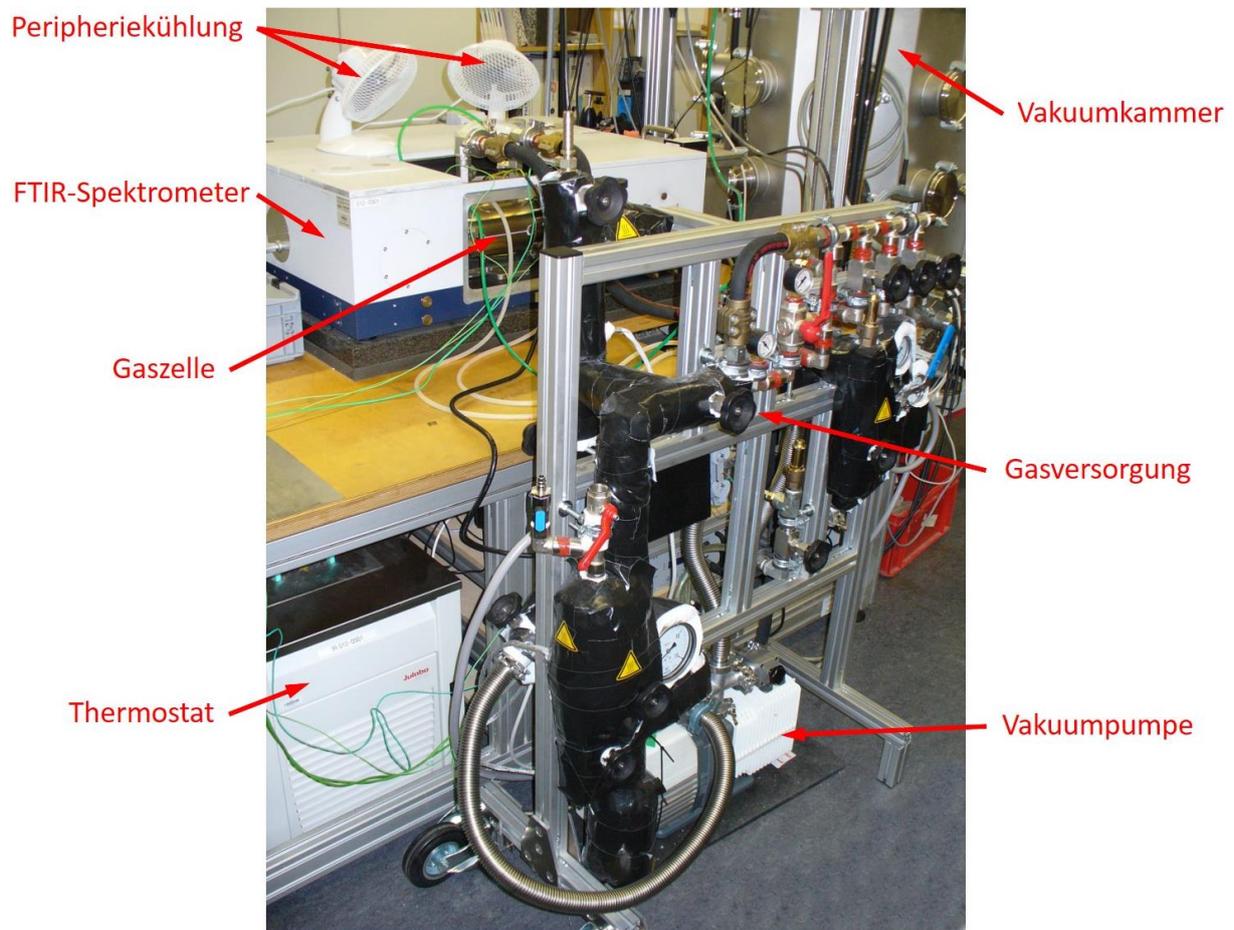
### 3.2.4 Messaufbau

Der gesamte Messaufbau zur Ermittlung des spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrades von heißen Gasen besteht aus einem FTIR-Spektrometer, der Hochtemperatur-Hochdruck-Gaszelle mit der Gasversorgungs- und -Mischeinheit, einer Vakuumpumpe zur Evakuierung und einem Thermostaten zur Kühlung der Gaszelle (vgl. Abb. 3.8). Weiterhin umfasst der Messaufbau Ventilatoren zur Kühlung der Probenkammer des Spektrometers und ggf. eine Vakuumkammer mit Schwarzkörper-Strahlungsquelle zur alternativen Platzierung der Gaszelle.

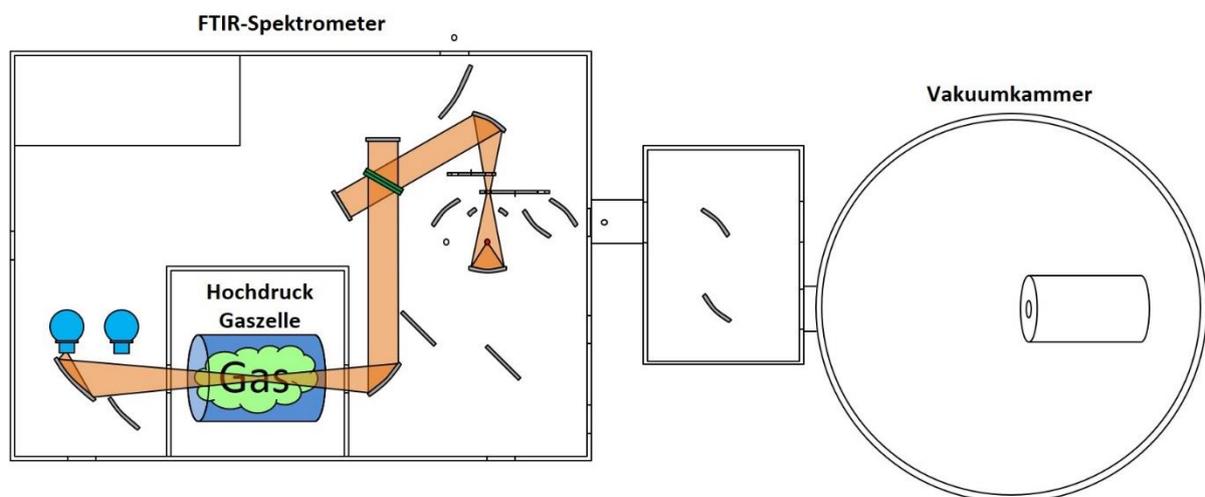
Für die meisten Messungen zur Bestimmung des spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrades von Gasen wurde die Gaszelle in der Probenkammer des Spektrometers platziert (vgl. Abb. 3.9). In dieser Anordnung durchläuft die Strahlung der Quelle zuerst das Interferometer, wo sie moduliert wird, anschließend die Gaszelle und wird schließlich vom Detektor erfasst. Strahlung, die erst nach dem Interferometer in den Strahlengang eingekoppelt und somit nicht moduliert wird, wird zwar ebenfalls vom Detektor aufgenommen, jedoch bei der anschließenden Fourier-Transformation aus dem Messsignal eliminiert. In dieser Messanordnung geht daher nur die von der Quelle ausgehende und durch die Gaszelle transmittierte Strahlung in das Messergebnis ein.

Alternativ kann die Gaszelle in der Vakuumkammer platziert und im Strahlengang zwischen der Strahlungsquelle und dem Interferometer angeordnet werden (vgl. Abb. 3.10). In diesem Fall passiert daher sowohl die Strahlung von der Quelle, die durch die Zelle transmittiert wird, als auch die vom Gas in der Zelle selbst emittierte Strahlung das Interferometer. Beide Strahlungsanteile werden somit beim Durchgang durch das Interferometer moduliert. Aus diesem Grund kann bei der Fourier-Transformation des vom Detektor aufgezeichneten Signals nicht

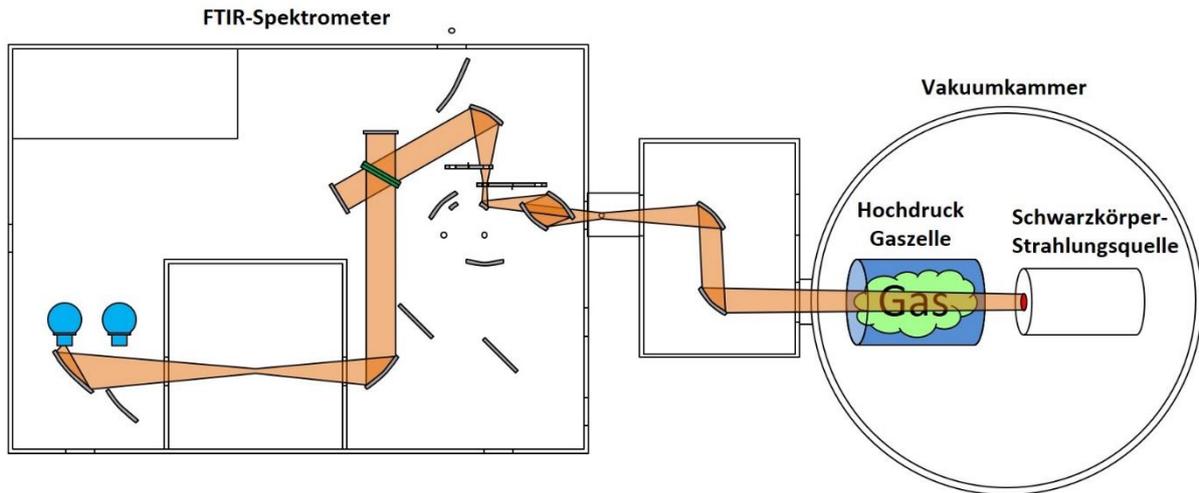
zwischen diesen Anteilen unterschieden werden. Daher gehen bei Messungen mit diesem Aufbau sowohl die durch das Gas in der Zelle transmittierte als auch die vom Gas selbst emittierte Strahlung in das Messergebnis ein.



**Abb. 3.8:** Fotografie des Messaufbaus zur Bestimmung des spektralen Transmissionsgrades heißer Gase. Die Hochdruck-Gaszelle ist in der Probenkammer des FTIR-Spektrometers platziert.



**Abb. 3.9:** Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung des Transmissionsgrades heißer Gase. Die Hochdruck-Gaszelle ist hier in der Probenkammer des FTIR-Spektrometers zwischen Interferometer und Detektor platziert. Der hierbei verwendete Strahlengang ist markiert.



**Abb. 3.10:** Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung des scheinbaren Transmissionsgrades heißer Gase unter Einbeziehung der von den Gasen emittierten Strahlung. Die Hochdruck-Gaszelle ist in diesem Fall zwischen Strahlungsquelle und Interferometer platziert. Der dabei verwendete Strahlengang ist markiert.

### 3.3 Messung von Oberflächeneigenschaften

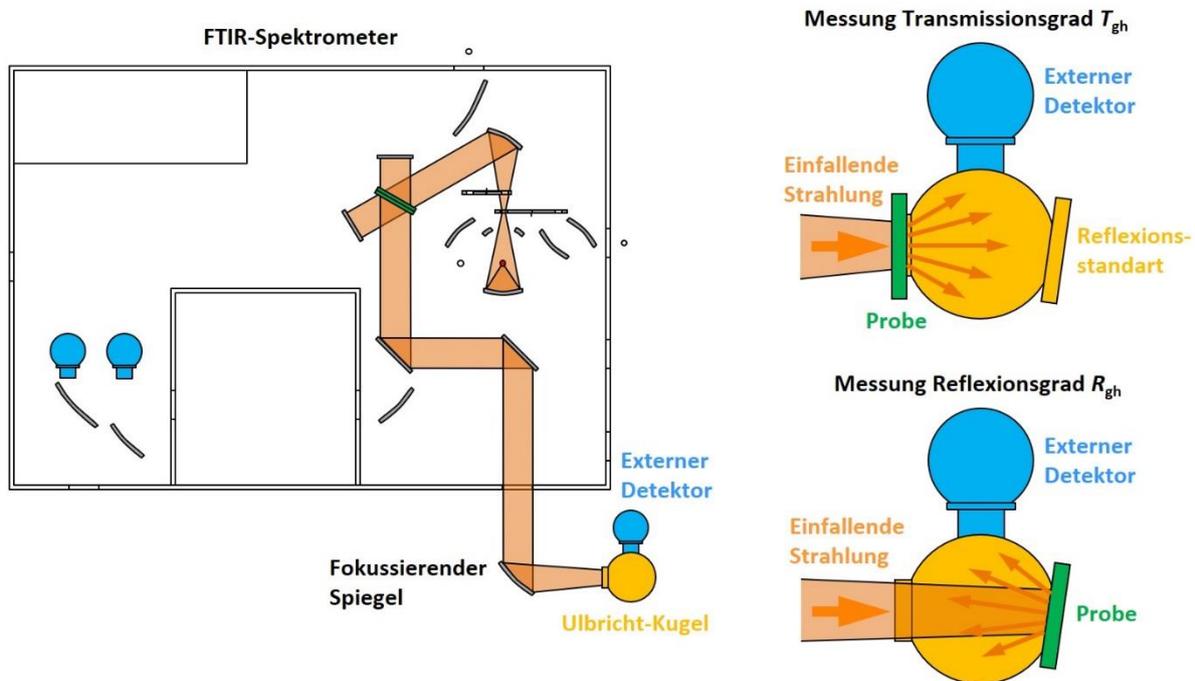
Neben den Messungen an Gasen, welche die umfangreichsten Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ausmachten, wurden auch die infrarot-optischen Eigenschaften der Oberflächen einiger Festkörper-Proben ermittelt. Im Folgenden werden die dabei eingesetzten Messverfahren zur Bestimmung der spektralen Reflexions-, Transmissions- und Emissionseigenschaften dieser Proben sowohl bei Raumtemperatur als auch bei hohen Temperaturen vorgestellt.

#### 3.3.1 Ulbricht-Kugel

Zur Untersuchung der infrarot-optischen Oberflächeneigenschaften von Festkörper-Proben bei Raumtemperatur wurde ein Messaufbau bestehend aus einem FTIR-Spektrometer und einem externen Detektor mit einer Ulbricht-Kugel verwendet (vgl. Abb. 3.11, links). Hierbei wird die von der internen Strahlungsquelle des Spektrometers stammende Strahlung nach der Passage des Interferometers aus dem Spektrometer ausgeleitet und mit einem fokussierenden Spiegel durch eine Öffnung ins Innere einer Ulbricht-Kugel geführt. Die Oberfläche der Innenseite der Ulbricht-Kugel weist eine raue Struktur auf und ist mit einer Goldbeschichtung versehen, die im Infrarot-Bereich einen Reflexionsgrad von über 98 % besitzt. Strahlung, die auf die Innenseite der Kugel trifft, wird daher an der inneren Kugeloberfläche vielfach diffus reflektiert, wodurch in der Kugel ein homogenes Strahlungsfeld entsteht, welches mit dem externen Detektor vermessen wird. Das dabei aufgezeichnete Signal wird vom Spektrometer in gleicher Weise verarbeitet wie bei Messungen mit einem internen Detektor (vgl. Kapitel 3.1, Seite 41ff) [133].

Die zu untersuchenden Materialproben werden direkt auf eine Öffnung der Kugel aufgelegt. Jegliche Strahlung, die die Probenoberfläche in den der Kugel zugewandten Halbraum verlässt,

wird von der Ulbricht-Kugel gesammelt und dem Gesamtstrahlungsfeld zugeführt. Anders formuliert führt die Ulbricht-Kugel also eine Integration über den Halbraum durch. Dieser Messaufbau erlaubt daher die Ermittlung des spektralen gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrades  $T_{gh}$  sowie des spektralen gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrades  $R_{gh}$  der untersuchten Materialprobe bzw. ihrer Oberfläche [116][117][134].



**Abb. 3.11:** Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung des gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrades  $T_{gh}$  bzw. des gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrades  $R_{gh}$  bestehend aus einem FTIR-Spektrometer und einer Ulbricht-Kugel.

Zur Bestimmung des spektralen gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrades wird die zu untersuchende Probe an der Kugelöffnung platziert, durch welche die Strahlung in die Kugel eintritt (vgl. Abb. 3.11, rechts oben). Die zweite Öffnung der Kugel wird mit einem Reflexionsstandard verschlossen, dessen Oberfläche die gleichen Eigenschaften wie die innere Kugeloberfläche besitzt. Der Abstand des fokussierenden Spiegels zur Kugel wird so justiert, dass der Querschnitt der einfallenden Strahlung möglichst genau mit der Eintrittsöffnung der Kugel übereinstimmt. Nun wird die spektrale Strahldichteverteilung der durch die Probe transmittierten Strahlung gemessen. Für die Referenzmessung wird die Probe von der Kugel entfernt und die spektrale Strahldichteverteilung bei freiem Strahlengang erneut gemessen. Aus dem Quotienten der beiden Messungen ergibt sich der spektrale gerichtet-hemisphärische Transmissionsgrad [133].

Für die Ermittlung des spektralen gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrades bleibt die Eintrittsöffnung der Kugel offen. Die zu untersuchende Materialprobe wird an der der Eintrittsöffnung gegenüberliegenden Öffnung der Ulbricht-Kugel platziert (vgl. Abb. 3.11, rechts unten). Der Abstand des fokussierenden Spiegels zur Kugel und die Blende der Eintrittsöffnung werden so justiert, dass beide Kugelöffnungen möglichst genau durch den Querschnitt des Strahlengangs ausgefüllt werden. Nun wird die spektrale Strahldichteverteilung der von der Oberfläche der Materialprobe reflektierten Strahlung gemessen. Im Gegensatz zur oben beschriebenen Messung des spektralen gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrades werden zur Ermittlung des spektralen gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrades zwei verschiedene Referenzmessungen benötigt. Zunächst wird die Probe entfernt und an ihrer Stelle ein Reflexionsstandard auf der Öffnung platziert. Es wird die spektrale Strahldichteverteilung gemessen.

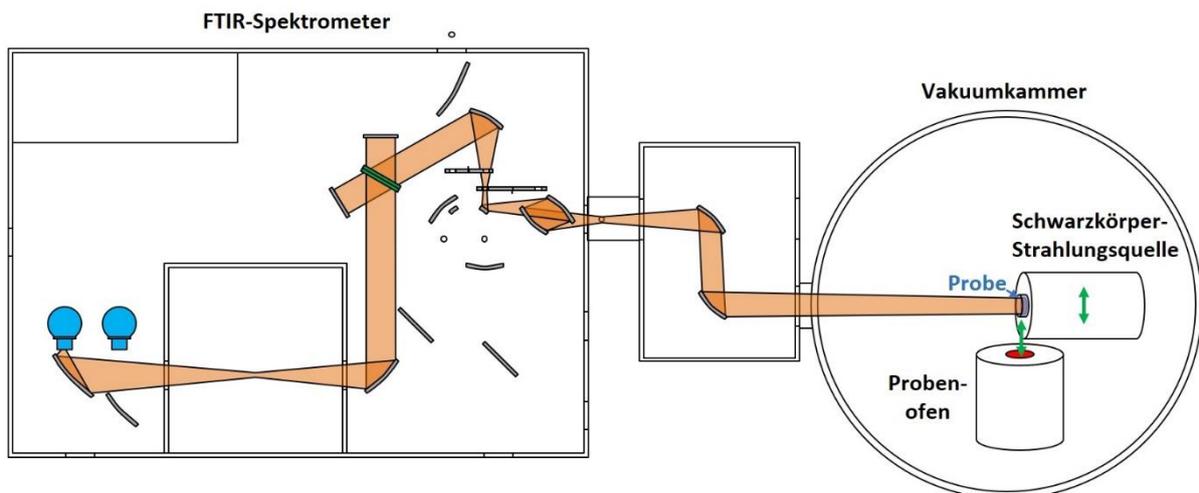
In dieser Referenzmessung wird das maximal mögliche Signal verzeichnet. Dann wird der Standard entfernt und erneut die spektrale Strahldichteverteilung gemessen. Hier wird das minimal mögliche Signal aufgezeichnet, das infolge von Streustrahlung entsteht. Aus diesen drei Einzelmessungen und den Abmessungen der Ulbricht-Kugel kann nun der spektrale gerichtet-hemisphärische Reflexionsgrad berechnet werden [133].

Ist sowohl der spektrale gerichtet-hemisphärische Transmissionsgrad  $T_{gh}$  als auch der spektrale gerichtet-hemisphärische Reflexionsgrad  $R_{gh}$  bekannt, kann nach Gl. 2.28 der spektrale gerichtete Emissionsgrad  $\varepsilon_g$  wie folgt berechnet werden [116][117][134]:

$$\varepsilon_g = 1 - T_{gh} - R_{gh} . \quad \text{Gl. 3.1}$$

### 3.3.2 Black-Body Boundary Conditions Anlage (BBC)

Die Black-Body Boundary Conditions Anlage (BBC) dient der Ermittlung des spektralen gerichteten Emissionsgrades  $\varepsilon_g$  sowie des spektralen gerichtet-hemisphärischen Transmissionsgrades  $T_{gh}$  und des spektralen gerichtet-hemisphärischen Reflexionsgrades  $R_{gh}$  von Festkörperproben bei hohen Temperaturen. Die Anlage befindet sich in einer Vakuumkammer. Sie besteht aus einer beweglichen Schwarzkörperquelle, einem beweglichen Probenhalter und einem Ofen zur Probenheizung sowie einem FTIR-Spektrometer, welches die von der Quelle und der Probe ausgehende Strahlung vermischt (vgl. Abb. 3.12).



**Abb. 3.12:** Schematische Darstellung des Messaufbaus der Black-Body Boundary Conditions Anlage (BBC). Die Wände der Vakuumkammer sind temperaturstabilisiert. Die Probe kann im Probenofen erwärmt und von dort in den Strahlengang bewegt werden. Die Schwarzkörperquelle kann ebenfalls aus dem Strahlengang bewegt werden.

Das Messprinzip basiert darauf, dass bei der gezeigten Anordnung sowohl Strahlung vom Spektrometer aufgenommen wird, die von der Probe selbst emittiert wird, als auch Strahlung, die aus dem dem Spektrometer zugewandten Halbraum stammt und von der Probenoberfläche reflektiert wird, sowie Strahlung, die aus dem rückwärtigen Halbraum stammt und durch die Probe transmittiert wird (vgl. Abb. 3.13). Sowohl die Begrenzungen des vorderen Halbraumes als auch die des rückwärtigen Halbraumes besitzen Schwarzkörpereigenschaften. Der grundlegende Zusammenhang lässt sich unter Verwendung von Gl. 2.29 und Gl. 2.30 wie folgt darstellen [116][117][134]:

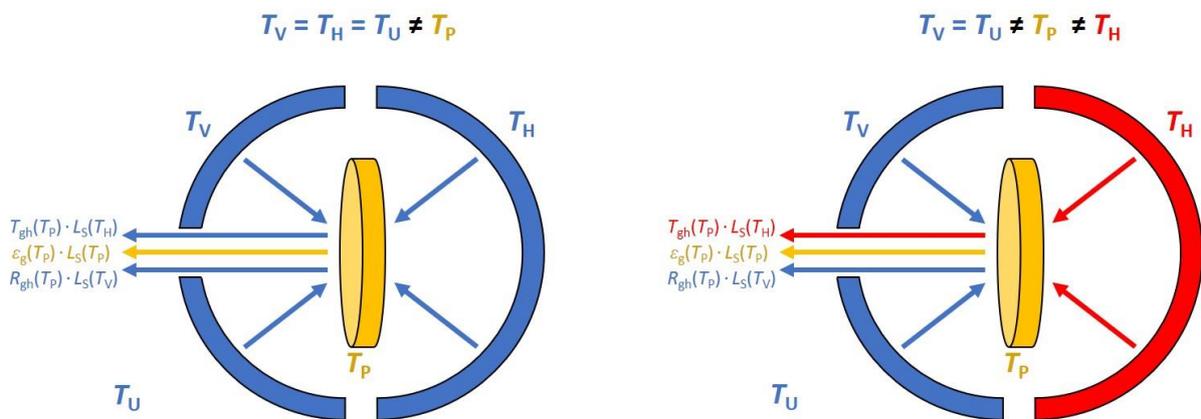
$$L_{\text{Mess}}(T_P, T_V, T_H) = \varepsilon_g(T_P) \cdot L_S(T_P) + T_{gh}(T_P) \cdot L_S(T_H) + R_{gh}(T_P) \cdot L_S(T_V) . \quad \text{Gl. 3.2}$$

Hierbei steht  $L_{\text{Mess}}$  für die vom Spektrometer gemessene gesamte spektrale Strahldichte- verteilung und  $L_S$  für die theoretische spektrale Strahldichteverteilung einer Schwarzkörperquelle.  $T_P$  steht für die Temperatur der Probe,  $T_V$  für die Temperatur der Begrenzungen des vorderen Halbraumes und  $T_H$  für die Temperatur des hinteren Halbraumes. Wenn sowohl die Begren- zungen des vorderen als auch des hinteren Halbraumes die Temperatur der Umgebung  $T_U$  an- nehmen (vgl. Abb. 3.13, links), vereinfacht sich Gl. 3.2 zu [116][117][134]:

$$L_{\text{Mess}}(T_P, T_U) = \varepsilon_g(T_P) \cdot L_S(T_P) + [T_{\text{gh}}(T_P) + R_{\text{gh}}(T_P)] \cdot L_S(T_U) . \quad \text{Gl. 3.3}$$

Unter Berücksichtigung von Gl. 2.28 ergibt sich daraus [116][117][134]:

$$\varepsilon_g(T_P) = \frac{L_{\text{Mess}}(T_P, T_U) - L_S(T_U)}{L_S(T_P) - L_S(T_U)} . \quad \text{Gl. 3.4}$$



**Abb. 3.13:** Schematische Darstellung des Prinzips des Black-Body Boundary Conditions Anlage (BBC) zur Messung des gerichteten spektralen Emissionsgrades und des gerichtet-hemi- sphärischen spektralen Transmissionsgrades von Festkörperproben in Abhängigkeit von der Proben- temperatur.

Wird die Temperatur der Begrenzungen des hinteren Halbraumes erhöht, sodass nur noch die Begrenzung des vorderen Halbraumes die Temperatur der Umgebung annimmt (vgl. Abb. 3.13, rechts), ergibt sich ein Zusammenhang in der Form von Gl. 3.2. Zusammen mit Gl. 3.3 ergibt sich hieraus [116][117][134]:

$$T_{\text{gh}}(T_P) = \frac{L_{\text{Mess}}(T_P, T_U) - L_{\text{Mess}}(T_P, T_U, T_H)}{L_S(T_U) - L_S(T_H)} . \quad \text{Gl. 3.5}$$

Aus Gl. 2.28 ergibt sich nun für  $R_{\text{gh}}$ :

$$R_{\text{gh}}(T_P) = 1 - \varepsilon_g(T_P) - T_{\text{gh}}(T_P) . \quad \text{Gl. 3.6}$$

Zur Bestimmung von  $\varepsilon_g$ ,  $T_{\text{gh}}$  und  $R_{\text{gh}}$  bei hohen Proben-temperaturen  $T_P$  sind somit zwei Mes- sungen der von der Probe ausgehenden Strahldichte erforderlich – eine mit identischen Tempe- raturen im vorderen und hinteren Halbraum sowie eine mit unterschiedlichen Temperaturen – sowie drei theoretische Schwarzkörperspektren mit den Temperaturen  $T_P$ ,  $T_U$  und  $T_H$ . Um die nötigen Messdaten zu ermitteln, wird das Gehäuse der Vakuumkammer mittels eines Thermostates auf eine definierte Temperatur  $T_U$  gebracht. Die Probe wird im Probenofen auf die ge- wünschte Temperatur  $T_P$  aufgeheizt und mit dem beweglichen Probenhalter in den Strahlen- gang gebracht. Die bewegliche Schwarzkörperquelle wird aus dem Strahlengang herausge- bracht. Nun wird die spektrale Strahldichteverteilung gemessen (vgl. Abb. 3.13, links). Im zweiten Schritt wird die Schwarzkörperquelle auf die Temperatur  $T_H$  gebracht und direkt hinter

der Probe im Strahlengang platziert. Die spektrale Verteilung der Strahldichte wird erneut gemessen (vgl. Abb. 3.13, rechts) [116][117][134].

Es kann bei dieser Messmethode nicht ohne weiteres davon ausgegangen werden, dass das Spektrometer im gesamten Messbereich linear arbeitet, dass sich also z. B. eine Verdoppelung der einfallenden Strahldichte in einer Verdoppelung der aufgezeichneten Signalstärke niederschlagen und dass dies ggf. über den gesamten relevanten Wellenlängenbereich konstant bleibt. Daher müssen die ermittelten Messdaten mit einer aus mehreren Messungen der spektralen Verteilung der Strahldichte einer Schwarzkörperquelle bei verschiedenen Temperaturen ermittelten Korrekturfunktion korrigiert werden, ehe daraus nach Gl. 3.4, Gl. 3.5 und Gl. 3.6  $\varepsilon_g$ ,  $T_{gh}$  und  $R_{gh}$  berechnet werden können [135].

### 3.3.3 Emissionsgrad-Messanlage (EMMA)

Die Emissionsgrad-Messanlage (EMMA) dient der Messung der infrarot-optischen Oberflächeneigenschaften von opaken Festkörperproben bei hohen Temperaturen. Sie besteht neben dem FTIR-Spektrometer aus einem auf zwei Drehplatten gelagerten Hochtemperaturofen, der sowohl als Schwarzkörperquelle als auch zur Beheizung der Probe dient (vgl. Abb. 3.14). Die Lagerung des Ofens erlaubt einerseits die Drehung der Probe im Strahlengang, wobei die Drehachse in der Probenoberfläche liegt, und andererseits die Drehung des Ofens um dessen Mittelachse. Letztere Drehmöglichkeit ermöglicht es, nach Bedarf entweder die Schwarzkörperquelle oder die Probe in Richtung des Spektrometers auszurichten. Die Messanordnung ist dabei in einer Vakuumkammer platziert, deren Wandung mittels eines Thermostates temperaturstabilisiert ist.

Das Messprinzip ist dabei sehr ähnlich zu dem der BBC (vgl. Kapitel 3.3.2, Seite 53ff), jedoch erlaubt die EMMA im Gegensatz dazu durch die drehbare Lagerung des Hochtemperaturofens die Messung des spektralen gerichteten Emissionsgrades der zu untersuchenden Probe bei hohen Temperaturen auch unter Abstrahlwinkeln von bis zu  $85^\circ$  zur Oberflächennormalen. Da durch opake Materialproben keine Transmission stattfindet und somit also  $T_{gh} = 0$  gilt, vereinfacht sich Gl. 3.2 unter Berücksichtigung der Abhängigkeiten vom Abstrahlwinkel  $\theta$  zu [116][135][136]:

$$L_{\text{Mess}}(\theta, T_P, T_U) = \varepsilon_g(\theta, T_P) \cdot L_S(T_P) + R_{gh}(\theta, T_P) \cdot L_S(T_U) . \quad \text{Gl. 3.7}$$

Für den spektralen gerichteten Emissionsgrad  $\varepsilon_g$  resultiert aus Gl. 3.7 und aus Gl. 3.1 [116][135][136]:

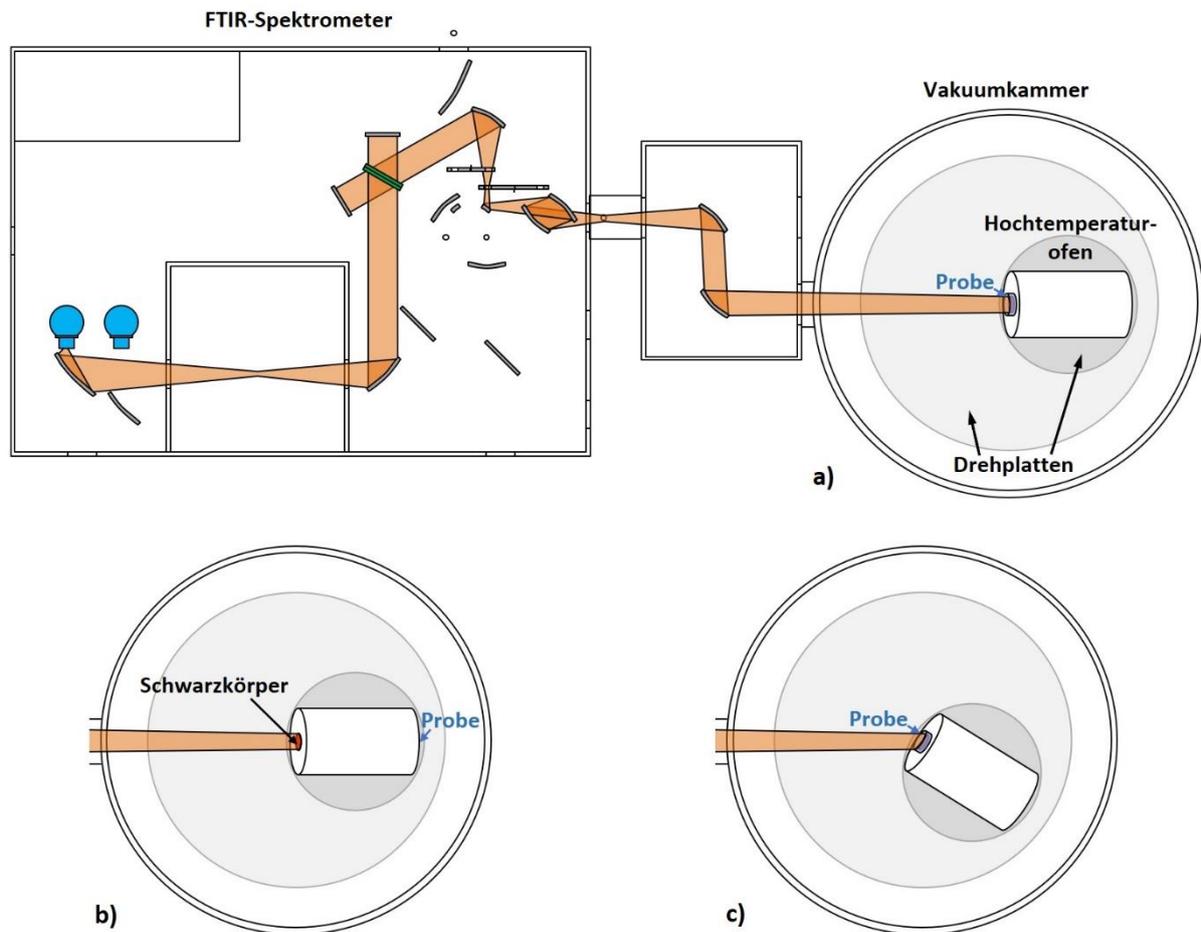
$$\varepsilon_g(\theta, T_P) = \frac{L_{\text{Mess}}(\theta, T_P, T_U) - L_S(T_U)}{L_S(T_P) - L_S(T_U)} . \quad \text{Gl. 3.8}$$

Wie aus Gl. 2.28 folgt, ergibt sich der spektrale gerichtete-hemisphärische Reflexionsgrad zu:

$$R_{gh}(\theta, T_P) = 1 - \varepsilon_g(\theta, T_P) . \quad \text{Gl. 3.9}$$

Mittels der EMMA können somit aus einer Messung der spektralen Strahldichteverteilung der von der zu untersuchenden Materialprobe bei einer Temperatur  $T_P$  unter einem Winkel  $\theta$  zur Oberflächennormalen ausgehenden Strahlung und zwei theoretischen Schwarzkörperspektren – bei der Probentemperatur  $T_P$  und der Temperatur der Wandung der Vakuumkammer  $T_U$  – der spektrale gerichtete Emissionsgrad  $\varepsilon_g$  und der spektrale gerichtete-hemisphärische Reflexionsgrad  $R_{gh}$  der Probe bestimmt werden. Auch im Hinblick auf Messungen mit der EMMA muss die nicht notwendigerweise ausreichende Linearität des Spektrometers berücksichtigt werden. Ebenso wie bei der BBC muss die gemessene Strahldichteverteilung der von der Probe ausgehenden Strahlung daher zunächst durch eine aus mehreren Messungen der spektralen Strahldichteverteilung der Schwarzkörperquelle bei verschiedenen Temperaturen ermittelten

Korrekturfunktion korrigiert werden, ehe die genannten Größen daraus bestimmt werden können [135].



**Abb. 3.14:** Schematische Darstellung des Messaufbaus der Emissionsgrad-Messanlage (EMMA) zur Messung des gerichteten spektralen Emissionsgrades eines opaken Festkörpers senkrecht zur Oberfläche (a). Zur Referenzmessung wird der Hochtemperaturofen gedreht, sodass die Schwarzkörperquelle zum Spektrometer zeigt (b). Die Lagerung des Ofens auf zwei Drehplatten ermöglicht zudem eine winkelabhängige Emissionsgradmessung (c).

### 3.4 Siemens Gas Turbine Test Center Berlin

Siemens Energy betreibt in seiner Gasturbinenfabrik in Berlin das Gas Turbine Test Center, welches einen vollskaligen Gasturbinenprüfstand beherbergt. Es handelt sich dabei um einen der weltweit leistungsfähigsten Prüfstände dieser Art. Er ermöglicht Testläufe auch von großen Gasturbinen und Erprobungen neuer Komponenten. Neben der eigentlichen Gasturbine besteht der Prüfstand aus dem für deren Betrieb erforderlichen Treibstoff-, Abgas- und Luftansaugsystem mit Filterhaus, sodass die Turbine unter realen Bedingungen betrieben werden kann [26][137][138].

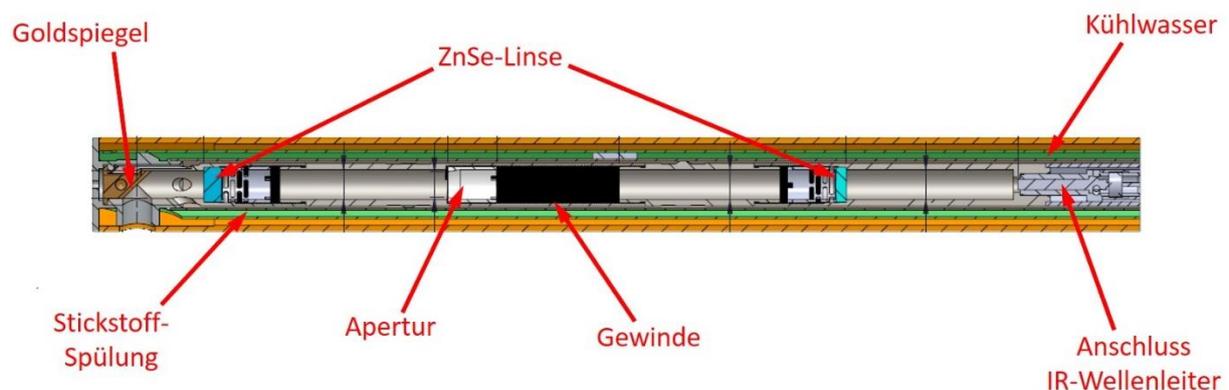
Zentraler Bestandteil des Prüfstandes ist eine Wasserreibungsbremse zur Aufnahme der Antriebsleistung der getesteten Gasturbine. Die hier verwendete Wasserreibungsbremse kann

Leistungen von bis zu 400 MW aufnehmen und ist damit die derzeit leistungsfähigste derartige Anlage weltweit. Die Abwärme der Wasserreibungsbremse kann bei Bedarf dem Luftansaugsystem zugeführt werden, um die angesaugte Luft zu erwärmen. Auf diese Art können im Rahmen der Testläufe der untersuchten Turbinen verschiedene klimatische Bedingungen simuliert werden, die für deren späteren Einsatz relevant sind. Der Einsatz einer Wasserreibungsbremse zur Leistungsaufnahme im Testbetrieb bietet gegenüber der Verwendung eines elektrischen Generators für diesen Zweck den Vorteil, dass bei deren Betrieb nicht die strengen Erfordernisse für die Netzeinspeisung eingehalten werden müssen. Es können daher verschiedene Betriebsparameter wie z. B. die Drehzahl der Turbine nach Bedarf variiert werden [26][137].

Der Turbinenprüfstand ist zudem mit umfangreicher Messtechnik ausgestattet. Neben allgemeinen Betriebsparametern wie Leistungsabgabe und Wirkungsgrad können z. B. der Massenstrom des Arbeitsmediums, die Kühlluftleinleitung, Vibrationscharakteristika sowie die Temperaturen der Oberflächen im Gasstrom und des Abgases am Turbinenauslass überwacht und aufgezeichnet werden. Hierfür stehen insgesamt nahezu 12.000 Messkanäle zur Verfügung. Weiterhin ist eine Traverse vorhanden, an welcher eine Messlanze angebracht werden kann, die im Bereich des Turbineneingangs vor der ersten Schaufelreihe in das Innere der getesteten Turbine eingefahren werden kann [26][116][137].

### 3.4.1 STARGATE-Strahlungsthermometer

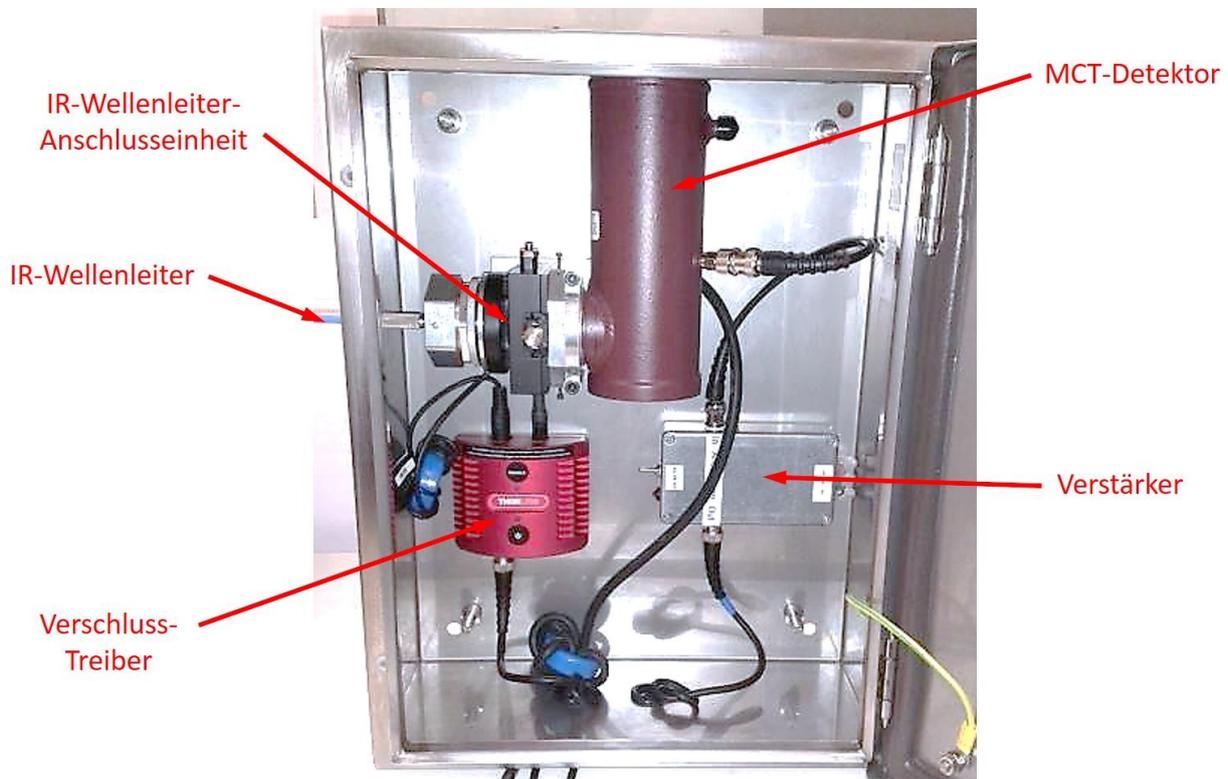
Im Rahmen des EU-Projektes STARGATE (Sensors Towards Advanced Control and Monitoring Gas Turbine Engines) wurde ein Strahlungsthermometer entwickelt, welches dafür optimiert ist, die Oberflächentemperatur von beschichteten Turbinenschaufeln während des Betriebs des Turbinenprüfstandes am Gas Turbine Test Center bei Siemens Energy in Berlin zu messen bzw. in Zukunft auch die Messtechnik von für den kommerziellen Einsatz errichteten Gasturbinenanlagen in dieser Hinsicht zu ergänzen. Es besteht aus einer Lanze (vgl. Abb. 3.15), welche über die Traverse des Prüfstandes ins Turbineninnere eingefahren werden kann, und einer abgesetzten Detektoreinheit (vgl. Abb. 3.16) [116].



**Abb. 3.15:** Schnittdarstellung der in das Turbineninnere einfahrbaren Lanze, welche die von der Oberfläche der Turbinenschaufeln ausgehende Strahlung aufnimmt und über einen IR-Wellenleiter zum außen liegenden Detektor leitet. Die in der Lanze angebrachten optischen Komponenten sind markiert, ebenso wie die Wasserkühlung und die dem Schutz der Optik dienende Stickstoffspülung [116].

Die Messlanze dient dazu, die von den Turbinenschaufeln ausgehende Strahlung aufzunehmen und aus dem Turbinengehäuse heraus zu leiten. Am unteren Ende der Lanze, die in radialer Richtung in das Gehäuse der Turbine eingefahren wird, ist ein Goldspiegel angebracht, der die von den Schaufeln ausgehende Strahlung in die Richtung der optischen Achse der Lanze umlenkt und somit in deren Strahlengang einkoppelt. Die eingekoppelte Strahlung wird durch zwei

Zinkselenid-Linsen und eine justierbare Apertur geleitet, durch welche Streustrahlung reduziert und die verbleibende Strahlung auf den am oberen Ende der Lanze angebrachten Anschluss des IR-Wellenleiters fokussiert wird [116].

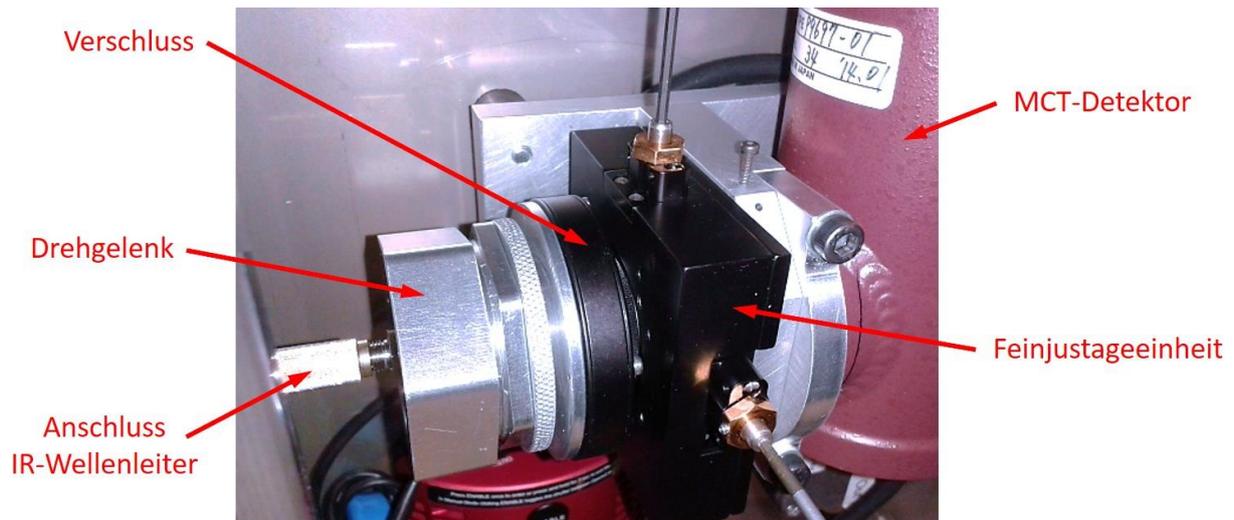


**Abb. 3.16:** Fotografie des Inneren des Gehäuses der Detektoreinheit. Die einzelnen Komponenten der Detektoreinheit sind markiert und benannt [116].

Der Teil der Lanze, der in das Turbinengehäuse hineinragt, ist zum Schutz vor den hohen Temperaturen im Heißgasstrom mit einer keramischen Wärmedämmschicht versehen und zudem über ein Thermostat wassergekühlt. Um das optische System vor den Heißgasen zu schützen und mögliche Ablagerungen auf den optischen Komponenten zu verhindern, wird die Eintrittsöffnung der Messlanze permanent mit Stickstoff gespült, wenn sie für eine Messung in das Turbinengehäuse eingefahren ist [116].

Die von der Messlanze aufgenommene Strahlung wird am oberen Ende der Lanze in einen IR-Wellenleiter eingekoppelt, der die Strahlung zur Detektoreinheit leitet. Der IR-Wellenleiter besteht aus einer optischen Faser, die – wie alle für dieses Strahlungsthermometer verwendeten optischen Komponenten – entsprechend des Einsatzzwecks zur Messung der Oberflächentemperatur moderner mit keramischen Wärmedämmschichten versehener Turbinenschaufeln auf möglichst hohe Transmissionsgrade im mittleren Infrarotbereich optimiert ist [116].

In der Detektoreinheit ist der IR-Wellenleiter mit einer Anschlusseinheit verbunden, welche eine Feinjustage des vom IR-Wellenleiter übertragenen Strahls auf den Detektor ermöglicht (vgl. Abb. 3.17). Zudem enthält die Anschlusseinheit einen fernsteuerbaren Verschluss, der im geöffneten Zustand die Strahlung des IR-Wellenleiters zum Detektor passieren lässt und in geschlossenem Zustand Referenzmessungen zur Bestimmung des Dunkelsignals ermöglicht. Außerdem befindet sich im Strahlengang zwischen IR-Wellenleiter und Detektor ein Bandpassfilter, der den genauen Wellenlängenbereich für die Strahlungstemperaturmessung festlegt. Der Wellenlängenbereich dieses Filters wurde mithilfe der im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Erkenntnisse gewählt. Aufgrund einer Vereinbarung mit den Projektpartnern darf der exakte Wellenlängenbereich an dieser Stelle nicht angegeben werden [116].



**Abb. 3.17:** Detailaufnahme des Anschlusses des Lichtwellenleiters an den MCT-Detektor. Die Komponenten der Anschlussystems sind markiert und benannt [116].

Zur Messung der Strahldichte im relevanten Wellenlängenintervall kommt bei diesem Strahlungsthermometer ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Detektor aus Quecksilber-Cadmium-Tellurid (englisch: mercury cadmium telluride, MCT) zum Einsatz. Dieser Detektortyp wurde gewählt, weil er einerseits im mittleren Infrarotbereich eine ausreichende Sensitivität besitzt und andererseits Messfrequenzen im Bereich von einigen 100 kHz erlaubt, die für orts aufgelöste Messungen der Oberflächentemperatur der sich schnell bewegenden Turbinenschaufeln erforderlich sind [124][139].



## 4 Messung und Auswertung

Die experimentellen Unternehmungen im Rahmen dieser Arbeit sind auf das Ziel gerichtet, einen Beitrag zur Entwicklung der erforderlichen Temperaturmesstechnik für die Weiterentwicklung und den Betrieb moderner Gasturbinen zu leisten. In diesem Zusammenhang wurden zunächst Untersuchungen zur berührungslosen Oberflächentemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie im Rahmen des EU-Projektes STARGATE durchgeführt, während in den weiteren Abschnitten verschiedene Methoden zur berührungslosen Bestimmung der Gastemperatur geprüft wurden. Im Folgenden werden die dabei gewonnenen Erkenntnisse vorgestellt.

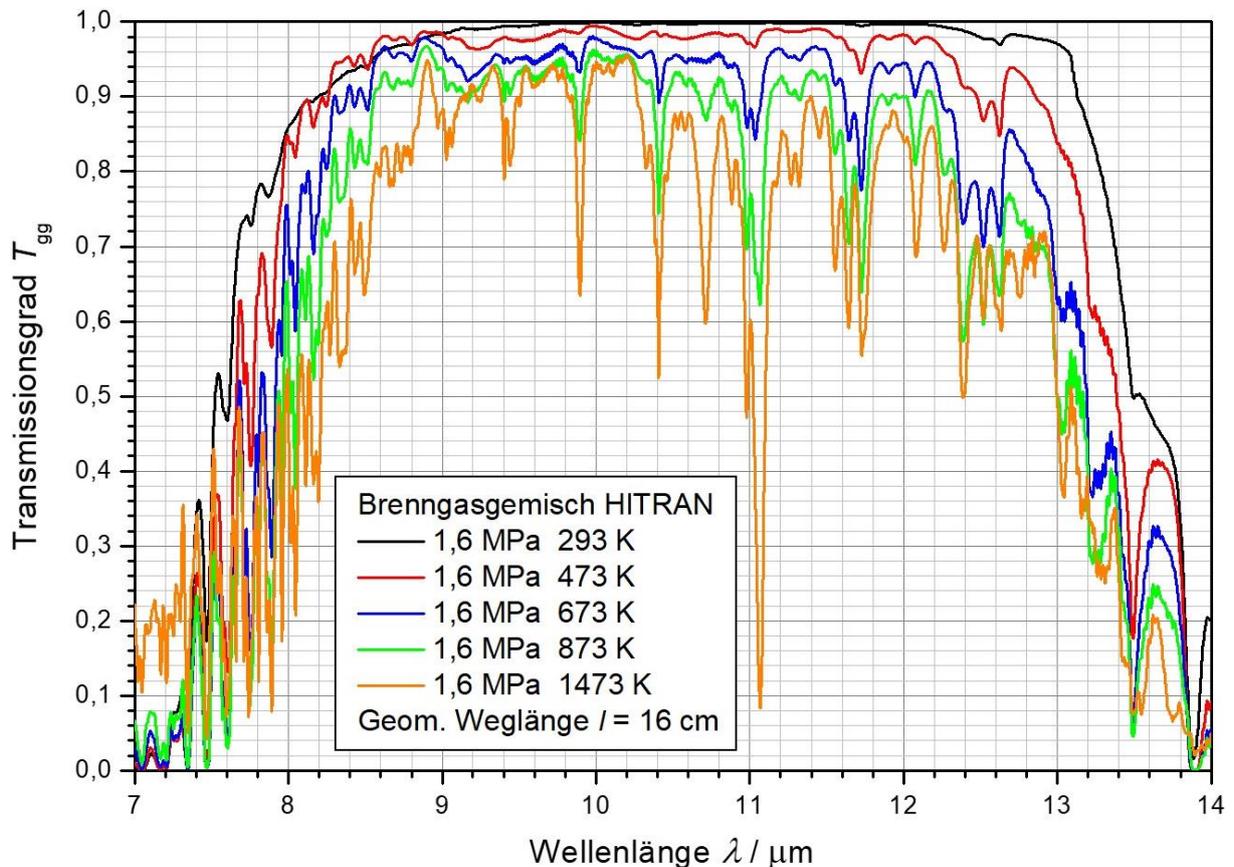
### 4.1 Berührungslose Temperaturmessung an Oberflächen unter IR-aktiven Atmosphären bei hohen Temperaturen und Drücken

Bei der Entwicklung eines Strahlungsthermometers zur berührungslosen Messung der Oberflächentemperatur von modernen Turbinenschaufeln mit keramischer Wärmedämmbeschichtung während des Betriebs einer Gasturbine ist die Wahl des Wellenlängenbereiches, in welchem das Thermometer arbeitet, ein wesentlicher Aspekt. Dazu sind neben der Kenntnis der infrarot-optischen Oberflächeneigenschaften der Wärmedämmschichten vor allem experimentell ermittelte Daten bzgl. der spektralen Transmissionseigenschaften der Brenngase in einer Gasturbine von Bedeutung. Denn die von den Turbinenschaufeln ausgehende Strahlung muss während des Betriebs der Turbine zunächst die Brenngase passieren, ehe sie zum Strahlungsthermometer gelangt, wo sie detektiert werden kann.

Wird die geplante Temperaturmessung in einem Wellenlängenbereich durchgeführt, in welchem sich Absorptionsbanden des Brenngasgemisches befinden, kann das Messsignal beim Durchlaufen des Brenngases so verändert werden, dass keine verlässliche Temperaturmessung möglich ist. Um für das zu entwickelnde Strahlungsthermometer einen Wellenlängenbereich zu wählen, in welchem sich möglichst keine Absorptionsbanden des Brenngasgemisches befinden, sodass keine solche Beeinflussung durch die Brenngase erfolgt, muss der spektrale Transmissionsgrad der Bestandteile des Brenngasgemisches sowie dessen Verhalten bei hohen Temperaturen und Drücken bekannt sein.

Wie in Kapitel 2.3.6 (Seite 36ff) bereits erläutert wurde, machen es die Oberflächeneigenschaften der Wärmedämmschichten erforderlich, die Oberflächentemperaturmessung mittels Strahlungsthermometern im Wellenlängenbereich zwischen  $10\ \mu\text{m}$  und  $13\ \mu\text{m}$  durchzuführen. In Abb. 4.1 ist ein simuliertes Transmissionsspektrum des in Kapitel 2.3.5 (Seite 35f) genannten Brenngasgemisches einer typischen stationären Gasturbine bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und  $1473\ \text{K}$  und einem Druck von  $1,6\ \text{MPa}$  im Wellenlängenbereich von  $7\ \mu\text{m}$  bis  $14\ \mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von  $16\ \text{cm}$  dargestellt. Daraus geht hervor, dass im

relevanten Wellenlängenbereich bei höheren Temperaturen mehrere Absorptionspeaks auftreten.



**Abb. 4.1:** HITRAN-Simulation des spektralen Transmissionsgrades des Brenngasgemisches (vgl. Tab. 2.2, Seite 36) einer typischen Gasturbine bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K und einem Druck von 1,6 MPa für eine geometrische Weglänge von 16 cm im Wellenlängenbereich von 7  $\mu\text{m}$  bis 14  $\mu\text{m}$  [13].

Die vier Hauptbestandteile des Brenngasgemisches sind Stickstoff, Sauerstoff, Wasserdampf und Kohlenstoffdioxid (vgl. Tab. 2.2, Seite 36). Die beiden größten Anteile davon stellen Stickstoff und Sauerstoff. Bei beiden handelt es sich um zweiatomige Moleküle, die kein permanentes oder anregbares Dipolmoment besitzen und daher infrarot-inaktiv sind [58]. Wasserdampf und Kohlenstoffdioxid weisen dagegen Absorptionsbanden im Infrarotbereich auf – so auch die in Abb. 4.1 gezeigten Peaks. Wasserdampf und Kohlenstoffdioxid können somit einen Einfluss auf die geplanten Temperaturmessungen haben [115].

Wie bereits erwähnt, sind die Positionen der einzelnen Absorptionspeaks von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf seit langem bekannt. Auch können entsprechende Spektren wie in Abb. 4.1 simuliert werden [13]. Experimentelle Messdaten bezüglich des Verhaltens der Absorptionsbanden bei hohen Temperaturen und Drücken liegen allerdings bisher kaum vor. Es kann daher nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden, dass bei Raumtemperatur unbeeinflusste Wellenlängenbereiche auch bei hohen Temperaturen weiterhin unbeeinflusst sind. Entsprechende Messdaten müssen daher noch ermittelt werden, um eine Grundlage für die Wahl der Messwellenlänge für das zu entwickelnde Strahlungsthermometer bereit zu stellen.

Zu diesem Zweck wurden die Transmissionsspektren von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf bei hohen Temperaturen und Drücken gemessen [119]. Die dabei erhaltenen Ergebnisse werden im Folgenden vorgestellt und diskutiert.

### 4.1.1 Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid

Im ersten Versuch wurde der scheinbare spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid in Abhängigkeit von der Temperatur und des Druckes gemessen. Die Hochdruck-Gaszelle wurde dazu im Strahlengang zwischen Strahlungsquelle und Interferometer platziert (vgl. Abb. 3.10, Seite 51). Die Schwarzkörper-Quelle wurde auf 1073 K geheizt und der gesamte Strahlengang wurde evakuiert, um mögliche Einflüsse der Umgebungsluft auf die Messergebnisse zu minimieren.

In dieser Anordnung wird sowohl die von der Schwarzkörper-Quelle ausgehende und durch die Zelle transmittierte Strahlung als auch die vom heißen Gas in der Zelle selbst emittierte Strahlung vom Interferometer moduliert. Da somit beide Anteile in das Messergebnis eingehen, werden die Ergebnisse hier als scheinbarer spektraler Transmissionsgrad bezeichnet. Dementgegen geht in den tatsächlichen spektralen Transmissionsgrad nur der durch die Gaszelle transmittierte Anteil der Strahlung von der Quelle ein, der sich mit dem in Abb. 3.9 (Seite 50) dargestellten Aufbau messen lässt.

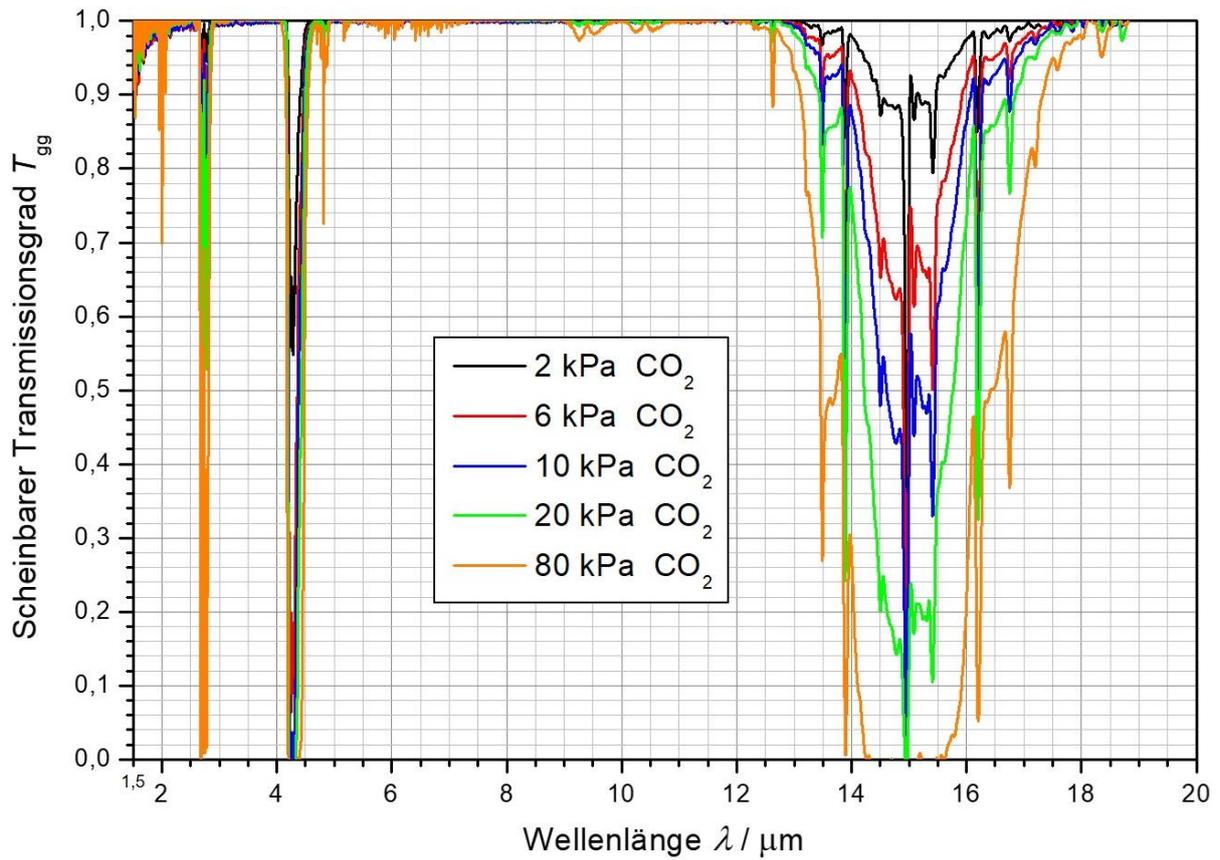
Dieser Aufbau wurde dennoch gewählt, weil im Zuge dieser Arbeit einerseits die verschiedenen Möglichkeiten der neuen Gasmessanlage untersucht werden sollten. Andererseits spiegelt diese Anordnung zudem am ehesten die Messsituation des geplanten Strahlungsthermometers wider. Es war daher auch Ziel dieses Versuches, zu prüfen, inwiefern die vom Gas selbst emittierte Strahlung das geplante Temperaturmessverfahren beeinflussen kann.

Zu Beginn wurde eine Referenzmessung durchgeführt. Dazu wurde auch die Hochdruck-Gaszelle evakuiert und anschließend die durch die Zelle transmittierte spektrale Strahldichte gemessen. Als nächster Schritt folgte die Probenmessung. Dazu wurde die Gaszelle mit dem zu untersuchenden Gas – in diesem Fall Kohlenstoffdioxid – bis zu dem jeweils gewünschten Druck gefüllt und auf die beabsichtigte Temperatur geheizt. Dann wurde erneut die durch die Zelle transmittierte spektrale Strahldichte gemessen. Der scheinbare spektrale Transmissionsgrad ergibt sich schließlich aus dem Quotienten aus den gemessenen spektralen Strahldichten aus der Probenmessung und der Referenzmessung.

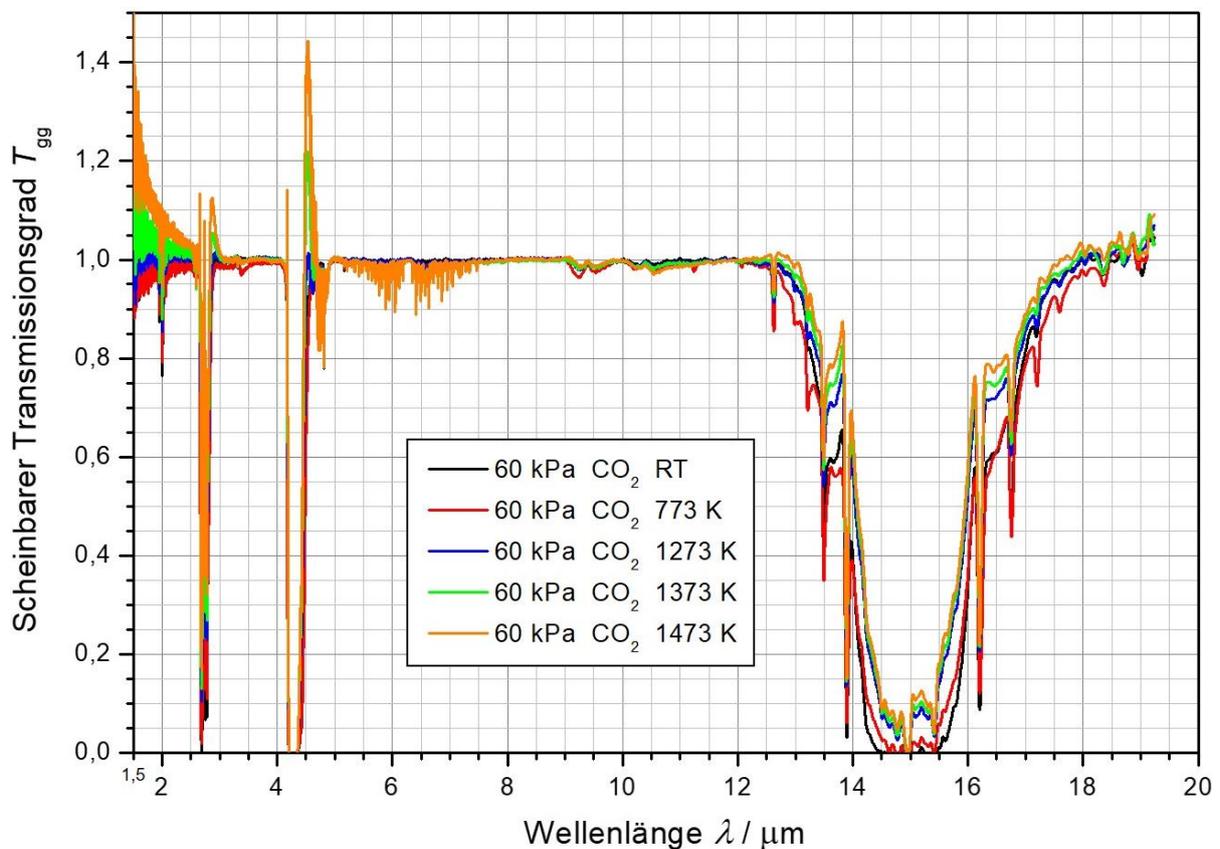
In der ersten Messreihe wurde der scheinbare spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei Raumtemperatur und bei Drücken zwischen 2 kPa und 80 kPa im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  gemessen. In Abb. 4.2 sind die entsprechenden Ergebnisse dargestellt.

Es zeigt sich, dass wie erwartet die Tiefe aller in diesem Wellenlängenbereich auftretenden Absorptionsbanden mit steigendem Druck zunimmt. Wie am Beispiel der Bande bei 15  $\mu\text{m}$  in Abb. 4.2 gut zu beobachten ist, zeigt sich die Breite der Banden auf Höhe der Basislinie – hier bei einem Transmissionsgrad von 1,0 – unabhängig vom Druck. Auf Höhe geringerer Transmissionsgrade scheint die Bandenbreite mit steigendem Druck zwar dementsgegen zuzunehmen. Hierbei handelt es sich allerdings nicht um eine Verbreiterung im eigentlichen Sinn, sondern um einen Effekt der oben beschriebenen Vertiefung. Eine Verbreiterung hätte im Gegensatz dazu eine in allen Bereichen gleichartige Änderung der Breite einer Bande zur Folge.

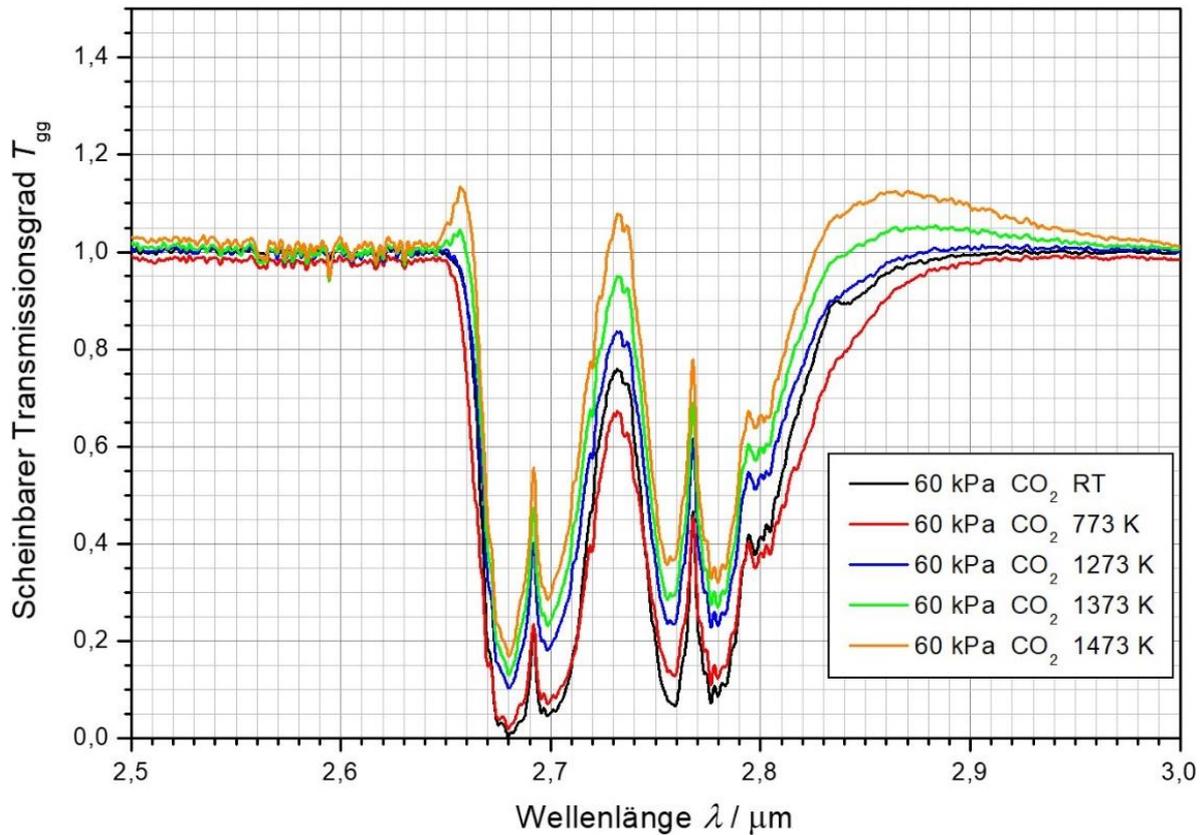
Als nächstes wurde der scheinbare spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von 60 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  untersucht und die Ergebnisse in Abb. 4.3 dargestellt. Abb. 4.4 und Abb. 4.5 zeigen die Banden bei 2,7  $\mu\text{m}$  bzw. 4,26  $\mu\text{m}$  in einem größeren Maßstab.



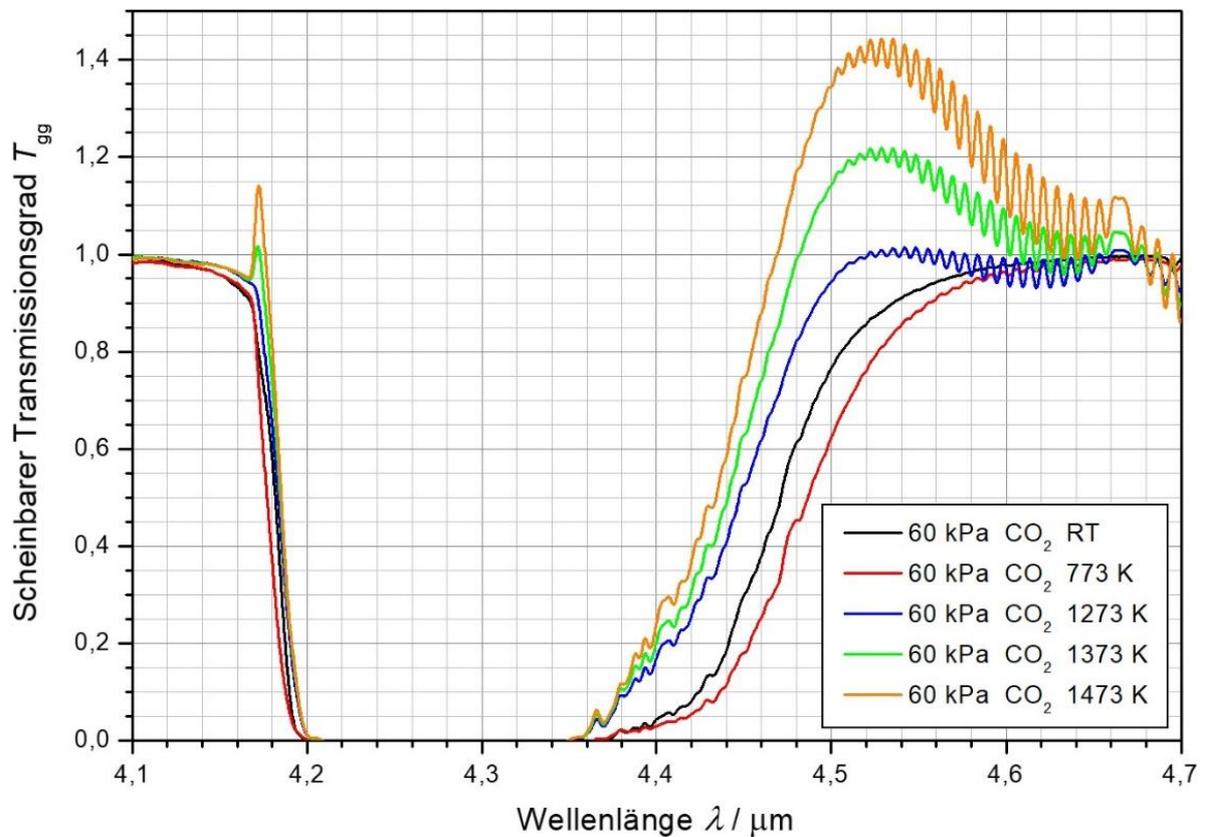
**Abb. 4.2:** Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei Raumtemperatur und bei Drücken zwischen 2 kPa und 80 kPa im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .



**Abb. 4.3:** Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von 60 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .



**Abb. 4.4:** Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  im Wellenlängenbereich von 2,5  $\mu\text{m}$  bis 3,0  $\mu\text{m}$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K und bei einem Druck von 60 kPa.



**Abb. 4.5:** Scheinbarer spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1473 K und bei einem Druck von 60 kPa im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  bis 4,7  $\mu\text{m}$ .

Hier zeigt sich bis zu einer Temperatur von 773 K die erwartete Verbreiterung der Absorptionsbanden mit steigender Temperatur. Ab 1273 K nimmt die Breite der Banden jedoch scheinbar ab und erscheint somit kleiner als bei Raumtemperatur. Außerdem treten ab dieser Temperatur in einigen Spektralbereichen scheinbare Transmissionsgrade größer als 1,0 auf, was zunächst unphysikalisch erscheint. Am deutlichsten zu beobachten ist dies am Rand der Absorptionsbande bei 4,26  $\mu\text{m}$ . Da aufgrund der Anordnung der Gaszelle zwischen Strahlungsquelle und Interferometer in dieser Messreihe neben der Strahlung, die von der Schwarzkörper-Quelle stammt und von der Gaszelle transmittiert wird, auch jene Strahlung detektiert wird, die aus der Zelle selbst stammt, kann es vorkommen, dass in einigen Spektralbereichen bei der Probenmessung höhere Gesamtstrahldichten den Detektor erreichen, als bei der Referenzmessung, was in einem höheren scheinbaren Transmissionsgrad als eins resultiert, während in anderen Spektralbereichen eine geringere Gesamtstrahldichte den Detektor erreicht als bei der Referenzmessung und ein geringerer scheinbarer Transmissionsgrad als eins resultiert.

Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist im Aufbau der Gaszelle zu suchen. Aufgrund der Kühlung weisen die Fenster der Gaszelle eine deutlich geringere Temperatur auf, als das Zelleninnere. Dadurch bildet sich in der direkten Umgebung der Fenster eine kältere Gasschicht aus, als im Rest der Zelle. Die Breite der Absorptionsbanden nimmt mit steigender Gastemperatur zu [61]. Daher ist die Breite der Banden des heißen Gases im Inneren der Zelle größer, als die der Banden des kälteren Gases nahe der Fenster. Zudem geht die durch Selbstemission vom Gas in der Zelle ausgesendete Strahlung vor allem vom heißen Gas im Inneren der Zelle aus. Im Zentrum der Absorptionsbanden findet in den kälteren Gasschichten Absorption statt. Die von der Schwarzkörper-Quelle stammende und durch die Zelle transmittierte Strahlung sowie die vom heißen Gas im Inneren der Zelle emittierte Strahlung wird in diesem Spektralbereich daher geschwächt. In den Spektralbereichen der Ränder der breiteren Absorptionsbanden im Inneren der Zelle emittierte Strahlung kann jedoch ebenso wie die von der Schwarzkörper-Quelle stammende Strahlung in diesen Spektralbereichen aufgrund der geringeren Breite der Absorptionsbanden nahe der Fenster weitgehend ungehindert passieren. Der scheinbare Transmissionsgrad ist in diesen Spektralbereichen daher größer als eins.

Auch die scheinbare Abnahme Breite der Absorptionsbanden ab einer Temperatur von 1273 K, die in Abb. 4.3 bis Abb. 4.5 beobachtet werden kann, ist durch diesen Zusammenhang erklärbar. Bei niedrigen Temperaturen ist die in diesem Wellenlängenbereich emittierte Strahldichte noch gering (vgl. Kapitel 2.1.4, Seite 11ff). Daher überwiegt zunächst die Absorptionswirkung des Gases und die Bandenbreite im scheinbaren Transmissionsspektrum steigt zunächst mit der Temperatur und es zeigen sich noch keine scheinbaren Transmissionsgrade größer als eins. Bei höheren Gastemperaturen steigt entsprechend des planckschen Strahlungsgesetzes die in diesem Wellenlängenbereich vom heißen Gas im Inneren der Zelle emittierte Strahldichte. Im scheinbaren Transmissionsspektrum, das durch die Überlagerung der durch die Zelle transmittierten Strahlung mit der aus dem Inneren der Zelle stammenden Strahlung entsteht, scheint die Breite der Absorptionsbanden daher bei höheren Temperaturen zu sinken und an den Rändern der Banden zeigen sich scheinbare Transmissionsgrade größer als eins. Wie bereits aus Abb. 4.2 hervorgeht, ist die Absorptionsbande bei 4,26  $\mu\text{m}$  am stärksten ausgeprägt. Daher ist auch dieses Phänomen bei dieser Bande am stärksten ausgeprägt.

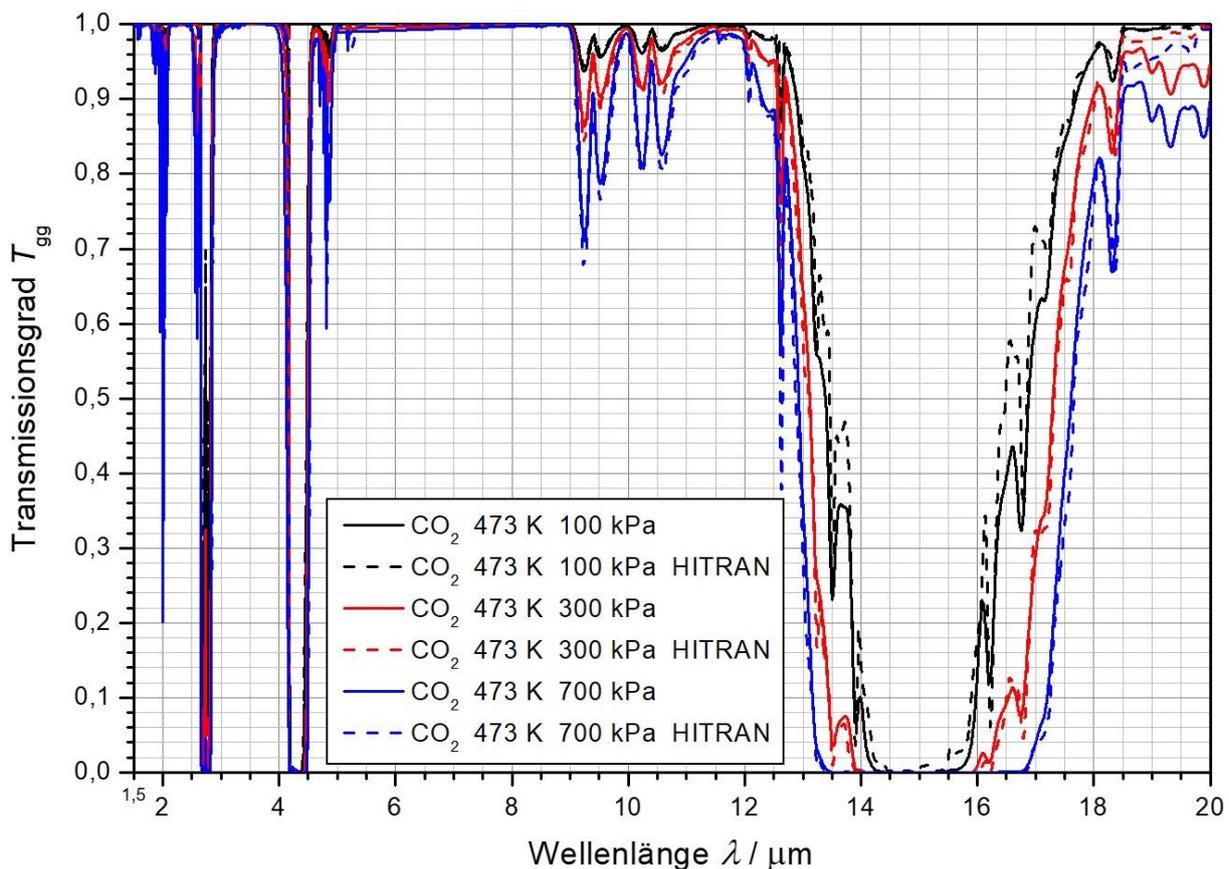
Auf Grundlage der bisherigen Ergebnisse kann festgestellt werden, dass Kohlenstoffdioxid bei Drücken im Bereich des typischen  $\text{CO}_2$ -Partialdrucks im Brenngasgemisch von Gasturbinen auch bei hohen Temperaturen in einem größeren Intervall um 10  $\mu\text{m}$  keine nennenswerten Absorptionsbanden aufweist, welche die geplanten Temperaturmessungen beeinflussen könnten.

### 4.1.2 Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid

Um genauere Aussagen über das Vorhandensein und das Verhalten von Absorptionsbanden der Brenngasbestandteile bei hohen Temperaturen und Drücken treffen zu können, wurde in

den folgenden Messungen nun ausschließlich der tatsächliche spektrale Transmissionsgrad bestimmt. Dazu wurde die Gaszelle in der Probenkammer des FTIR-Spektrometers platziert – also zwischen Interferometer und Detektor. Durch das Interferometer moduliert wurde somit nur die von der IR-Strahlungsquelle ausgehende Strahlung. Strahlung, welche vom heißen Gas im Inneren der Gaszelle emittiert wurde, wurde nicht moduliert und somit bei der abschließenden Fourier-Transformation eliminiert. Der Quotient aus den spektralen Strahldichten der Probenmessung und der Referenzmessung ergibt daher den tatsächlichen spektralen Transmissionsgrad.

Zunächst wurde der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei hohen Drücken und hohen Temperaturen ermittelt. Die Ergebnisse wurden jeweils mit HITRAN-Simulationen, die auf denselben Parametern von Druck, Temperatur und Weglänge der Strahlung im Gas wie die entsprechenden Messungen basieren, verglichen und verifiziert [13]. Abb. 4.6 zeigt den spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einer Temperatur von 473 K und bei Drücken von 100 kPa bis 700 kPa im Wellenlängenbereich zwischen 1,5  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$ . Den gemessenen Spektren, welche als durchgezogene Linien dargestellt sind, wurden jeweils die entsprechenden Simulationsergebnisse zugeordnet, welche als gestrichelte Linien dargestellt sind.

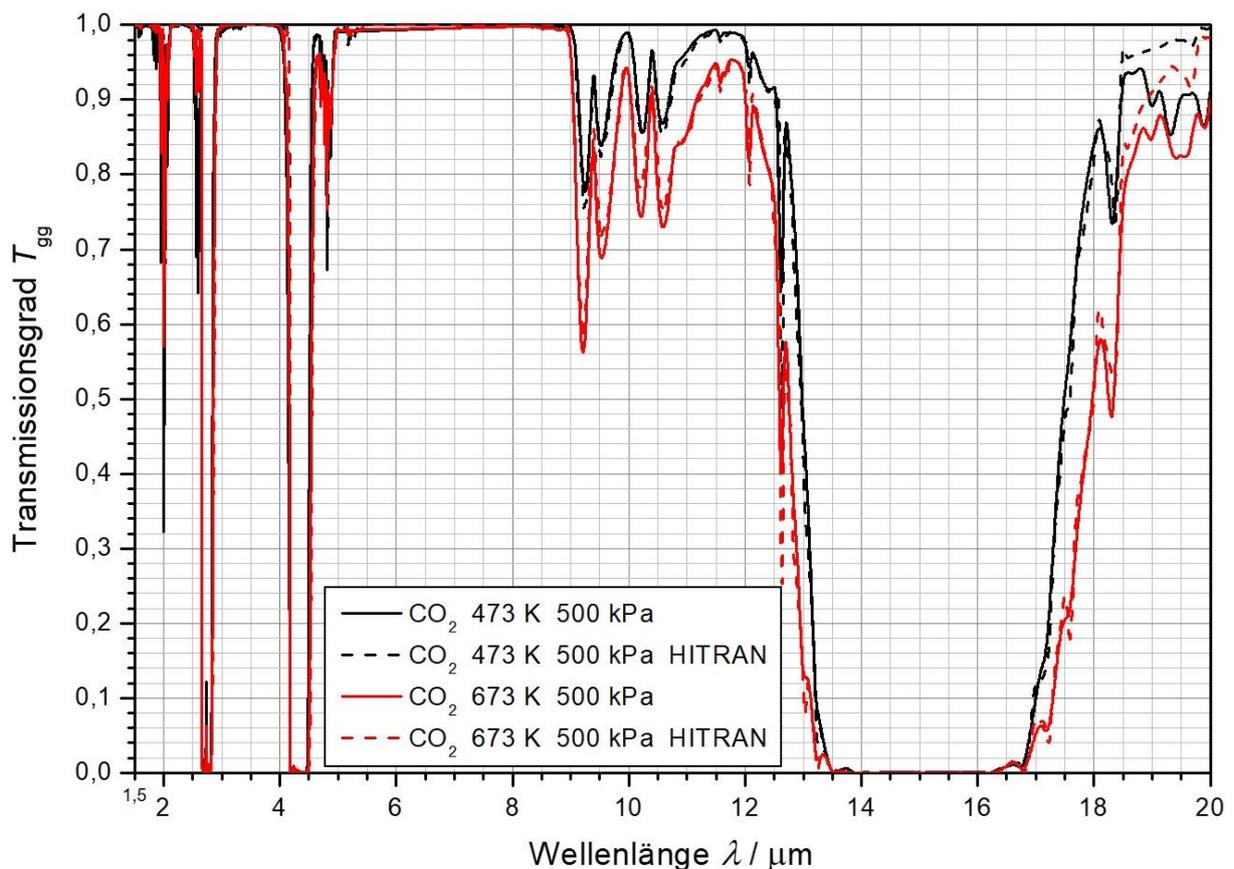


**Abb. 4.6:** Vergleich von Messdaten (Volllinien) und entsprechenden HITRAN-Simulationen [13] (Strichlinien) der spektralen Transmissionsgrade von Kohlenstoffdioxid bei Drücken zwischen 100 kPa und 700 kPa und bei einer Temperatur von 473 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

In diesem Versuch wurden sehr hohe CO<sub>2</sub>-Drücke gewählt. Durch die erneut zu beobachtende Zunahme der Tiefe der Absorptionsbanden ist es auf diese Weise gelungen, auch sehr schwache Absorptionsbanden sichtbar zu machen. So können hier auch im Bereich von 10  $\mu\text{m}$  Absorptionsbanden beobachtet werden. Wie sich zeigt, gewinnen diese aber erst ab CO<sub>2</sub>-Partialdrücken von über 100 kPa merklich an Bedeutung. Da der Partialdruck von Kohlenstoffdioxid in typischen Brenngasgemischen jedoch deutlich geringer ist (vgl. Tab. 2.2, Seite 36),

ist anzunehmen, dass diese Banden im Hinblick auf die geplante Strahlungstemperaturmessung nahezu vernachlässigt werden können. Um in dieser Hinsicht Sicherheit zu erlangen, müssen diese Ergebnisse noch bei höheren Temperaturen verifiziert werden. Alternativ könnte für die Temperaturmessung ein relativ schmaler Wellenlängenbereich zwischen den hier identifizierten Banden definiert werden. Der Vergleich der Messdaten aus diesem Versuch mit den entsprechenden Simulationsergebnissen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Abb. 4.7 stellt den spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von 500 kPa und bei Temperaturen von 473 K bis 673 K im Wellenlängenbereich zwischen 1,5  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$  dar. Auch hier sind den gemessenen Spektren, welche in durchgezogenen Linien gezeichnet sind, die entsprechenden Simulationsergebnisse zugeordnet, die in gestrichelten Linien gezeichnet sind.



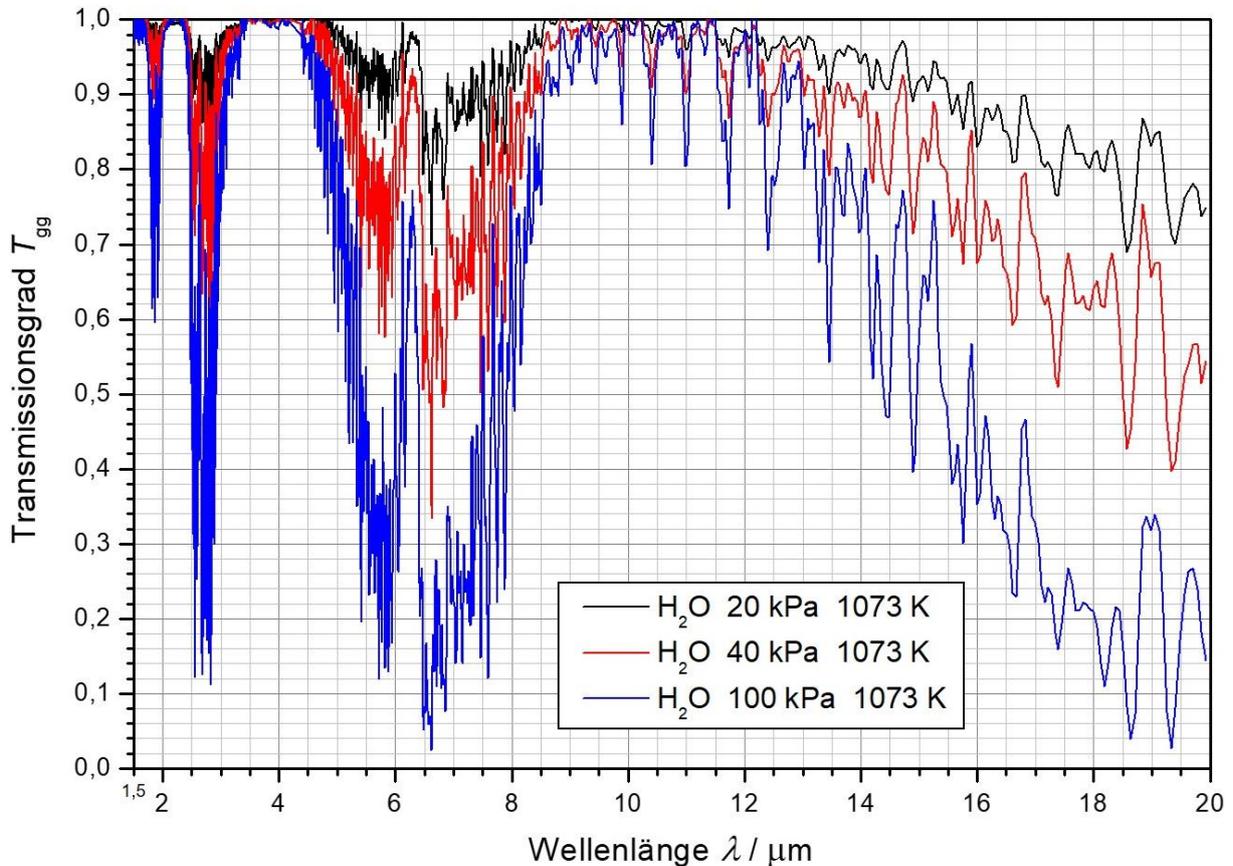
**Abb. 4.7:** Vergleich von Messdaten (Volllinien) und entsprechenden HITRAN-Simulationen [13] (Strichlinien) der spektralen Transmissionsgrade von  $\text{CO}_2$  bei einem Druck von 500 kPa und bei Temperaturen zwischen 473 K und 673 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

Hier kann ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messdaten beobachtet werden. Weiterhin kann die erwartete Verbreiterung der Absorptionsbanden mit steigender Temperatur beobachtet werden. Wobei jedoch festzustellen ist, dass die z. B. in Abb. 4.6 zu beobachtende Vertiefung der Banden mit steigendem Druck – insbesondere im Bereich der Bande bei 14,99  $\mu\text{m}$  – deutlicher in Erscheinung tritt.

### 4.1.3 Spektraler Transmissionsgrad von Wasserdampf

Als zweiter infrarot-aktiver Brenngasbestandteil von stationären Gasturbinen wurde im nächsten Versuch Wasserdampf in gleicher Weise untersucht, wie zuvor Kohlenstoffdioxid. In

Abb. 4.8 ist der spektrale Transmissionsgrad von Wasserdampf im Wellenlängenbereich zwischen  $1,5 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$  bei einer Temperatur von  $1073 \text{ K}$  und bei Drücken von  $20 \text{ kPa}$  bis  $100 \text{ kPa}$  dargestellt.

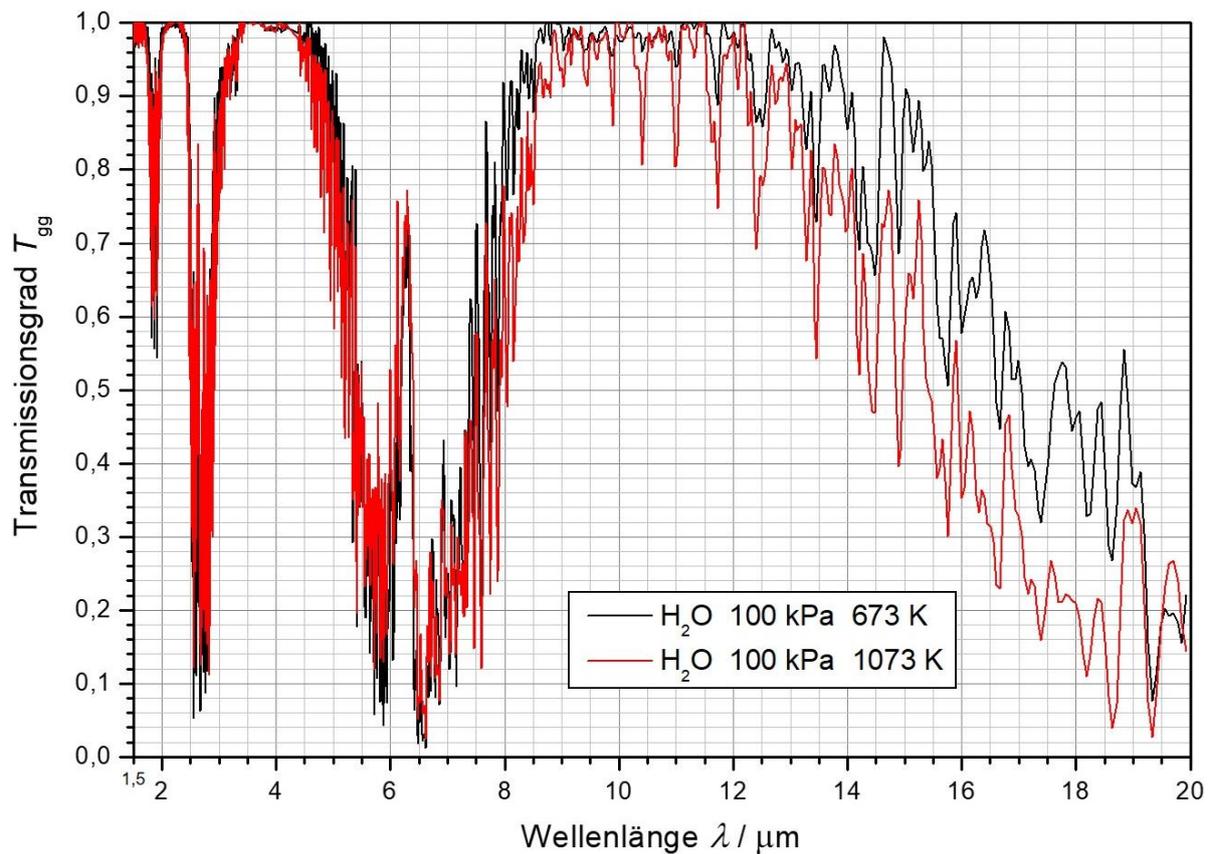


**Abb. 4.8:** Spektraler Transmissionsgrad von Wasserdampf bei Drücken zwischen  $20 \text{ kPa}$  und  $100 \text{ kPa}$  und bei einer Temperatur von  $1073 \text{ K}$  im Wellenlängenbereich von  $1,5 \mu\text{m}$  bis  $20 \mu\text{m}$ .

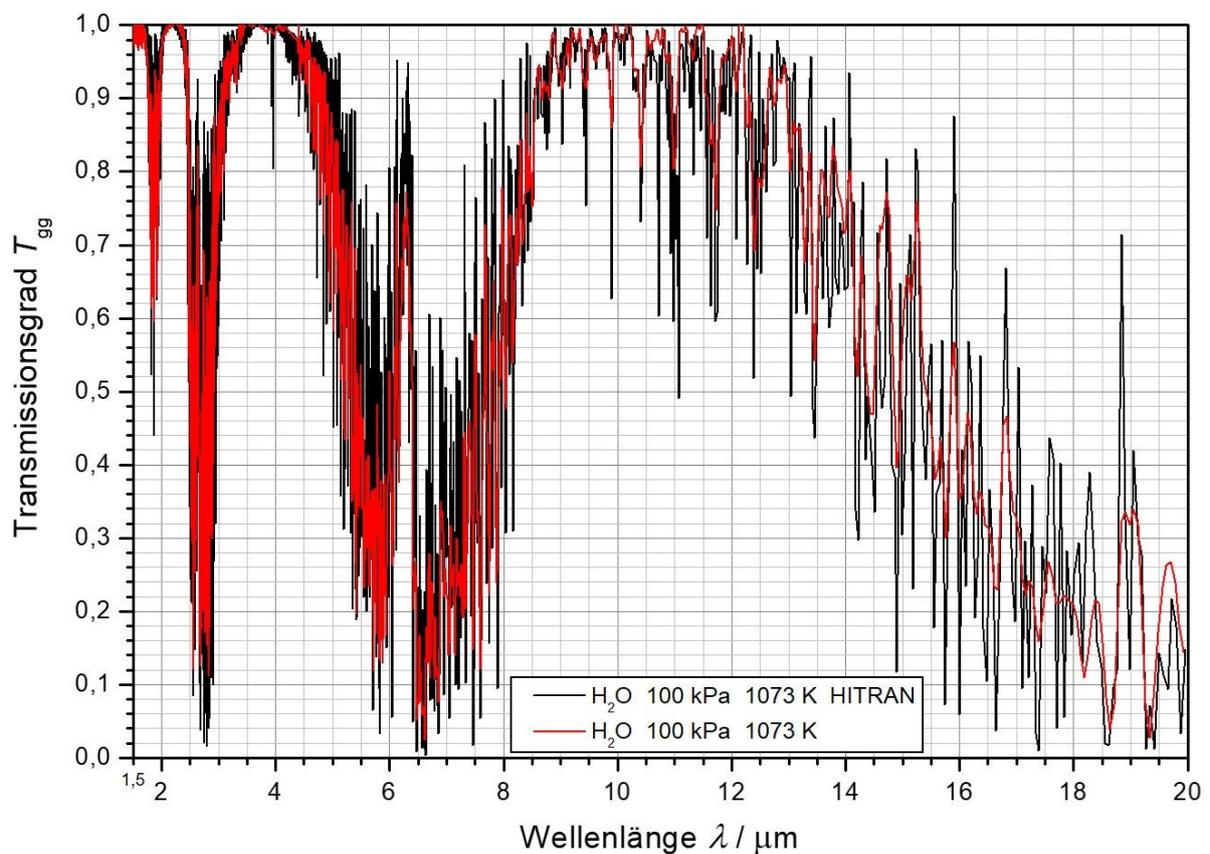
Auch hier kann wieder die erwartete Vertiefung der auftretenden Absorptionsbanden mit steigendem Druck beobachtet werden, während die Breite der Banden auf Höhe der Basislinie bei  $T_{gg} = 1,0$  nahezu konstant bleibt. Im Bereich um  $10 \mu\text{m}$  weist Wasserdampf viele einzelne sehr scharfe und schmale Absorptionspeaks auf, in deren Zwischenraum jedoch nahezu keine Absorptionseffekte zu beobachten sind.

Abb. 4.9 stellt den spektralen Transmissionsgrad von Wasserdampf bei einem Druck von  $100 \text{ kPa}$  und bei Temperaturen von  $673 \text{ K}$  bis  $1073 \text{ K}$  im Wellenlängenbereich zwischen  $1,5 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$  dar. Auch hier kann analog zu den Beobachtungen bei Kohlenstoffdioxid die erwartete Verbreiterung der Banden mit steigender Temperatur ausgemacht werden. Trotz den bei höheren Temperaturen auftretenden scharfen Absorptionspeaks bleiben jedoch auch bei  $1073 \text{ K}$  die Zwischenräume zwischen diesen Peaks bestehen, wie aus dem Graphen deutlich wird. Mit einem Strahlungsthermometer, dessen Detektor an einen Wellenlängenbereich im Zwischenraum von zwei solchen Peak angepasst ist, ist daher eine durch die Brenngase unbeeinflusste Oberflächentemperaturmessung in einer Gasturbine möglich.

Abb. 4.10 zeigt schließlich einen Vergleich zwischen dem gemessenen spektralen Transmissionsgrad von Wasserdampf bei einer Temperatur von  $1073 \text{ K}$  und einem Druck von  $100 \text{ kPa}$  mit einer entsprechenden HITRAN-Simulation im Wellenlängenbereich zwischen  $1,5 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$ . Auch hier kann wieder eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation beobachtet werden.



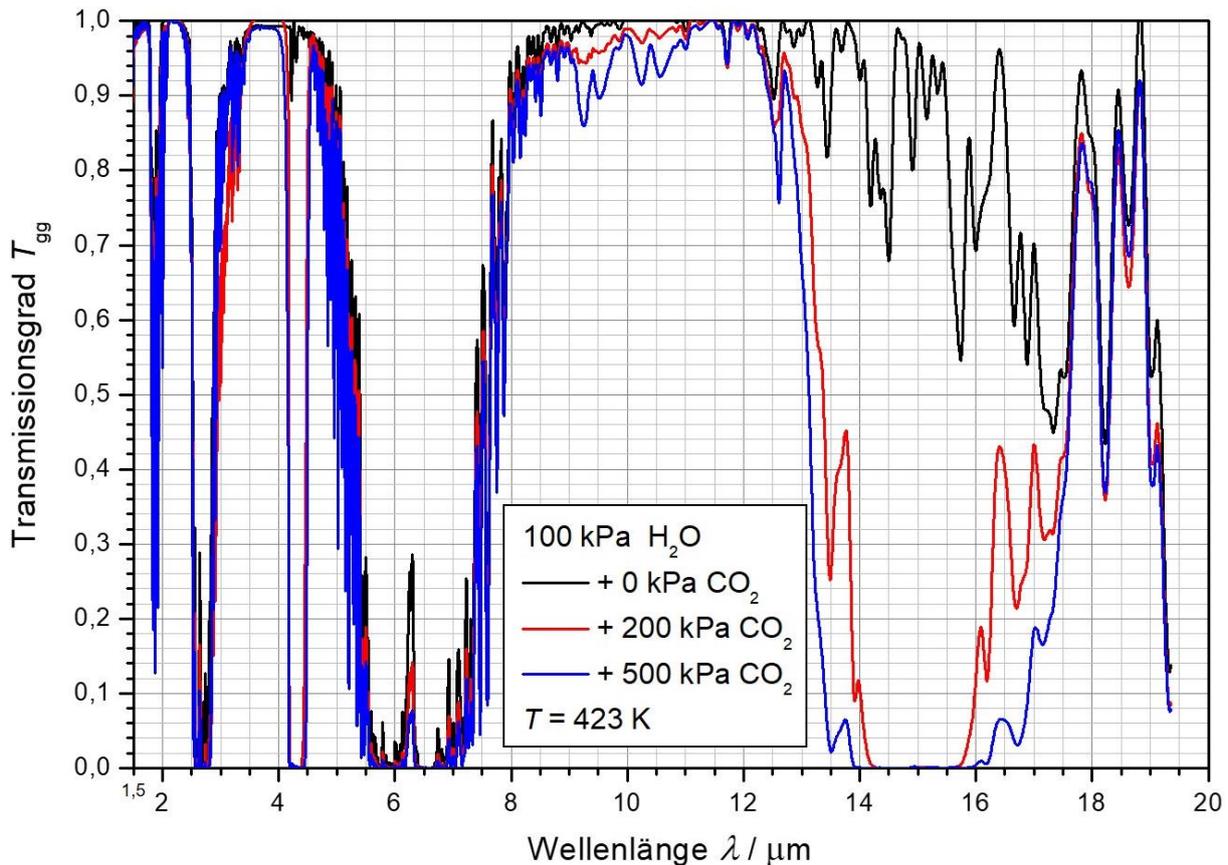
**Abb. 4.9:** Spektraler Transmissionsgrad von Wasserdampf bei einem Druck von 100 kPa und bei Temperaturen zwischen 673 K und 1073 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .



**Abb. 4.10:** Vergleich von Messdaten (rot) und entsprechenden HITRAN-Simulationen [13] (schwarz) der spektralen Transmissionsgrade von Wasserdampf bei einem Druck von 100 kPa und bei einer Temperaturen von 1073 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.4 Spektraler Transmissionsgrad von Gasgemischen

Schließlich wurden noch verschiedene Gemische aus Wasserdampf und Kohlenstoffdioxid hergestellt und untersucht. Dazu wurde die Gaszelle zunächst bis zu dem beabsichtigten Partialdruck mit Wasserdampf gefüllt. Anschließend wurde Kohlenstoffdioxid zugesetzt, bis auch dessen beabsichtigter Partialdruck erreicht war. Nachdem das gewünschte Gasgemisch in der Gaszelle hergestellt war, erfolgte die Messung des spektralen Transmissionsgrades. Es wurden dabei ein Partialdruck von Wasserdampf von 100 kPa sowie Kohlenstoffdioxid-Partialdrücke zwischen 0 kPa und 500 kPa realisiert. Die Gemische wurden auf eine Temperatur von 423 K gebracht. In Abb. 4.11 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  dargestellt.



**Abb. 4.11:** Spektraler Transmissionsgrad von verschiedenen Gemischen von Wasserdampf mit einem Partialdruck von 100 kPa und Kohlenstoffdioxid mit Partialdrücken von 0 kPa bis 500 kPa bei einer Temperatur von 423 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

Mit dieser Untersuchung konnte nun auch die Möglichkeit gezeigt werden, mittels der Hochdruck-Gaszelle und der dazu gehörenden Gasverteilanlage Gasgemische herzustellen und zu charakterisieren. In dieser Gesamtansicht können weiterhin alle nach Tab. 2.1 (Seite 25) zu erwartenden infrarot-aktiven Absorptionsbanden beobachtet werden. Im Hinblick auf die Fragestellung nach der Nutzbarkeit des Wellenlängenbereiches um 10  $\mu\text{m}$  zur Oberflächen-Temperaturmessung können auch im Gemisch aus Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf gegenüber den Einzelbetrachtungen keine weiteren Einschränkungen in diesem Bereich beobachtet werden. Allerdings muss auch dies noch für höhere Temperaturen verifiziert werden.

#### 4.1.5 Testmessungen mit dem neu entwickelten langwelligen Strahlungsthermometer

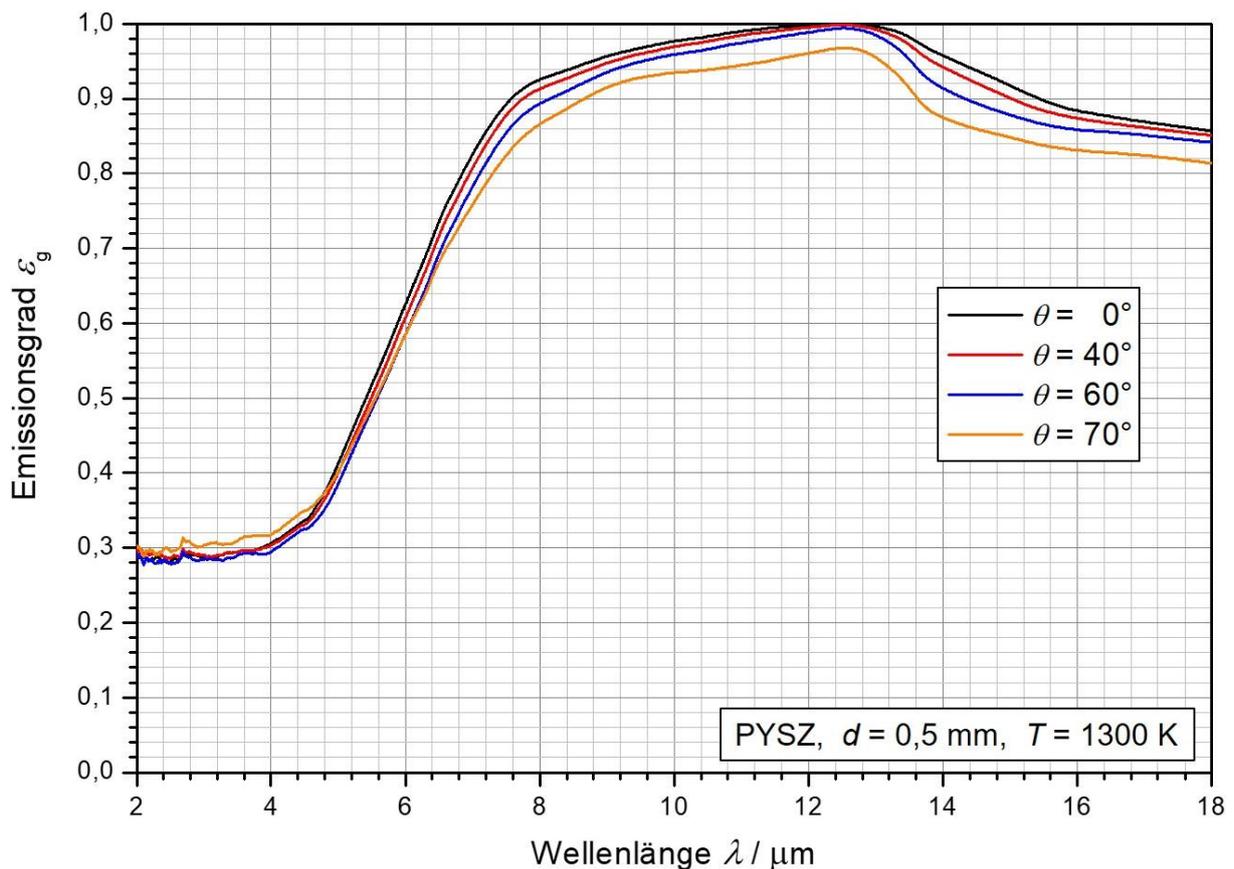
Auf der Grundlage der nun erhaltenen Erkenntnisse konnte ein Wellenlängenintervall im Bereich um 10  $\mu\text{m}$  definiert werden, in welchem die geplante Oberflächentemperaturmessung

mittels Strahlungsthermometrie durchgeführt werden kann, ohne durch Absorptionseffekte stark beeinflusst zu werden.

Zur Konstruktion eines Strahlungsthermometers für diese Anwendung im Rahmen des EU-Projektes STARGATE wurde ein Filter mit einem maßgeschneiderten Transmissionsspektrum, das dem zuvor definierten Wellenlängenintervall entspricht, verwendet. Dieser Filter transmittiert somit nur Strahlung innerhalb dieses festgelegten Wellenlängenbereichs, welche schließlich auf den dahinter liegenden Detektor trifft. Die weiteren Einzelheiten dieses Strahlungsthermometers sind in Kapitel 3.4.1 (Seite 57ff) dargestellt.

Ehe mit diesem neu entwickelten Strahlungsthermometer nun erste Testmessungen durchgeführt werden konnten, mussten vorbereitend dafür zunächst jedoch die infrarot-optischen Oberflächeneigenschaften der in der späteren Strahlungsthermometer-Testmessung untersuchten Turbinenschaufeln, bzw. genauer der darauf aufgetragenen keramischen Wärmedämmschicht näher charakterisiert werden [116].

Mittels der Messanlage EMMA wurde im ersten Schritt der gerichtete spektrale Emissionsgrad einer freistehenden Probe des keramischen Schichtmaterials bei einer Temperatur von 1300 K unter Abstrahlwinkeln von  $0^\circ$  bis  $70^\circ$  zur Oberflächennormalen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 4.12 dargestellt.

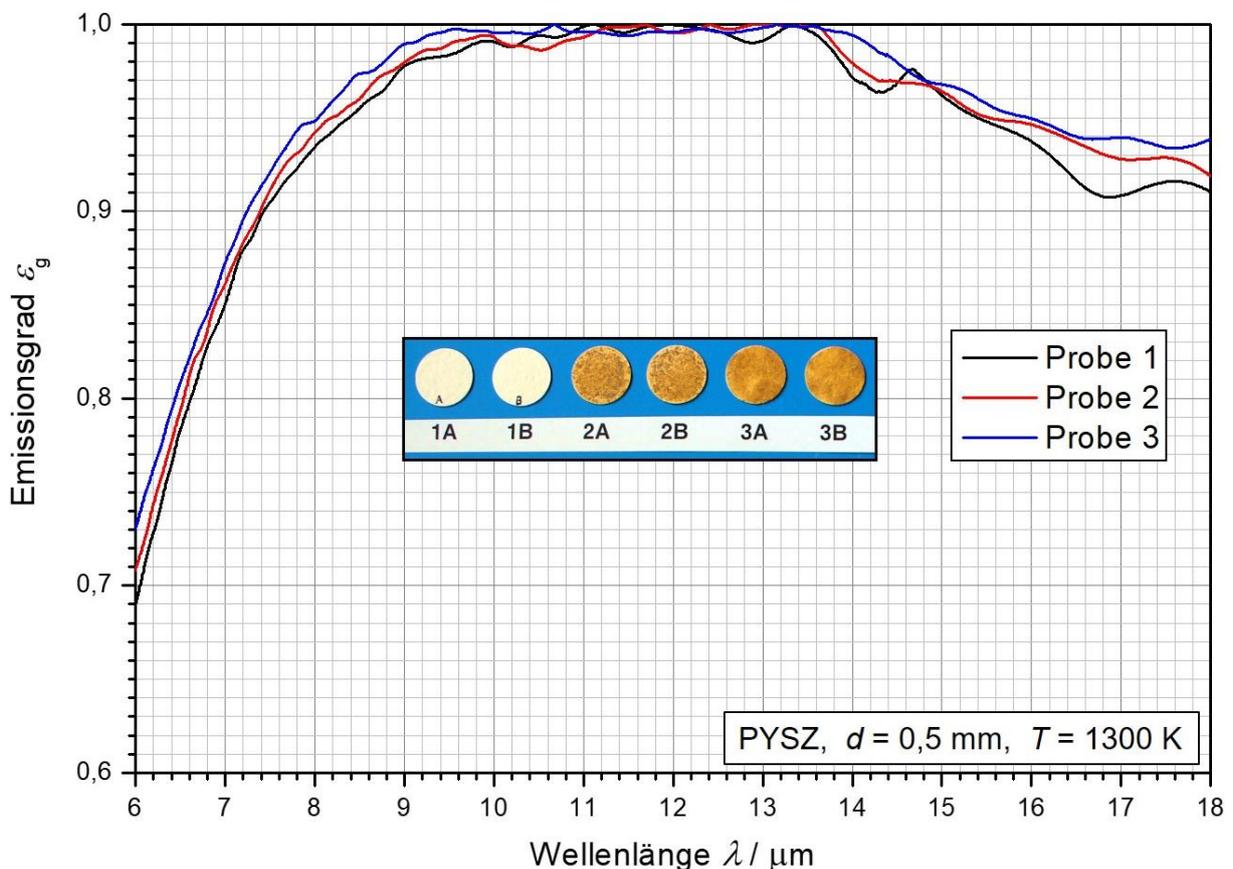


**Abb. 4.12:** Gerichteter spektraler Emissionsgrad einer freistehenden TBC-Probe mit einer Stärke von 0,5 mm bei einer Temperatur von 1300 K unter Abstrahlwinkeln zwischen  $0^\circ$  und  $70^\circ$  im Wellenlängenbereich von 2  $\mu\text{m}$  bis 18  $\mu\text{m}$ .

Es kann beobachtet werden, dass der gerichtete spektrale Emissionsgrad bei Abstrahlwinkeln zwischen  $0^\circ$  und  $60^\circ$  nur geringe Abweichungen aufweist. Erst ab einem Winkel von  $70^\circ$  sind nennenswerte Abweichungen erkennbar. Da die Oberfläche der Turbinenschaufeln gekrümmt ist, ändert sich der Blickwinkel der Optik des Strahlungsthermometers auf die Schaufeloberfläche am Messpunkt während des Durchgangs der Turbinenschaufel durch das Blickfeld der Optik im Betrieb der Turbine fortwährend. Aufgrund der Erkenntnisse aus Abb. 4.12

kann davon ausgegangen werden, dass dieser Umstand dem Erhalten von verlässlichen Messdaten durch das neue Strahlungsthermometer nicht entgegensteht, da Beobachtungswinkel von über  $60^\circ$  in der beschriebenen Konfiguration mit Ausnahme der Ränder nicht auftreten.

Im nächsten Schritt wurde untersucht, inwiefern der Zustand der TBC-Oberfläche in Bezug auf Alterung bzw. Degradation und Ablagerungen von Fremdstoffen Einfluss auf ihre infrarot-optischen Eigenschaften hat. Dazu wurde der gerichtete spektrale Emissionsgrad von freistehenden TBC-Proben in drei verschiedenen Zuständen mit einer Temperatur von jeweils 1300 K gemessen und in Abb. 4.13 dargestellt. Die Proben 1 entsprechen dem Neuzustand der Beschichtung, während die Proben 2 und die Proben 3 zwei Alterungszustände mit verschiedenen starken Fremdstoffablagerungen typischer Zusammensetzung darstellen, die im Zuge eines Standarttestverfahrens aufgebracht wurden. Die beiden untersuchten Proben A und B derselben Klasse zeigten dabei jeweils nahezu identische Ergebnisse. Zur besseren Übersicht ist daher in Abb. 4.13 je Probenklasse 1, 2 und 3 stellvertretend nur ein Graph dargestellt. Der visuelle Eindruck der drei untersuchten Probenklassen kann aus der enthaltenen Fotografie gewonnen werden.



**Abb. 4.13:** Normaler spektraler Emissionsgrad von freistehenden TBC-Proben mit verschiedenen Alterungsgraden und mit einer Stärke von jeweils 0,5 mm bei einer Temperatur von 1300 K im Wellenlängenbereich zwischen 6  $\mu\text{m}$  und 18  $\mu\text{m}$ . Ergänzend ist eine Fotografie der untersuchten TBC-Proben dargestellt.

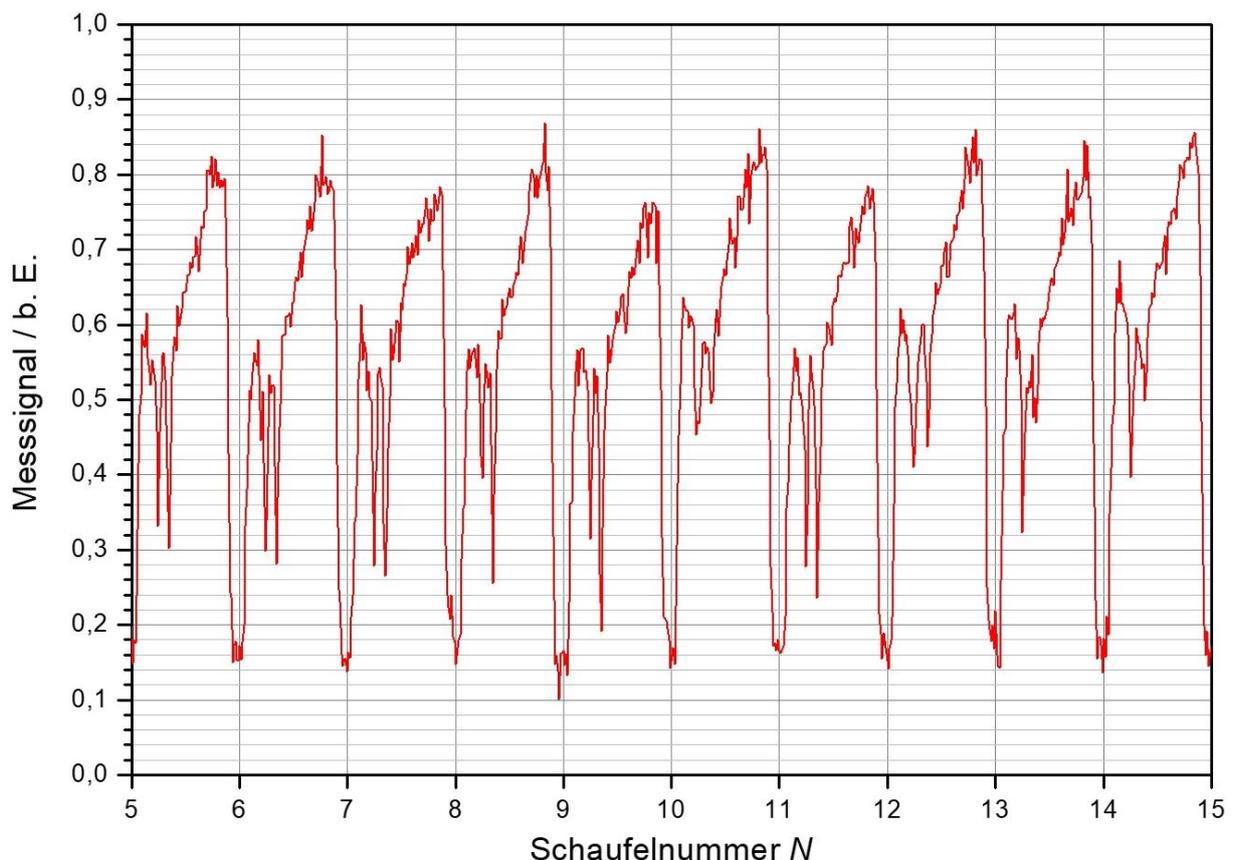
Wie aus Abb. 4.13 hervorgeht, unterliegt der spektrale Emissionsgrad der TBC-Oberfläche im für die Messungen mit dem neuen Strahlungsthermometer relevanten Wellenlängenbereich um 10  $\mu\text{m}$  kaum Änderungen im Zuge der während der Lebensdauer einer Turbinenschaufel zu erwartenden Alterungsprozesse. Eine nennenswerte Beeinflussung der Ergebnisse der Temperaturmessung durch solche Prozesse ist daher ebenfalls nicht zu erwarten.

Nach Abschluss dieser Untersuchungen an den TBC-Oberflächen wurden ebenfalls vorbereitenden Messungen in Bezug auf das Strahlungsthermometer selbst ausgeführt, welche zur

Auswertung der späteren Ergebnisse der Temperaturmessungen benötigt werden. Dabei wurde einerseits zur Kalibration des Strahlungsthermometers die Strahlung einer Schwarzkörperquelle bei bekannten Temperaturen aufgezeichnet und andererseits das Hintergrundsignal des Strahlungsthermometers bei geschlossener Verschluss-Blende.

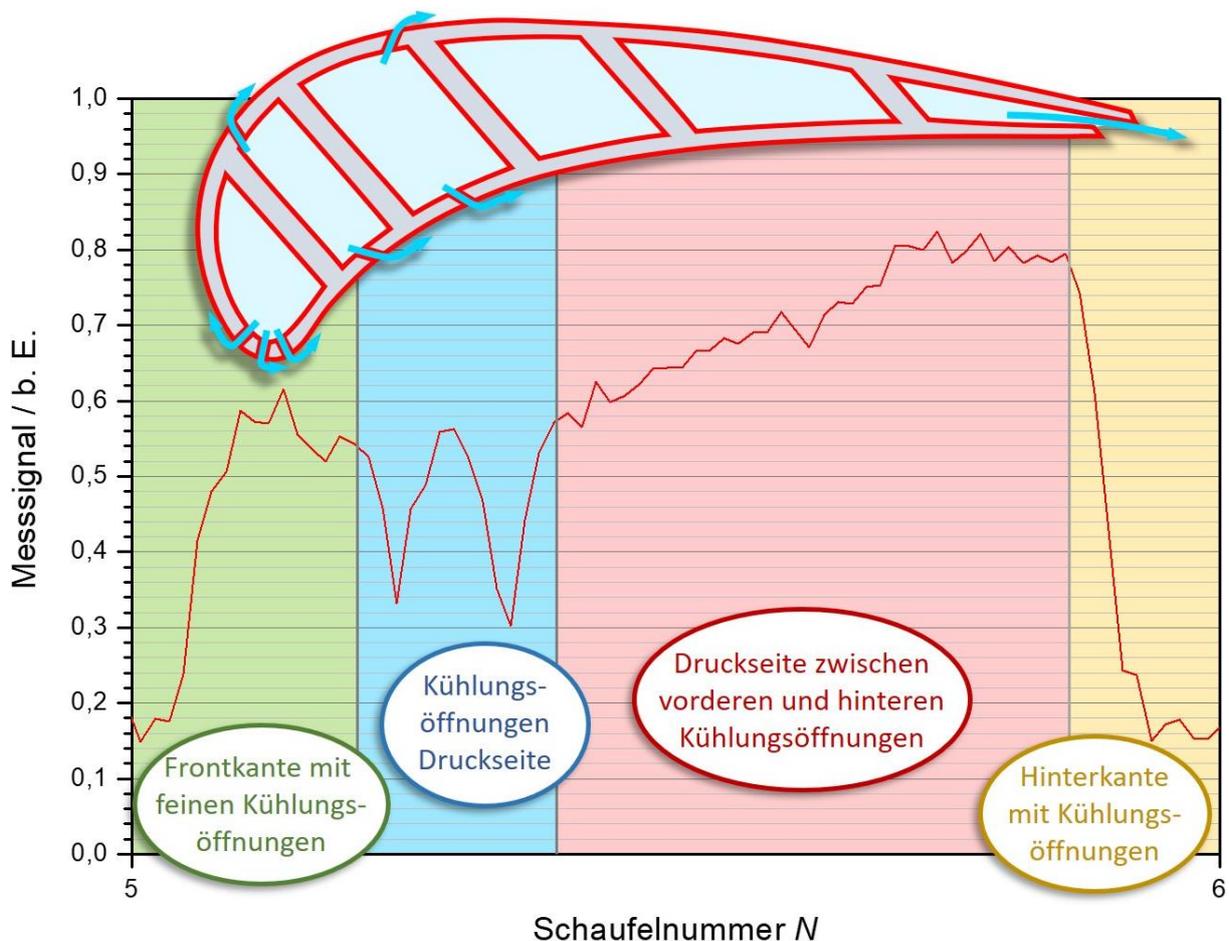
Anschließend wurde der Prototyp des neuen langwelligen Strahlungsthermometers an einer Versuchsgasturbine am Gas Turbine Test Center im Siemens Gasturbinenwerk in Berlin installiert. Im Zuge eines Betriebszyklus der Versuchsturbine wurde die Oberflächentemperatur der Laufschaufeln der ersten Reihe direkt nach dem Turbineneintritt gemessen. Dazu wurde die die Optik enthaltende Lanze des Strahlungsthermometer-Systems während des Betriebs der Versuchsturbine in deren Gehäuse eingefahren und so ausgerichtet, dass die Optik die von der Druckseite der Schaufeln ausgehende Strahlung aufnehmen konnte. Die Lanze blieb dort für mehrere Sekunden. Das Ausgangssignal des Strahlungsthermometers wurde zeitlich hochaufgelöst aufgezeichnet. Anschließend wurde die Lanze wieder ausgefahren.

Das aufgezeichnete Signal wurde unter Berücksichtigung der infrarot-optischen Eigenschaften der TBC-Oberfläche und von dort reflektierter Umgebungsstrahlung, des geringen Absorptionseinflusses der Brenngase im für die Messung genutzten Wellenlängenbereich und der zuvor durchgeführten Kalibrations- und Hintergrundmessungen korrigiert, sodass schließlich die Oberflächentemperatur der beschichteten Turbinenschaufeln erhalten wurde. Da sich die Schaufeln aufgrund der Rotation der Turbine fortwährend vor der Optik des Strahlungsthermometers entlang bewegten, konnte aus den Messdaten somit der orts aufgelöste Temperaturverlauf auf der Schaufeloberfläche ermittelt werden.



**Abb. 4.14:** Ergebnis der ersten Oberflächentemperaturmessung an Turbinenschaufeln während des Betriebs mittels des neu entwickelten langwelligen Strahlungsthermometers in beliebigen Einheiten (b. E.). Dargestellt sind die orts aufgelösten Messergebnisse für zehn Turbinenschaufeln.

In Abb. 4.14 ist der ermittelte Temperaturverlauf auf zehn benachbarten Turbinenschaufeln in beliebigen Einheiten (b. E.) dargestellt. Beliebige Einheiten wurden für die Darstellung gewählt, da aufgrund einer Vereinbarung mit den Projektpartnern die gemessenen Temperaturen nicht genannt werden dürfen. In dieser Abbildung kann der periodische Verlauf des aufgezeichneten Signals beobachtet werden. Dadurch ist eine Zuordnung der einzelnen Bereiche des Signalverlaufs zu den entsprechenden Turbinenschaufeln ohne weiteres möglich. Außerdem können auf den einzelnen Schaufeloberflächen Regionen unterschiedlicher Temperaturen ausgemacht werden. Die genaue Stellung der Turbinenwelle wird zudem durch weitere Messtechnik im Prüfstand permanent überwacht, wodurch bekannt ist, welche Turbinenschaufel bzw. welcher Bereich davon sich zu einem bestimmten Zeitpunkt der Messung im Blickfeld der Optik des Strahlungsthermometers befand. Durch diese Daten konnte die Zuordnung des Signalverlaufs verifiziert werden.



**Abb. 4.15:** Gegenüberstellung einer vergrößerten Darstellung des Verlaufs des Ergebnisses aus der Oberflächentemperaturmessung von einer Turbinenschaufel und der Profildarstellung einer Turbinenschaufel mit Prinzipdarstellung des Kühlsystems. Es sind vier Bereiche der Schaufelgeometrie markiert, deren Eigenschaften sich deutlich im ortsaufgelösten Temperaturverlauf niederschlagen.

In Abb. 4.15 ist der ortsaufgelöste Temperaturverlauf einer einzelnen Turbinenschaufel während des Betriebs in beliebigen Einheiten vergrößert dargestellt und in Bezug zu einer Profildarstellung einer Turbinenschaufel gesetzt. Der beobachtete Temperaturverlauf kann durch die Beschaffenheit der untersuchten Oberfläche erklärt werden. Im Bereich der Frontkante der Schaufel (vgl. Abb. 4.15, grün) ist eine Temperatur auf mittlerem Niveau zu verzeichnen. An der Frontkante sind mehrere Reihen feiner Kühlöffnungen angebracht, welche eine Begrenzung der dortigen Oberflächentemperatur bewirken. Im angrenzenden Bereich (vgl. Abb. 4.15, blau) befinden sich größere Kühlöffnungen, deren Kühlwirkung sich im Temperaturverlauf in zwei

deutlichen Absenkungen niederschlägt. Die darauffolgende, zur Hinterkante auslaufende Fläche der Druckseite (vgl. Abb. 4.15, rot) enthält keine Kühlöffnungen mehr. Die Oberflächentemperatur steigt daher in diesem Bereich zur Hinterkante der Schaufel hin an, ehe sie im Bereich der Hinterkante (vgl. Abb. 4.15, gold) aufgrund der dortigen breiten Kühlungsöffnung abrupt abfällt.

## 4.2 Bestimmung von Messfenstern zur berührungslosen Messung der Temperatur heißer Gase mittels Strahlungsthermometrie

Zur Schließung der bislang bestehenden Lücke im Bereich der Messtechnik zur Bestimmung der Heißgastemperatur am Ausgang der Brennkammer moderner Gasturbinen werden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Ansätze behandelt, auf deren Grundlage in Zukunft Verfahren zur berührungslosen Messung dieser Temperatur entwickelt werden könnten. In diesem Abschnitt wird zunächst ein Ansatz vorgestellt, nach welchem – angelehnt an die im letzten Abschnitt behandelte Oberflächentemperaturmessung – die Heißgas-Temperatur mittels Strahlungsthermometrie bestimmt wird [120][140].

### 4.2.1 Gastemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie

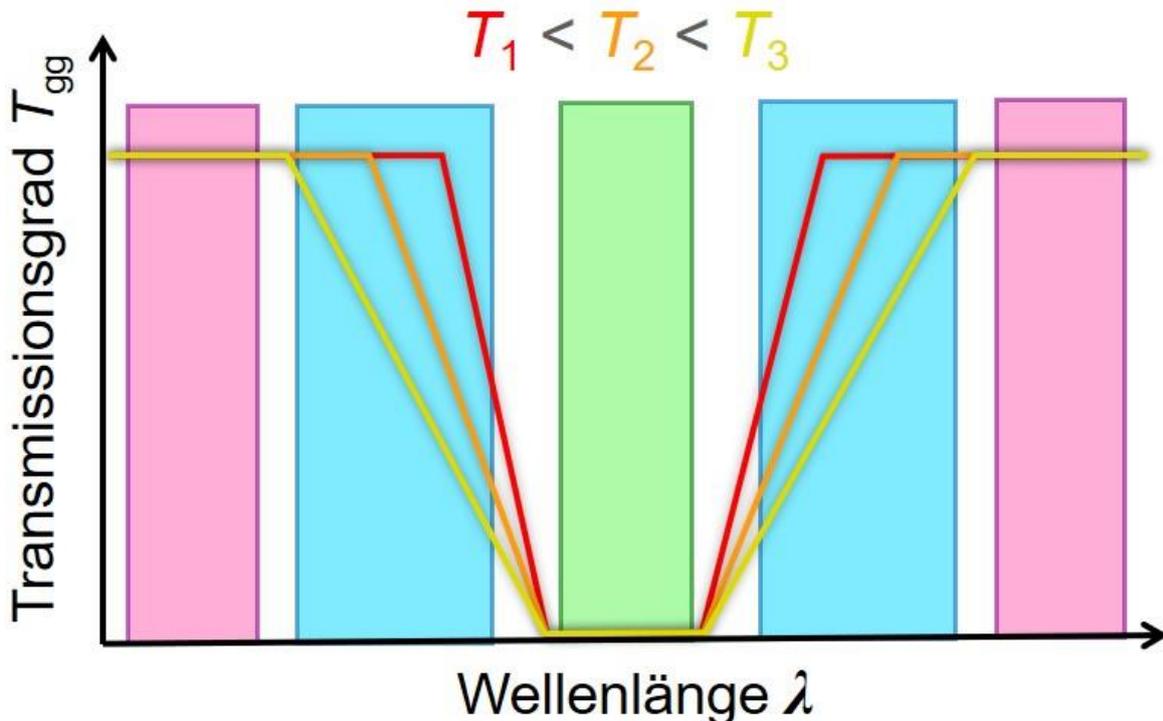
Der in diesem Abschnitt behandelte Ansatz zur Gastemperaturmessung sieht es somit vor, die vom heißen Gas emittierte Strahlung mittels eines Strahlungsthermometers zu detektieren. Das Strahlungsthermometer selbst muss dazu nicht im Turbineninneren angebracht und daher nicht den dortigen Bedingungen ausgesetzt werden. Für die Temperaturmessung genügt ein infrarottransparentes Fenster im Turbinengehäuse, durch das die Wärmestrahlung des heißen Gases auf das dahinterliegende Strahlungsthermometer bzw. dessen fokussierende Optik fällt.

Damit die Entwicklung eines Strahlungsthermometers für diesen Zweck gelingen kann, muss zuerst ein passender Wellenlängenbereich bestimmt werden, der entsprechende Messungen an Brenngasen erlaubt. Von den Hauptbestandteilen des Brenngasgemisches einer Gasturbine (vgl. Tab. 2.2, Seite 36) sind, wie bereits erwähnt, lediglich Wasserdampf und Kohlenstoffdioxid infrarotaktiv. Diese beiden Gase sind somit prinzipiell nutzbar für die geplanten Temperaturmessungen [44][58].

Aufgrund von Temperaturunterschieden zwischen dem sehr heißen Turbineninneren und dem gekühlten Gehäuse kann es im Brenngasstrom einer Gasturbine zur Bildung von Gasschichten unterschiedlicher Temperaturen kommen [26]. Das Messsignal bei der Gastemperaturmessung kann dabei durch eine Gasschicht mit niedriger Temperatur im Randbereich des Gasstroms erheblich beeinflusst werden (vgl. Kapitel 4.1.1, Seite 63ff). Es ist daher nötig, Temperaturinformationen aus verschiedenen Gasschichten im Gasstrom zu sammeln, um diesem Problem zu begegnen und verlässliche Messergebnisse zu erhalten.

Die Tiefe einer Absorptionsbande eines infrarotaktiven Gases, die mit der Höhe des Absorptionsgrades korreliert, steigt mit steigendem Druck, während die Breite der Bande mit steigender Temperatur steigt (vgl. Kapitel 2.2.4, Seite 22ff). Dies konnte im Rahmen der in Kapitel 4.1 (Seite 61ff) gezeigten Ergebnisse für die hier relevanten Gase Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf bereits experimentell bestätigt werden. In Abb. 4.16 ist der typische Zusammenhang zwischen der Breite einer Absorptionsbande eines infrarotaktiven Gases und seiner Temperatur

für den Fall eines konstanten Drucks dargestellt, bei welchem sich die Bande bereits in Sättigung befindet. Im Bereich einer Absorptionsbande können anhand dieser Darstellung drei Wellenlängenintervalle benannt werden, in welchen jeweils die Messung der Gastemperatur in einer bestimmten Schicht im Gasstrom möglich ist.



**Abb. 4.16:** Schematische Darstellung der Temperaturabhängigkeit des Verlaufs des spektralen Transmissionsgrades im Wellenlängenbereich einer Gas-Absorptionsbande bei konstantem Druck. Markierte Bereiche: 1) Zentrum der Bande, Absorption befindet sich in der Sättigung (grün); 2) Rand der Bande, Transmission ist temperaturabhängig (blau); 3) Region abseits der Bande, keine Absorption vorhanden (purpurn).

Im Zentrum einer gesättigten Absorptionsbande (vgl. Abb. 4.16, grüne Fläche) geht der Transmissionsgrad gegen Null. In dieser Wellenlängenregion wird die Strahlung aus dem Turbineninneren vollständig absorbiert, ehe sie einen Sensor außerhalb des Gasstroms erreichen kann. Da im Wellenlängenbereich des Zentrums einer Absorptionsbande somit nur Strahlung vom Rand des Gasstroms den Sensor erreicht, erlaubt es dieser Wellenbereich, die dortige Gastemperatur zu bestimmen.

Unabhängig von der Gastemperatur geht der Transmissionsgrad abseits der Absorptionsbande gegen eins (vgl. Abb. 4.16, purpurne Flächen). Die Strahlung bleibt hier unbeeinflusst vom Brenngasstrom und kann diesen vollständig passieren. Aufgrund dessen sind hier Temperaturmessungen an Bauteiloberflächen im Turbineninneren möglich.

Am Rand der Bande (vgl. Abb. 4.16, blaue Flächen) besteht eine starke Abhängigkeit des Transmissionsgrades von der Gastemperatur. In diesem Wellenlängenbereich gelangt somit ein von der Brenngastemperatur abhängiger Anteil der Strahlung aus dem Turbineninneren durch die äußeren Gasschichten zum Sensor. Wenn sowohl die Temperaturen der äußeren Schichten des Brenngasstromes als auch die Temperaturen der Bauteiloberflächen im Turbineninneren bekannt sind – z. B. aus Messungen in den beiden bisher beschriebenen Wellenlängenbereichen, sollten aufgrund der in diesem Wellenlängenbereich den Sensor erreichenden Strahlung Aussagen über die Gastemperatur im Inneren der Turbine getroffen werden können. Zur Bestimmung der Temperatur der mittleren Gasschichten des Gasstromes sind daher Messungen in

allen der drei hier beschriebenen Wellenlängenbereiche erforderlich: Im Zentrum einer Bande, außerhalb von Absorptionsbanden und im temperaturabhängigen Bereich am Rand einer Bande. Abschließend könnte die Temperatur der mittleren Gassichten auf Grundlage dieser Messdaten mittels eines noch zu entwickelnden für diesen Zweck geeigneten Modells bestimmt werden, welches die Transmissionsspektren des Brenngasgemisches bei verschiedenen Temperaturen berücksichtigt.

Wie bereits erläutert sind die Positionen der Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf seit langem und in hoher Genauigkeit aus der Literatur bekannt. Auch konnten im ersten experimentellen Kapitel dieser Arbeit bereits einige zuvor noch weitgehend ausstehende experimentelle Ergebnisse bzgl. des Verhaltens der Absorptionsbanden unter hohen Temperaturen und Drücken erhalten werden. Da für die Belange der Gastemperaturmessung nach dem hier vorgestellten Verfahren jedoch wie oben dargestellt der genaue spektrale Verlauf des Transmissionsgrades im Bereich der Absorptionsbanden sowie dessen Abhängigkeit von der Temperatur von zentraler Bedeutung sind, muss der experimentelle Datenbestand in diesem Bereich noch erweitert werden. Im Gegensatz zu den Untersuchungen im voran gegangenen Abschnitt, wo lediglich die Freiheit von Absorptionseinflüssen des für die Oberflächentemperaturmessung vorgesehenen Wellenlängenbereiches unter Betriebsbedingungen einer Turbine bestätigt werden sollte, ist für die Zwecke des in diesem Abschnitt behandelten Vorhabens zudem eine deutliche Steigerung der spektralen Auflösung der Messergebnisse erforderlich.

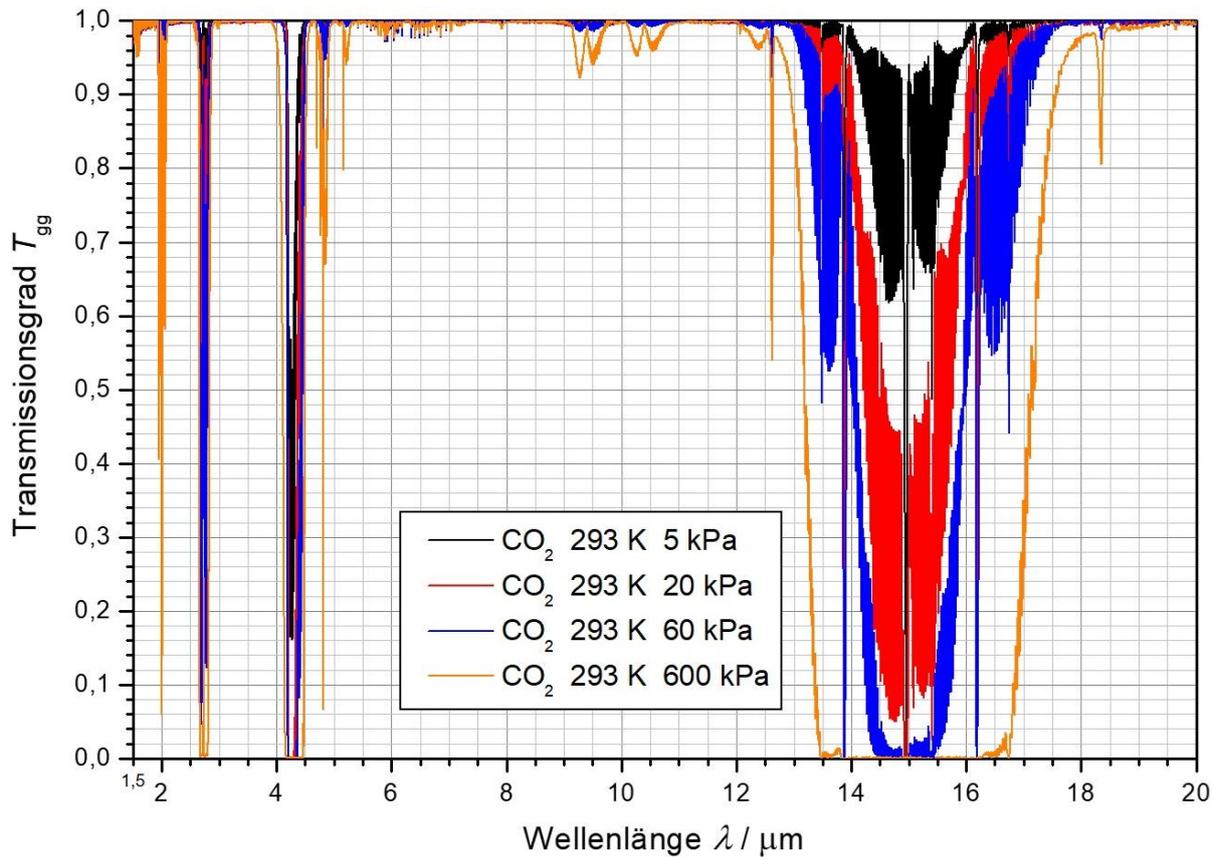
In diesem Abschnitt der Arbeit wurde daher als erster Schritt das Transmissionsspektrum von Kohlenstoffdioxid im mittleren Infrarotbereich hochaufgelöst in Abhängigkeit von Temperatur und Druck gemessen, um so eine Grundlage für die Wahl einer Messwellenlänge für die geplante Gastemperaturmessung zu schaffen.

### 4.2.2 Druckabhängigkeit des Verlaufs der Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid

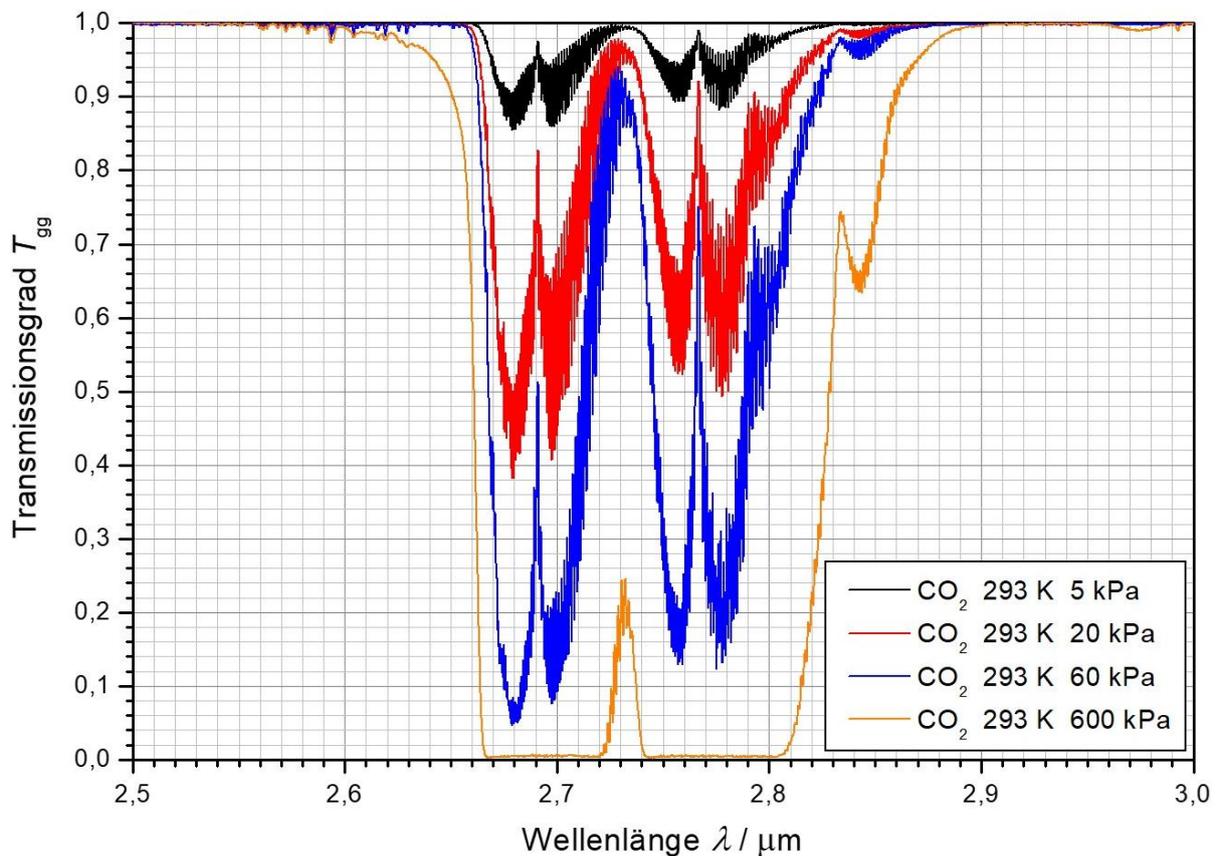
Das Ziel des ersten Versuchs in diesem Abschnitt war es, durch Analyse der Druckabhängigkeit des Verlaufs der einzelnen Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid geeignete Banden zu identifizieren, die unter den während des Turbinenbetriebs vorherrschenden Bedingungen in Sättigung sind. Der spektrale gerichtet-gerichtete Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid wurde dazu bei Raumtemperatur und verschiedenen Drücken gemessen.

Die Gaszelle wurde zur Charakterisierung von Kohlenstoffdioxid in der Probenkammer des FTIR-Spektrometers platziert und der gesamte Strahlengang wurde evakuiert. Zur Bestimmung eines jeden Transmissionsspektrums wurden jeweils drei Einzelmessungen durchgeführt. Zunächst wurde stets bei evakuierter Zelle eine Referenzmessung ausgeführt. Anschließend wurde die Zelle bis zu dem gewünschten Druck mit Kohlenstoffdioxid gefüllt und die spektrale Strahldichte der durch das Gas transmittierten Strahlung gemessen. Danach wurde die Zelle erneut evakuiert und eine weitere Referenzmessung durchgeführt. Zur Minimierung möglicher zeitabhängiger Drifteffekte im Fenstermaterial wurde der Mittelwert aus den beiden Referenzmessungen gebildet. Schließlich konnte nun der spektrale gerichtet-gerichtete Transmissionsgrad ermittelt werden, indem der Quotient aus der Probenmessung und der gemittelten Referenzmessung berechnet wurde.

Abb. 4.17 zeigt den spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei Drücken zwischen 5 kPa und 600 kPa und bei Raumtemperatur im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ . Dort kann wie erwartet erneut jede infrarotaktive Absorptionsbande (vgl. Tab. 2.1, Seite 25) von Kohlenstoffdioxid beobachtet werden. Darüber hinaus sind in Abb. 4.17 einige Kombinationsbanden zu sehen, die aus einer Kombination zweier oder mehrerer fundamentaler Molekülschwingungen hervorgerufen werden (vgl. Kapitel 2.2.4, Seite 22ff).



**Abb. 4.17:** Spektraler Transmissionsgrad von CO<sub>2</sub> bei Raumtemperatur und bei Drücken von 5 kPa bis 600 kPa im Wellenlängenbereich zwischen 1,5  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

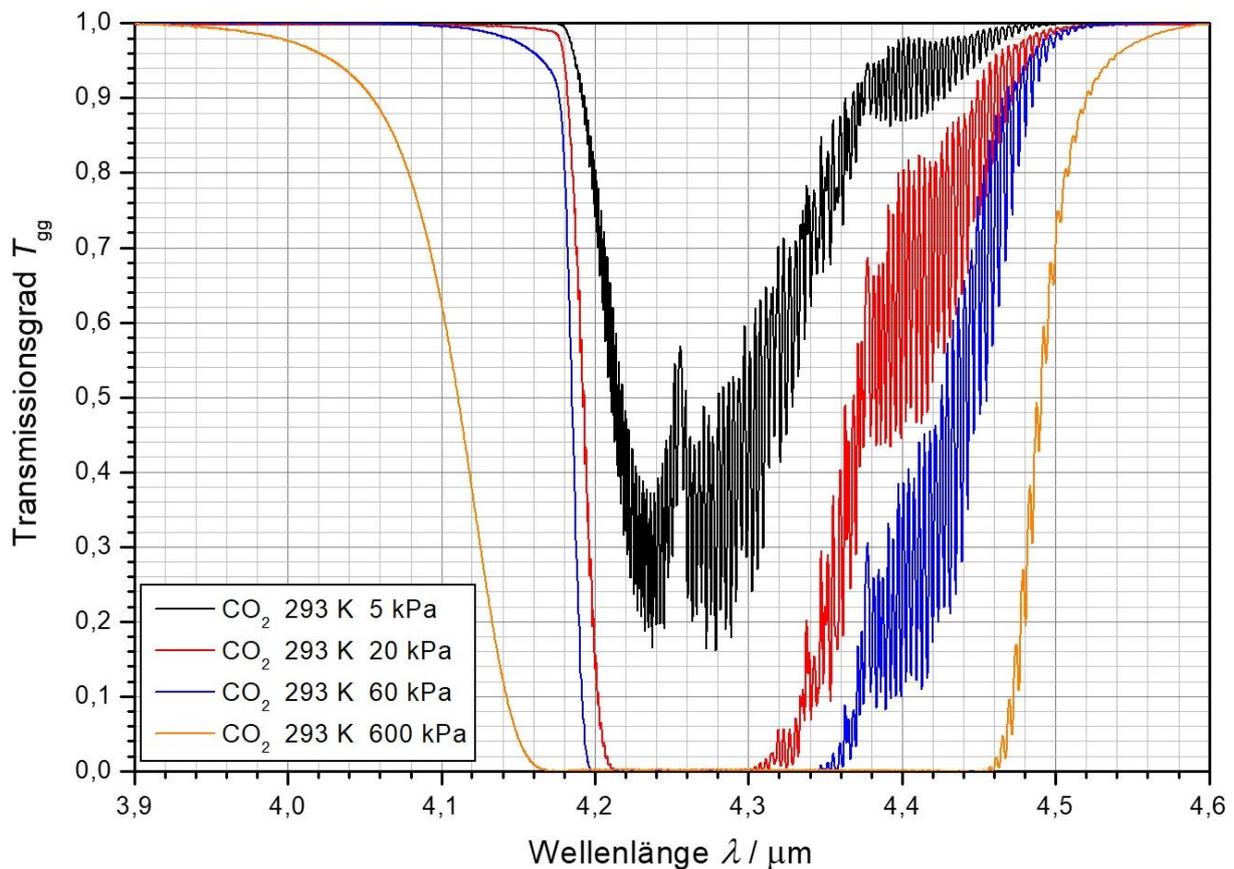


**Abb. 4.18:** Spektraler Transmissionsgrad von CO<sub>2</sub> im Wellenlängenbereich von 2,5  $\mu\text{m}$  bis 3,0  $\mu\text{m}$  bei Drücken zwischen 5 kPa und 600 kPa bei Raumtemperatur für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

Die Tiefe der Absorptionsbanden nimmt, wie weiterhin erwartet wurde, mit steigendem Druck zu. Ein wesentliches Kriterium für die Nutzbarkeit einer Bande für die spätere berührungslose Temperaturmessung ist das Vorliegen von Sättigung im Zentrum der Bande. In dem Druckbereich, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, erreichen die drei Absorptionsbanden bei  $2,7 \mu\text{m}$ ,  $4,26 \mu\text{m}$  und  $14,99 \mu\text{m}$  Sättigung und erfüllen damit dieses Kriterium.

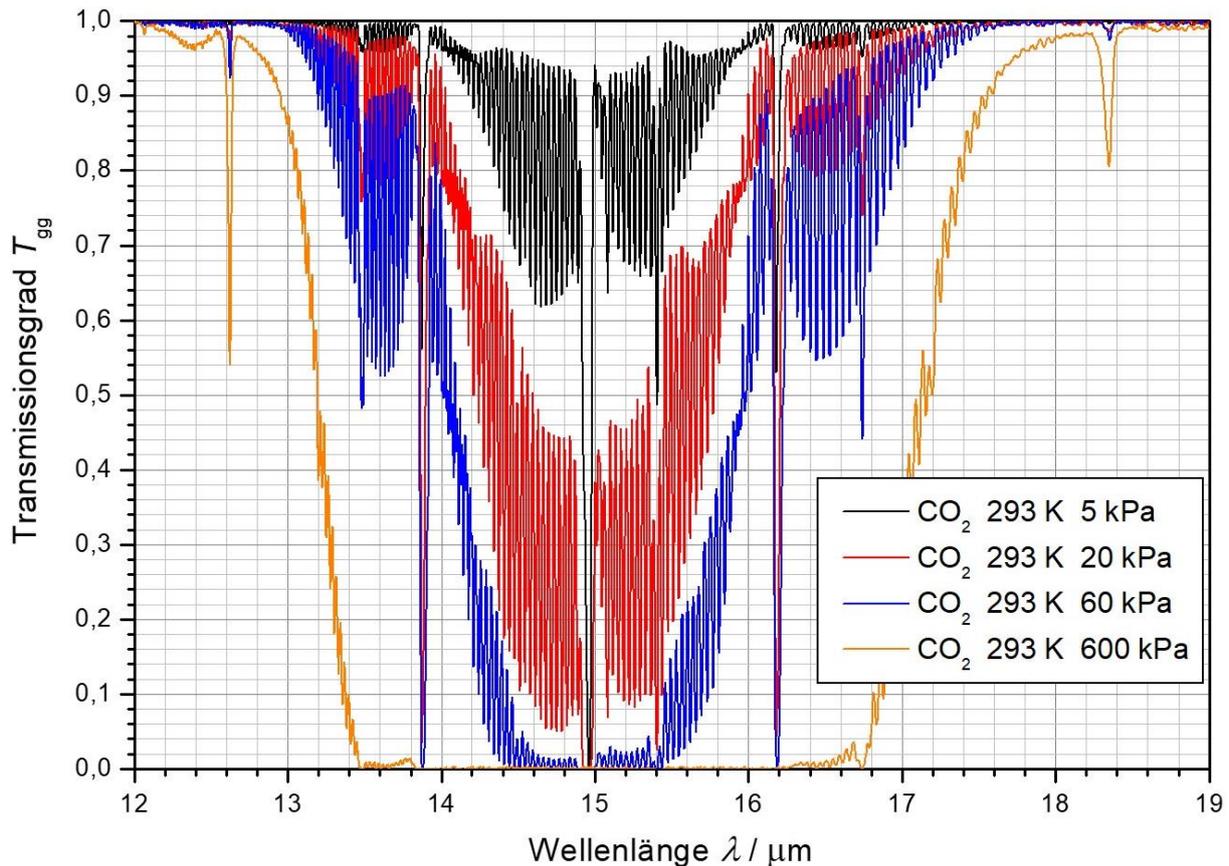
Um das Verhalten dieser drei Banden bei verschiedenen Drücken näher zu analysieren, werden die Ergebnisse aus Abb. 4.17 in den Wellenlängenbereichen um diese Banden in Abb. 4.18, Abb. 4.19 und Abb. 4.20 vergrößert dargestellt. Abb. 4.18 zeigt die Bande bei  $2,7 \mu\text{m}$  vergrößert. Es kann beobachtet werden, dass diese Absorptionsbande nur in einigen Bereichen überhaupt Sättigung erreicht und dass selbst bei einem Druck von  $600 \text{ kPa}$  Bereiche partieller Transmission zurückbleiben.

In Abb. 4.19 ist der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid im Wellenlängenbereich der Absorptionsbande bei  $4,26 \mu\text{m}$  zwischen  $3,9 \mu\text{m}$  und  $4,6 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur und bei verschiedenen Drücken dargestellt. Diese Bande ist bereits bei niedrigen Drücken sehr stark ausgeprägt. Mit steigendem Druck vergrößert sie sich zudem noch deutlich. Sie erreicht bereits ab einem Druck von  $20 \text{ kPa}$  Sättigung.



**Abb. 4.19:** Spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  bei Raumtemperatur und Drücken zwischen  $5 \text{ kPa}$  und  $600 \text{ kPa}$  im Wellenlängenbereich von  $3,9 \mu\text{m}$  bis  $4,6 \mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von  $16 \text{ cm}$ .

Abb. 4.20 stellt den spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei Raumtemperatur und bei Drücken zwischen  $5 \text{ kPa}$  und  $600 \text{ kPa}$  im Bereich der Absorptionsbande bei  $14,99 \mu\text{m}$  dar. Ein Anstieg der Tiefe der Bande mit steigendem Druck kann auch hier beobachtet werden. Der Anstieg ist stärker als bei der Bande bei  $2,7 \mu\text{m}$  aber schwächer als bei der Bande bei  $4,26 \mu\text{m}$ . Diese Bande ist erst ab einem Kohlenstoffdioxiddruck von  $60 \text{ kPa}$  in ihrem Zentrum in Sättigung.



**Abb. 4.20:** Spektraler Transmissionsgrad von CO<sub>2</sub> im Wellenlängenbereich von 12  $\mu\text{m}$  bis 19  $\mu\text{m}$  bei Raumtemperatur und Drücken zwischen 5 kPa und 600 kPa für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

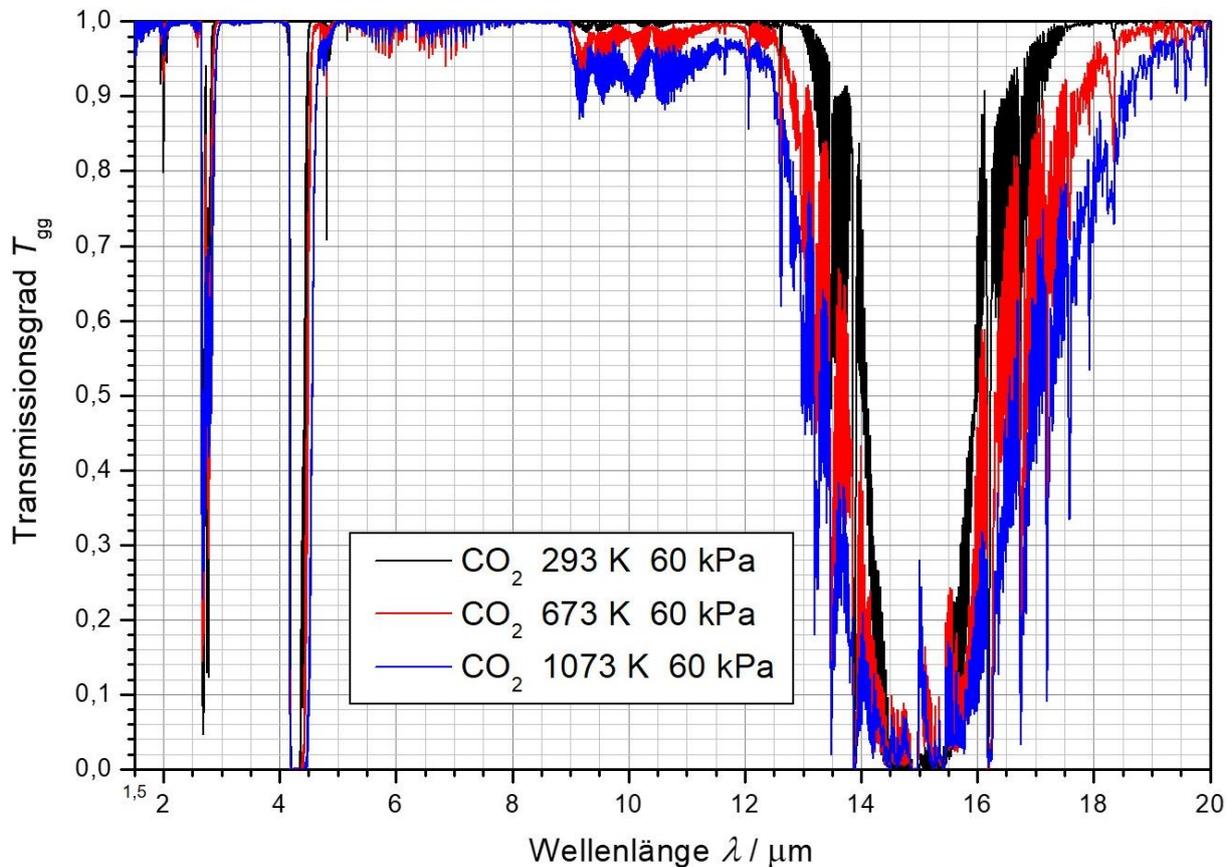
Die Kohlenstoffdioxidbande bei 4,26  $\mu\text{m}$  erscheint daher bei Raumtemperatur zur berührungslosen Messung der Gastemperatur am besten geeignet zu sein. Auch die Bande bei 14,99  $\mu\text{m}$  kann, falls in der Endanwendung ausreichend große geometrische Weglängen von mindestens der der Gaszelle (16 cm) vorliegen, zur berührungslosen Temperaturmessung genutzt werden.

### 4.2.3 Temperaturabhängigkeit des Verlaufs der Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid

Die Nutzbarkeit einer Absorptionsbande für die berührungslose Temperaturmessung wird außer durch ihre Druckabhängigkeit auch durch das Verhalten ihres Verlaufes bei hohen Temperaturen beeinflusst. Im nächsten Schritt wurde deshalb die Temperaturabhängigkeit des spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrades von Kohlenstoffdioxid untersucht. Wie aus Kapitel 2.3.5 (Seite 35f) hervorgeht, liegt der in Turbinenbrenngasen übliche Partialdruck von Kohlenstoffdioxid bei 60 kPa. Dieser Druck wurde daher für die folgenden Untersuchungen gewählt.

Abb. 4.21 zeigt den spektralen gerichtet-gerichteten Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid im Wellenlängenbereich zwischen 1,5  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$  bei einem Druck von 60 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K. Die Breite der Banden nimmt, wie erwartet, mit steigender Temperatur zu. Die Absorptionsbanden bei 2,7  $\mu\text{m}$ , 4,26  $\mu\text{m}$  und 14,99  $\mu\text{m}$  sind zur näheren Betrachtung in Abb. 4.22, Abb. 4.23 und Abb. 4.24 erneut im Detail dargestellt.

In Abb. 4.22 kann die Kohlenstoffdioxid-Bande bei 2,7  $\mu\text{m}$  vergrößert beobachtet werden. Es zeigt sich, dass die Breite der Bande mit steigender Temperatur zunimmt, während die Extrema weniger ausgeprägt werden. Die Zunahme der Bandenbreite fällt allerdings nur gering aus. Die Bande befindet sich bei 60 kPa zudem noch nicht in Sättigung. Für die vorgesehene Messmethode ist sie daher nicht geeignet.

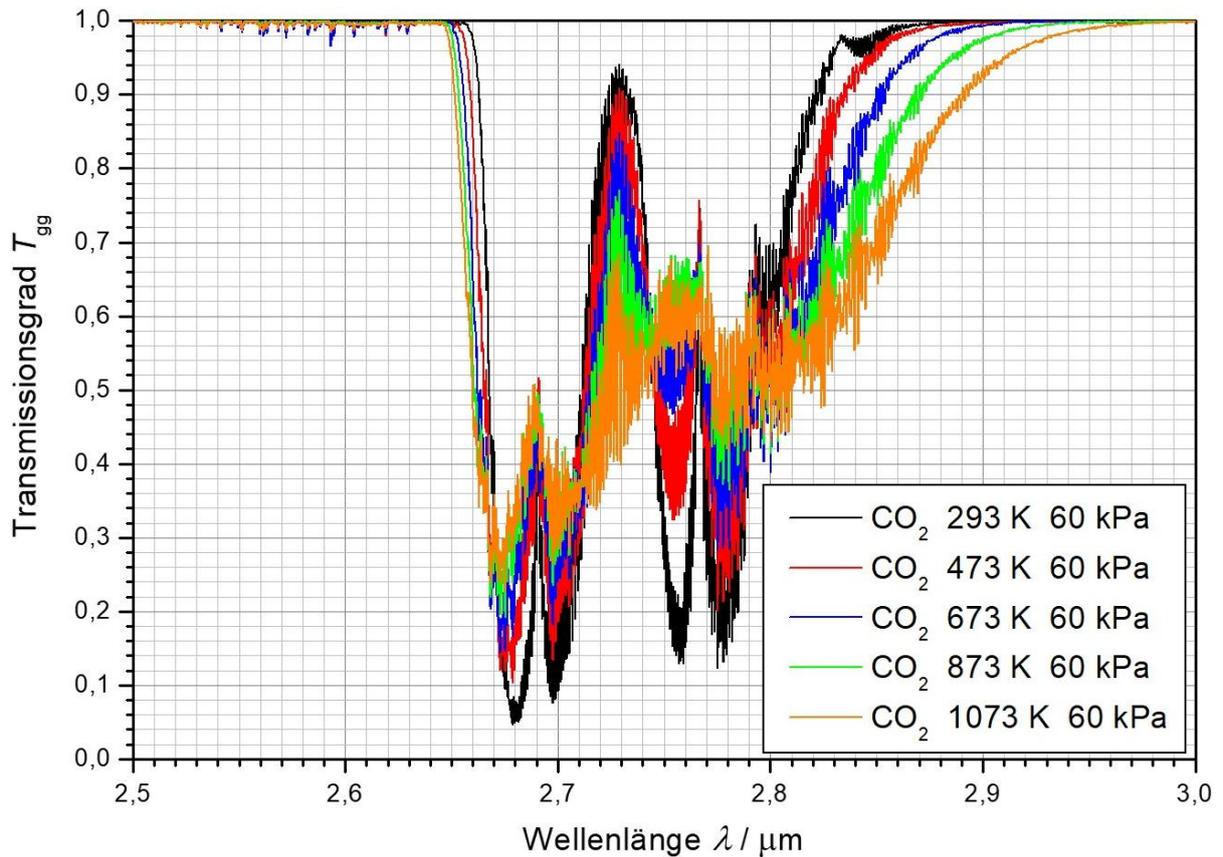


**Abb. 4.21:** Spektraler Transmissionsgrad von CO<sub>2</sub> bei einem Druck von 60 kPa und Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

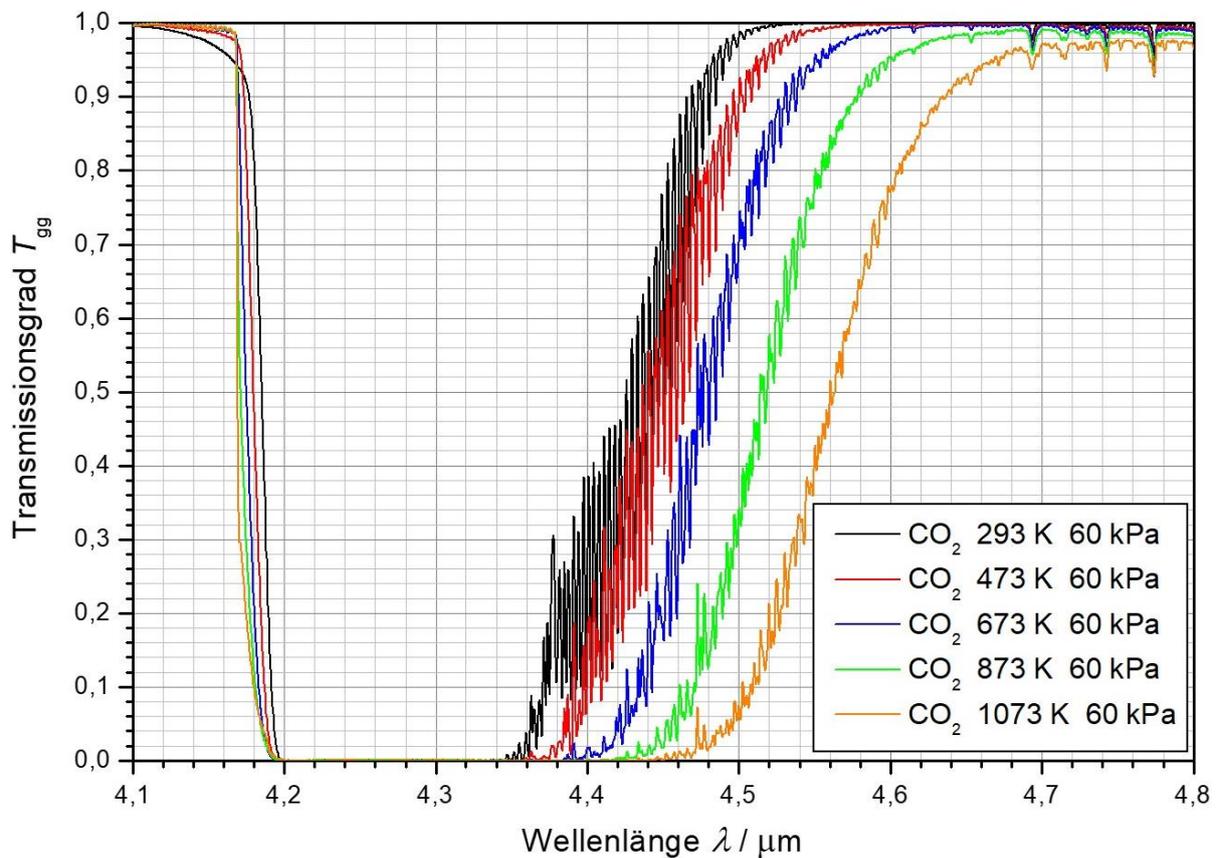
In Abb. 4.23 wird der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid im Bereich um die Absorptionsbande bei 4,26  $\mu\text{m}$  bei einem Druck von 60 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K vergrößert gezeigt. Die Breite der Bande steigt deutlich mit steigender Temperatur. Die Bande ist unter dem gewählten Druck bei allen untersuchten Temperaturen klar in Sättigung. Im Hinblick auf die geplante berührungslose Gastemperaturmessung kann diese Bande daher als sehr gut geeignet betrachtet werden.

In Abb. 4.24 ist der Wellenlängenbereich zwischen 12  $\mu\text{m}$  und 19  $\mu\text{m}$  vergrößert dargestellt. Der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid wird erneut für Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K und für einen Druck von 60 kPa gezeigt. Auch die Kohlenstoffdioxidbande bei 14,99  $\mu\text{m}$  zeigt mit steigender Temperatur eine Zunahme der Bandenbreite. Die Zunahme fällt jedoch weniger deutlich aus als bei der in Abb. 4.23 gezeigten Absorptionsbande bei 4,26  $\mu\text{m}$ .

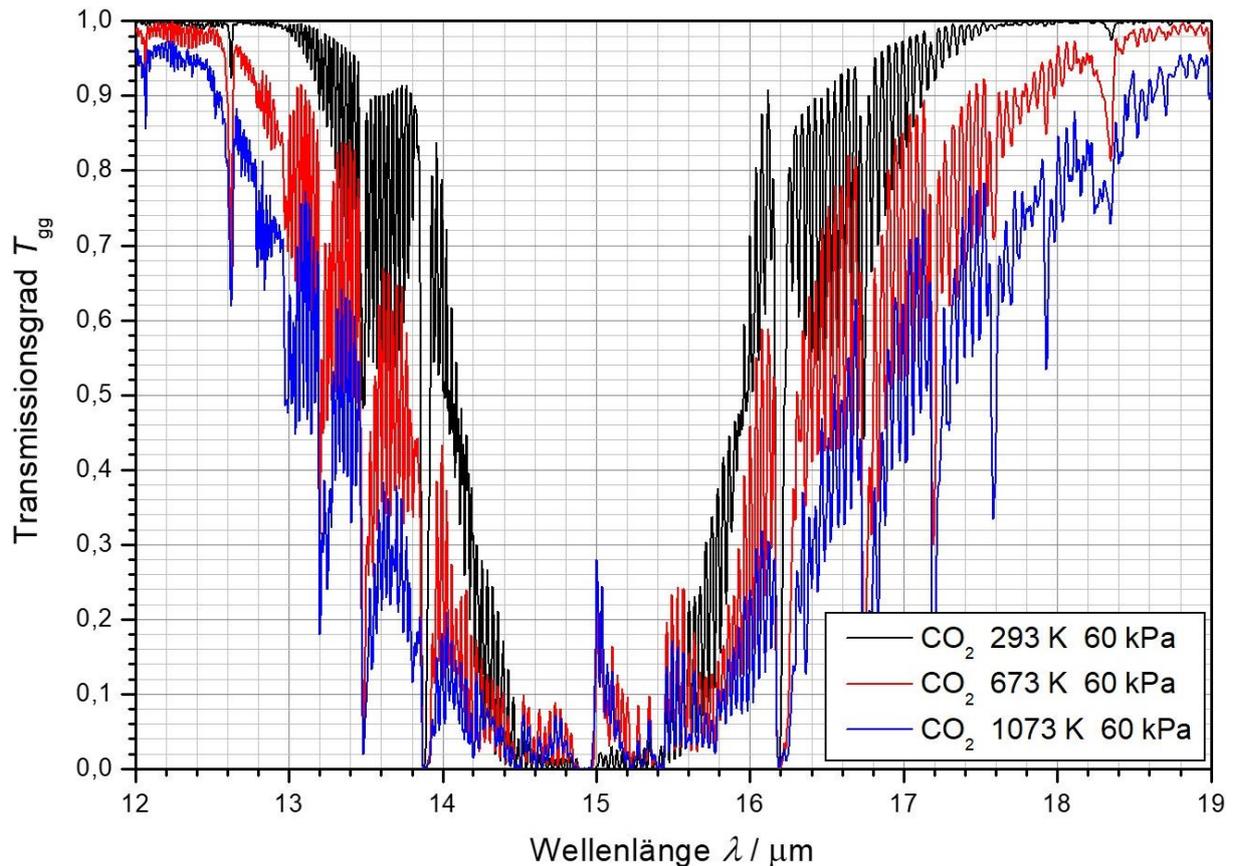
Von den drei untersuchten Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid erreicht die Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  einerseits schon bei den niedrigsten Partialdrücken in ihrem Zentrum Sättigung. Andererseits kann bei dieser Absorptionsbande bei steigender Temperatur der stärkste Anstieg der Bandenbreite beobachtet werden. Da diese beiden Eigenschaften von besonderer Bedeutung für die geplante Temperaturmessmethode sind, erweist sich die Kohlenstoffdioxidbande bei 4,26  $\mu\text{m}$  somit für die geplante berührungslose Temperaturmessung als die geeignetste der drei untersuchten Banden.



**Abb. 4.22:** Spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  bei einem Druck von 60 kPa und Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K im Wellenlängenbereich von 2,5  $\mu\text{m}$  bis 3,0  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.



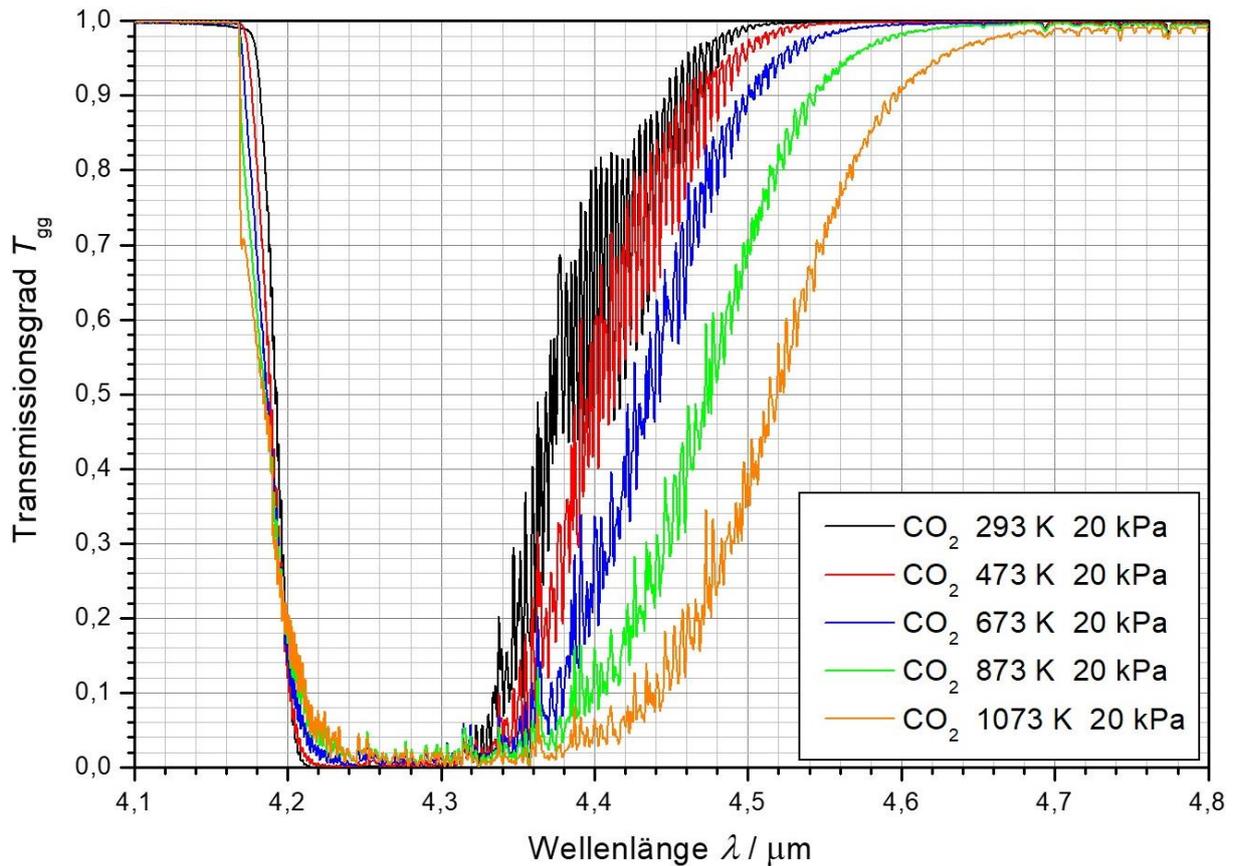
**Abb. 4.23:** Spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K, bei einem Druck von 60 kPa im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  bis 4,8  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.



**Abb. 4.24:** Spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  im Wellenlängenbereich von 12  $\mu\text{m}$  bis 19  $\mu\text{m}$  bei einem Druck von 60 kPa und Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

Über diese Eigenschaften hinaus bietet die Absorptionsbande bei 4,26  $\mu\text{m}$  noch einen weiteren Vorteil, der in Abb. 4.25 deutlich wird. Dort ist diese Bande bei einem Druck von 20 kPa – ihrem niedrigsten Sättigungsdruck (vgl. Abb. 4.19, Seite 80) – und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  und 4,8  $\mu\text{m}$  dargestellt. Auch hier kann nahezu der gleiche starke Anstieg der Breite der Bande mit steigender Temperatur beobachtet werden wie in Abb. 4.23. Die Nutzung der Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  als Messwellenlänge für die geplante Gastemperaturmessung erscheint somit in Atmosphären mit einem weiten Bereich von Kohlenstoffdioxid-Partialdrücken und ebenso unter einem weiten Bereich von geometrischen Weglängen möglich.

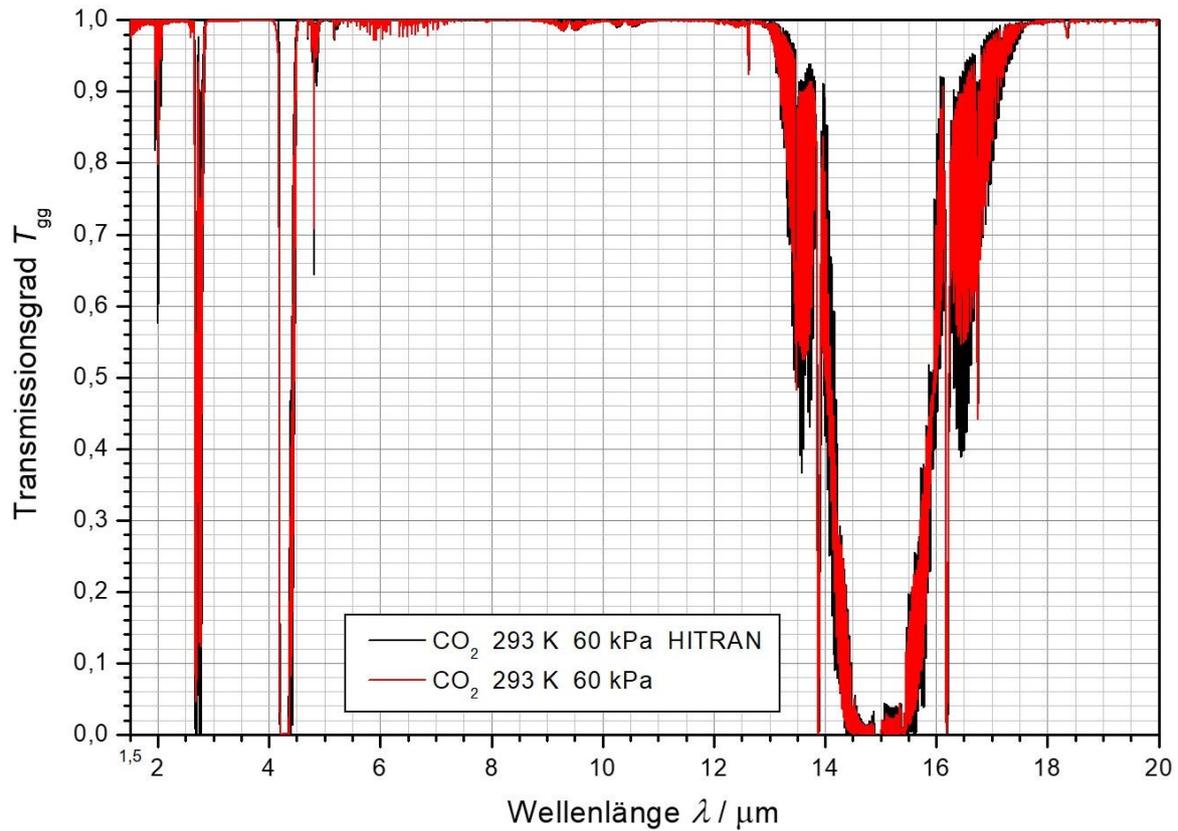
Die exakten Wellenlängenbereiche für die geplante Gastemperaturmessung können allerdings noch nicht pauschal anhand der hier erhaltenen Ergebnisse festgelegt werden. Bei deren Wahl müssen Parametern wie die geometrische Weglänge und der Kohlenstoffdioxidpartialdruck des konkreten Anwendungsfalls berücksichtigt werden. Jedoch können Bereiche identifiziert werden, in welchen die späteren Messwellenlängen liegen können. Für die Gastemperaturmessung in der äußeren Schicht eines Gasstroms wird, wie in Kapitel 4.2.1 (Seite 76ff) erläutert wurde, ein Wellenlängenbereich benötigt, in welchem die Absorptionsbande in Sättigung ist. Es kommt somit für diesen Zweck ein Wellenlängenbereich etwa in der Region zwischen 4,20  $\mu\text{m}$  und 4,35  $\mu\text{m}$  in Frage. Zur Messung der Temperatur der inneren Gasschichten des Brenngasstroms ist dagegen ein Wellenlängenbereich erforderlich, in welchem der Verlauf des spektralen Transmissionsgrades von der Gastemperatur abhängt. Hierfür ist daher die Wahl eines Wellenlängenbereiches in der Region des langwelligen Randes der Bande möglich – etwa zwischen 4,35  $\mu\text{m}$  und 4,65  $\mu\text{m}$ .



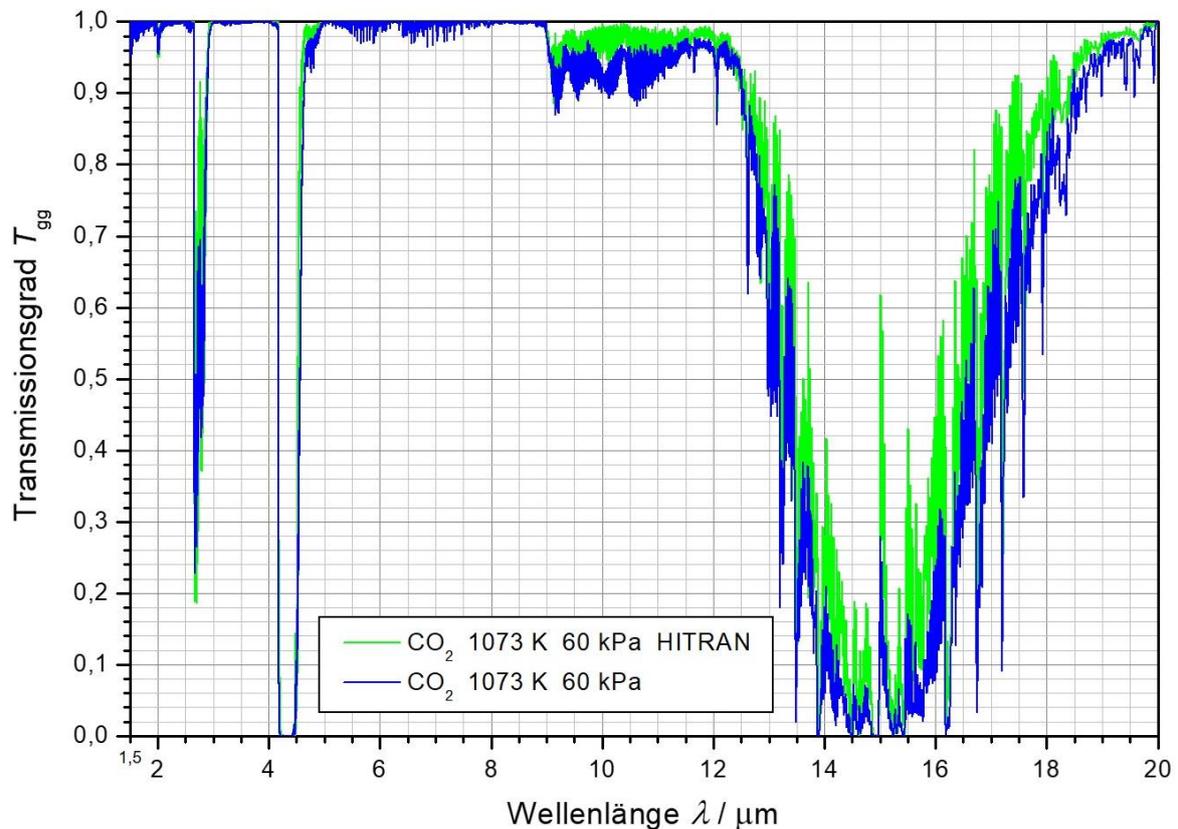
**Abb. 4.25:** Spektraler Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K, bei einem Druck von 20 kPa im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  bis 4,8  $\mu\text{m}$  für eine geometrische Weglänge von 16 cm.

Zur Verifizierung der erzielten Ergebnisse, wurden diese abschließend mit entsprechenden HITRAN-Simulationen verglichen [13]. Abb. 4.26 und Abb. 4.27 zeigen den gemessenen spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid mit einem Druck von 60 kPa bei Raumtemperatur sowie bei 1073 K mit den entsprechenden HITRAN-Simulationen, die auf der Basis derselben Parametern generiert wurden, im Wellenlängenbereich zwischen 1,5  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$ . Die gemessenen Spektren sind als rote bzw. blaue Linie und die Simulation in schwarz bzw. grün dargestellt. Bei Raumtemperatur kann im gesamten untersuchten Wellenlängenbereich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und der Simulation beobachtet werden. Bei höheren Temperaturen zeigen sich jedoch Abweichungen zwischen Simulation und Messung.

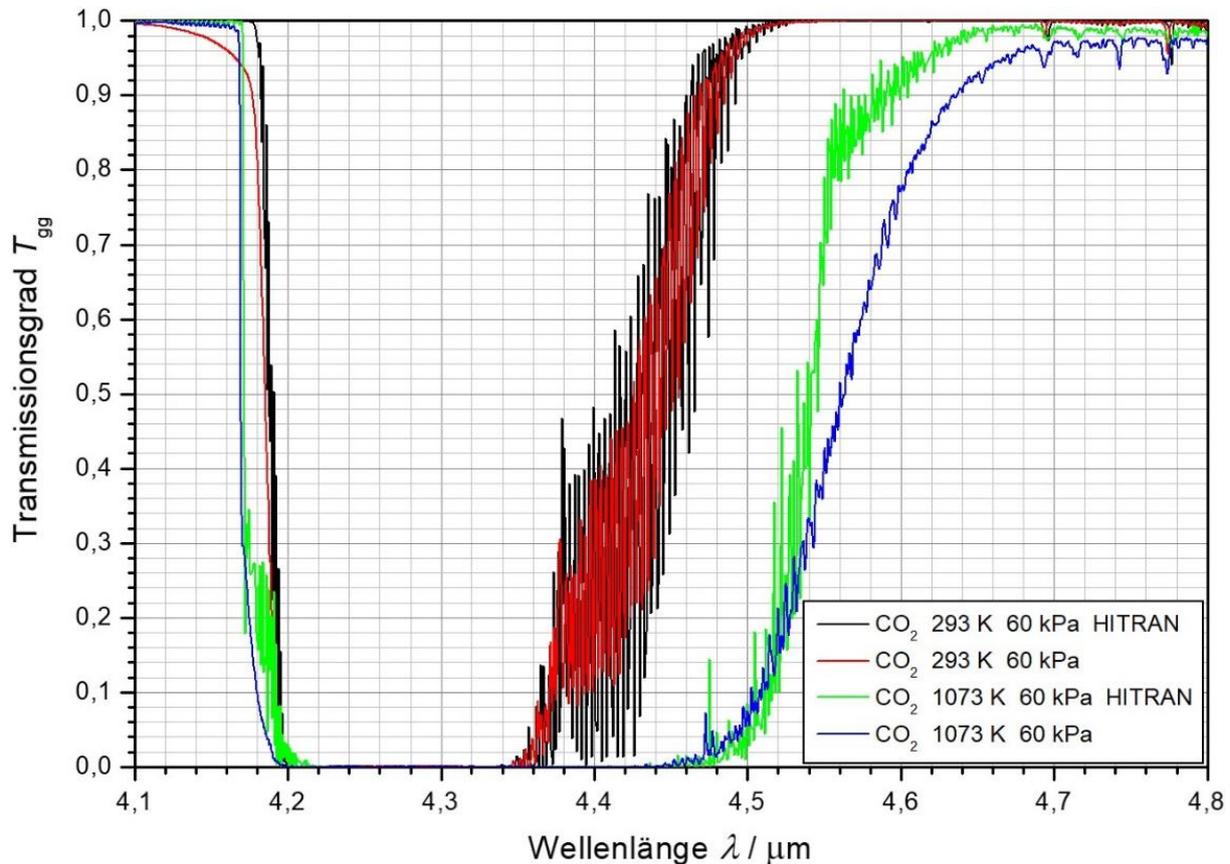
In Abb. 4.28 ist die Kohlenstoffdioxid-Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  der Spektren aus Abb. 4.26 und Abb. 4.27 im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  und 4,8  $\mu\text{m}$  vergrößert dargestellt. Auch in dieser Darstellung kann eine gute Übereinstimmung für Raumtemperatur beobachtet werden. Noch deutlicher als in den letzten Darstellungen zeigen sich hier am Rand der Bande bei etwa 4,6  $\mu\text{m}$  die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Messung und der HITRAN-Simulation bei der höheren hier untersuchten Temperatur von 1073 K. Hierdurch wird die Notwendigkeit unterstreichen, das Verhalten der Transmissionsspektren der für die geplanten Messungen relevanten Gase experimentell zu untersuchen.



**Abb. 4.26:** Vergleich der Messung des spektralen Transmissionsgrades (schwarz) von CO<sub>2</sub> mit einer entsprechenden HITRAN-Simulation [13] (rot) im Wellenlängenbereich zwischen 1,5 μm und 20 μm bei Raumtemperatur und einem Druck von 60 kPa für eine geometrische Weglänge von 16 cm.



**Abb. 4.27:** Vergleich der Messung des spektralen Transmissionsgrades (blau) von CO<sub>2</sub> mit einer entsprechenden HITRAN-Simulation [13] (grün) bei einer Temperatur von 1073 K und einem Druck von 60 kPa im Wellenlängenbereich zwischen 1,5 μm und 20 μm für eine geometrische Weglänge von 16 cm.



**Abb. 4.28:** Vergleich von HITRAN-Simulationen [13] (schwarz und grün) mit entsprechenden Messdaten des spektralen Transmissionsgrades (rot und blau) von  $\text{CO}_2$  im Wellenlängenbereich zwischen  $4,1 \mu\text{m}$  und  $4,8 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur und  $1073 \text{ K}$  sowie bei einem Druck von  $60 \text{ kPa}$  für eine geometrische Weglänge von  $16 \text{ cm}$ .

### 4.3 Berührungslose Temperaturmessung an heißen Gasen durch Analyse der Änderung der Position der Bandenminima

Wie bereits erläutert wurde, bestehen derzeit noch erhebliche Mängel hinsichtlich der Messtechnik zur Bestimmung der Heißgastemperatur in den heißesten Bereichen innerhalb von Gasturbinen während des Betriebs. Ergänzend zu den im letzten Abschnitt durchgeführten Untersuchungen soll daher auch die Nutzbarkeit eines weiteren Ansatzes zur Gastemperaturmessung unter Turbinenbedingungen geprüft werden.

#### 4.3.1 Grundlagen des geplanten Messprinzips

Aus Kapitel 2.2 (Seite 15ff) geht hervor, dass die energetischen Rotations-Schwingungsniveaus von Gasmolekülen – und damit deren Abstände – unabhängig von der Temperatur des Gases sind. Somit sind auch die Wellenlängenpositionen der den Übergängen zwischen den jeweiligen Niveaus entsprechenden Absorptionslinien unabhängig von Temperaturänderungen. Jedoch ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit der einzelnen Rotations-Schwingungsniveaus in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei niedrigen Temperaturen sind überwiegend

niedrige Niveaus besetzt. Mit steigender Temperatur steigt dagegen die Besetzungswahrscheinlichkeit der energetisch höheren Niveaus an, sodass auch die Übergänge zwischen den höheren Rotations-Schwingungsniveaus wahrscheinlicher werden. Je wahrscheinlicher ein Übergang zwischen zwei bestimmten Rotations-Schwingungsniveaus ist, desto stärker ausgeprägt ist die entsprechende Absorptionslinie. Im spektralen Transmissionsgrad äußert sich dies durch eine Verschiebung der Transmissionsminima der Absorptionsbanden von deren Zentrum weg nach außen. Das Minimum des P-Zweiges einer Bande verschiebt sich also mit steigender Gastemperatur zu größeren Wellenlängen, das des R-Zweiges einer Bande zu kleineren Wellenlängen.

Der im letzten Abschnitt behandelte Ansatz zur Gastemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie u. a. im Randbereich von Absorptionsbanden setzt voraus, dass der Partialdruck des untersuchten Gases konstant gehalten wird oder zu jeder Zeit mit hoher Genauigkeit bekannt ist. Da die Besetzungswahrscheinlichkeit der Rotations-Schwingungsniveaus und dadurch die Wellenlängenposition des Transmissionsminimums eines Zweiges einer Absorptionsbande nur von der Gastemperatur, nicht aber vom Partialdruck abhängt, sollte die nun zu untersuchende Messmethode unabhängig vom Gasdruck einsetzbar sein. Dieser Vorteil könnte, falls die genannten Bedingungen für den Einsatz der Strahlungsthermometrie-Methode zur Gastemperaturmessung in einer konkreten Anwendungssituation nicht vorliegen, den höheren Aufwand an Messtechnik – hier ist ein hochauflösendes Spektrometer mit hoher Messrate erforderlich gegenüber eines Strahlungsthermometers ähnlich dem aus Kapitel 3.4.1 (Seite 57ff) im letzten Ansatz – aufwiegen.

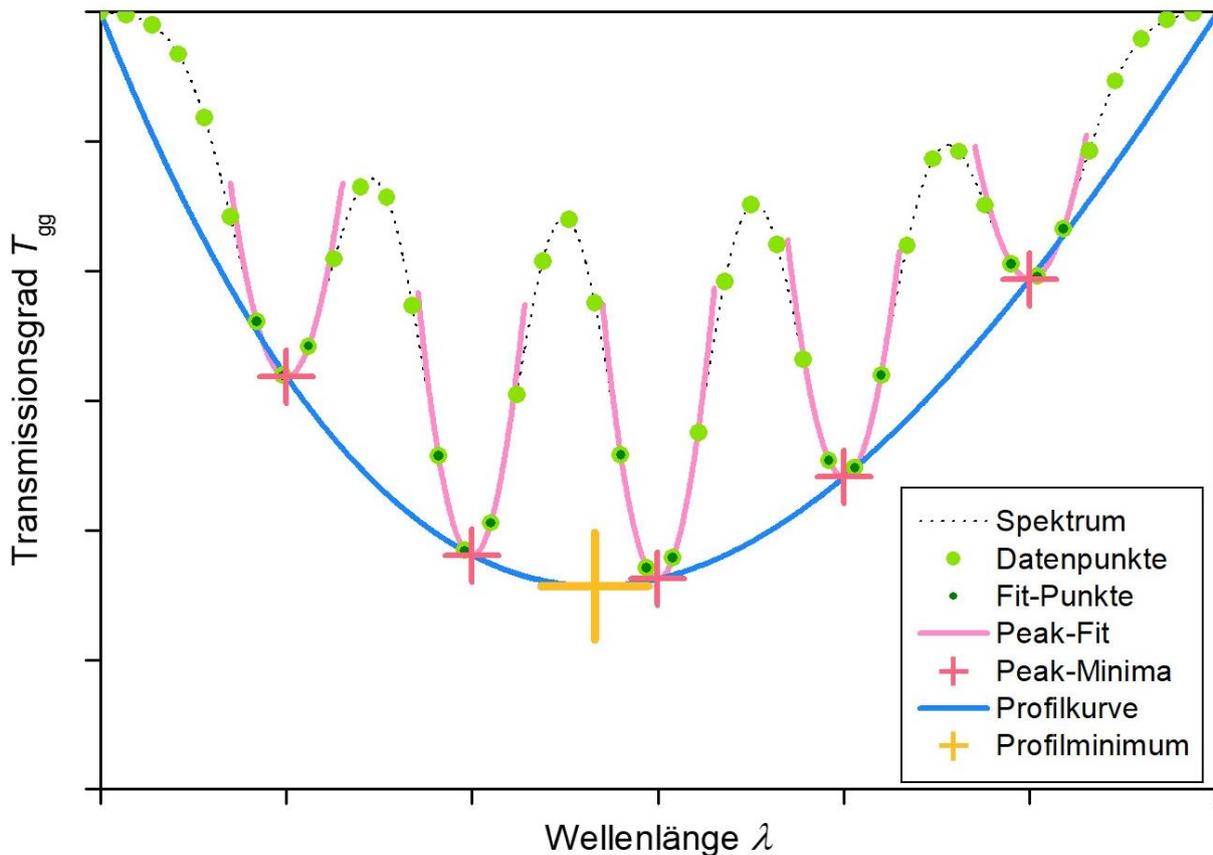
Beispielsweise in der Astronomie wird der hier beschriebene Sachverhalt bereits herangezogen, um z. B. aus dem Stärkenverhältnis bestimmter Einzellinien oder nach Gl. 2.63 (Seite 24) Aussagen über die Temperatur von interstellarer Materie zu treffen [44][58][70]. Es erscheint daher denkbar, dass die Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenposition der Minima der Absorptionsbanden im Transmissionsspektrum auch genutzt werden könnte, um die Temperatur der Verbrennungsgase in Gasturbinen zu bestimmen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass hier sehr viel höhere Drücke vorliegen als im interstellaren Medium [10][26], die, wie bereits aus den Ergebnissen der vorangehenden Kapiteln hervorgeht, nicht die klare Unterscheidung der einzelnen Absorptionslinien erlauben. Aus diesem Grund muss zunächst geprüft werden, ob die Bestimmung der gesuchten Wellenlängenpositionen der Transmissionsminima auch bei den in Gasturbinen auftretenden Drücken mit ausreichender Genauigkeit möglich ist.

### 4.3.2 Ermittlung der Wellenlängenposition der Bandenminima

Zur Ermittlung der Wellenlängenposition des Transmissionsminimums eines Zweiges einer Absorptionsbande eines infrarotaktiven Gases, aus der später die Gastemperatur abgeleitet werden soll, muss zunächst der spektrale Transmissionsgrad des zu untersuchenden Gases bei der zu ermittelnden Temperatur gemessen werden. Die Wellenlängenauflösung der Transmissionsgradmessung muss so hoch sein, dass die einzelnen Absorptionspeaks innerhalb der untersuchten Bande möglichst klar unterschieden werden können.

Bei der Auswertung der gemessenen Transmissionsspektren muss berücksichtigt werden, dass, wie aus Kapitel 2.2.4 (Seite 22ff) hervor geht, in vielen Spektralbereichen Linien von verschiedenen Banden bzw. Kombinationsbanden sehr nahe beieinander liegen und zum Teil auch überlagern. Es ist daher nicht auszuschließen, dass es dadurch in einigen Fällen zu Abweichungen von dem erwarteten durchgehenden Verlauf des äußeren Profils eines Bandenzweiges kommen kann, die das Ergebnis verfälschen könnten. Weiterhin würden, wenn lediglich der niedrigste auftretende Wert des Transmissionsgrades ermittelt werden würde, die Bandenminima stets exakt die Wellenlängenpositionen der entsprechenden Absorptionslinien annehmen, wodurch dementsprechend letztlich nur diskrete Temperaturwerte ermittelt werden könnten. Um diesen Sachverhalt zu begegnen, wird den Minima der einzelnen Absorptionslinien eine Polynomfunktion (vgl. Abb. 4.29, blaue Kurve) angenähert. Das Minimum (vgl. Abb. 4.29,

goldene Markierung) dieser Fitfunktion, die die äußere Profilkurve des untersuchten Bandenzweiges darstellt, wird nun als das gesuchte Transmissionsminimum des Bandenzweiges interpretiert.



**Abb. 4.29:** Darstellung der in diesem Abschnitt verwendeten Auswertungsmethode. Dieses Beispiel zeigt das Prinzip des Ergebnisses einer Messung des spektralen Transmissionsgrades eines Gases in einem Bereich, der mehrere einzelne Absorptionslinien eines Zweiges einer Absorptionsbande umfasst, mit endlicher spektraler Auflösung sowie der verwendeten Fitfunktionen zur Ermittlung des Profilminimums des analysierten Zweiges.

Die Positionen der Minima der einzelnen Absorptionspeaks, auf deren Grundlage die Profilkurve bestimmt werden soll, gehen allerdings nicht direkt aus den Messdaten hervor. Wie in Abb. 4.29 deutlich wird, stimmt im Allgemeinen kein Datenpunkt (vgl. Abb. 4.29, hellgrüne Punkte) eines gemessenen Transmissionspektrums exakt mit den Minima der einzelnen Absorptionspeaks überein. Um die Profilkurve eines Bandenzweiges ermitteln zu können, müssen daher zunächst die Positionen der Minima der relevanten Einzelpeaks bestimmt werden. Dazu werden für jeden Peak die drei dem jeweiligen Minimum am nächsten gelegenen Datenpunkte gesucht (vgl. Abb. 4.29, dunkelgrüne Punkte). Diesen Punkten wird jeweils eine quadratische Funktion (vgl. Abb. 4.29, hellrote Kurven) angepasst, deren Minimum als das Minimum des Absorptionspeaks (vgl. Abb. 4.29, rote Markierungen) interpretiert wird. Genau betrachtet, wird ein Absorptionspeak, wie bereits in Kapitel 2.2.3 (Seite 21f) dargestellt wurde, durch eine Lorentz-Funktion beschrieben. Die Bestimmung einer Lorentz-Funktion würde jedoch einen deutlich höheren Rechenaufwand erfordern, dessen Begrenzung für eine spätere Anwendung des Messverfahrens von Bedeutung ist. Da die Fitfunktionen nur in einem sehr schmalen Bereich verwendet werden und zumindest bei den im Rahmen dieser Untersuchung gemessenen Spektren deutlich mehr Datenpunkte je Peak vorhanden sind als in der Prinzipdarstellung in Abb. 4.29, wird eine quadratische Funktion für diesen Zweck zudem als ausreichend genau betrachtet.

Ehe das hier beschriebene Verfahren zur Gastemperaturmessung eingesetzt werden kann, müssen allerdings auch im Hinblick auf diesen Ansatz zunächst eingehende Untersuchungen durchgeführt werden, um zum einen experimentell zu überprüfen, ob die theoretisch erwarteten Phänomene, auf welchen dieser Ansatz basiert, in den relevanten Temperatur- und Druckbereichen ausreichend genau beobachtet werden können. Zum anderen müssen adäquate Wellenlängenbereiche identifiziert werden, in welchen diese Beobachtungen in ausreichendem Maß gemacht werden können und die sich somit für die geplanten Temperaturmessungen eignen. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchungen vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit zu diesem Zweck durchgeführt wurden.

### 4.3.3 Untersuchung des Verhaltens der Wellenlängenposition der Bandenminima von Kohlenstoffdioxid

Als ersten Schritt zur Untersuchung der Nutzbarkeit der beschriebenen Methode zur Temperaturmessung an heißen Gasen wurden zunächst auf der Grundlage der Ergebnisse aus den beiden vorigen Abschnitten dieser Arbeit Wellenlängenbereiche ausgewählt, die Absorptionsbanden enthalten, welche in einem möglichst großen Druckbereich eine für die Bestimmung der Position des Transmissionsminimums günstige äußere Form aufweisen. Es wurden somit Banden ausgewählt, die einerseits bereits bei niedrigen Drücken im Transmissionspektrum deutlich erkennbar sind und sich andererseits auch bei möglichst hohen Drücken noch nicht in Sättigung befinden. In Tab. 4.1 sind die für die folgenden Untersuchungen ausgewählten Wellenlängenbereiche zusammen mit den jeweils vorherrschenden Banden und Zweigen aufgelistet. Um im Rahmen der folgenden Ausführungen die Benennung der einzelnen untersuchten Bandenzweige zu erleichtern, wurden sie nummeriert. Die beiden stärksten Absorptionsbanden von Kohlenstoffdioxid – die Bande der antisymmetrischen Valenzschwingung  $\nu_3$  bei  $4,26 \mu\text{m}$  sowie die der Deformationsschwingung  $\nu_2$  bei  $14,99 \mu\text{m}$  (vgl. Tab. 2.1, Seite 25) – wurden hierfür nicht ausgewählt. Da diese Banden bereits bei niedrigen Drücken in Sättigung sind, bilden sie einen breiten Bereich niedrigster Transmission aus, wodurch sich ein Transmissionsminimum nicht mehr bestimmen lässt.

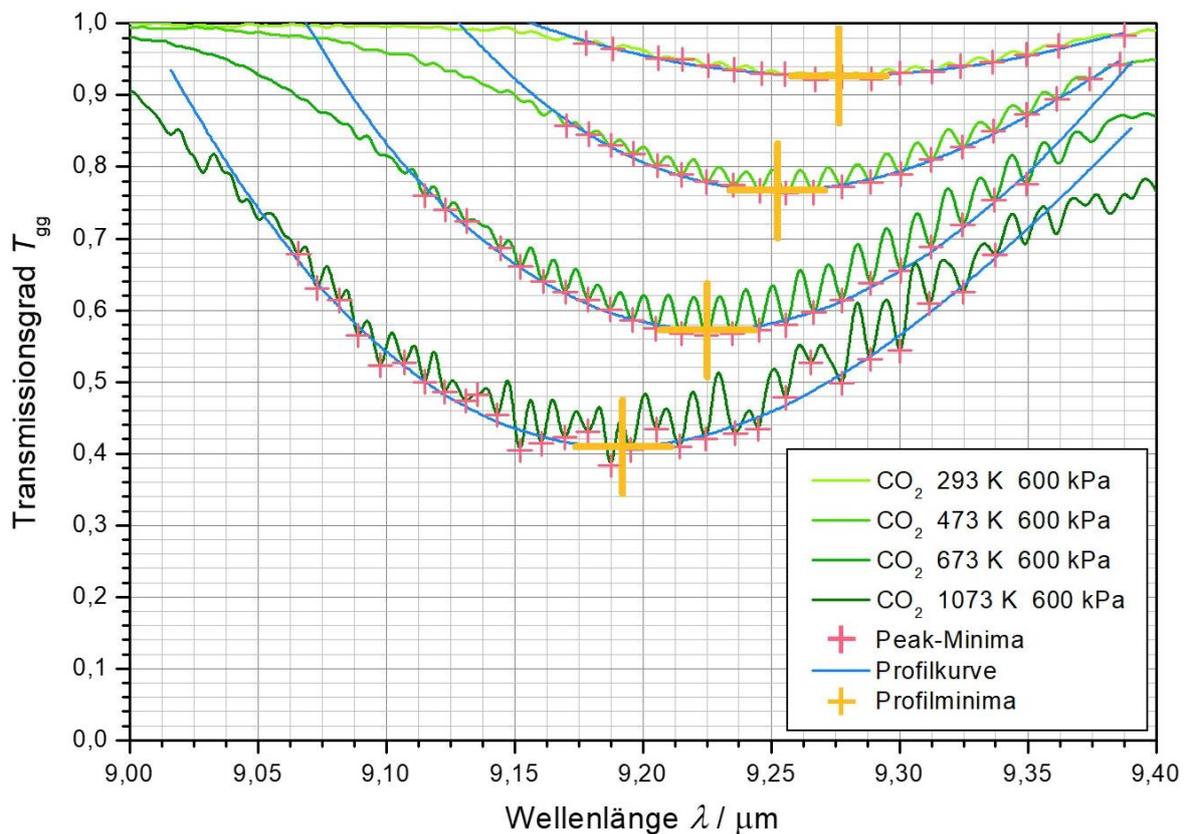
Nun wurde der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid in den gewählten Wellenlängenbereichen bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und  $1073 \text{ K}$  sowie bei Drücken zwischen  $5 \text{ kPa}$  und  $800 \text{ kPa}$  mit hoher Auflösung gemessen. In der Umgebung der Transmissionsminima der Banden wurden nun die Minima der einzelnen Absorptionspeaks identifiziert. Daraus wurden jeweils, wie oben beschrieben wurde, die Profilm minima der Bandenzweige ermittelt.

In Abb. 4.30 ist der gemessene spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von  $600 \text{ kPa}$  und bei Temperaturen zwischen  $273 \text{ K}$  und  $1073 \text{ K}$  im Wellenlängenbereich von  $\text{CO}_2$ -11 dargestellt. Weiterhin sind die ermittelten Profilkurven zusammen mit den ermittelten Positionen der Minima der Einzelpeaks, an welche die Profilkurven angepasst wurden, sowie die Minima der Profilkurven dargestellt. Nahezu alle Einzelpeakminima liegen sehr nahe am Verlauf der ermittelten Profilkurven. Es kann daher festgestellt werden, dass sich das äußere Profil des hier untersuchten Bandenzweiges durch das gewählte Verfahren bei allen untersuchten Temperaturen sehr gut annähern lässt. Weiterhin kann beobachtet werden, dass sich die Wellenlängenposition des Profilm minimums, wie für den R-Zweig einer Absorptionsbande erwartet wurde, mit steigender Temperatur zu kleineren Wellenlängen hin verschiebt.

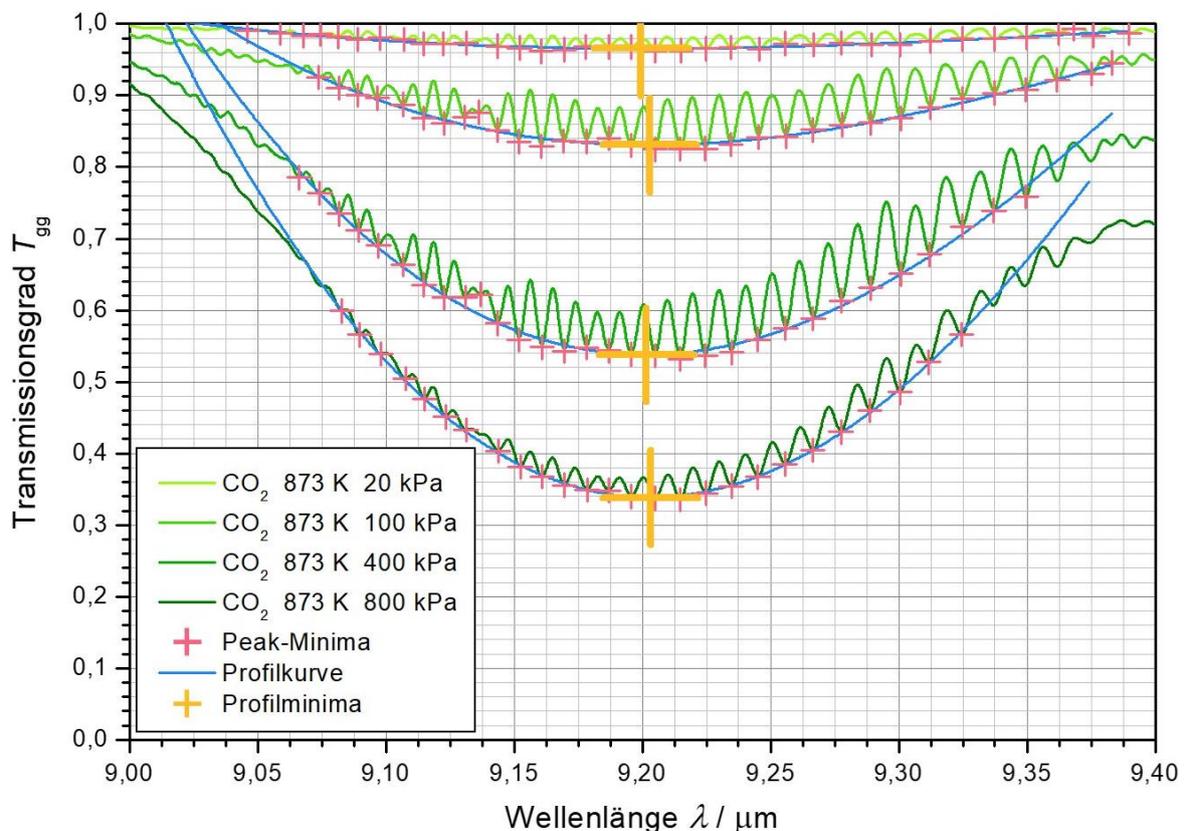
**Tab. 4.1:** Auflistung der für die Untersuchungen in diesem Abschnitt ausgewählten Wellenlängenbereiche zusammen mit den Bezeichnungen der jeweils vorherrschenden Rotations-Schwingungsübergängen [78].

Bezeichnung	Wellenlängenbereich	Hauptübergang / Zweig / Fermi-Resonanz-Gruppe
CO <sub>2</sub> -1	1,945 μm – 1,960 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 1
CO <sub>2</sub> -2	1,960 μm – 1,986 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 1
CO <sub>2</sub> -3	1,986 μm – 2,008 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 2
CO <sub>2</sub> -4	2,008 μm – 2,039 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 2
CO <sub>2</sub> -5	2,039 μm – 2,059 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 3
CO <sub>2</sub> -6	2,059 μm – 2,080 μm	2ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 3
CO <sub>2</sub> -7	2,660 μm – 2,691 μm	ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 1
CO <sub>2</sub> -8	2,691 μm – 2,713 μm	ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 1
CO <sub>2</sub> -9	2,742 μm – 2,767 μm	ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 2
CO <sub>2</sub> -10	2,767 μm – 2,797 μm	ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 2
CO <sub>2</sub> -11	9,0 μm – 9,4 μm	-ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 2
CO <sub>2</sub> -12	9,4 μm – 9,8 μm	-ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 2
CO <sub>2</sub> -13	10,0 μm – 10,4 μm	-ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> R 1
CO <sub>2</sub> -14	10,4 μm – 11,3 μm	-ν <sub>1</sub> + ν <sub>3</sub> P 1
CO <sub>2</sub> -15	12,5 μm – 14,5 μm	ν <sub>1</sub> - ν <sub>2</sub> R 1
CO <sub>2</sub> -16	15,5 μm – 18,0 μm	ν <sub>1</sub> - ν <sub>2</sub> P 2

Abb. 4.31 zeigt den spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid im Bereich derselben Absorptionsbande bei einer Temperatur von 873 K und bei Drücken zwischen 20 kPa und 800 kPa zusammen mit den äußeren Profilkurven und deren Minima. Es zeigt sich, dass das äußere Profil des Bandenzweiges auch bei verschiedenen Drücken durch das gewählte Verfahren gut wiedergegeben werden kann. Die Wellenlängenposition des Minimums der Profilkurve lassen im untersuchten Druckbereich zwar gewisse Abweichungen, jedoch keine Abhängigkeit vom Gasdruck erkennen. Die in Abb. 4.30 zu beobachtende Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenposition des Profilminimums ist zu dem deutlich stärker als die hier zu beobachtenden Abweichungen.

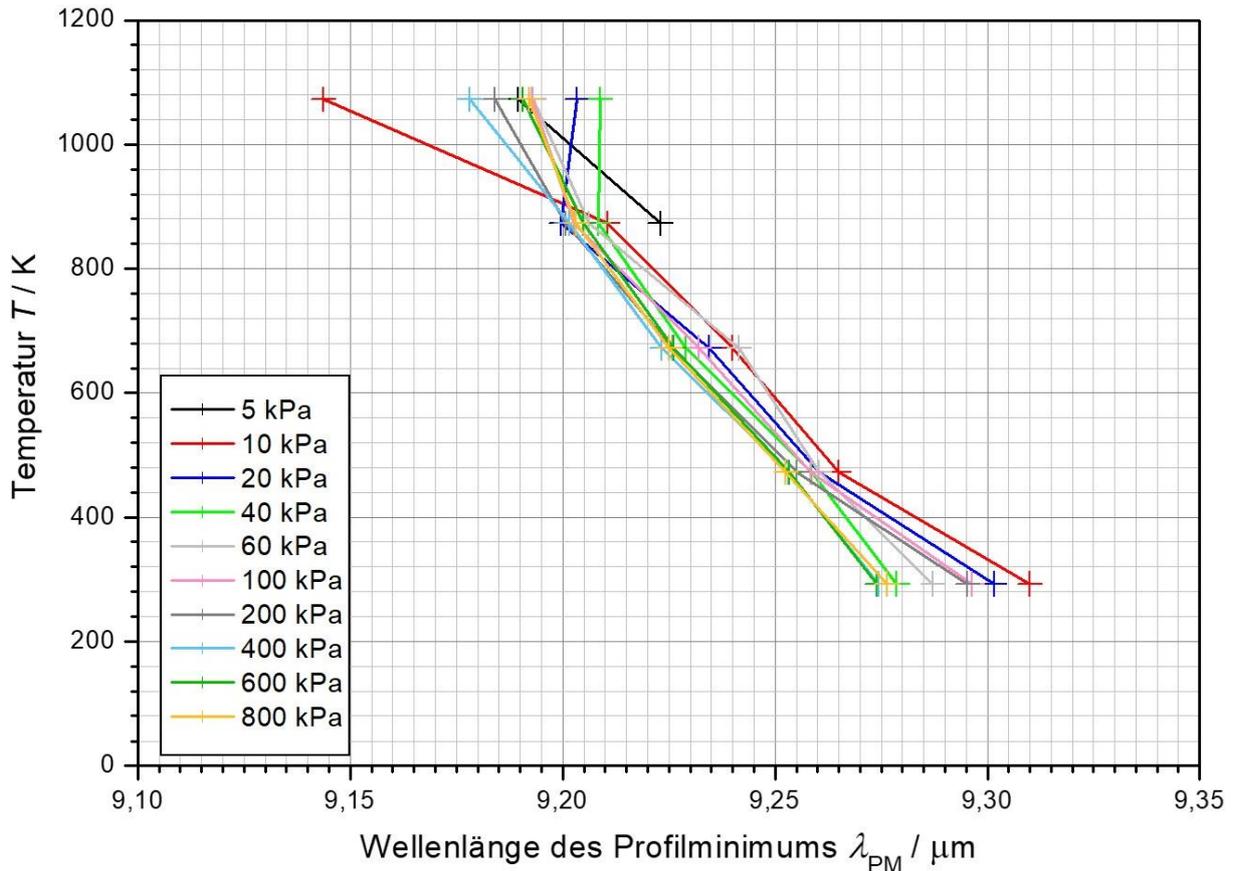


**Abb. 4.30:** Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von 600 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K im Wellenlängenbereich von CO<sub>2</sub>-11. Weiterhin eingezeichnet sind jeweils die Minima der einzelnen Absorptionspeaks, die gefitteten Profilkurven der einzelnen Spektren sowie deren Minima.



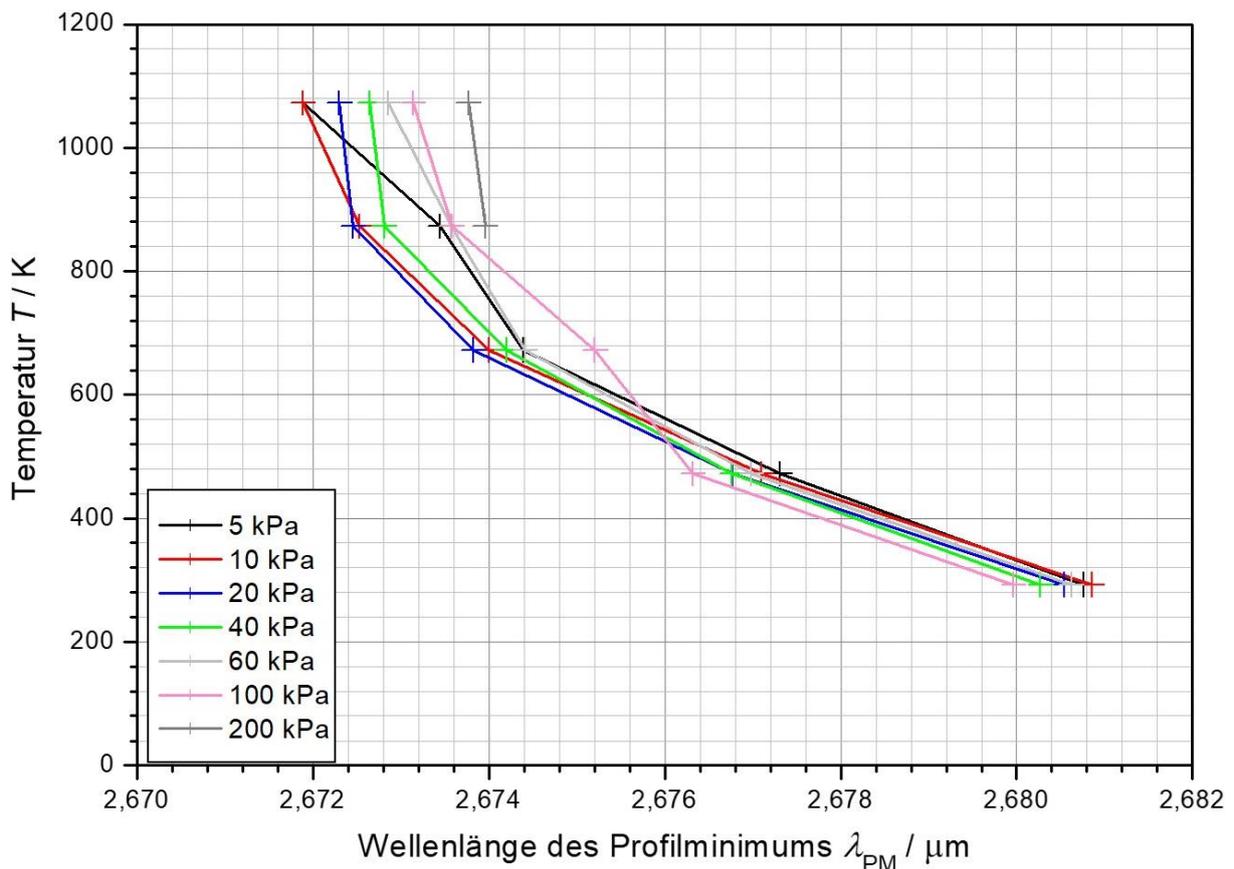
**Abb. 4.31:** Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einer Temperatur von 873 K und bei Drücken zwischen 20 kPa und 800 kPa im Wellenlängenbereich von CO<sub>2</sub>-11. Darüber hinaus sind jeweils die Minima der einzelnen Absorptionspeaks, die gefitteten Profilkurven der einzelnen Spektren sowie deren Minima eingezeichnet.

Die Wellenlängenpositionen der in dieser Untersuchung ermittelten Profilm minima des hier betrachteten Bandenzweiges  $\text{CO}_2\text{-11}$  sind in Abb. 4.32 gegen die entsprechenden Gastemperaturen aufgetragen. Es kann dabei durchweg eine klare Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenposition des Profilm minima beobachtet werden. Es fällt auf, dass die bereits in Abb. 4.31 beobachteten Abweichungen der Wellenlängenpositionen zwischen den untersuchten Drücken bei Drücken unter 100 kPa am deutlichsten sind. Bei höheren Drücken liegen die bei derselben Gastemperatur ermittelten Wellenlängenpositionen näher beieinander. Eine klare Abhängigkeit der Position des Profilm minima vom Gasdruck kann allerdings auch in dieser Betrachtung nicht festgestellt werden. Im Hinblick auf die geplante Gastemperaturmessung erscheint dieser Bandenzweig somit vor allem für höhere Kohlenstoffdioxid drücke geeignet zu sein.



**Abb. 4.32:** Zusammenstellung der ermittelten Wellenlängenpositionen der Profilm minima von  $\text{CO}_2\text{-11}$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K sowie bei Drücken von 5 kPa bis 800 kPa.

Abb. 4.33 zeigt analog dazu die Ergebnisse der Untersuchungen am Bandenzweig  $\text{CO}_2\text{-7}$ . Auch hier kann eine deutliche Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenposition des Profilm minima beobachtet werden. Bei Temperaturen bis 673 K erscheint die Änderung der Wellenlängenposition des Profilm minima mit der Temperatur noch deutlicher zu sein als bei  $\text{CO}_2\text{-11}$ . Bei höheren Temperaturen treten neben einer geringeren Temperaturabhängigkeit höhere Abweichungen zwischen den Wellenlängenpositionen bei den verschiedenen Drücken auf. Für Drücke über 100 kPa konnten keine Profilm minima mehr bestimmt werden, da sich der Bandenzweig  $\text{CO}_2\text{-7}$  für Temperaturen ab 873 K ab einem Druck von 200 kPa und für alle untersuchten Temperaturen ab einem Druck von 400 kPa vollständig in Sättigung befindet. Vor allem für Kohlenstoffdioxid drücke zwischen 10 kPa und 40 kPa zeigt der Bandenzweig  $\text{CO}_2\text{-7}$  allerdings bei allen untersuchten Temperaturen nur geringe Abweichungen der Wellenlängenposition des Profilm minima. In diesem Druckbereich erscheint dieser Bandenzweig daher für die geplante Temperaturmessung an heißen Gasen gut geeignet zu sein.



**Abb. 4.33:** Zusammenstellung der Wellenlängenpositionen der Profilminima von  $\text{CO}_2\text{-7}$  bei Drücken von 5 kPa bis 200 kPa sowie bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K.

In Tab. 4.2 sind die Ergebnisse der Untersuchung der in Tab. 4.1 benannten Absorptionsbandenzweige hinsichtlich ihrer Eignung zur Ermittlung der Gastemperatur durch Bestimmung der Wellenlängenposition des Transmissionsminimums ihrer äußeren Profilkurve zusammengefasst. Es kann festgestellt werden, dass sich mehrere der untersuchten Wellenlängenbereiche in bestimmten Druck- und Temperaturbereichen für die geplante Temperaturmessmethode eignen. Allerdings erlaubt keine der untersuchten Bandenzweige eine Temperaturmessung im gesamten untersuchten Druckbereich. Die Wahl des letztlich zu verwendenden Wellenlängenbereiches muss daher unter Berücksichtigung der Bedingungen im einem konkreten Anwendungsfall erfolgen. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit können auch ggf. mehrere für den konkreten Fall geeignete Bandenzweige gleichzeitig vermessen werden.

Es kann festgestellt werden, dass die Eignung eines Bandenzweiges für die geplante Methode zur Temperaturmessung insbesondere davon abhängt, mit welcher Genauigkeit sich die dessen äußere Profilkurve bestimmen lässt. Hierbei wirkt sich z. B. die scheinbare Verformung eines Bandzweiges während des Überganges der Absorptionsbande in Sättigung bei steigendem Druck in hohem Maße störend aus. Auch sehr flach verlaufende Profilkurven z. B. in Folge von niedrigen Gasdrücken bedingen eine hohe Unsicherheit der zu bestimmenden Wellenlängenposition des Transmissionsminimums. Einen weiteren bedeutenden Störeinfluss stellt das Vorhandensein von weiteren Einzelpeaks dar, welche nicht Teil der im jeweiligen Wellenlängenbereich vorherrschenden Bande sind und insbesondere erst bei höheren Temperaturen messbar in Erscheinung treten. Beispiele hierfür können in den Bereichen der Bandenzweige  $\text{CO}_2\text{-15}$  und  $\text{CO}_2\text{-16}$  beobachtet werden (vgl. Tab. 4.1, Seite 91 und Abb. 4.24, Seite 84). Obwohl die hier untersuchten Bandenzweige sich im untersuchten Druckbereich weder in Sättigung befinden, noch zu schwach ausgeprägt sind, erlauben sie eine Bestimmung des Profilminimums nur bei niedrigen Temperaturen. Aufgrund der Verstärkung der äußeren Bereiche der benachbarten Bande  $\nu_2$  bei höheren Temperaturen geht diese ab 673 K in die untersuchten Bandenzweige  $\text{CO}_2\text{-15}$  und  $\text{CO}_2\text{-16}$  über, sodass deren Profilminima nicht mehr bestimmt werden können.

**Tab. 4.2:** Auflistung der in Folge der im diesem Abschnitt durchgeführten Untersuchungen getroffenen Bewertungen der ausgewählten Bandenzweige hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit für die geplanten Temperaturmessungen (vgl. Tab. 4.1, Seite 91).

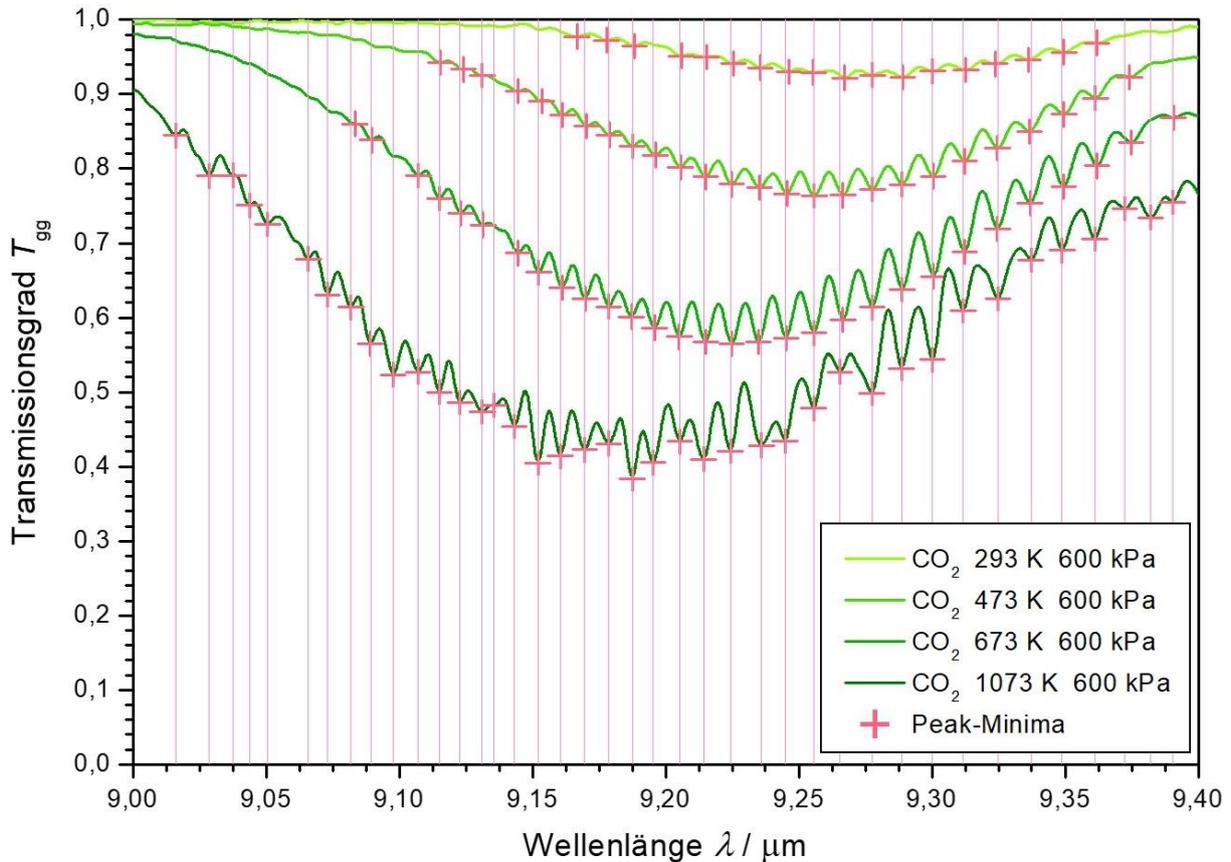
Bandenzweig	Beobachtungen / Bewertung
CO <sub>2</sub> -1	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen im Vergleich zur Streuung geringer als bei CO<sub>2</sub>-11</li> <li>→ geringe Eignung für Temperaturmessung bei hohen Drücken, unter 100 kPa ungeeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -2	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ geringe Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen nur bis 673 K erkennbar, darüber sehr große Streuung.</li> <li>→ für Temperaturmessung weitgehend ungeeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -3	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 20 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ geringe Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen nur bis 673 K erkennbar, bei allen Temperaturen sehr große Streuung.</li> <li>→ für Temperaturmessung weitgehend ungeeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -4	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 20 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen bis 873 K erkennbar, mit steigender Temperatur zunehmende Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung bis 873 K weitgehend geeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -5	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima erst ab 800 kPa für alle Temperaturen bestimmbar, ab 100 kPa bis 673 K</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar</li> <li>→ für Temperaturmessung ab 100 kPa bis 673 K geeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -6	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima erst ab 200 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen gut erkennbar, bei 1073 K starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung ab 200 kPa geeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -7	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima bis 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, bis 673 K sehr deutlich, darüber schwächer</li> <li>→ für Temperaturmessung bis 100 kPa geeignet</li> <li>→ vgl. Abb. 4.33</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -8	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima bis 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ geringe Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, allerdings durchweg sehr starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung ungeeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -9	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima bis 100 kPa für Temperaturen bis 673 K bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar</li> <li>→ geringe Eignung für Temperaturmessung</li> </ul>

Bandenzweig	Beobachtungen / Bewertung
CO <sub>2</sub> -10	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima zwischen 20 kPa und 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, mit steigender Temperatur zunehmende Streuung</li> <li>→ geringe Eignung für Temperaturmessung</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -11	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 10 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, durchweg gewisse Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung bei hohen Drücken geeignet</li> <li>→ vgl. Abb. 4.32</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -12	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 60 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, allerdings durchweg starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung kaum geeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -13	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 100 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen erkennbar, bei 1073 K sehr starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung über 100 kPa bis 873 K geeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -14	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima ab 40 kPa für alle Temperaturen bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen bis 673 K erkennbar, mäßige Streuung</li> <li>→ geringe Eignung für Temperaturmessung über 40 kPa bis 673 K</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -15	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima bis 400 kPa und bis 473 K bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen daher nur bis 473 K erkennbar, starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung ungeeignet</li> </ul>
CO <sub>2</sub> -16	<ul style="list-style-type: none"> <li>→ Profilminima bis 200 kPa und bis 473 K bestimmbar</li> <li>→ Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenpositionen daher nur bis 473 K erkennbar, starke Streuung</li> <li>→ für Temperaturmessung ungeeignet</li> </ul>

#### 4.3.4 Untersuchung der Abhängigkeit der Wellenlängenposition der Einzelpeaks von Temperatur und Druck

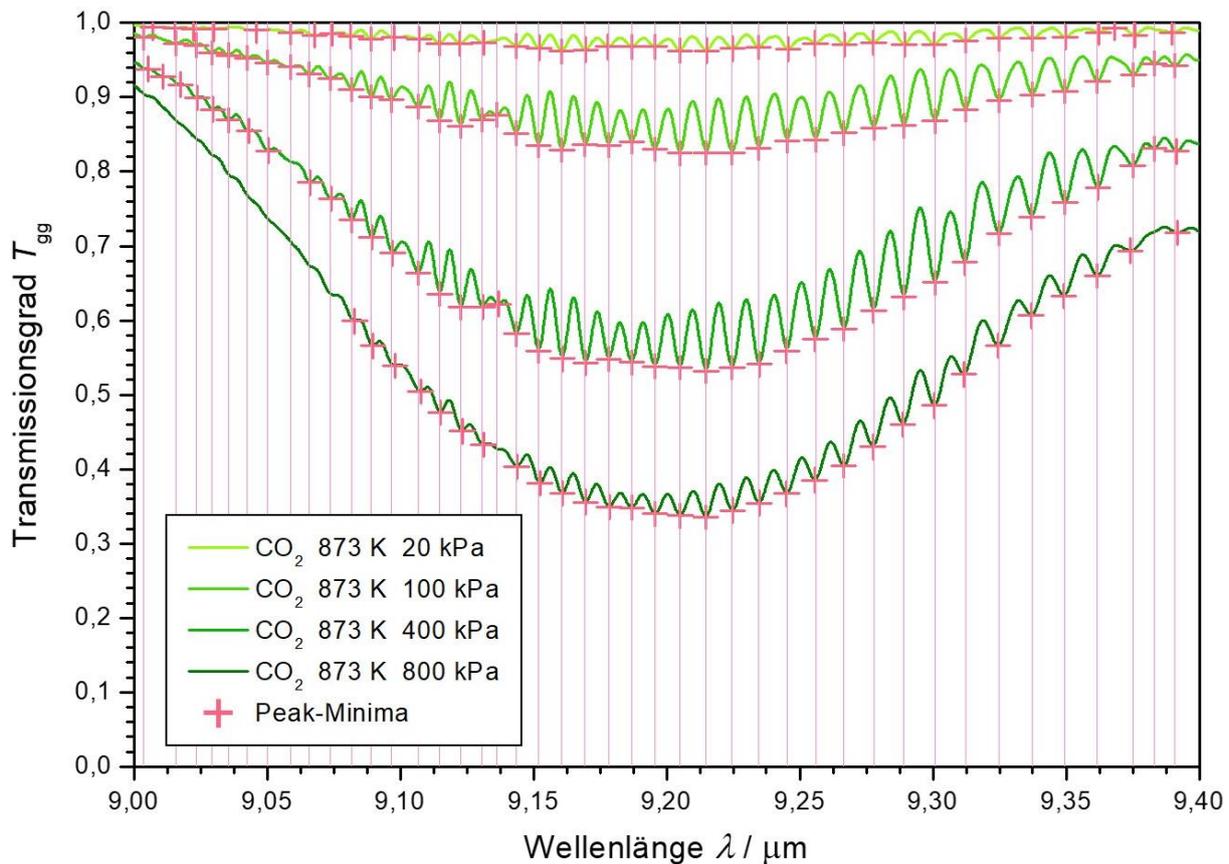
In den bisherigen Untersuchungen in diesem Abschnitt wurde stets eine gewisse Streuung der ermittelten Wellenlängenpositionen der Transmissionsminima der äußeren Profilkurven der untersuchten Absorptionsbanden beobachtet. Aufgrund dessen, dass die beobachtete Streuung dann besonders deutlich erscheint, wenn einer oder mehrere der genannten Störeinflüsse vorliegen, wird angenommen, dass der Hauptgrund für die Streuung in der durch diese Einflüsse bedingten Unsicherheit der Wellenlängenposition liegt. Dennoch soll im Folgenden untersucht werden, inwiefern die Druckverschiebung (vgl. Kapitel 2.2.3, Seite 21f) der einzelnen Absorptionslinien dafür zusätzlich von Bedeutung ist und ob darüber hinaus ggf. temperaturabhängige Verschiebungseffekte vorliegen.

In Abb. 4.34 sind die Messdaten aus Abb. 4.30 erneut zusammen mit allen in diesem Wellenlängenbereich erkennbaren Einzelpeakminima aufgetragen. In dieser Darstellung sind die Wellenlängenpositionen der bei 1073 K ermittelten Minima der Einzelpeaks auf den gesamten Zeichnungsbereich übertragen. Es kann wie erwartet insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung der Wellenlängenpositionen der Einzelpeaks unabhängig von der Gastemperatur beobachtet werden. In einigen Fällen – vor allem bei 273 K – können jedoch geringe Abweichungen festgestellt werden. Dabei ist allerdings keine Vorzugsrichtung erkennbar, die auf einen temperaturabhängigen Verschiebungseffekt schließen lassen würde. Die beobachteten geringen Abweichungen lassen sich daher vermutlich auf die weniger starke Ausprägung der jeweiligen Einzelpeakminima und die damit einhergehende größere Unsicherheit bei der Bestimmung der Positionen der Minima zurückführen.



**Abb. 4.34:** Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einem Druck von 600 kPa und bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K im Wellenlängenbereich von  $\text{CO}_2$ -11. Weiterhin sind jeweils die Minima der einzelnen Absorptionspeaks eingezeichnet. Die Wellenlängenpositionen der Peakminima des Spektrums bei 1073 K sind durch Hilfslinien auf den gesamten Zeichnungsbereich übertragen.

Abb. 4.35 zeigt den gemessenen spektralen Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid im Bereich des Bandenzweiges  $\text{CO}_2$ -11 bei einer Temperatur von 873 K und bei Drücken zwischen 20 kPa und 800 kPa zusammen mit den Positionen der Einzelpeakminima (vgl. Abb. 4.31, Seite 92). Die Wellenlängenpositionen des Spektrums bei 100 kPa sind auf den gesamten Zeichnungsbereich übertragen. Auch aus dieser Darstellung geht eine sehr gute Übereinstimmung der Wellenlängenpositionen der Peakminima der bei den verschiedenen untersuchten Drücken erhaltenen Spektren hervor. Die an einigen Stellen zu beobachtenden geringen Abweichungen weisen zudem keine Vorzugsrichtung auf. Eine Druckverschiebung der einzelnen Absorptionslinien kann somit nicht beobachtet werden. Es ist daher davon auszugehen, dass dieser Effekt im untersuchten Druckbereich nicht stark genug in Erscheinung tritt, um die hier erhaltenen Untersuchungsergebnisse beeinflussen zu können.



**Abb. 4.35:** Spektraler Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei einer Temperatur von 873 K und bei Drücken von 20 kPa bis 800 kPa im Wellenlängenbereich von  $\text{CO}_2$ -11. Zudem sind jeweils die Minima der einzelnen Absorptionspeaks eingezeichnet. Die Wellenlängenpositionen der Peakminima des Spektrums bei 100 kPa sind durch Hilfslinien auf den gesamten Zeichnungsbereich übertragen.

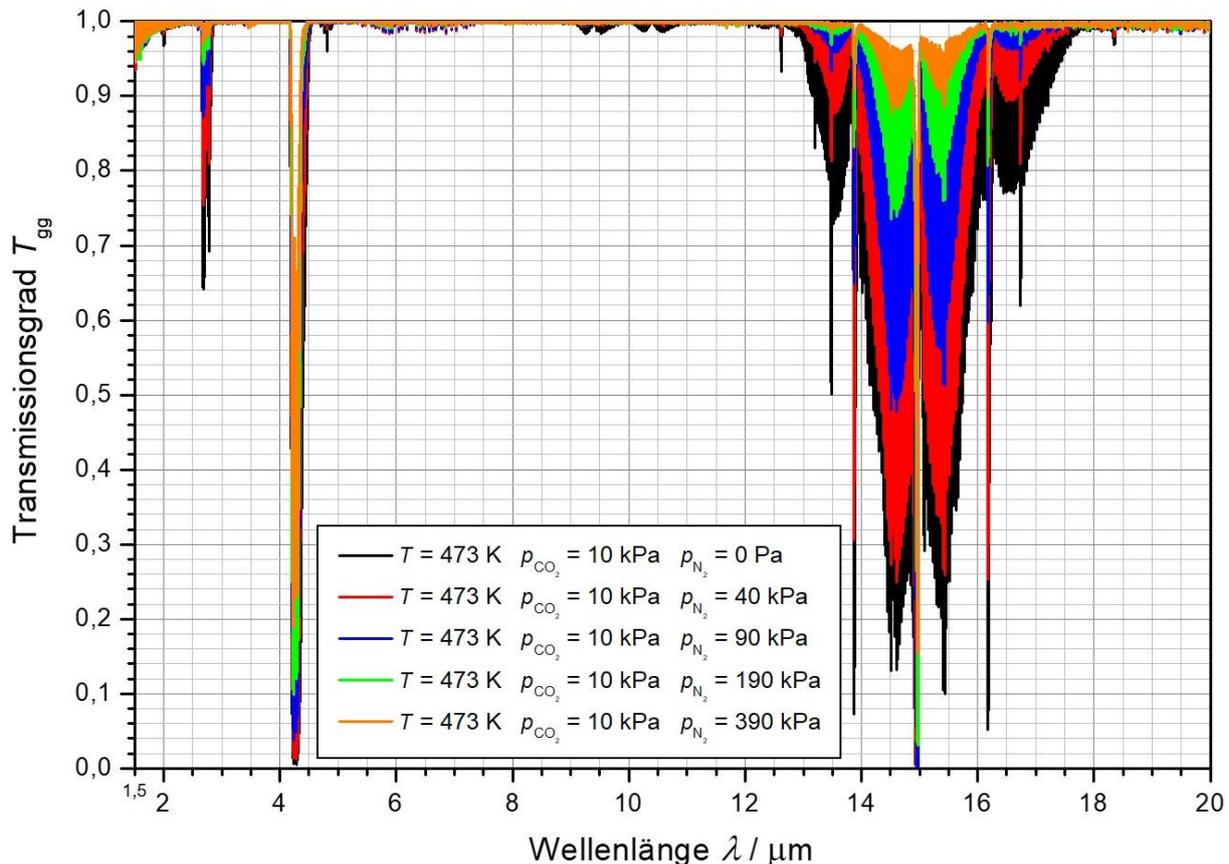
Als Erklärung für die beobachtete Streuung der Wellenlängenpositionen der Profilminima der untersuchten Absorptionsbandenzweige kann daher nur die Unsicherheit bei der Bestimmung der Profilkurven und deren Minima angeführt werden, welche in erheblichem Maß durch die oben beschriebenen Störeinflüsse auf die Bandenform hervorgerufen werden. Ein Ansatzpunkt für die weitere Entwicklung der geplanten Temperaturmessmethode im Rahmen künftiger Arbeiten könnte daher die weitere Optimierung des Verfahrens zur Ermittlung der Profilkurven – insbesondere der Auswahl der dabei einbezogenen Einzelpeaks – sowie zur Bestimmung der Transmissionsminima der Bandenzweige sein.

#### 4.3.5 Untersuchung des Verhaltens der Wellenlängenposition der Bandenminima von Kohlenstoffdioxid unter Zugabe von Stickstoff

Im folgenden Versuch soll untersucht werden, inwiefern sich die Anwesenheit von infrarot-inaktiven Gasen auf die zuvor erzielten Ergebnisse hinsichtlich des Verhaltens der Wellenlängenposition des Transmissionsminimums von Absorptionsbandenzweigen bei sich ändernder Temperatur auswirkt. Dazu wurde erneut der spektrale Transmissionsgrad von Kohlenstoffdioxid bei verschiedenen Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K gemessen. Im Rahmen dieser Untersuchung wurde jedoch der Partialdruck des Kohlenstoffdioxids konstant gehalten, während Stickstoff mit verschiedenen Partialdrücken beigemischt wurde.

In Abb. 4.36 ist der spektrale Transmissionsgrad von Gemischen aus Kohlenstoffdioxid mit einem Partialdruck von 10 kPa und Stickstoff mit Partialdrücken zwischen 0 Pa und 390 kPa

bei einer Temperatur von 473 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  dargestellt. Wie erwartet wurde, nimmt die Tiefe der Absorptionsbanden mit steigendem Stickstoff-Partialdruck deutlich ab. Viele Banden wurden dabei im untersuchten Stickstoff-Partialdruckbereich soweit geschwächt, dass sie nicht mehr sinnvoll auf die oben beschriebene Weise ausgewertet werden konnten. Beispielsweise können die zuvor untersuchten Bandenzweige im Bereich von 9  $\mu\text{m}$  bis 11  $\mu\text{m}$  – u. a. der Bandenzweig  $\text{CO}_2$ -11 – ab einem Stickstoff-Partialdruck von 40 kPa nicht mehr in ausreichendem Maß identifiziert werden.

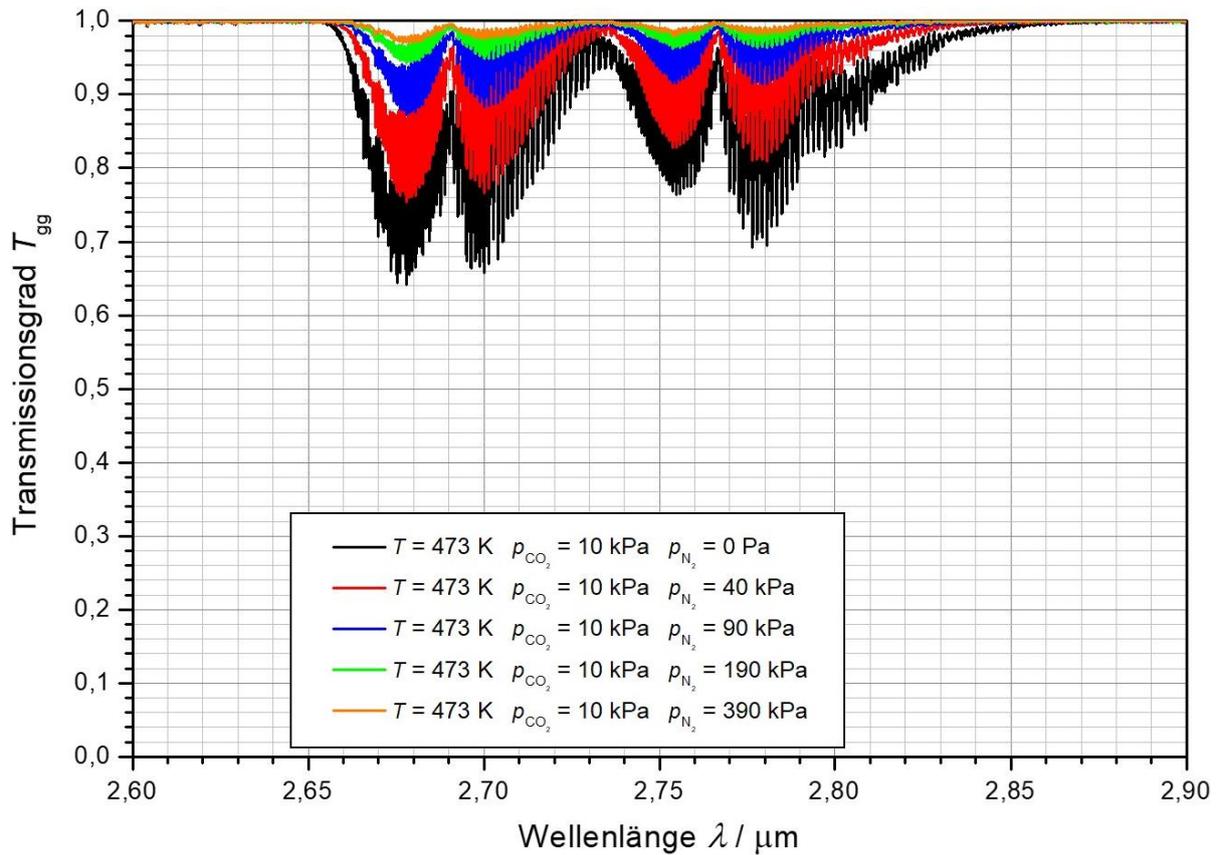


**Abb. 4.36:** Spektraler Transmissionsgrad von Gasgemischen aus Kohlenstoffdioxid mit einem Partialdruck von 10 kPa und Stickstoff mit Partialdrücken zwischen 0 Pa und 390 kPa bei einer Temperatur von 473 K im Wellenlängenbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

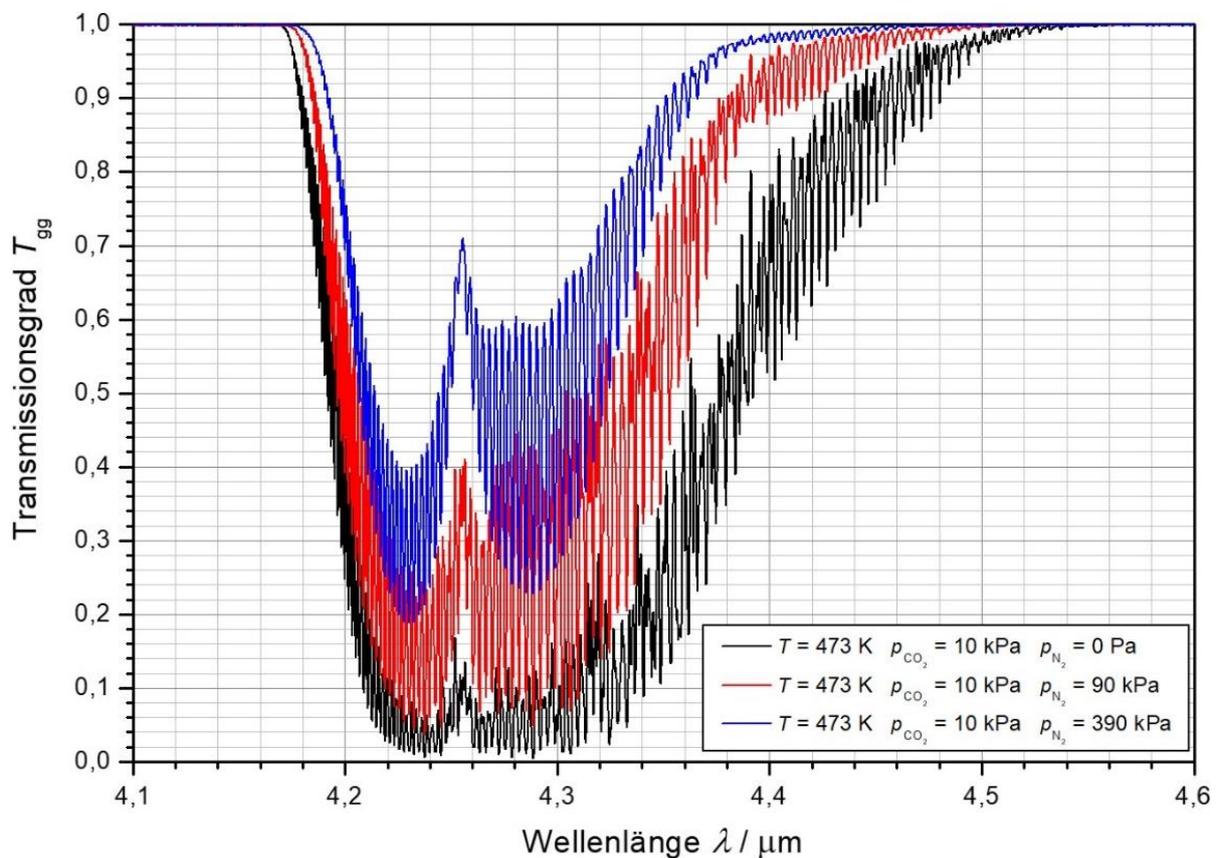
Die Bande bei 2,7  $\mu\text{m}$  wird zwar ebenfalls zunehmend deutlich geschwächt, bleibt jedoch auch bei einem Stickstoff-Partialdruck von 390 kPa noch erkennbar. In Abb. 4.37 ist der spektrale Transmissionsgrad von  $\text{CO}_2$  aus Abb. 4.36 im Bereich der Bande bei 2,7  $\mu\text{m}$  vergrößert dargestellt. Wie daraus hervorgeht, können darüber hinaus die Formen der einzelnen Bandenzweige auch bei dem höchsten untersuchten Stickstoff-Partialdruck zumindest bei der hier vorliegenden Temperatur noch deutlich erkannt werden.

In Abb. 4.38 sind die Ergebnisse aus Abb. 4.36 im Bereich der  $\text{CO}_2$ -Bande bei 4,3  $\mu\text{m}$  vergrößert dargestellt. Es zeigt sich, dass die Schwächung der Absorptionsbanden durch die Beimischung von Stickstoff bei dieser Bande dazu führt, dass die Form der Bandenzweige zunehmend erkennbar wird. Das bedeutet, dass diese Bande bei höheren Stickstoff-Partialdrücken auch für die geplante Methode zur Gastemperaturmessung genutzt werden könnte.

Bei den im Rahmen dieses Versuches erhaltenen Messdaten wurden die Bandenzweige in den Bereichen der bereits im letzten Abschnitt betrachteten Bande bei 2,7  $\mu\text{m}$  sowie der Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  untersucht und, wie in Kapitel 4.3.2 (Seite 88ff) beschrieben, die Wellenlängenpositionen der Transmissionsminima der äußeren Profilkurven der Zweige für alle untersuchten Gasgemische bei allen untersuchten Temperaturen bestimmt.

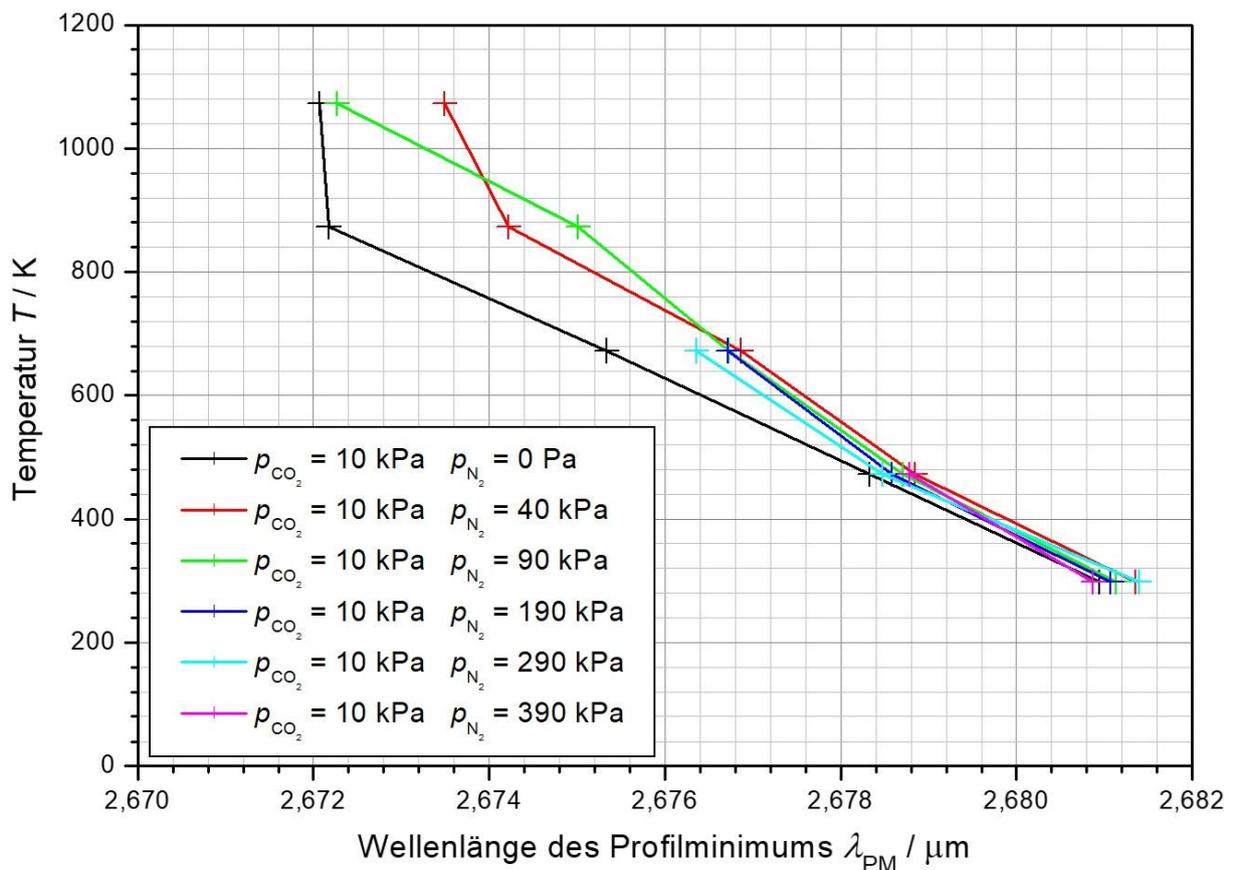


**Abb. 4.37:** Spektraler Transmissionsgrad von Gasmischungen aus Kohlenstoffdioxid mit einem Partialdruck von 10 kPa und Stickstoff mit Partialdrücken von 0 Pa bis 390 kPa bei einer Temperatur von 473 K im Wellenlängenbereich zwischen 2,6  $\mu\text{m}$  und 2,9  $\mu\text{m}$ .



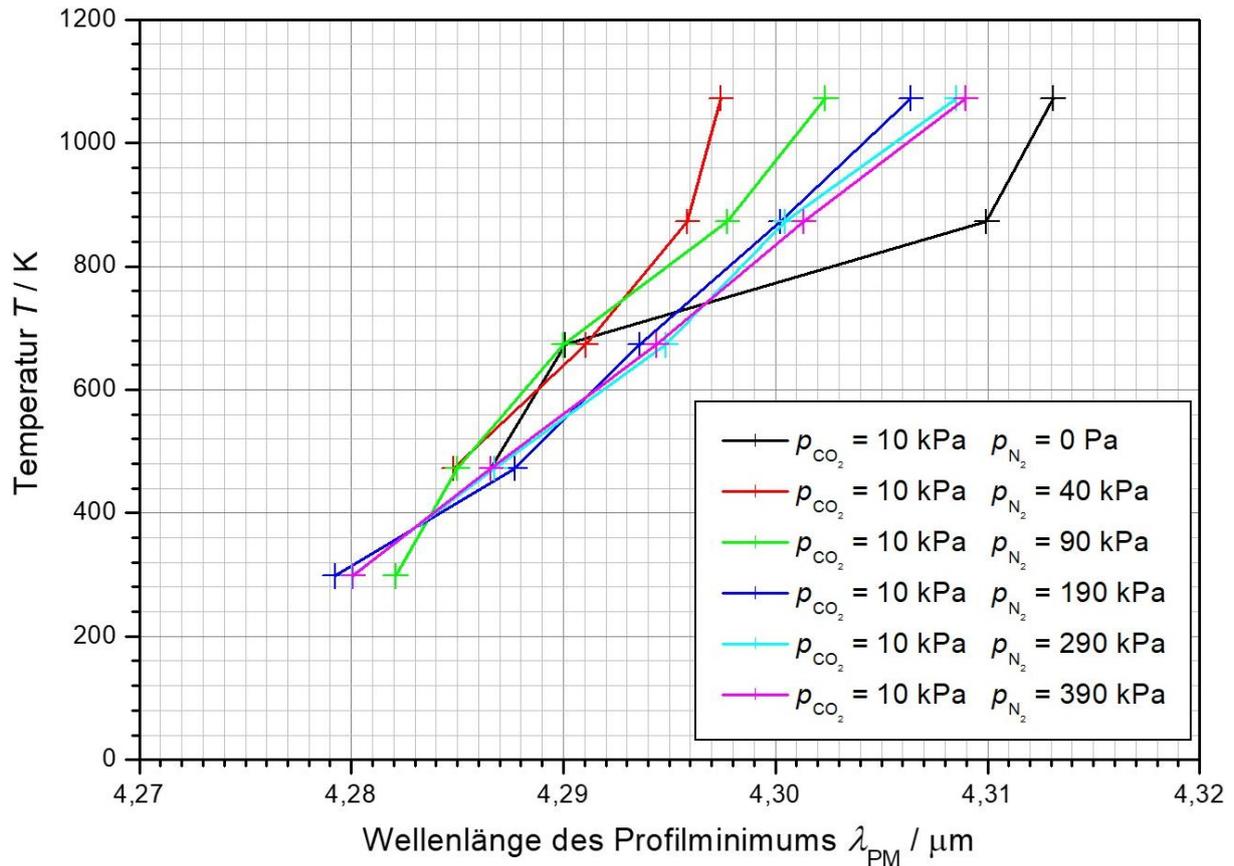
**Abb. 4.38:** Spektraler Transmissionsgrad von Gasmischungen aus Kohlenstoffdioxid mit einem Partialdruck von 10 kPa und Stickstoff mit Partialdrücken zwischen 0 Pa und 390 kPa bei einer Temperatur von 473 K im Wellenlängenbereich von 4,1  $\mu\text{m}$  bis 4,6  $\mu\text{m}$ .

In Abb. 4.39 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung für den Bandenzweig CO<sub>2</sub>-7 dargestellt. Es kann festgestellt werden, dass bei niedrigen Temperaturen für alle Gasgemische die ermittelten Wellenlängenpositionen nahe beieinander liegen. Bei höheren Temperaturen über 673 K können für Stickstoff-Partialdrücke ab 190 kPa keine Profilminima mehr bestimmt werden. Zudem liegt bei Temperaturen ab 673 K eine hohe Streuung der ermittelten Wellenlängenpositionen auf. Für die hier gewählten Gasgemische muss die Nutzbarkeit dieses Bandenzweiges für die geplante Temperaturmessmethode als deutlich schlechter bewertet werden als beim letzten Versuch. Dies ist dadurch begründet, dass einerseits die Zunahme des Stickstoff-Partialdrucks eine Schwächung der Bande hervorruft und andererseits die Erhöhung der Temperatur eine Verbreiterung der Bande bewirkt. Beide Effekte erhöhen die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Positionen der Profilminima.



**Abb. 4.39:** Zusammenstellung der Wellenlängenpositionen der Profilminima des R-Zweiges der Kohlenstoffdioxidbande bei 2,68  $\mu\text{m}$  bei einem Kohlenstoffdioxid-Partialdruck von 10 kPa unter Beimischung von Stickstoff mit Partialdrücken zwischen 0 Pa und 390 kPa bei Temperaturen von Raumtemperatur bis 1073 K.

Abb. 4.40 zeigt die ermittelten Wellenlängenpositionen der Transmissionsminima der äußeren Profilkurven des P-Zweiges der CO<sub>2</sub>-Bande bei 4,26  $\mu\text{m}$  der untersuchten Gasgemische bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1073 K. Bei niedrigen Stickstoff-Partialdrücken zeigt sich der untersuchte Bandenzweig aufgrund von Sättigungseffekten leicht verformt. Dies resultiert vor allem bei hohen Temperaturen zu einer großen Streuung der ermittelten Wellenlängenpositionen. Bei höheren Stickstoff-Partialdrücken lassen diese Effekte nach. Die Positionen der Profilminima lassen sich dadurch mit höherer Genauigkeit bestimmen, sodass deren Streuung geringer wird. Bei hohen Stickstoff-Partialdrücken zeigt dieser Bandenzweig somit eine gute Eignung für die geplante Messmethode der Gastemperatur.



**Abb. 4.40:** Zusammenstellung der Wellenlängenpositionen der Profilminima des P-Zweiges der Kohlenstoffdioxidbande bei  $4,26 \mu\text{m}$  bei einem Kohlenstoffdioxid-Partialdruck von  $10 \text{ kPa}$  unter Beimischung von Stickstoff mit Partialdrücken von  $0 \text{ Pa}$  bis  $390 \text{ kPa}$  bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und  $1073 \text{ K}$ .

Auch unter Beimischung von Stickstoff zu dem infrarot-aktiven Kohlenstoffdioxid können also die für die geplante Gastemperaturmessmethode nötigen Effekte beobachtet werden. Die durch den höheren Gesamtdruck hervorgerufene Schwächung der Absorptionsbanden lässt weiterhin auch die stärksten  $\text{CO}_2$ -Banden nutzbar werden. Einige der zuvor als nutzbar bewerteten Bandenzweige werden durch diesen Effekt dagegen zu schwach für eine Nutzung. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass bei diesem Versuch nur geringe Kohlenstoffdioxid-Partialdrücke untersucht werden konnten, da bedingt durch die verwendete Stickstoffquelle nur begrenzte  $\text{N}_2$ -Drücke realisiert werden konnten, gleichzeitig aber ein breiter Bereich an Mischungsverhältnissen untersucht werden sollte. Für eine abschließende Bewertung der Nutzbarkeit dieser Bandenzweige sind daher noch weitere Untersuchungen nötig.

## 5 Messunsicherheiten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vor allem spektrale Messungen im Infrarotbereich durchgeführt. Die Wellenlängenunsicherheit der ermittelten Peakpositionen kann dabei mit etwa 1 nm bei einer Messwellenlänge von 5  $\mu\text{m}$  angegeben werden und diese resultiert vor allem aus der spektralen Auflösung des Spektrometers. Die Unsicherheit der Wellenlängenpositionen der einzelnen Messpunkte liegt laut den Angaben des Herstellers deutlich darunter und kann daher vernachlässigt werden [123]. Die Unsicherheit des spektralen Transmissionsgrades der untersuchten Gasproben kann mit etwa 2 % des Messwertes angegeben werden. Die Quellen hierfür liegen vor allem in der Unsicherheit der Druckmessung der untersuchten Gase mittels mechanischer Manometer, die zum großen Teil aus deren Ablesegenauigkeit resultiert, sowie in der Unsicherheit, die durch die Basislinienkorrektur der Messdaten zu Stande kommt. Die geräte-technische Unsicherheit des Messsignals liegt auch hier laut den Herstellerangaben deutlich unter den zuvor genannten Einflüssen und kann daher ebenfalls vernachlässigt werden [123].

Im Zuge der Entwicklung des langwelligen Strahlungsthermometers zur Oberflächentemperaturmessung an modernen Gasturbinenschaufeln wurde im Rahmen des EU-Projektes STARGATE auch eine Unsicherheitsanalyse dazu durchgeführt. Die einflussstärksten Unsicherheitsquellen hierbei sind mögliche Änderungen an der Schaufeloberfläche infolge von Anhaftungen sowie Unsicherheiten im Zusammenhang mit den Transmissionseigenschaften der Brenngase. Zwar erwiesen sich diese beiden Unsicherheiten als gering, ihr Einfluss auf die Gesamtunsicherheit der mit dieser Methode ermittelten Temperaturen ist dennoch groß. Weitere Unsicherheitsquellen sind darüber hinaus u. a. das Dunkelsignal, das durch Strahlungsemission im optischen System des Strahlungsthermometers entsteht und daher auch bei unbeleuchteter Strahlungsthermometerlanze vom Detektor gemessen wird, sowie mögliche mit der Zeit entstehende Ablagerungen auf der Optik. Die Gesamtstandardunsicherheit des entwickelten Strahlungsthermometers konnte nach GUM [141] zu 14,2 K bestimmt werden [116]. Bei frühen Versuchen der Temperaturmessung auf keramischen Oberflächen mit langwelligen Strahlungsthermometern beliefen sich die Unsicherheiten bei Temperaturen um 1300 K noch auf etwa 50 K [142]. Demgegenüber konnte hier eine deutliche Verbesserung erreicht werden.

Das geplante Verfahren zur Gastemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie, zu welchem im Rahmen dieser Arbeit Voruntersuchungen durchgeführt wurden, unterliegt zunächst einmal den gleichen Unsicherheitsquellen wie das zuvor erwähnte Oberflächentemperaturmessverfahren. Bei Messungen im Wellenlängenbereich des Randes einer Absorptionsbande entsprechen die Transmissionseigenschaften des Gases dem Einfluss der Oberflächeneigenschaften bei der Oberflächentemperaturmessung. Daher müssen in diesem Fall auch Unsicherheiten bei der Messung des Gasdruckes und vor allem bei der Kalibration des Messsignals in Abhängigkeit des Gasdruckes zur Temperaturmessung berücksichtigt werden. Zahlenwerte können diesbezüglich jedoch erst ermittelt werden, wenn ein entsprechendes Strahlungsthermometer konstruiert und getestet wurde.

Die zu erwartende Unsicherheit des geplanten Verfahrens zur Bestimmung der Gastemperatur aus der Wellenlängenposition des Transmissionsminimums im Bereich von Absorptions-

banden hängt vor allem von der Genauigkeit ab, mit der sich die betreffende Wellenlängenposition bestimmen lässt. Unsicherheiten im Druck und der Konzentration der infrarot-aktiven Gasart wirken sich kaum auf das Messergebnis aus, da keine Abhängigkeit der Position des Transmissionsminimums von diesen Größen festgestellt werden konnte. Lediglich mögliche wellenlängenabhängige Effekte z. B. im optischen System einer späteren Messanlage können sich auf die gesuchte Wellenlängenposition und damit auf die Unsicherheit der Temperaturmessung auswirken. Derartige Effekte müssen daher im Zuge der Entwicklung einer entsprechenden Messanlage untersucht werden. In den bisher erhaltenen Ergebnissen ließ sich jeweils eine deutliche Streuung der Daten erkennen, die hier zur Abschätzung der zu erwartenden Unsicherheit dieser Methode herangezogen wird. Demnach lässt die Streuung der ermittelten Wellenlängenpositionen in den meisten Fällen Unsicherheiten der ermittelten Gastemperaturen im Bereich von etwa 30 K bis 50 K erwarten. Unter Beimischung von Stickstoff mit hohen Partialdrücken konnten jedoch Unsicherheiten von unter 20 K verzeichnet werden. Da es sich bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen um einen ersten Versuch in diesem Gebiet handelt, kann jedoch angenommen werden, dass sich die hier ermittelten Unsicherheiten dieser Messmethode durch Optimierungen im Zuge weiterer Arbeiten noch weiter reduzieren lassen.

## 6 Ausblick

Wie schon in der Einleitung ausführlich dargelegt wurde, stellen Gasturbinen eine wichtige Brückentechnologie bei der Bewältigung der Energiewende hin zu kohlenstoffdioxidarmen Energieträgern dar. Gasturbinen sind somit aktuell von großer Bedeutung und ihre Weiterentwicklung muss aus diesem Grund auch weiterhin mit Hochdruck vorangetrieben werden. Das Ziel dieser Arbeit war es daher, einen Beitrag zur Entwicklung neuer Temperaturmesstechnik zu leisten, die für die Weiterentwicklung von Gasturbinen dringend benötigt wird, bzw. dazu nötige jedoch bislang noch ausstehende experimentelle Daten bzgl. des Verhaltens der Transmissionseigenschaften der wesentlichen infrarot-aktiven Brenngasbestandteile von Gasturbinen bei hohen Temperaturen und Drücken zu gewinnen. Weitere Anstrengungen zur thematischen Fortsetzung dieser Arbeit werden sich in Folge dessen an den Anforderungen orientieren, die die Weiterentwicklung der Gasturbinentechnik stellt.

Es wurde bereits dargestellt, dass künftige Generationen von Gasturbinen bei Gastemperaturen am Turbineneintritt von 2000 K und bei Druckverhältnissen zwischen Maximaldruck in der Turbine und dem Umgebungsdruck von über 20 betrieben werden sollen [26]. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse müssen daher im Zuge zukünftiger Anstrengungen die Turbinenentwicklung begleitend auch für entsprechend höhere Temperaturen und Gasdrücke als bisher verifiziert werden.

Im Hinblick auf das neu entwickelte langwellige Strahlungsthermometer zur berührungslosen Messung der Oberflächentemperatur an mit keramischen Wärmedämmschichten versehenen Turbinenschaufeln während des Betriebs von modernen Gasturbinen muss demzufolge z. B. untersucht werden, ob der für die Messungen gewählte Wellenlängenbereich auch unter den zukünftig relevanten Bedingungen frei von Absorptionseinflüssen durch das Brenngasgemisch ist. Auch können die bis dorthin gemachten Erfahrungen mit dem langwelligen Strahlungsthermometer sicherlich genutzt werden, um dieses hinsichtlich der Messunsicherheit noch weiter zu verbessern.

Ebenso von großer Bedeutung für die Entwicklung der nächsten Generationen von Gasturbinen wird die Verfügbarkeit von Methoden zur berührungslosen Messung der Heißgastemperatur am Turbineneintritt sein. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Voruntersuchungen in diesem Themenfeld müssen daher fortgesetzt und erweitert werden. Im Bereich der zunächst untersuchten Methode der Gastemperaturmessung mittels Strahlungsthermometrie konnten bereits Wellenlängenbereiche definiert werden, in welchen entsprechende Messungen möglich erscheinen. Als nächster Schritt kann auf dieser Grundlage – auch unter Verwendung der Erfahrungen aus der Entwicklung des langwelligen Strahlungsthermometers zur Oberflächentemperaturmessung – ein Strahlungsthermometer zur Gastemperaturmessung entwickelt und zunächst unter Laborbedingungen sowie später im Turbinenteststand Testmessungen unterzogen werden. Dazu muss im Rahmen von weiteren Arbeiten noch die zu dessen Verwendung erforderliche Methode zur Modellierung des Temperaturverlaufs im Gasstrom entwickelt werden. Außerdem muss auch in diesem Zusammenhang noch überprüft werden, ob die definierten Wellenlängenbereiche bei den für zukünftige Gasturbinengenerationen angestrebten Temperaturen und Drücken ebenfalls für Temperaturmessungen geeignet sind.

Das Prinzip der zweiten geplanten Gastemperatur-Messmethode – die Ermittlung der temperaturabhängigen Wellenlängenposition der Transmissionsminima der äußeren Profilkurve

der Absorptionsbandenzweige von infrarot-aktiven Gasen – konnte als bei hohen Temperaturen und Drücken generell nutzbar bestätigt werden. Bis zu einem tatsächlichen Einsatz dieser Messmethode müssen allerdings noch weitere Voruntersuchungen durchgeführt werden. Das Verhalten der einzelnen in Frage kommenden Absorptionsbandenzweige in Abhängigkeit von der Gastemperatur und des Partialdrucks muss dazu noch genauer beobachtet werden. Dabei müssen insbesondere höhere Gastemperaturen sowie weitere Druckverhältnisse bei Gasgemischen aus Kohlenstoffdioxid und Stickstoff mit höheren Partialdrücken von Kohlenstoffdioxid untersucht werden. Außerdem ist im Zuge dessen das Auswertungsverfahren dahingehend weiter zu optimieren, die Streuung der erhaltenen Wellenlängenpositionen zu reduzieren.

Bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen – insbesondere bei den Voruntersuchungen zu den geplanten Methoden zur Gastemperaturmessung – wurde bislang das Hauptaugenmerk auf Messungen an Kohlenstoffdioxid gelegt. Um das Verhalten von typischen Brenngasgemischen genauer zu erfassen, müssen im Rahmen von weiteren Untersuchungen in den Themenbereichen dieser Arbeit in Zukunft auch die Transmissionsspektren von Gemischen aus den übrigen Brenngasbestandteilen (vgl. Tab. 2.2, Seite 36) bei hohen Temperaturen und Drücken vermessen werden.

Allgemein wird sich die Weiterentwicklung von stationären Gasturbinen, welche auch den Rahmen für weitere Untersuchungen im Themenfeld dieser Arbeit bestimmt, an den Anforderungen orientieren, die an unsere Energieversorgung insgesamt gestellt werden. So hat die Bundesregierung zum Erreichen der Ziele des Übereinkommens von Paris und der Begrenzung der Auswirkungen des anthropogenen Treibhauseffektes zwischenzeitlich ergänzend zum Klimaschutzplan 2050 in der Nationalen Wasserstoffstrategie als Ziel formuliert, die vermehrte Nutzung von unter Verwendung von erneuerbaren Energieträgern erzeugtem Wasserstoff als Energieträger in mehreren Sektoren – u. a. auch unter Anwendung von Power-to-X-Technologien – zu forcieren [18][19][143]. Im Bereich stationärer Gasturbinen wurden daher bereits erste Forschungsprojekte eingeleitet, in deren Rahmen die Nutzungsmöglichkeiten von Wasserstoff als Betriebsstoff im Hinblick auf Power-to-X-to-Power-Verfahren untersucht werden sollen [144].

Verlaufen diese Tests erfolgreich und kann Wasserstoff sich als Betriebsstoff für stationäre Gasturbinen bewähren, können Gasturbinen auch langfristig einen wesentlichen Beitrag zur Umstellung unserer Energieversorgung auf die Nutzung von weitestgehend kohlenstoffdioxid-freien Energieträgern leisten. Allerdings wird Kohlenstoffdioxid dadurch an Bedeutung für die im Rahmen dieser Arbeit behandelten Messmethoden verlieren. Als einziger infrarot-aktiver Bestandteil im Brenngasgemisch von Gasturbinen wird in diesem Fall Wasserdampf verbleiben. Daher müssen vor allem die Transmissionseigenschaften von Wasserdampf unter den während des Betriebs in Gasturbinen vorliegenden Bedingungen im Rahmen von zukünftigen Arbeiten in diesem Themenfeld genauer untersucht werden.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit fanden bislang allein vor dem Hintergrund der Nutzung der behandelten Messmethoden im Zusammenhang mit Gasturbinen statt. Ein Einsatz der hier untersuchten Messmethoden ist allerdings auch in anderen Anwendungsfeldern denkbar. Die berührungslose Messung von Oberflächentemperaturen mittels Strahlungsthermometern wird bereits in vielen Bereichen praktiziert. Doch auch die untersuchten Methoden zur Gastemperaturmessung können prinzipiell überall Anwendung finden, wo aufgrund der vorliegenden Bedingungen nur eine berührungslose Messung der Gastemperatur in Frage kommt oder eine höhere Messfrequenz erforderlich ist, als sie Thermoelemente ermöglichen. Beispielsweise im Bereich von Solarturmkraftwerken sollte eine Anwendung der hier untersuchten Methoden aufgrund der gleichen vorhandenen infrarot-aktiven Gasarten und Arbeitstemperaturen im Bereich von derzeit ca. 1300 K ohne größere Anpassungen möglich sein [145]. Doch auch im Bereich der Motorenentwicklung oder für Messungen an schwer erreichbaren Messstellen wie z. B. in der Vulkanforschung oder bei Atmosphärischen Untersuchungen könnten nach entsprechenden Anpassungen und Optimierungen Anwendungen grundsätzlich denkbar sein.

# Symbole und Abkürzungen

$A$	Fläche
$a$	Exponent Dissoziationsenergie
Al	Aluminium
APS	air-plasma-spray (deutsch: atmosphärisches Plasmaspritzen)
Ar	Argon
$\alpha$	Absorptionsgrad
$b$	Wiensche Verschiebungskonstante ( $2,897771955 \dots \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ [12])
$B$	Rotationskonstante
BBC	Black-Body Boundary Conditions
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ( $299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [12])
CH <sub>2</sub> O	Formaldehyd
CH <sub>4</sub>	Methan
Co	Cobalt
CO	Kohlenstoffmonooxid
CO <sub>2</sub>	Kohlenstoffdioxid
Cr	Chrom
$D$	Dehnungskonstante
$d$	Abstand, Strecke, Länge
$dA_p$	senkrecht zur Ausbreitungsrichtung projiziertes Flächenelement
$D_e$	Dissoziationsenergie
DLaTGS	deutერიertes L-Alanin dotiertes Triglycinsulfat
$e$	Eulersche Zahl ( $2,718281828 \dots$ [146])
$E$	Bestrahlungsstärke Energie
EB PVD	electron-beam physical-vapor-deposition (deutsch: physikalische Gasphasen-Abscheidung mittels Elektronenstrahl-Verdampfung)
EMMA	Emissionsgrad-Messanlage
$E_q$	Energie eines Strahlungsquants
$E_{\text{rot, Starr}}$	Energie eines starren Rotators

EU	Europäische Union
EUV	extremes Ultraviolett
$\varepsilon$	Emissionsgrad
$\eta_{\text{th}}$	thermischer Wirkungsgrad
$F$	Termwerte des quantenmechanischen Rotators
$f$	Anzahl der möglichen Schwingungen eines Moleküls
FIR	fernes Infrarot
FTIR	Fouriertransformations-Infrarot
$G$	Termwerte des quantenmechanischen Oszillators
GuD	Gas- und Dampf-Betrieb
$h$	Plancksches Wirkungsquantum ( $6,62607015 \cdot 10^{-34}$ J·s [12])
$\hbar$	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum ( $1,054571817 \dots \cdot 10^{-34}$ J·s [12])
H <sub>2</sub>	Wasserstoff
H <sub>2</sub> O	Wasser
H <sub>2</sub> S	Schwefelwasserstoff
HITRAN	<u>h</u> igh- <u>r</u> esolution <u>t</u> ransmission molecular absorption database [73]
IR	Infrarot
$J$	Rotationsquantenzahl
$J_{\text{max}}$	Rotationsquantenzahl der Stärksten Linie einer (Teil-)Bande
$k$	Federkonstante Absorptionskoeffizient
$k_{\text{B}}$	Boltzmann-Konstante ( $1,380649 \cdot 10^{-23}$ J·K <sup>-1</sup> [12])
KBr	Kaliumbromid
$L$	hemisphärische Gesamtstrahldichte
$ \vec{L} $	Betrag des Drehimpulses
$L_0$	eingestrahlte spektrale Strahldichte
$L_{\text{A}}$	absorbierte spektrale Strahldichte
$L_{\text{R}}$	reflektierte spektrale Strahldichte
$L_{\text{T}}$	transmittierte spektrale Strahldichte
$L_{\lambda}$	spektrale hemisphärische Strahldichte
$\lambda$	Wellenlänge
$L_{\Omega}$	gerichtete Gesamtstrahldichte
$L_{\Omega\lambda}$	Spektrale gerichtete Strahldichte
$M$	spezifische Ausstrahlung
$m$	Masse

MCT	mercury cadmium telluride (deutsch: Quecksilber-Cadmium-Tellurid)
MIR	mittleres Infrarot
$m_r$	reduzierte Masse
$N$	Besetzungszahl Schaufelnummer
$\bar{\nu}_e$	Schwingungskonstante
$\bar{\nu}$	Wellenzahl
$N_2$	Stickstoff
$N_2O$	Distickstoffmonoxid
$NH_3$	Ammoniak
Ni	Nickel
NIR	nahes Infrarot
$NO_2$	Stickstoffdioxid
$N_xO_y$	div. Stickoxide
$\nu$	Frequenz Schwingungsquantenzahl (ggf. mit Index der Schwingungsart)
$O_2$	Sauerstoff
$O_3$	Ozon
$\Omega$	Raumwinkel
$\omega$	Winkelgeschwindigkeit
$p$	Druck, Partialdruck
$p_{ges}$	Gesamtdruck
PYSZ	partially yttria stabilized zirconia (deutsch: Yttriumoxid teilstabilisiertes Zirconiumoxid)
P-Zweig	Teilbande aus Linien mit $\Delta J = -1$
$\pi$	Kreiszahl (3,141592654... [146])
$\Phi$	Strahlungsfluss
$\phi$	Azimutwinkel
Q-Zweig	Teilbande aus Linien mit $\Delta J = 0$
$R$	Reflexionsgrad
$r$	Radius, radialer Abstand
$r_e$	Gleichgewichtsabstand
RT	Raumtemperatur
R-Zweig	Teilbande aus Linien mit $\Delta J = +1$
$SO_2$	Schwefeldioxid

STARGATE	Sensors Towards Advanced Control and Monitoring Gas Turbine Engines (EU-Projekt)
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante ( $5,670374419 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ [12])
$T$	Temperatur Transmissionsgrad
$t$	Zeit
TBC	thermal barrier coating (deutsch: Wärmedämmschicht)
TGO	thermally grown oxide (deutsch: thermisch gewachsene Oxidschicht)
$\theta$	Polarwinkel
$\Theta$	Trägheitsmoment
$\tau_i$	mittlere Lebensdauer
UV	Ultraviolett
$V$	Potentials
VIS	sichtbares Licht
$x_e$	Anharmonizitätskonstante
Y	Yttrium
ZAE Bayern	Bayerisches Zentrum für Angewandte Energieforschung e. V.
ZnSe	Zinkselenid

### Indizes

$X_{A \rightarrow B}$	Größe des Übergangs vom Niveau A zum Niveau B
$X_g$	gerichtete Größe
$X_h$	hemisphärische Größe
$X_H$	Größe des hinteren Halbraumes
$X_J$	Größe des quantenmechanischen nicht-starren Rotators auf dem J-ten Niveau
$X_{J,\text{starr}}$	Größe des quantenmechanischen starren Rotators
$X_\lambda$	spektrale Größe
$X_{\text{Mess}}$	gemessene Größe
$X_v$	Größe des quantenmechanischen Oszillators auf dem v-ten Niveau
$X_P$	Größe der Probe
$X_S$	Schwarzkörpergröße
$X_U$	Größe der Umgebung
$X_V$	Größe des vorderen Halbraumes
$X_{\text{vib}}$	Größe des quantenmechanischen anharmonischen Oszillators
$X_{\text{vib,harm}}$	Größe des quantenmechanischen harmonischen Oszillators

# Literaturverzeichnis

- [1] J. B. J. FOURIER  
Remarques générales sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires  
Annales de Chimie et de Physique, 27 (1824) 136-167
- [2] E. FOOTE  
Circumstances affecting the heat of the Sun's rays  
American Journal of Science and Arts – Second Series, 22 (1856) 382-383
- [3] J. TYNDALL  
On the Absorption and Radiation of Heat by Gases and Vapours, and on the Physical Connexion of Radiation, Absorption, and Conduction  
Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 151 (1861) 1-36
- [4] S. ARRHENIUS  
On the Influence of Carbonic Acid in the Air upon the Temperature of the Ground  
Philosophical Magazine and Journal of Science – Fifth Series, 41 (1896) 237-276
- [5] M. SCHOLZ  
Die Physik der Sterne – Aufbau, Entwicklung und Eigenschaften  
Springer Verlag, 2018
- [6] B. KLOSE, H. KLOSE  
Meteorologie – Eine interdisziplinäre Einführung ein die Physik der Atmosphäre, 3. Auflage  
Springer Verlag, 2016
- [7] H. MALBERG  
Meteorologie und Klimatologie – Eine Einführung, 5. Auflage  
Springer Verlag, 2007
- [8] NATIONAL RENEWABLE ENERGY LABORATORY  
Reference Air Mass 1.5 Spectra  
<https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-am1.5.html> (16.04.2020)
- [9] A. M. QUETZ, S. VÖLKER  
Zum Nachdenken: Unser Sonnensystem - Astronomische Aufgaben aus 35 Jahren  
Sterne und Weltraum  
Springer Verlag, 2017
- [10] A. HANSLMEIER  
Einführung in Astronomie und Astrophysik, 4. Auflage  
Springer Verlag, 2020
- [11] DEUTSCHER WETTERDIENST  
Klimagase (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O)  
[https://www.dwd.de/DE/forschung/atmosphaerenbeob/zusammensetzung\\_atmosphaere/zusammensetzung\\_atmosphaere\\_node.html](https://www.dwd.de/DE/forschung/atmosphaerenbeob/zusammensetzung_atmosphaere/zusammensetzung_atmosphaere_node.html) (16.04.2020)

- [12] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY  
The NIST Reference in Constants, Units, and Uncertainty – CODATA Internation-  
ally recommended 2018 values of the Fundamental Physical Constants  
<https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html> (16.04.2020)
- [13] HARVARD-SMITHSONIAN CENTER FOR ASTROPHYSICS (CFA),  
CAMBRIDGE, MA, USA; V.E. ZUEV INSITUTE OF ATMOSPERIC OPTICS  
(IAO), TOMSK, RUSSIA; NATIONAL RESEARCH TOMSK STATE  
UNIVERSITY (TSU), TOMSK, RUSSIA  
HITRAN on the web  
<http://hitran.iao.ru/> (16.04.2020)
- [14] J. R. PETIT, J. JOUZEL, D. RAYNAUD, N. I. BARKOV, J.-M. BARNOLA,  
I. BASILE, M. BENDER, J. CHAPPELLAZ, M. DAVIS, G. DELAYGUE,  
M. DELMOTTE, V. M. KOTLYAKOV, M. LEGRAND, V. Y. LIPENKOV,  
C. LORIUS, L. PÉPIN, C. RITZ, E. SALTZMAN, M. STIEVENARD  
Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core,  
Antarctica  
Nature, 399 (1999) 429-436
- [15] P. U. CLARK, J. D. SHAKUN, S. A. MARKOTT, A. C. MIX, M. EBY, S. KULP,  
A. LEVERMANN, G. A. MILNE, P. L. PFISTER, B. D. SANTER, D. P. SCHRAG,  
S. SOLOMON, T. F. STOCKER, B. H. STRAUSS, A. J. WEAVER,  
R. WINKELMANN, D. ARCHER, E. BARD, A. GOLDNER, K. LAMBECK,  
R. T. PIERREHUMBERT, G.-K. PLATTNER  
Consequences of twenty-first-century policy for multi-millennial climate and sea-  
level change  
Nature Climate Change, 6 (2016) 360-369
- [16] J. FRICKE, W. L. BORST  
Essentials of Energy Technology – Sources, Transport, Storage, Conservation  
Wiley-VCH, 2013
- [17] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND NUKLEARE  
SICHERHEIT  
Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Kli-  
maänderungen  
[https://www.bmu.de/fileadmin/Da-  
ten\\_BMU/Download\\_PDF/Gesetze/kyoto\\_protokoll.pdf](https://www.bmu.de/fileadmin/Da-ten_BMU/Download_PDF/Gesetze/kyoto_protokoll.pdf) (08.04.2020)
- [18] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND NUKLEARE  
SICHERHEIT  
Übereinkommen von Paris  
[https://www.bmu.de/fileadmin/Da-  
ten\\_BMU/Download\\_PDF/Klimaschutz/paris\\_abkommen\\_bf.pdf](https://www.bmu.de/fileadmin/Da-ten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/paris_abkommen_bf.pdf) (08.04.2020)
- [19] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND NUKLEARE  
SICHERHEIT  
Klimaschutzplan 2050 – Klimaschutzpolitische Grundsätze und Ziele der Bundesre-  
gierung  
[https://www.bmu.de/fileadmin/Da-  
ten\\_BMU/Download\\_PDF/Klimaschutz/klimaschutzplan\\_2050\\_bf.pdf](https://www.bmu.de/fileadmin/Da-ten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/klimaschutzplan_2050_bf.pdf) (08.04.2020)

- [20] BUNDESMINISTERIUM FÜR WIRTSCHAFT UND ENERGIE  
Energiedaten: Gesamtausgabe, Stand: Oktober 2019  
<https://www.bmwi.de/Redaktion/DE/Artikel/Energie/energiedaten-gesamtausgabe.html> (09.04.2020)
- [21] M. STERNER, I. STADLER  
Energiespeicher – Bedarf, Technologien, Integration  
Springer Verlag, 2017
- [22] BUNDESMINISTERIUM DER JUSTIZ UND FÜR VERBRAUCHERSCHUTZ  
Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren (Atomgesetz)  
<https://www.gesetze-im-internet.de/atg/BJNR008140959.html> (21.04.2020)
- [23] BUNDESMINISTERIUM DER JUSTIZ UND FÜR VERBRAUCHERSCHUTZ  
Dreizehntes Gesetz zur Änderung des Atomgesetzes  
Bundesgesetzblatt, BGBl. I S. 1704 (Nr. 43)
- [24] BUNDESREGIERUNG  
Entwurf eines Gesetzes zur Reduzierung und zur Beendigung der Kohleverstromung und zur Änderung weiterer Gesetze (Kohleausstiegsgesetz)  
Bundesanzeiger, Drucksache 51/20, 31.01.2020
- [25] INTERNATIONAL ENERGY AGENCY  
World Energy Outlook 2019  
IEA Publications, 2019
- [26] C. LECHNER, J. SEUME  
Stationäre Gasturbinen, 3. Auflage  
Springer Verlag, 2019
- [27] SIEMENS AG  
Siemens erreicht in Düsseldorfer Kraftwerk neuen Leistungs- und Effizienz-Weltrekord  
<https://press.siemens.com/global/de/feature/siemens-erreicht-weltrekorde-duesseldorfer-kraftwerk-fortuna> (23.04.2020)
- [28] W. HESS  
Das leistungsfähigste Kraftwerk der Welt  
<https://www.wissenschaft.de/technik-digitales/das-leistungsfahigste-kraftwerk-der-welt/> (23.04.2020)
- [29] GENERAL ELECTRIC  
Breaking the Power Plant Efficiency Record...Again!  
<https://www.ge.com/power/about/insights/articles/2018/03/nishi-nagoya-efficiency-record> (23.04.2020)
- [30] GUINNESS WORLD RECORDS  
Most efficient combined cycle power plant  
<https://www.guinnessworldrecords.com/world-records/431420-most-efficient-combined-cycle-power-plant> (23.04.2020)
- [31] SIEMENS AG  
Siemens errichtet eines der weltweit effizientesten GuD-Kraftwerke in Großbritannien  
<https://press.siemens.com/global/de/pressemitteilung/siemens-errichtet-eines-der-weltweit-effizientesten-gud-kraftwerke-grossbritannien> (23.04.2020)

- [32] SIEMENS AG  
Siemens H-Klasse-Gasturbinen erreichen eine Million Betriebsstunden  
<https://press.siemens.com/global/de/pressemitteilung/siemens-h-klasse-gasturbinen-erreichen-eine-million-betriebsstunden> (21.04.2020)
- [33] GENERAL ELECTRIC  
HA technology now available at industry-first 64 percent efficiency  
<https://www.genewsroom.com/press-releases/ha-technology-now-available-industry-first-64-percent-efficiency> (23.04.2020)
- [34] SIEMENS AG  
SGT5-8000HL heavy-duty gas turbine (50Hz) – Pushing efficiency and performance to the next level  
<https://new.siemens.com/global/en/products/energy/power-generation/gas-turbines/sgt5-8000hl.html> (23.04.2020)
- [35] J. H. PEREPEZKO  
The Hotter the Engine, the Better  
Science, 326 (2009) 1068-1069
- [36] O. O. BADRAN  
Gas-turbine performance improvements  
Applied Energy, 64 (1999) 263-273
- [37] F. BERNHARD  
Handbuch der Technischen Temperaturmessung, 2. Auflage  
Springer Verlag, 2014
- [38] H. M. LATVAKOSKI, J. R. MARKHAM, J. A. HARRINGTON, D. J. HAAN  
Sensors for Performance Monitoring of Advanced Gas Turbines  
Proceedings of SPIE – Advanced Sensors and Monitors for Process Industries and the Environment, 3535 (1999) 115-123
- [39] J. M. FLAUD, C. CAMY-PEYRET  
The  $2\nu_2$ ,  $\nu_1$  and  $\nu_3$  bands of  $\text{H}_2^{16}\text{O}$  – Rotational study of the (000) and (020) states  
Molecular Physics, 26 (1973) 811-823
- [40] P. VARANASI  
On the Nature of the Infrared Spectrum of Water Vapor between 8 and 14  $\mu\text{m}$   
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 40 (1988) 169-175
- [41] C. P. RINSLAND, D. C. BENNER, V. M. DEVI, P. S. FERRY, C. H. SUTTON, D. J. RICHARDSON  
Atlas of High Resolution Infrared Spectra of Carbon Dioxide: February 1984 Edition  
NASA Technical Memorandum, 85764, February 1984
- [42] R. PASO, J. KAUPPINEN, R. ANTTILA  
Infrared Spectrum of  $\text{CO}_2$  in the Region of the Bending Fundamental  $\nu_2$   
Journal of Molecular Spectroscopy, 79 (1980) 236-253
- [43] P. E. MARTIN, E. F. BARKER  
The Infrared Absorption Spectrum of Carbon Dioxide  
Physical Review, 41 (1932) 291-303
- [44] H. GÜNZLER, H.-U. GREMLICH  
IR-Spektroskopie – Eine Einführung, 4. Auflage  
Wiley-VCH, 2003

- [45] P. A. TIPLER, G. MOSCA, P. KERSTEN, J. WAGNER  
Physik – für Studierende der Naturwissenschaften und Technik, 8. Auflage  
Springer Verlag, 2019
- [46] T. HECHT  
Physikalische Grundlagen der IR-Spektroskopie – Von mechanischen Schwingungen  
zur Vorhersage und Interpretation von IR-Spektren  
Springer Verlag, 2019
- [47] H. D. BAEHR, K. STEPHAN  
Wärme- und Stoffübertragung, 10. Auflage  
Springer Verlag, 2019
- [48] R. SIEGEL, J. R. HOWELL, J. LOHRENGEL  
Wärmeübertragung durch Strahlung – Teil 1: Grundlagen und Materialeigenschaften  
Springer Verlag, 1988
- [49] J. R. HOWELL, M. P. MENGÜÇ, R. SIEGEL  
Thermal Radiation Heat Transfer, Sixth Edition  
Taylor & Francis Group, 2016
- [50] R. SIEGEL, J. R. HOWELL, J. LOHRENGEL  
Wärmeübertragung durch Strahlung – Teil 3: Strahlungsübergang in absorbierenden,  
emittierenden und streuenden Medien  
Springer Verlag, 1993
- [51] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.  
DIN EN ISO 9288:1996 Wärmeübertragung durch Strahlung – Physikalische Größen  
und Definitionen  
Beuth Verlag, August 1996
- [52] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE, VERBAND DER ELEKTROTECHNIK  
ELEKTRONIK INFORMATIONSTECHNIK  
VDI/VDE 3511 Blatt 4:2011-12 Technische Temperaturmessung – Strahlungsther-  
mometrie  
Beuth Verlag, Dezember 2011
- [53] H. HERWIG, A. MOSCHALLSKI  
Wärmeübertragung – Physikalische Grundlagen und ausführliche Anleitung zum Lö-  
sen von Aufgaben, 4. Auflage  
Springer Vieweg, 2019
- [54] B. HAPKE  
Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy  
Cambridge University Press, 1993
- [55] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.  
DIN 5031-7:1984-01 Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik – Be-  
nennung der Wellenlängenbereiche  
Beuth Verlag, Januar 1984
- [56] C. GERHARD  
Tutorium Optik  
Springer Verlag, 2016
- [57] C. N. BANWELL, E. M. MCCASH, W. A. KREINER  
Molekülspektroskopie – Ein Grundkurs  
Oldenbourg Verlag, 1999

- [58] H. HAKEN, H. C. WOLF  
Molekülphysik und Quantenchemie, 5. Auflage  
Springer Verlag, 2006
- [59] W. DEMTRÖDER  
Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik, 7. Auflage  
Springer Verlag, 2017
- [60] M. D. LECHNER  
Einführung in die Quantenchemie – Aufbau der Atome und Moleküle, Spektroskopie  
Springer Verlag, 2017
- [61] W. DEMTRÖDER  
Experimentalphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper, 5. Auflage  
Springer Verlag, 2016
- [62] D. MESCHEDE  
Gerthsen Physik, 25. Auflage  
Springer Verlag, 2015
- [63] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.  
DIN 1304 Teil 1 Formelzeichen – Allgemeine Formelzeichen  
Beuth Verlag, März 1994
- [64] J. M. HOLLAS  
Modern Spectroscopy, Fourth Edition  
John Wiley & Sons, 2004
- [65] W. DEMTRÖDER  
Laserspektroskopie 1 – Grundlagen  
Springer Verlag, 2011
- [66] W. DEMTRÖDER  
Molekülphysik – Theoretische Grundlagen und experimentelle Methoden, 2. Auflage  
Oldenbourg Verlag, 2013
- [67] J. STAAB  
Industrielle Gasanalyse  
Oldenbourg Verlag, 1994
- [68] G. WIEGLEB  
Gasesstechnik in Theorie und Praxis – Messgeräte, Sensoren, Anwendungen  
Springer Vieweg, 2016
- [69] G. HERZBERG  
Molecular Spectra and Molecular Structure II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules, Tenth Printing  
D. Van Nostrand Company, 1962
- [70] B. SCHRADER  
Infrared and Raman Spectroscopy - Methods and Application  
VCH Verlagsgesellschaft, 1995
- [71] D. C. HARRIS, G. WERNER, T. WERNER  
Lehrbuch der Quantitativen Analyse, 8. Auflage  
Springer Verlag, 2014

- [72] R. A. MCCLATCHEY, W. S. BANEDICT, S. A. CLOUGH, D. E. BURCH,  
R. F. CALFEE, K. FOX, L. S. ROTHMAN  
AFCRL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation  
AFCRL Environmental Research Papers, 434 (1973)
- [73] L. S. ROTHMAN, R. R. GAMACHE, A. GOLDMAN, L. R. BROWN,  
R. A. TOTH, H. M. PICKETT, R. L. POYNTER, J.-M. FLAUD,  
C. CAMY-PEYRET, A. BARBE, N. HUSSON, C. P. RINSLAND,  
M. A. H. SMITH  
The HITRAN database: 1986 edition  
Applied Optics, 26 (1987) 4058-4097
- [74] I. E. GORDON, L. S. ROTHMAN, C. HILL, R. V. KOCHANOV, Y. TAN,  
P. F. BERNATH, M. BIRK, V. BOUDON, A. CAMPARGUE, K. V. CHANCE,  
B. J. DROUIN, J.-M. FLAUD, R. R. GAMACHE, J. T. HODGES,  
D. JACQUEMART, V. I. PEREVALOV, A. PERRIN, K. P. SHINE,  
M.-A. H. SMITH, J. TENNYSON, G. C. TOON, H. TRAN, V. G. TYUTEREV,  
A. BARBE, A. G. CSÁSZÁR, V. M. DEVI, T. FURTENBACHER,  
J. J. HARRISON, J.-M. HARTMANN, A. JOLLY, T. J. JOHNSON, T. KARMAN,  
I. KLEINER, A. A. KYUBERIS, J. LOOS, O. M. LYULIN, S. T. MASSIE,  
S. N. MIKHAILENKO, N. MOAZZEN-AHMADI, H. S. P. MÜLLER,  
O. V. NAUMENKO, A. V. NIKITIN, O. L. POLYANSKY, M. REY, M. ROTGER,  
S. W. SHARPE, K. SUNG, E. STARIKOVA, S. A. TASHKUN,  
J. VANDER AUWERA, G. WAGNER, J. WILZEWSKI, P. WCISŁO, S. YU,  
E. J. ZAK  
The HITRAN2016 molecular spectroscopic database  
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 203 (2017) 3-69
- [75] HARVARD-SMITHSONIAN CENTER FOR ASTROPHYSICS (CFA),  
CAMBRIDGE, MA, USA; V.E. ZUEV INSITUTE OF ATMOSPERIC OPTICS  
(IAO), TOMSK, RUSSIA; NATIONAL RESEARCH TOMSK STATE  
UNIVERSITY (TSU), TOMSK, RUSSIA  
HITRAN on the web – Theory Review  
<http://hitran.iao.ru/home.sim-theory> (09.05.2020)
- [76] J. T. HOUGHTON  
Absorption and emission by carbon-dioxide in the mesosphere  
Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 95 (1969) 1-20
- [77] J. TENNYSON, P. F. BERNATH, L. R. BROWN, A. CAMPARGUE,  
A. G. CSÁSZÁR, L. DAUMONT, R. R. GAMACHE, J. T. HODGES,  
O. V. NAUMENKO, O. L. POLYANSKY, L. S. ROTHMAN, A. C. VANDAELE,  
N. F. ZOBOV, A. R. AL DERZIA, C. FÁBRI, A. Z. FAZLIEV,  
T. FURTENBACHER, I. E. GORDON, L. LODI, I. I. MIZUS  
IUPAC critical evaluation of the rotational-vibrational spectra of water vapor,  
Part III: Energy levels and transition wavenumbers for H<sub>2</sub><sup>16</sup>O  
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 117 (2013) 29-58
- [78] HARVARD-SMITHSONIAN CENTER FOR ASTROPHYSICS (CFA),  
CAMBRIDGE, MA, USA  
HITRANonline  
<https://hitran.org> (23.10.2020)

- [79] L. S. ROTHMAN, D. JACQUEMART, A. BARBE, D. CHRIS BENNER, M. BIRK, L. R. BROWN, M. R. CARLEER, C. CHACKERIAN JR., K. CHANCE, L. H. COUDERT, V. DANA, V. M. DEVI, J.-M. FLAUD, R. R. GAMACHE, A. GOLDMAN, J.-M. HARTMANN, K. W. JUCKS, A. G. MAKI, J.-Y. MANDINI, S. T. MASSIE, J. ORPHAL, A. PERRIN, C. P. RINSLAND, M. A. H. SMITH, J. TENNYSON, R. N. TOLCHENOV, R. A. TOTH, J. VANDER AUWERA, P. VARANASI, G. WAGNER  
The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database  
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 96 (2005) 139-204
- [80] L. S. ROTHMAN, L. D. G. YOUNG  
Infrared Energy Levels And Intensities Of Carbon Dioxide – II  
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 25 (1981) 505-524
- [81] C. P. COURTOY  
Note on the *l*-Type Doubling of the  $\Pi$  States of  $\text{CO}_2$   
Journal of Molecular Spectroscopy, 2 (1958) 173-176
- [82] A. D. BOSMAN, S. BRUDERER, E. F. VAN DISHOECK  
 $\text{CO}_2$  infrared emission as a diagnostic of planet-forming regions of disk  
Astronomy & Astrophysics, 601 (2017) A36
- [83] D. M. DENNISON  
The Infra-Red Spectra of Polyatomic Molecules. Part II  
Reviews of Modern Physics, 12 (1940) 175-214
- [84] H. RICK  
Gasturbinen und Flugantriebe – Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation  
Springer Verlag, 2013
- [85] W. BITTERLICH, U. LOHMANN  
Gasturbinenanlagen: Komponenten – Betriebsverhalten – Auslegung – Berechnung,  
2. Auflage  
Springer Verlag, 2018
- [86] H.-J. BRAUN, W. KAISER  
Propyläen Technik Geschichte – Band 5 (seit 1914): Energiewirtschaft, Automatisierung, Information  
Propyläen Verlag, 1997
- [87] D. DONALD  
Flugzeugtypen der Welt – Modelle, Technik, Daten  
Bechtermünz Verlag, 1998
- [88] SIEMENS AG  
Presse  
<https://press.siemens.com> (15.08.2020)
- [89] G. SCHAUMANN, K. W. SCHMITZ  
Kraft-Wärme-Kopplung, 4. Auflage  
Springer Verlag, 2010
- [90] WÜRZBURGER VERSORGUNGS- UND VERKEHRS-GMBH  
Power für Würzburg – Das Heizkraftwerk an der Friedensbrücke  
Würzburger der Versorgungs- und Verkehrs-GmbH, 2009

- [91] M. °BARTELMANN, B. °FEUERBACHER, T. °KRÜGER, D. °LUST, A. °REBHAN, A. °WIPF  
Theoretische Physik 4 – Thermodynamik und Statistische Physik  
Springer Verlag, 2018
- [92] E. DOERING, H. SCHEDWILL, M. DEHLI  
Grundlagen der Technischen Thermodynamik – Lehrbuch für Studierende der Ingenieurwissenschaften, 8. Auflage  
Springer Verlag, 2016
- [93] K. LÜDERS, R. O. POHL  
Pohls Einführung in die Physik – Band 1: Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 21. Auflage  
Springer Verlag, 2017
- [94] W. DEMTRÖDER  
Experimentalphysik 1 – Mechanik und Wärme, 8. Auflage  
Springer Verlag, 2018
- [95] A. DE SA, S. AL ZUBAIDY  
Gas turbine performance at varying ambient temperature  
Applied Thermal Engineering, 31 (2011) 2735-2739
- [96] H. J. MAIER, T. NIENDORF, R. BÜRCEL  
Handbuch Hochtemperatur-Werkstofftechnik, 6. Auflage  
Springer Vieweg, 2019
- [97] E. HORNBOGEN, H. WARLIMONT  
Metalle – Struktur und Eigenschaften der Metalle und Legierungen, 7. Auflage  
Springer Vieweg, 2019
- [98] N. P. PADTURE, M. GELL, E. H. JORDAN  
Thermal Barrier Coatings for Gas-Turbine Engine Applications  
Science, 296 (2002) 280-284
- [99] W. BEELE, G. MARIJNISSEN, A. VAN LIESHOUT  
The evolution of thermal barrier coatings – status and upcoming solutions for today's key issues  
Surface & Coatings Technology, 120-121 (1999) 61-67
- [100] J.-C. HAN  
Turbine Blade Cooling Studies at Texas A&M University: 1980-2004  
Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 20 (2006) 161-187
- [101] Z. MUTASIM, W. BRENTNALL  
Thermal Barrier Coatings for Industrial Gas Turbine Applications: An Industrial Note  
Journal of Thermal Spay Technology, 6 (1997) 105-108
- [102] D. R. CLARKE, M. OECHSNER, N. P. PADTURE  
Thermal-barrier coatings for more efficient gas-turbine engines  
MRS Bulletin, 37 (2012) 892-898
- [103] R. VABEN, M. O. JARLIGO, T. STEINKE, D. E. MACK, D. STÖVER  
Overview on advanced thermal barrier coatings  
Surface & Coatings Technology, 205 (2010) 938-942

- [104] D. R. CLARKE, C. G. LEVI, A. G. EVANS  
Enhanced zirconia thermal barrier coating systems  
Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, 220 (2006) 85-92
- [105] H. SALMANG, H. SCHOLZE  
Keramik, 7. Auflage  
Springer Verlag, 2007
- [106] K. H. STERN  
Metallurgical and Ceramic Protective Coatings  
Chapman & Hall, 1996
- [107] W.-W. ZHANG, G.-R. LI, Q. ZHANG, G.-J. YANG  
Multiscale Pores in TBCs for Lower Thermal Conductivity  
Journal of Thermal Spray Technology, 26 (2017) 1183-1197
- [108] R. DAROLIA  
Thermal barrier coatings technology: critical review, progress update, remaining challenges and prospects  
International Materials Reviews, 58 (2013) 315-348
- [109] D. R. CLARKE, S. R. PHILLPOT  
Thermal barrier coating materials  
Materials today, 8 (2005) 22-29
- [110] R. VAßEN, Y. KAGAWA, R. SUBRAMANIAN, P. ZOMBO, D. ZHU  
Testing and evaluation of thermal-barrier coatings  
MRS Bulletin, 37 (2012) 911-916
- [111] J. MANARA, M. ARDUINI, J. HARTMANN  
A Novel Approach For Non-Destructive Testing Of The Adhesion Of Thermal Barrier Coatings  
The Future of Gas Turbine Technology, 8th International Gas Turbine Conference, 12-13 October 2016, Brüssel, Belgien, 1-7 (Tagungsband)
- [112] J. MANARA, T. STARK, M. ZIPF, M. ARDUINI, J. HARTMANN  
Ein Versuch zur berührungslosen nicht-invasiven Qualifizierung der Haftung von Wärmeschutzschichten  
Temperatur 2017, Berlin, Deutschland, 71-76 (Tagungsband)
- [113] J. HARTMANN, J. MANARA, M. ZIPF, T. STARK, K. KNOPP, M. ZÄNGLEIN, E. SCHREIBER, F. SCHMIDT, M. BRUNNER, M. MÜLLER  
Experimental set-up for dynamic material investigation at high temperatures  
Sensoren und Messsysteme, 26.-27. Juni 2018, Nürnberg, Deutschland, 516-519 (Tagungsband)
- [114] H. STÖCKER  
Taschenbuch der Physik – Formeln, Tabellen, Übersichten, 5. Auflage  
Verlag Harri Deutsch, 2007
- [115] J. R. MARKHAM, H. M. LATVAKOSKI, D. MARRAN, J. NEIRA, P. KENNY, P. BEST  
Challenges of Radiation Thermometry for Advanced Turbine Engines  
Technical Papers of ISA, 397 (2000) 299-313

- [116] J. MANARA, M. ZIPF, T. STARK, M. ARDUINI, H.-P. EBERT, A. TUTSCHKE, A. HALLAM, J. HANSPAL, M. LANGLEY, D. HODGE, J. HARTMANN  
Long wavelength infrared radiation thermometry for non-contact temperature measurements in gas turbines  
Infrared Physics & Technology, 80 (2017) 120-130
- [117] J. MANARA, M. ARDUINI-SCHUSTER, M. KELLER  
Infrared-optical characteristics of ceramics at elevated temperatures  
Infrared Physics & Technology, 54 (2011) 395-402
- [118] B. ROUSSEAU, J. F. BRUN, D. DE SOUSA MENESES, P. ECHEGUT  
Temperature Measurement: Christiansen Wavelength and Blackbody Reference  
International Journal of Thermophysics, 26 (2005) 1277-1286
- [119] M. ZIPF, J. MANARA, T. STARK, M. ARDUINI, H.-P. EBERT, J. HARTMANN  
Infrared-optical characterization of emitting and absorbing gases at high temperatures and high pressures  
High Temperatures High Pressures, 47 (2018) 3-21
- [120] M. ZIPF, J. MANARA, T. STARK, M. ARDUINI, H.-P. EBERT, J. HARTMANN  
Identification of wavelength regions for non-contact temperature measurement of combustion gases at high temperatures and high pressures  
High Temperatures High Pressures, 49 (2020) 241-260
- [121] H.-P. VIETZE, M. SCHÜTZ  
MVA im optimalen Temperaturfenster  
Umwelt Magazin, September 2009
- [122] BRUKER OPTIK GMBH  
IFS 66v/S User's Manual  
Bruker Optik GmbH, 1998
- [123] BRUKER OPTIK GMBH  
VERTEX 70v User Manual  
Bruker Optik GmbH, 2007
- [124] P. R. GRIFFITHS, J. A. DE HASETH  
Fourier Transform Infrared Spectrometry, Second Edition  
John Wiley & Sons, 2007
- [125] L. GENZEL  
Fourier-Transform-Spektroskopie im Infraroten  
Fresenius' Zeitschrift für Analytische Chemie, 273 (1975) 391-400
- [126] DEUTSCHE EDELSTAHLWERKE GMBH  
Permodur 4841 – Werkstoffdatenblatt X15CrNiSi25-21 1.4841  
Deutsche Edelstahlwerke GmbH, 2016
- [127] DEUTSCHE EDELSTAHLWERKE GMBH  
Acidur 4301 – Werkstoffdatenblatt X5CrNi18-10 1.4301  
Deutsche Edelstahlwerke GmbH, 2015
- [128] KORTH KRISTALLE GMBH  
Kaliumbromid (KBr)  
<http://www.korth.de/index.php/material-detailansicht/items/15.html> (08.05.2020)
- [129] KORTH KRISTALLE GMBH  
Zinkselenid (ZnSe)  
<http://www.korth.de/index.php/material-detailansicht/items/41.html> (08.05.2020)

- [130] BEKO GMBH  
HT-Silicon Hochtemperatur-Dichtmasse (Produktdatenblatt)  
beko GmbH, 2017
- [131] A. MICHELS, J. HAMERS C.S.S.R.  
The Effect of Pressure in the Refractive Index of CO<sub>2</sub>: The Lorentz – Lorenz Formula  
Physica, 4 (1937) 995-1006
- [132] R. SCHÖDEL, A. WALKOV, A. ABOU-ZEID  
High-accuracy determination of water vapor refractivity by length interferometry  
Optics Letters, 31 (2006) 1979-1981
- [133] J. MANARA, M. ARDUINI-SCHUSTER, L. HANSEN  
Integrating sphere reflectance and transmittance intercomparison measurements for evaluating the accuracies of the achieved results  
High Temperatures High Pressures, 38 (2009) 259-276
- [134] J. MANARA, M. ARDUINI-SCHUSTER, H. J. RÄTZER-SCHEIBE, U. SCHULZ  
Infrared-optical properties and heat transfer coefficients of semitransparent thermal barrier coatings  
Surface & Coatings Technology, 203 (2009) 1059–1068
- [135] M. RYDZEK, T. STARK, M. ARDUINI-SCHUSTER, J. MANARA  
Newly Designed Apparatus for Measuring the Angular Dependent Surface Emittance in a Wide Wavelength Range and at Elevated Temperatures up to 1400°C  
Journal of Physics: Conference Series, 395 (2012) 012152
- [136] J. MANARA, R. BRANDT, J. KUHN, J. FRICKE, T. KRELL, U. SCHULZ, M. PETERS, W. A. KAYSSER  
Emittance of Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> stabilised ZrO<sub>2</sub> thermal barrier coatings prepared by electron-beam physical-vapour deposition  
High Temperatures High Pressures, 32 (2000) 361-368
- [137] J. LUETCHE  
Testing and Validation of Large Gas Turbines  
Siemens AG, POWER-GEN Europe, Mailand, Italien, 21.-23. Juni 2016
- [138] SIEMENS AG  
Factsheet: Mehr als 100 Jahre Montagehalle für Turbinen in Berlin  
Siemens AG, 2020
- [139] P. NORTON  
HgCdTe infrared detectors  
Opto-Electronics Review, 10 (2002) 159-174
- [140] M. ZIPF, J. MANARA, T. STARK, M. ARDUINI, H.-P. EBERT, J. HARTMANN  
Berührungslose Temperaturmessung an Verbrennungsgasen bei hohen Temperaturen und hohen Drücken  
20. GMA/IGT-Fachtagung Sensoren und Messsysteme 2019, 25.-26.06.2019, Nürnberg, Deutschland, 183-190 (Tagungsband)
- [141] JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY  
JCGM 100:2008 GUM 1995 with minor corrections: Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement, First edition  
JCGM, September 2008

- [142] F. E. PFEFFERKORN, F. P. INCROPERA, Y. C. SHIN  
Surface Temperature Measurement of Semi-Transparent Ceramics by Long-Wave-length Pyrometry  
Journal of Heat Transfer, 125 (2003) 48-56
- [143] BUNDESMINISTERIUM FÜR WIRTSCHAFT UND ENERGIE  
Die Nationale Wasserstoffstrategie  
<https://www.bmbf.de/files/die-nationale-wasserstoffstrategie.pdf> (01.12.2020)
- [144] SIEMENS GAS AND POWER GMBH & CO. KG, ENGIE SOLUTIONS, CENTRAX LTD.  
HYFLEXPOWER: Weltweit erste integrierte Power-to-X-to-Power-Demonstrationsanlage mit Wasserstoffgasturbine  
<https://press.siemens.com/global/de/pressemitteilung/hyflexpower-weltweit-erste-integrierte-demonstrationsanlage-einer-power-x-power> (17.08.2020)
- [145] R. STIEGLITZ, V. HEINZEL  
Thermische Solarenergie – Grundlagen, Technologie, Anwendungen  
Springer Verlag, 2012
- [146] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL, H. MÜHLIG  
Taschenbuch der Mathematik, 5. Auflage  
Verlag Harri Deutsch, 2001



# Publikationsverzeichnis

## Referierte Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

- **M. Zipf**, J. Manara, T. Stark, M. Arduini, H.-P. Ebert, J. Hartmann  
Infrared-optical characterization of emitting and absorbing gases at high temperatures and high pressures  
High Temperatures-High Pressures, 47 (2018) 3-21
- **M. Zipf**, J. Manara, T. Stark, M. Arduini, H.-P. Ebert, J. Hartmann  
Identification of wavelength regions for non-contact temperature measurement of combustion gases at high temperatures and high pressures  
High Temperatures-High Pressures, 49 (2020) 241-260
- J. Manara, **M. Zipf**, T. Stark, M. Arduini, H.-P. Ebert, A. Tutschke, A. Hallam, J. Hanspal, M. Langley, D. Hodge, J. Hartmann  
Long Wavelength Infrared Radiation Thermometry for Non-Contact Temperature Measurements in Gas Turbines  
Infrared Physics & Technology, 80 (2017) 120-130
- J. Manara, T. Stark, **M. Zipf**, M. Arduini, H.-P. Ebert, J. Hartmann, A. Tutschke, A. Hallam, J. Hanspal, M. Langley  
Entwicklung und Test eines langwelligigen Strahlungsthermometers zur berührungslosen Temperaturmessung in Gasturbinen während des Betriebs  
Technisches Messen, 85 (2018) 28–39

## Referierte Veröffentlichungen in Tagungsbänden

- **M. Zipf**, J. Manara, T. Stark, M. Arduini, H.-P. Ebert, J. Hartmann  
Berührungslose Temperaturmessung an Verbrennungsgasen bei hohen Temperaturen und hohen Drücken  
20. GMA/ITG-Fachtagung Sensoren und Messsysteme 2019, Nürnberg, Deutschland, 25.-26.06.2019, 183-190, ISBN: 978-3-9819376-0-2
- J. Manara, **M. Zipf**, T. Stark, M. Arduini, H.-P. Ebert, A. Tutschke, A. Hallam, J. Hanspal, M. Langley, J. Hartmann  
Development and Validation of a Long Wavelength Infrared (LWIR) Radiation Thermometer for Contactless Temperature Measurements in Gas Turbines During Operation  
The EVI- GTI and PIWG joint conference on Gas Turbine Instrumentation (GTI 2016), Berlin, Deutschland, 27.-29.09.2016
- J. Manara, T. Stark, **M. Zipf**, M. Arduini, J. Hartmann  
Ein Versuch zur berührungslosen nicht-invasiven Qualifizierung der Haftung von Wärmeschutzschichten  
Temperatur 2017, Berlin, Deutschland, 71-76, ISBN: 978-3-944659-04-6

- J. Manara, T. Stark, **M. Zipf**, M. Arduini, H.-P. Ebert, J. Hartmann, A. Tutschke, A. Hallam, J. Hanspal, M. Langley  
Entwicklung und Test eines langwelligen Strahlungsthermometers zur berührungslosen Temperaturmessung in Gasturbinen während des Betriebs  
Temperatur 2017, Berlin, Deutschland, 43-48, ISBN: 978-3-944659-04-6
- J. Hartmann, J. Manara, **M. Zipf**, T. Stark, K. Knopp, M. Zänglein, E. Schreiber, F. Schmidt, M. Brunner, M. Müller  
Experimental set-up for dynamic material investigation at high temperatures  
19. GMA/ITG-Fachtagung Sensoren und Messsysteme 2018, Nürnberg, Deutschland, 26.-27.06.2018, 516-519, ISBN: 978-3-8007-4683-5
- J. Hartmann, J. Manara, **M. Zipf**, T. Stark, K. Knopp, M. Zänglein, P. Lenski, E. Schreiber, F. Schmidt, M. Brunner, M. Müller, F. Möller  
Thermophysical property measurements at high-temperatures for power engineering and additive manufacturing processes  
14th Quantitative InfraRed Thermography Conference (QIRT 2018), Berlin, Deutschland, 25.-29.06.2018
- N. Wolf, **M. Zipf**, J. Manara  
Influence of different stabilizers and solvents on low temperature processed redispersed ITO nanoparticle coatings  
Proceeding of the International Conference on Coatings on Glass and Plastics (ICCG 10), Dresden, 22.-26.06.2014

# Danksagung

Abschließend möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich zu bedanken. Ich danke dem ZAE Bayern für die Möglichkeit, dieses interessante Thema im Rahmen meiner Doktorarbeit bearbeiten zu können.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des ZAE Bayern – insbesondere der Arbeitsgruppe Angewandte IR-Metrologie – für die Beratung und Diskussionsbereitschaft sowie die Hilfe bei der Vorbereitung der zahlreichen Messungen.

Meinen Bürokollegen danke ich für das stets angenehme Arbeitsumfeld, die Kollegialität und moralische Unterstützung sowie für zahlreiche u. a. auch fachliche Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. V. Dyakonov für die Betreuung und Prüfung dieser Arbeit sowie meinem Gruppenleiter Herrn Dr. J. Manara für die Einarbeitung in die Thematik, viele hilfreiche Diskussionen und die fachliche Betreuung der Arbeit.