

**Radiometrische Messung thermodynamischer
Temperaturen und Vergleich mit der
Internationalen Temperaturskala (ITS-90) im
Bereich von 419 °C bis 660 °C**

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Dieter Richard Taubert
aus Temeschburg

Von der Fakultät II - Mathematik- und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. J. Sahn

Berichter/Gutachter: Prof. Dr.-Ing. H.-J. Eichler

Berichter/Gutachter: Prof. Dr.-Ing. B. Wende

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 19. August 2003

Berlin 2003

D 83

Meinem Vater gewidmet.

Kurz-Zusammenfassung

Die zur Zeit gültige Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90) als eine Approximation der thermodynamischen Temperaturskala stützt sich im Hochtemperaturbereich auf einem Referenzwert bei 730 K. Die thermodynamische Temperatur dieses Referenzwertes wurde am National Institute of Technology, USA (NIST) mit einem Gasthermometer konstanten Volumens in zwei Experimenten 1976 und, mit einer geringfügig modifizierten Apparatur, 1989 bestimmt. Zwischen diesen beiden Messungen besteht ein großer signifikanter Unterschied von 30 mK, da als erweiterte Messunsicherheit (Erweiterungsfaktor $k=3$, der Wert der Messgröße liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % in diesem Intervall) für die Messergebnisse jeweils 6 mK (1976) und 9 mK (1989) angegeben wurde. Das NIST konnte das Problem dieser systematischen Abweichung nicht lösen. Für die Konstruktion der ITS-90 wurde, da keine andere unabhängige primärthermometrische Methode zur Verfügung stand, deshalb der Mittelwert der beiden Messungen für den Referenzwert gewählt. Weil die Wahl des Mittelwerts als Referenzwert ohne eine fundierte physikalische Begründung getroffen wurde, ergibt sich die Notwendigkeit, die thermodynamische Temperatur des ITS-90-Referenzwertes bei 730 K unabhängig von der Gasthermometrie zu messen, um so eine Verbesserung der thermodynamischen Basis der ITS-90 und damit einer Verringerung der thermodynamischen Unsicherheit bei der Bestimmung von Temperaturen im Hochtemperaturbereich zu erreichen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, mit einer von der Gasthermometrie unabhängigen primärthermometrischen Methode, der spektralradiometrischen Messung thermodynamischer Temperaturen an einem Schwarzen Strahler, das Problem der großen systematischen Abweichung zwischen den beiden gasthermometrisch am NIST bestimmten Werten für die thermodynamische Temperatur des ITS-90-Referenzwertes zu lösen. Zur Beantwortung dieser Fragestellung wurden in der vorliegenden Arbeit an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) thermodynamische Temperaturen durch Messung der spektralen Bestrahlungsstärke an einem Hohlraumstrahler mit absolut kalibrierten Filtrerradiometern als Detektoren im Bereich zwischen dem Zink-Fixpunkt (692 K) und dem Aluminium-Fixpunkt (933 K) bestimmt und die Abweichung zwischen der thermodynamischen und der simultan bestimmten ITS-90-Temperatur des Hohlraumstrahlers gemessen.

Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit wurde durch eine konsequente Weiterentwicklung der Präzisionsradiometrie an Schwarzen Strahlern erreicht. Es konnte mit einer relativen Unsicherheit von 0,01 % gezeigt werden, dass der Hohlraumstrahler mit einem Emissionsgrad von 0,9999 für den untersuchten Temperaturbereich eine nahezu ideale Realisierung eines Schwarzen Strahlers darstellt. Durch Rückführung auf ein bei 5 K betriebenes elektrisches Substitutionsradiometer (Kryoradiometer) als Detektor-Primärnormal wurden vier verschiedene Filtrerradiometer im nahen Infrarot mit relativen Unsicherheiten bis hinab zu 0,03 % bezüglich der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert. Unter diesen Voraussetzungen ist es erstmals gelungen, absolutradiometrisch thermodynamische Temperaturen mit einer Unsicherheit von 15 mK am Referenzwert bei 730 K zu bestimmen. Innerhalb der Standardunsicherheit ($k=1$) stimmen die Ergebnisse für die thermodynamische Temperatur des Referenzwertes mit dem durch Edsinger und Schooley am NIST 1989 erhaltenen Ergebnis sehr gut überein, die Resultate von Guildner und Edsinger (1976) weichen signifikant ab. Die vorliegende Arbeit stellt dadurch, dass ein neuer, absolutradiometrisch gemessener Wert mit einer wohlbegründeten Unsicherheit für die thermodynamische Temperatur des Referenzwertes bestimmt wurde, einen wesentlichen Beitrag zur Verbesserung der thermodynamischen Basis der ITS-90 im Hochtemperaturbereich dar.

Teile der Dissertation sind veröffentlicht in:

- J. Hartmann, D. Taubert, J. Fischer, Characterization of the Double-Heatpipe Blackbody LABB for use at Temperatures below 500 °C in *Proceedings of TEMPMEKO '99, The 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science*, Ed. by J.F. Dubbeldam and M. J. de Groot, IMEKO/NMi van Swinden Laboratorium, Delft, The Netherlands (1999)
- J. Hartmann, D. R. Taubert, J. Fischer, Measurement of $T - T_{90}$ down to Zinc Point Temperatures with Absolute Filter Radiometry, in *Proceedings of TEMPMEKO 2001, The 8th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science*, Ed. by B. Fellmuth, J. Seidel, G. Scholz, VDE VERLAG, Berlin (2002)
- D. R. Taubert, R. Friedrich, J. Hartmann, J. Hollandt, Improved calibration of the spectral responsivity of interference filter radiometers in the visible and near infrared spectral range at PTB, *Metrologia*, **40**, 35-38, (2003)
- D. R. Taubert, J. Hartmann, J. Hollandt, J. Fischer, Investigation of the Accuracy of the ITS-90 with Reference to Thermodynamic Temperature in the Range from 400 °C up to 600 °C, in *Proceedings of 8th Symposium on Temperature : Its Measurement and Control in Science and Industry*, American Institute of Physics, im erscheinen

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Konzeption und Grundlagen	5
2.1	Die thermodynamische Temperaturskala	5
2.2	Messung thermodynamischer Temperaturen	5
2.3	Praktische Temperaturskalen	6
2.4	Strahlungsthermometrie	7
2.4.1	Schwarzer Strahler	7
2.5	Radiometrische Basis	8
2.5.1	Anforderungen an die Strahlungsquelle	8
2.5.2	Konzept für die spektralradiometrische Temperaturmessung	9
2.5.3	Anforderungen an die Detektoren	11
3	Hohlraumstrahler	15
3.1	Die Quelle der spektralen Bestrahlungsstärke	15
3.2	Charakterisierung des Hohlraumstrahlers LABB für Temperaturen kleiner als 500 °C	18
3.2.1	Bestimmung der Temperaturverteilung	18
3.2.2	Monte-Carlo Methode zur Bestimmung des Emissionsgrades des LABB	22
3.2.2.1	Isothermer Hohlraum	22
3.2.2.2	Nicht-isothermer Hohlraum	23
3.2.3	Voruntersuchungen mit der Monte-Carlo Simulation	25
3.2.3.1	Anzahl der Photonen in der Simulation	25
3.2.3.2	Einfluss der kälteren Vorderseite	26
3.2.3.3	Diffuse und spekulare Reflexion	26
3.2.4	Emissionsgrad des nichtisothermen LABB	27
3.2.5	Zeitliche Stabilität des LABB	29
4	Detektoren	31
4.1	Prinzip der Absolutkalibrierung von Filterradiometern	32
4.2	Silizium-Transferrnormale	33

4.2.1	Interpolation der spektralen Empfindlichkeit	34
4.2.2	Nichtlinearität der Silizium-Trap-Detektoren	36
4.3	InGaAs-Transferrnormale	37
4.3.1	Kalibrierung des InGaAs-Transferrnormals am RTCR .	38
4.3.2	Interpolation der spektralen Empfindlichkeit für InGaAs-Transferrnormale	39
4.3.3	Anpassung der Interpolation an die RTCR- Absolutmessungen	40
4.4	Das InGaAs Filtrradiometer	42
5	Der Spektralkomparator	45
5.1	Experimenteller Aufbau	45
5.2	Kalibrierung der Filtrradiometer	47
5.2.1	Prinzip und Begriffsbestimmung	47
5.2.2	Durchführung der Messungen	48
5.2.3	Auswertung der Messungen	50
5.3	Polarisationseffekte	53
5.3.1	Beschreibung der Quelle	54
5.3.2	Polarisation am Monochromatorsystem	56
5.3.3	Kalibrierung der Filtrradiometer	56
5.4	Streulichte effekte	58
5.4.1	Voruntersuchungen am Monochromator ZEISS SPM2	58
5.4.2	Theoretisches Modell	59
5.4.3	Der Einfluss des Streulichts bei der Filtrradiometer- kalibrierung	61
5.5	Temperaturkoeffizient	65
5.6	Unsicherheiten der Filtrradiometerkalibrierung	66
6	Bestrahlungsstärkemessung	71
6.1	Prinzip	71
6.2	Experimenteller Aufbau	73
6.2.1	Die Präzisionsblenden	73
6.3	Bestrahlungsstärkemessungen am LABB	75
6.3.1	Justierung	75
6.3.2	Der Blendenabstand	76
6.3.3	Durchführung der Messungen	78
6.3.3.1	Die Temperatur T_{90} des LABB	78
6.3.3.2	Die Messung des Photostroms	79
7	Auswertung der Bestrahlungsstärkemessungen	81
7.1	Die thermodynamische Temperatur T des LABB	81
7.1.1	Korrekturen	81
7.1.1.1	Absorption	81
7.1.1.2	Beugung	82

7.1.2	Messergebnisse der einzelnen Filtrradiometer	87
7.1.2.1	802-nm-Filtrradiometer	87
7.1.2.2	903-nm-Filtrradiometer	92
7.1.2.3	1003-nm-Filtrradiometer	99
7.1.2.4	1595-nm-Filtrradiometer	103
7.2	Die Temperatur T_{90} des LABB	106
7.2.1	Stabilität der Standard-Platinwiderstandsthermometer	106
7.2.2	Korrekturen und Unsicherheiten der T_{90} -Temperatur .	109
7.3	Die Unsicherheiten der T - T_{90} -Bestimmung	111
7.4	Abweichung zwischen thermodynamischer und Internationa- ler Temperaturskala ($T - T_{90}$)	117
7.4.1	Die thermodynamische Unsicherheit der ITS-90	117
7.4.2	Diskussion der experimentellen Ergebnisse für $T - T_{90}$	118
8	Zusammenfassung	127

Kapitel 1

Einleitung

Infolge der wirtschaftlichen Globalisierung und den damit gestiegenen Anforderungen an die Wettbewerbsfähigkeit spielt die Optimierung von technologischen Prozessen in der Produktion eine bedeutende Rolle. Um einen Produktionsprozess optimal zu steuern, bedarf es der Kenntnis und Regelung der ihn beeinflussenden Parameter. Einen der häufigsten Mess- und Regelparameter stellt die Temperatur dar [68]. Hochgenaue, reproduzierbare und auf eine weltweit gültige Temperaturskala rückführbare Temperaturmessungen sind daher eine der Voraussetzungen für eine optimierte Produktivität und langanhaltende Qualitätssicherung. Von zentraler Bedeutung ist darüber hinaus die genaue Messung der Temperatur in der Meteorologie, der Klimaforschung und im Umweltschutz [40]. Im Rahmen des Klimaschutzes tragen langfristige Temperaturmessungen in Verbindung mit anderen Messgrößen und die daraus resultierenden wissenschaftlichen Erkenntnisse zu weitreichenden politischen und wirtschaftlichen Entscheidungen bei [52]. Um eine dauerhafte weltweite Vergleichbarkeit der Messergebnisse sicherzustellen, wurde von der 21. Conference Generale des Poids et Mesures (CGPM) (Resolution 4, 1999) empfohlen, für Temperaturmessungen die thermodynamische Temperatur zu ermitteln und weiterzugeben.

Die thermodynamische Temperatur lässt sich mit Hilfe von sogenannten Primärthermometern bestimmen [15, 54, 59, 70, 82, 90]. Der dafür notwendige experimentelle und zeitliche Aufwand ist jedoch so hoch, dass für die angewandte Temperaturmessung bereits 1927 eine international gültige, praktische Temperaturskala eingeführt wurde [4, 5, 66]. Diese kontinuierlich weiterentwickelte Skala besteht aus einem Satz von Fixpunkten und interpolierenden Messinstrumenten, den Sekundärthermometern. Für eine hochgenaue Temperaturmessung ist es wesentlich, dass sowohl die den Fixpunkten zugeordneten Temperaturwerte als auch die Interpolation die thermodynamische Temperatur möglichst gut approximieren.

Im Zuge einer kontinuierlichen Verbesserung der praktischen Temperaturskala wurde als Vorbereitung für die zur Zeit gültige Internationale Temperaturskala von 1990, ITS-90 [66], die Abweichung der thermodynamischen Temperatur T von der praktischen Temperatur T_{68} der damals gültigen Temperaturskala IPTS-68 [4] mit Hilfe eines Gasthermometers konstanten Volumens in zwei getrennten Experimenten 1976 [39] und, mit einer nur geringfügig modifizierten Apparatur, 1989 [15] am National Institute of Standards and Technology (NIST) bestimmt. Am höchsten gemeinsamen Wert von 730 K ergab sich ein signifikanter systematischer Unterschied von 30 mK zwischen den beiden Messungen, dessen Ursache das NIST nicht ermitteln konnte [15]. Da zum damaligen Zeitpunkt in diesem Temperaturbereich keine andere, von der Gasthermometrie unabhängige, primärthermometrische Methode zur Verfügung stand, wurde vom Consultative Committee for Thermometry (CCT) für die ITS-90 als primärthermometrischer Referenzwert bei 730 K der Mittelwert der beiden Messungen, mit einer Unsicherheit der thermodynamischen Temperatur von 15 mK festgelegt [76]. Da im weiteren die thermodynamische Temperatur aller ITS-90 Hochtemperaturfixpunkte durch Strahlungsthermometrie relativ zu diesem Referenzwert bei 730 K bestimmt wurden [10, 20, 48, 73], stützt sich die gesamte Hochtemperaturskala oberhalb des Zink-Fixpunktes auf diesen Referenzwert. Durch die quadratische Fehlerfortpflanzung wirkt sich die Unsicherheit des Referenzwertes bezüglich der thermodynamischen Temperatur im Hochtemperaturbereich besonders schwerwiegend aus.

Durch die Entwicklung von Hochtemperaturhohlraumstrahlern stehen, neben den Elektronen-Speicherringen [87], neuartige Primärnormale für eine quellengestützte Präzisionsradiometrie im ultravioletten und im sichtbaren Spektralbereich zur Verfügung [77]. Radiometrische Basisgrößen, wie die spektrale Strahldichte, lassen sich, wenn die Temperatur und der Emissionsgrad des Hohlraumstrahlers bekannt sind, mit dem Planckschen Strahlungsgesetz berechnen. Wird die Temperatur dieser Hohlraumstrahler, z. B. bei 3200 K, strahlungsthermometrisch gemäß der ITS-90 relativ zu einem der Hochtemperaturfixpunkte Ag, Au oder Cu bestimmt, beträgt die Unsicherheit der thermodynamischen Temperatur bereits ca. 300 mK. Damit ergibt sich am Anfang der Kalibrierkette allein durch die Unsicherheit der Temperaturbestimmung eine relative Unsicherheit von 0.2 % bei 200 nm in der Realisierung der spektralen Strahldichte. In der Anwendung werden jedoch relative Unsicherheiten von 0.1 % gefordert [71]. Es ist davon auszugehen, dass in Zukunft die Anforderungen bezüglich der Unsicherheit noch weiter steigen werden und damit das grundsätzliche Problem der Unsicherheit der thermodynamischen Temperatur des Referenzwertes immer gravierender wird.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, das Problem der großen systematischen Abweichung von 30 mK zwischen den beiden am NIST gasthermometrisch bestimmten Werten für die thermodynamische Temperatur des ITS-90-Referenzwertes bei 730 K zu lösen. Dieses Ziel soll mit einer von der Gasthermometrie unabhängigen primärthermometrischen Methode erreicht werden, der spektralradiometrischen Messung thermodynamischer Temperaturen an einem Hohlraumstrahler mit absolut kalibrierten Detektoren. Die Lösung dieses Problems im Rahmen dieser Arbeit wird ein notwendiger und wichtiger Beitrag zur Verbesserung der thermodynamischen Basis der ITS-90 oberhalb von 730 K sein und trägt damit zu einer Verringerung der Unsicherheit bei der Temperaturbestimmung im Hochtemperaturbereich bei.

Die spektralradiometrische Bestimmung von thermodynamischen Temperaturen mit Unsicherheiten kleiner als 30 mK lässt sich nur erreichen wenn sowohl der Hohlraumstrahler, wie auch die verwendeten Detektoren, sogenannte Filtrerradiometer, mit relativen Unsicherheiten von wenigen 10^{-4} charakterisiert bzw. absolut kalibriert werden. Das hohe Niveau der detektorgestützten Präzisionsradiometrie an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) eröffnete erstmalig, durch Rückführung der Kalibrierung der Filtrerradiometer auf ein, bei Temperaturen des flüssigen Heliums betriebenen, elektrisches Substitutionsradiometer als Detektor-Primärnormal (Kryoradiometer) [69], die Möglichkeit Filtrerradiometer bezüglich ihrer Empfindlichkeit so genau zu kalibrieren.

Zusätzlich zu einer hochgenauen Kalibrierung ist es für den zu untersuchenden Temperaturbereich erforderlich, dass die Schwerpunktwellenlängen der verwendeten Filtrerradiometer für ein ausreichend gutes Signal-Rausch-Verhältnis im Spektralbereich des nahen Infrarot liegen müssen. Es werden deshalb Filtrerradiometer mit Silizium-Photodioden und Schwerpunktwellenlängen bei 802 nm, 903 nm und 1003 nm verwendet. Diese werden erstmals absolut bezüglich ihrer spektralen Empfindlichkeit unter Einbeziehung der kürzlich an der PTB von bisher 799 nm auf 1015 nm erweiterten und sich auf das Detektor-Primärnormal Kryoradiometer stützenden Skala der spektralen Empfindlichkeit [88] kalibriert.

Für die Präzisionsradiometrie oberhalb von 1000 nm haben sich, da hier die spektrale Empfindlichkeit der Silizium-Photodioden stark abnimmt, Indium-Gallium-Arsenid(InGaAs)-Photodioden als vielversprechende Detektoren herausgestellt [24]. Daher wird in der vorliegenden Arbeit erstmals auch ein Filtrerradiometer auf Basis einer InGaAs-Photodiode für spektralradiometrische Messungen thermodynamischer Temperaturen eingesetzt. Zugleich wird eine vollständig neue Skala der spektralen Empfindlichkeit für Transferradiometer im InGaAs-Wellenlängenbereich aufgebaut, die den

Anforderungen der Präzisionsradiometrie genügt. Für die Kalibrierung aller Filtrradiometer gegen die Transfornormale mit höchster Genauigkeit wird ein Vergleichsmessplatz konzipiert und aufgebaut.

Als Hohlraumstrahler für die thermodynamischen Temperaturmessungen wird in dieser Arbeit ein Doppelwärmerohrstrahler [83] verwendet. Dieser wird bis hinab zu Temperaturen von 415 °C bezüglich seiner Isothermie und seiner zeitlichen Stabilität untersucht. Die erhaltenen experimentellen Ergebnisse für die Temperaturverteilung dienen als Grundlage für die Berechnung des Emissionsgrades. Dafür wird ein auf Monte-Carlo-Methoden basierendes Programm zur Berechnung des Emissionsgrades, sowohl von isothermen wie auch von nichtisothermen Hohlraumstrahlern, entwickelt.

Die kalibrierten Filtrradiometer werden vor dem Hohlraumstrahler zur Messung der Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und der praktischen Temperatur T_{90} gemäß der ITS-90 verwendet. Sowohl die Abweichung $T - T_{90}$ im Temperaturintervall 692 K bis 933 K, welche als eine Fehlerfortpflanzung eines bei der Konstruktion der ITS-90 zu hoch oder zu niedrig gewählten gasthermometrischen Referenzwertes interpretiert werden kann, wie auch die direkte Messung von $T - T_{90}$ am Referenzwert von 730 K werden dann zur Entscheidung führen, welcher der beiden am NIST bestimmten gasthermometrischen Referenzwerte am besten der thermodynamischen Temperatur entspricht.

Kapitel 2

Konzeption und Grundlagen

2.1 Die thermodynamische Temperaturskala

Zur Festlegung einer thermodynamischen Temperaturskala wird neben dem absoluten Nullpunkt, der durch den II. Hauptsatz der Thermodynamik definiert wird, ein zweiter Fixpunkt benötigt. Als Fixpunkt wurde auf der 10. Conference Generale des Poids et Mesures (CGPM) (Resolution 3, 1954) [3] der Tripelpunkt des Wassers gewählt, der thermodynamische Zustand bei dem gasförmiger, flüssiger und fester Zustand des Wassers im Gleichgewicht sind. Der thermodynamischen Temperatur dieses Fixpunktes wurde der exakte Zahlenwert von 273,16 K zugeordnet. Die SI-Einheit der thermodynamischen Temperatur, das Kelvin, ist definiert als der 273,16te Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunktes des Wassers (13. CGPM, Resolution 4, 1967-1968) [3].

2.2 Messung thermodynamischer Temperaturen

Thermodynamische Temperaturen lassen sich absolut durch Methoden messen, die durch physikalische Gleichungen vom Typ $f(T, A_i, \alpha_k) = 0$ beschrieben werden, wobei A_i die von der Temperatur T unabhängigen Meßgrößen der Methode und α_k Naturkonstanten sind [35].

Eine Gruppe von Methoden zur Bestimmung thermodynamischer Temperaturen nutzt die Abhängigkeit der physikalischen Eigenschaften eines (idealen) Gases von der Temperatur. Zu den wichtigsten Methoden gehören:

- Das Gasthermometer nach der Methode des konstanten Volumens. Messungen mit dieser klassischen, durch die ideale Gasgleichung beschriebenen, Methode zur Bestimmung thermodynamischer Temperaturen, bilden auch die thermodynamische Basis der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) im Temperaturbereich bis 730 K [15, 39].

- Das akustische Gasthermometer. Bei dieser Methode wird die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in einem Gas von der thermodynamischen Temperatur dieses Gases als primärthermometrische Methode genutzt [59, 74].
- Das Dielektrizitätskonstanten-Gasthermometer. Diese bisher nur bei tiefen Temperaturen (~ 4 K - 27 K) angewandte Methode [54], verwendet die Virialentwicklungen der Zustandsgleichung und der Dielektrizitätskonstanten eines Gases zur Messung von thermodynamischen Temperaturen.

Eine zweite, von der idealen Gasgleichung und den physikalischen Eigenschaften von Gasen unabhängige Gruppe von Methoden zur Messung thermodynamischer Temperaturen sind:

- Das Rauschthermometer. Bei dieser, als "Johnson-Rauschthermometrie" bekannten Methode, wird das elektrische Rauschen eines Widerstands, beschrieben durch die Nyquist-Gleichung, zur Messung der Temperatur benutzt. Mit dieser Methode lassen sich Temperaturen von wenigen mK bis über 1700 K messen [90].
- Die Strahlungsgesetze eines Schwarzen Strahlers. Durch Messung der Gesamtstrahlung eines Schwarzen Strahlers [69, 70], beschrieben durch das Stefan-Boltzmann Gesetz, oder der spektralen Strahldichte (bzw. einer daraus abgeleiteten Strahlungsgröße) [25, 82], beschrieben durch das Plancksche Strahlungsgesetz, kann dessen thermodynamische Temperatur bestimmt werden.

Die dieser zuletzt genannten strahlungsthermometrischen Methode zugrundeliegenden Fundamentalgleichungen und Grundbegriffe, sowie das Konzept für die experimentelle Realisierung dieser Methode in der vorliegenden Arbeit soll in den Abschnitten 2.4 und 2.5 näher erläutert werden.

2.3 Praktische Temperaturskalen

Die Messung der thermodynamischen Temperatur eines Systems kann durch die im vorangegangenen Abschnitt dargestellten primärthermometrischen Methoden erfolgen. Diese Methoden sind jedoch experimentell sehr aufwendig, und deshalb für den täglichen Gebrauch weniger geeignet. Daher wurden, beginnend mit 1927 (ITS-27) [5], sogenannte praktische Temperaturskalen eingeführt, zuletzt durch die Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90) [66]. Darin werden Verfahren festgelegt, die es erlauben bestimmte Thermometer an festgelegten Fixpunkten zu kalibrieren, so dass die damit durchgeführten Temperaturmessungen langfristig reproduzierbar sind und

gleichzeitig der thermodynamischen Temperatur möglichst nahekommen.

Die ITS-90 umfasst den Temperaturbereich von 0,65 K bis zu den höchsten, mit optischen Pyrometern messbaren Temperaturen. Neben dem Tripelpunkt des Wassers, sind sechzehn weitere Fixpunkte, darunter die Erstarrungspunkte von Zink (692,677 K), Aluminium (933,473 K), Silber (1234,93 K), Gold (1337,33 K) und Kupfer (1357,77 K) definiert. Beginnend mit der Temperatur von 13,8033 K, dem Tripelpunkt des Wasserstoffs, bis zum Erstarrungspunkt des Silbers werden als interpolierende Instrumente sogenannte Platinwiderstandsthermometer (PRT) verwendet. Darüber hinausgehende Temperaturen werden unter Verwendung des Planckschen Strahlungsgesetzes bestimmt. Dazu wird die spektrale Strahldichte des Objekts gemessen, dessen Temperatur bestimmt werden soll. Unter der Voraussetzung eines bekannten Emissionsgrades des Objekts, wird dessen Temperatur durch Verhältnisbildung zwischen der gemessenen spektralen Strahldichte des Objekts und der gemessenen spektralen Strahldichte eines Schwarzen Strahlers bei der Temperatur von einem der drei Fixpunkte Silber, Gold oder Kupfer (sogenannte "Fixpunktstrahler") berechnet.

2.4 Strahlungsthermometrie

2.4.1 Schwarzer Strahler

Der Begriff Schwarzer Strahler mit seiner fundamentalen Bedeutung für die Physik wurde erstmalig durch Gustav Kirchhoff 1860 eingeführt [50]. Danach gilt für einen isothermen, geschlossenen und optisch dichten Hohlraum bei einer Temperatur T , dass die spektrale Strahldichte der Oberfläche im inneren dieses Hohlraums nur von dessen Temperatur bestimmt wird und nicht von der Form des Hohlraums oder seinen Materialeigenschaften abhängt. Verglichen mit anderen Temperaturstrahlern bei gleicher Temperatur emittiert ein Schwarzer Strahler die höchste Strahldichte. Das Verhältnis zwischen der spektralen Strahldichte eines beliebigen Temperaturstrahlers $L_\lambda(\lambda, T)$ und der spektralen Strahldichte $L_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ eines Schwarzen Strahlers wird durch den Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda, T)$ beschrieben:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L_\lambda(\lambda, T)}{L_{\lambda, BB}(\lambda, T)} \quad , \quad \varepsilon(\lambda, T) \leq 1 \quad (2.1)$$

Die spektrale Strahldichte $L_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ eines Schwarzen Strahlers ist gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz gleich mit

$$L_{\lambda, BB}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{n\lambda kT}} - 1} \cdot \frac{1}{\pi \Omega_0} \quad , \quad \Omega_0 = 1 \text{ sr} \quad (2.2)$$

wobei h die Plancksche Konstante, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex der Luft, λ die Wellenlänge in Luft und k die Boltzmannkonstante sind. Integriert man das Plancksche Strahlungsgesetz über alle Wellenlängen und über den Raumwinkel 2π so erhält man das Stefan-Boltzmann Gesetz für die spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers:

$$M(T) = \frac{2\pi^5 k^4 n^2}{15h^3 c^2} \cdot T^4 \quad (2.3)$$

Sowohl das Plancksche Strahlungsgesetz wie auch das Stefan-Boltzmann Gesetz für Gesamtstrahlung enthalten, außer der Temperatur selbst, keine weiteren temperaturabhängigen Größen.¹ Daher kann durch Messung der spektralen Strahldichte oder der Gesamtstrahlung die thermodynamische Temperatur des Schwarzen Strahlers bestimmt werden. Die Messung von strahlungsphysikalischen Größen, wie z. B. der spektralen Strahldichte oder der Gesamtstrahlung eines Schwarzen Strahlers, stellt eine radiometrische Messaufgabe dar, die sich mit Hilfe eines geeigneten Detektors bekannter spektraler Empfindlichkeit lösen lässt.

2.5 Radiometrische Basis

2.5.1 Anforderungen an die Strahlungsquelle

Die Messung der spektralen Strahldichte bzw. der Gesamtstrahlung eines Schwarzen Strahlers mit einem Detektor bekannter Empfindlichkeit erlaubt es, wenn gleichzeitig dessen Temperatur nach der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) bestimmt wird, die Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und T_{90} zu messen. In der radiometrischen Terminologie stellt der Schwarze Strahler die Quelle des Experiments dar.

Ein idealer Schwarzer Strahler lässt sich, wie bereits in 2.4.1 beschrieben, durch einen isothermen geschlossenen Hohlraum darstellen. Da jedoch in dieser Form die Strahlung des Hohlraums experimentell nicht zugänglich ist, behilft man sich dadurch, dass man diesen idealen Hohlraum mit einer im Verhältniss zu dessen inneren Oberfläche kleinen Öffnung versieht, die dann als Quelle Schwarzer Strahlung verwendet werden kann. Ein derartiger Strahler wird als Hohlraumstrahler bezeichnet. Durch das Vorhandensein dieser Öffnung wird das thermodynamische Gleichgewicht im Hohlraum

¹Dies gilt streng betrachtet nur im Vakuum, da der Brechungsindex der Luft, neben Parametern wie Luftfeuchte und Luftdruck auch von der Temperatur abhängt. (Das Plancksche Strahlungsgesetz in der Schreibweise wie in Gl. 2.2 beinhaltet bereits die Annahme, dass der Brechungsindex n nicht von der Wellenlänge λ abhängt.) Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur wird über einen Beitrag zur Unsicherheit in der Bestimmung der thermodynamischen Temperatur (Abschnitt 7.3) berücksichtigt.

gestört und der Emissionsgrad wird dadurch geringer. Zusätzlich kommt es aufgrund von Strahlungskühlung durch die strahlende Öffnung zur Ausbildung einer Nichtisothermie in den Hohlraumwänden.

Für präzisionsradiometrische Messungen zur Bestimmung der thermodynamischen Temperatur des Hohlraumstrahlers ist die genaue Kenntnis seines Emissionsgrades daher zwingend erforderlich. Wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist daher die Charakterisierung des hier verwendeten Doppelwärmerohr-Hohlraumstrahlers LABB² für den Temperaturbereich von 419 °C bis 660 °C. Das Funktionsprinzip des LABB, die Messung der Nichtisothermie und die Berechnung des Emissionsgrades mit einer neu entwickelten Monte-Carlo Methode für nichtisotherme Hohlraumstrahler ist in Kapitel 3 dargestellt.

2.5.2 Konzept für die spektralradiometrische Temperaturmessung

Die spektralradiometrische Messung thermodynamischer Temperaturen erfordert eine präzise Charakterisierung des experimentellen Aufbaus, um alle systematischen Einflüsse auf das Experiment erfassen zu können. Dies lässt sich am besten erreichen, indem man den experimentellen Aufbau möglichst einfach gestaltet. Eine Prinzipdarstellung des gewählten Messaufbaus für diese Arbeit zur Bestimmung der Abweichung zwischen thermodynamischer Temperatur und ITS-90-Temperatur ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die detaillierte Beschreibung findet sich in Kap. 6. Die wesentlichen Elemente dieses Aufbaus sind der Hohlraumstrahler LABB als Quelle, zwei Präzisionsblenden mit den Radien r_1 bzw. r_2 in einem genau bekannten Abstand d zur Festlegung des Raumwinkels der erfassten Strahlung und ein Detektor bekannter Empfindlichkeit (Filterradiometer).

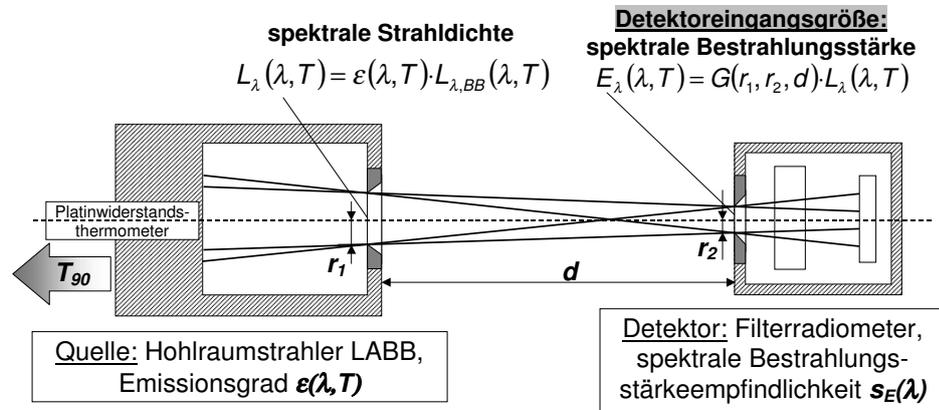
Aufgrund des Strahlungstransports zwischen Quelle und Detektor kann man zeigen (Kap. 6), dass die spektrale Bestrahlungsstärke $E_\lambda(\lambda, T)$ am Ort der Blende des Detektors gleich ist mit:

$$E_\lambda(\lambda, T) = G(r_1, r_2, d) \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (2.4)$$

wobei $G(r_1, r_2, d)$ ein von den jeweiligen Blendenradien und dem Blendenabstand abhängiger Geometriefaktor ist. Die experimentelle Bestimmung der in der Berechnung des Geometriefaktors eingehenden geometrischen Größen r_1 , r_2 und d ist in den Abschnitten 6.2.1 und 6.3.2 gezeigt.

Detektoren lassen sich im allgemeinen durch zwei Parameter beschreiben: die Detektoreingangsgröße und die Detektorausgangsgröße. Das

²Large Area Black Body



DetektorausgangsgroÙe:
Photostrom

$$I_{photo}(G, T) = \int E_\lambda(\lambda, T) s_E(\lambda) d\lambda$$

$$= G(r_1, r_2, d) \cdot \int \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) s_E(\lambda) d\lambda$$

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Messprinzips zur Messung thermodynamischer Temperaturen an einem Hohlraumstrahler. Durch die gleichzeitige Rückführung der Hohlraumstrahlertemperatur auf die Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90) kann die Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und der ITS-90 Temperatur T_{90} bestimmt werden.

Verhältnis dieser beiden Größen ist die spektrale Empfindlichkeit des Detektors [17]. Wie man aus Abb. 2.1 und Gl. 2.4 erkennen kann, ist die zu messende radiometrische EingangsgroÙe des Detektors in der vorliegenden Arbeit die spektrale Bestrahlungsstärke. Durch die Verwendung von Photodioden als Empfänger ist die AusgangsgroÙe des Detektors ein Photostrom. Der Zusammenhang zwischen dem Photostrom $I_{photo, \lambda}(\lambda, T)$ und der spektralen Bestrahlungsstärke des Hohlraumstrahlers LABB $E_\lambda(\lambda, T)$ ist die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E(\lambda)$:

$$s_E(\lambda) = \frac{I_{photo, \lambda}(\lambda, T)}{E_\lambda(\lambda, T)} \quad (2.5)$$

Wie im folgenden Abschnitt noch gezeigt wird, werden als Detektoren Filtrerradiometer verwendet. Diese Detektoren sind so konzipiert, dass sie nur in einem eingeschränkten Wellenlängenbereich, dem sogenannten Bandpass, empfindlich sind. Unter Verwendung von Gl. 2.4 und Gl. 2.5 erhält man durch Integration den vor dem Hohlraumstrahler LABB mit einem Filtrerradiometer gemessene Photostrom:

$$I_{photo} = G(r_1, r_2, d) \cdot \int \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \cdot s_E(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

Wenn alle anderen Parameter der Gl. 2.6 bekannt sind, kann man durch Iteration aus dem gemessenen Photostrom die thermodynamische Temperatur des Hohlraumstrahlers LABB berechnen und mit der gleichzeitig gemäß der Internationalen Temperaturskala von 1990 bestimmten Temperatur T_{90} des LABB vergleichen. Einen Überblick über das Verfahren der Absolutbestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von Detektoren gibt der nachfolgende Abschnitt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Kap. 4 und in Kap. 5.

2.5.3 Anforderungen an die Detektoren

Die Standard-Unsicherheit des gasthermometrischen Referenzwertes bei 730 K der Internationalen Temperaturskala von 1990 beträgt 15 mK. Eine Untersuchung der Abweichung der thermodynamischen Temperatur von der T_{90} -Temperatur durch Messung der spektralen Strahldichte oder einer abgeleiteten radiometrischen Größe (z. B. spektrale Bestrahlungsstärke) an einem Hohlraumstrahler ist nur dann sinnvoll, wenn die in Temperatur umgerechnete Unsicherheit der bestimmten radiometrischen Größe geringer ist als die Standard-Unsicherheit der untersuchten T_{90} -Temperatur. Für das oben genannte Beispiel muss die relative Unsicherheit ($k=1$) bei der Messung der spektralen Strahldichte bei 900 nm geringer als $5 \cdot 10^{-4}$ sein. Da neben der Unsicherheit der Detektorempfindlichkeit, auch die Unsicherheiten der Quelle und der Geometrie eingehen, ist es erforderlich, dass die Unsicherheit bei der Kalibrierung der Detektorempfindlichkeit kleiner ist als der oben genannte Wert.

Der wesentliche Fortschritt in der detektorgestützten Radiometrie war die Entwicklung eines bei sehr tiefen Temperaturen (typ. 3K) betriebenen elektrischen Substitutionsradiometers im Jahre 1985[69]. Durch Nutzung des Äquivalenzprinzips zwischen optischer Strahlungsleistung und elektrischer Leistung stellt dieser thermische Detektor ein Detektor-Primärnormal³ für die optische Strahlungsleistung dar. Mit diesen, als Kryoradiometer allgemein bezeichneten Detektoren, lassen sich optische Strahlungsflüsse mit einer relativen Unsicherheit von kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$ messen. Diese Unsicherheiten wurden in einem internationalen Vergleich von Kryoradiometern bestätigt [38]. Eine detaillierte Darstellung des an der PTB für diese Arbeit verwendeten Kryoradiometers RTCR⁴ und seiner Eigenschaften ist in [28] zu finden.

Kryoradiometer eignen sich aufgrund der kleinen erreichbaren Unsi-

³Primärnormale sind Normale mit der allgemein anerkannten höchsten metrologischen Qualität die für die spezifizierte Messgröße keinen weiteren Bezug zu einem anderen Normal der gleichen Messgröße benötigen [46]

⁴**R**adiation **T**hermometry **C**ryogenic **R**adiometer

cherheiten für fundamentale Experimente wie der Bestimmung der Boltzmannkonstante durch Gesamtstrahlungsmessung an einem Hohlraumstrahler [69] oder zum Aufbau von Skalen der spektralen Empfindlichkeit als Basis für die Messung optischer Strahlungsgrößen [28, 88, 89].

Ein Hohlraumstrahler emittiert gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz ein kontinuierliches Spektrum. Zur Messung einer spektralen radiometrischen Größe (Strahldichte oder Bestrahlungsstärke) muss der Spektralbereich, in dem der Detektor empfindlich ist, eingeschränkt werden. Als Detektoren für diese Messaufgabe werden sogenannte Filterradiometer verwendet, bestehend aus einem wellenlängenselektierenden Element (z.B. Interferenzfilter) und einem Quantendetektor (Photodiode). Ein detaillierter Überblick über den Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten Filterradiometer ist in Abschnitt 4.4 gegeben. Wie bereits im Abschnitt 2.5.2 dargestellt, ist für die Messung der spektralen Bestrahlungsstärke des LABB die Kenntnis der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filterradiometers Voraussetzung. Eine schematische Darstellung der auf das Primärnormal Kryoradiometer rückgeführten Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von Filterradiometern ist in Abbildung 2.2 zu sehen. In einem ersten Schritt werden geeignete Transfornormale (Photodioden bzw. aus mehreren Photodioden aufgebaute, sogenannte Trap-Detektoren) an diskreten Laserlinien gegen das Kryoradiometer bezüglich ihrer spektralen Empfindlichkeit kalibriert. In einem Zwischenschritt wird die an diskreten Wellenlängen auf den Transferdetektor abgelegte Skala der spektralen Empfindlichkeit entweder mit einem physikalischen Modell (Abschnitt 4.2.1 für Silizium) oder mit Hilfe eines thermischen Detektors (Abschnitte 4.3.2 und 4.3.3 für InGaAs) interpoliert. Mit einer Präzisionsblende genau bekannter Fläche (Abschnitt 6.2.1) wird die kontinuierliche spektrale Empfindlichkeitsskala in eine spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeitsskala überführt. Schließlich werden durch Vergleich mit den Transfornormalen die Filterradiometer an einem Spektralkomparator bezüglich ihrer spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert (Kap. 5).

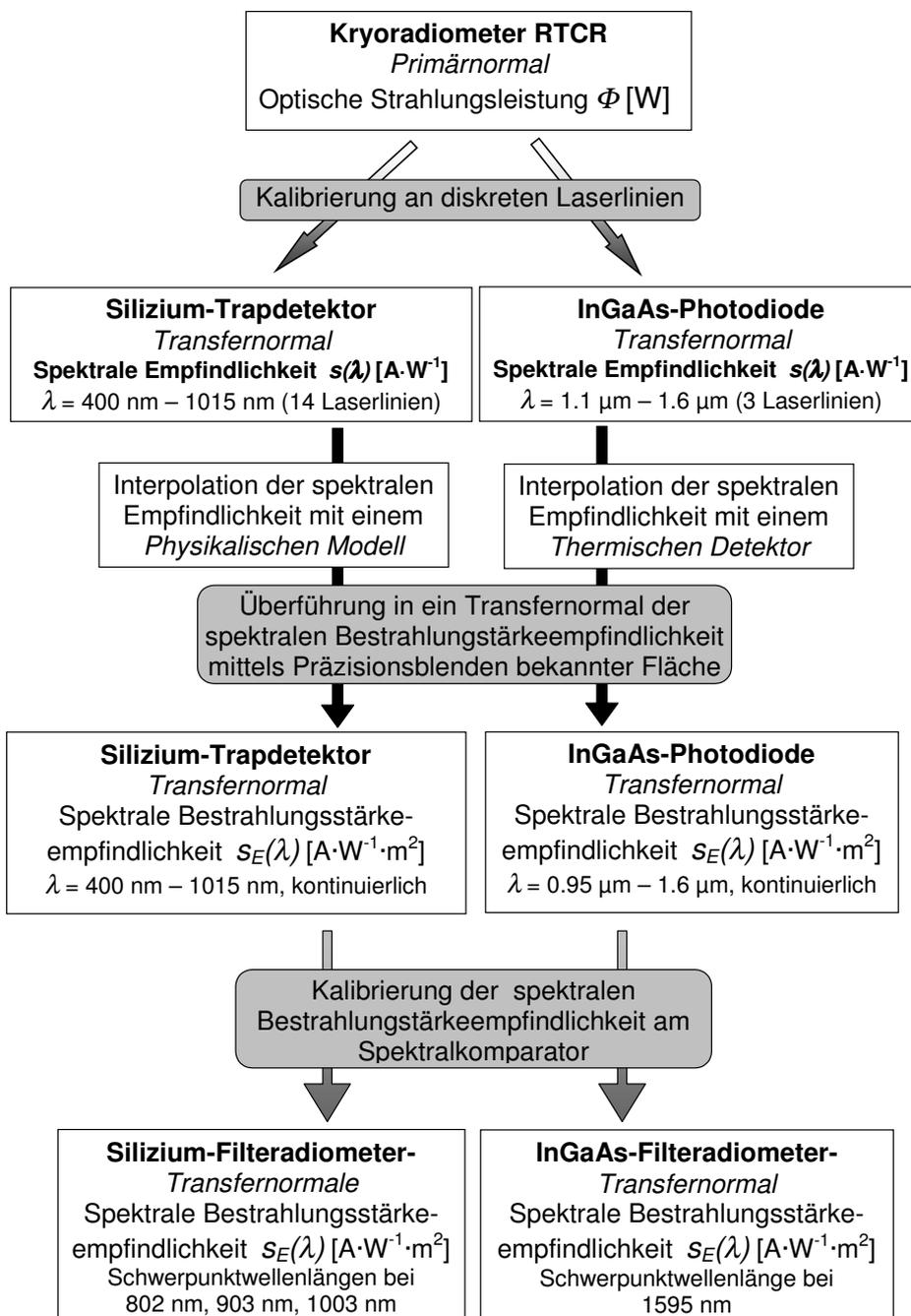


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Absolutkalibrierung von Filterradiometern in Einheiten der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit durch Rückführung mittels TransfERNormale auf das radiometrische Detektor-Primärnormal der PTB dem Kryoradiometer RTCR

Kapitel 3

Hohlraumstrahler

3.1 Die Quelle der spektralen Bestrahlungsstärke

Als Strahlungsquelle für die radiometrische Bestimmung einer möglichen systematischen Abweichung der ITS-90 von der thermodynamischen Temperatur im Bereich von 419 °C bis 660 °C wurde der Doppelwärmerohr-Hohlraumstrahler LABB verwendet. Die Methode der Bestimmung der thermodynamischen Temperatur T von Hohlraumstrahlern durch absolutradiometrische Messungen ist in Abschnitt 6 dargestellt, wobei der LABB als Quellennormal der Bestrahlungsstärke dient. Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über den Aufbau und die Dimensionen des Hohlraumstrahlers. Eine ausführliche Beschreibung von Aufbau und Temperaturregelung des LABB ist in [82, 83, 84] dargestellt. Durch drei kalibrierte Normal-Platin-Widerstandsthermometer im Boden des inneren Wärmerohrs wird die Temperatur des Hohlraums auf die ITS-90 [66] rückgeführt und ermöglicht so einen Vergleich zwischen der thermodynamischen Temperatur T und der ITS-90-Temperatur T_{90} . Um eine hohe Bestrahlungsstärke zu erreichen, verfügt der LABB über eine große strahlende Öffnung. Dies hat zur Folge, dass durch einen größeren Strahlungsverlust die Isothermie des Hohlraums gestört wird und damit der Emissionsgrad des Hohlraums verringert wird. Durch Verwendung von Natrium-Wärmerohren wird die mit dem Strahlungsverlust verbundene Nichtisothermie weitestgehend kompensiert. Dies wurde durch Messung der Temperaturverteilung des LABB bei 600 °C und 800 °C bereits nachgewiesen [82].

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Funktion des Wärmerohrprozesses ist das Vorhandensein eines Temperaturgradienten im Wärmerohr. Dadurch entsteht ein Druckgradient, der den Transport der gasförmigen Phase des Arbeitsmittels zu kälteren Stellen des Wärmerohrs und Kondensation unter Abgabe von latenter Wärme ermöglicht. Bei niedrigen Temperaturen sinkt der Dampfdruck des Natriums im Wärmerohr stark

ab. Aufgrund der niedrigen Dichte steigt die Strömungsgeschwindigkeit des gasförmigen Arbeitsmittels von den Zonen mit Wärmezufuhr zu den Zonen der Wärmeabgabe stark an und kann Schallgeschwindigkeit erreichen, wodurch der Wärmefluss begrenzt wird. Man spricht von einer sogenannten "Schallgrenze des Wärmetransports" [45]. Deswegen funktioniert der Wärmerohrprozess mit abnehmender Temperatur zunehmend schlechter und kann so, aufgrund der durch die Schallgeschwindigkeit gesetzten Grenze für den Wärmetransport, die Abkühlung des Wärmerohres durch Strahlungsverlust nicht mehr kompensieren.

Wird der LABB für thermodynamische Temperaturmessungen im Temperaturintervall von 419 °C bis 660 °C eingesetzt, wird die empfohlene Mindesttemperatur für Wärmerohre mit dem Arbeitsmittel Natrium (600 °C) deutlich unterschritten [14]. Dies führt, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt dargestellt, zu einer zunehmenden Nichtisothermie des Hohlraumstrahlers und damit zu einer Verringerung seines Emissionsgrades. Deswegen wurde der LABB hinsichtlich Nichtisothermie und deren Auswirkung auf den Emissionsgrad des Hohlraumstrahlers bis hinab zu Temperaturen von 415 °C charakterisiert, um eine Eignung als Quelle für den angestrebten Temperaturbereich festzustellen und gegebenenfalls notwendige Korrekturen zu ermitteln.

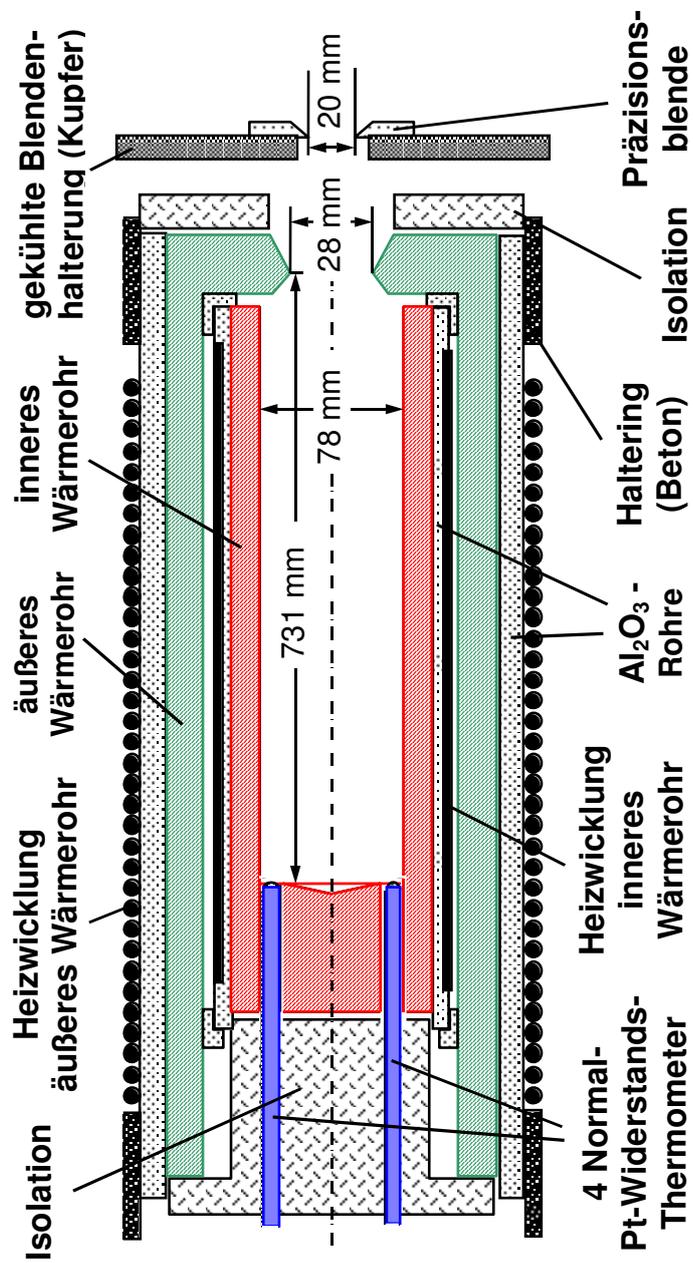


Abbildung 3.1: Der Doppelwärmerohr-Hohlraumstrahler LABB, ein Quellenormale für die Bestrahlungsstärke

3.2 Charakterisierung des Hohlraumstrahlers LABB für Temperaturen kleiner als 500 °C

3.2.1 Bestimmung der Temperaturverteilung

Für die Berechnung des Emissionsgrades eines nicht isothermen Hohlraumstrahlers wird die Temperaturverteilung der Wände des Hohlraumstrahlers benötigt. Eine Messung der Temperaturverteilung des Hohlraumstrahlers LABB bei zwei verschiedenen Temperaturen wurde bereits in [82] für 600 °C und 800 °C durchgeführt. Der dort gemessene Temperaturgradient konnte damit erklärt werden, dass der Sensor des benutzten Platin-Widerstandsthermometers durch Gesamtstrahlung durch die Öffnung des Hohlraumstrahlers gekühlt wird [82].

In der vorliegenden Arbeit wurde die Temperaturverteilung für die Hohlraumtemperaturen 480 °C und 510 °C nach dem gleichen Verfahren wie in [82] gemessen. Eine schematische Darstellung des Messvorgangs ist in Abb. 3.2 zu sehen. Ein speziell angefertigtes 1,2 m langes

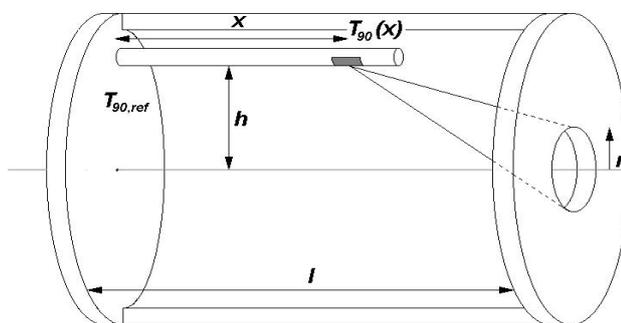
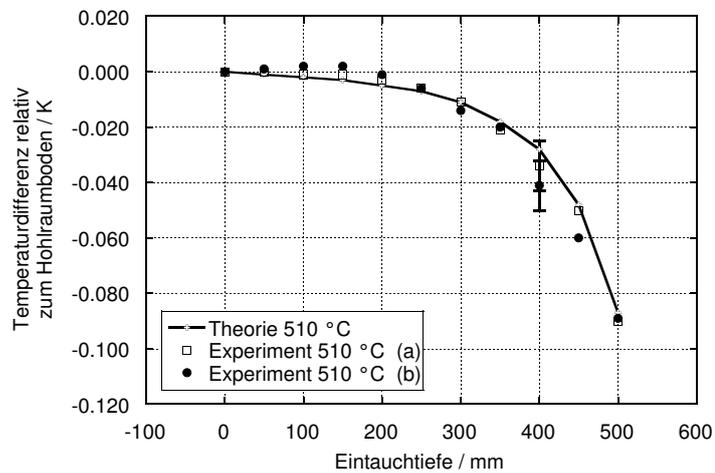


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der experimentellen Vorgehensweise zur Bestimmung der axialen Temperaturverteilung des Hohlraumstrahlers LABB. Die wahre Temperaturverteilung wird ermittelt unter Berücksichtigung der Strahlungskühlung des Thermometersensors durch die Öffnung des Hohlraumstrahlers. Dieser Effekt lässt sich anhand der in [82] gezeigten Methode berechnen.

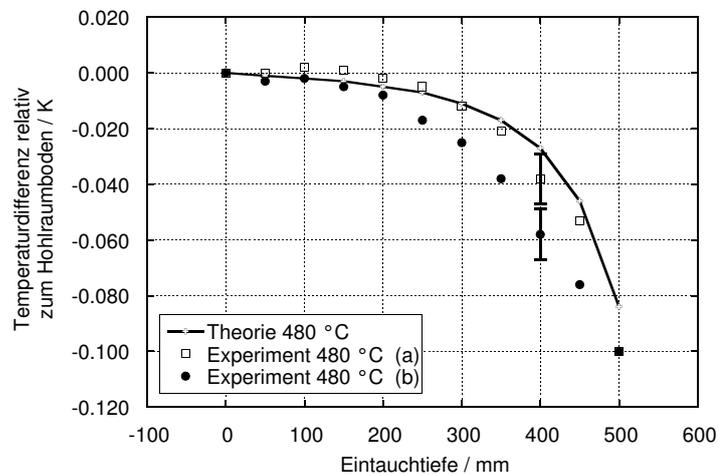
Platin-Widerstandsthermometer (PRT) wird zusammen mit einem Al_2O_3 -Schutzrohr vollständig in das innere Wärmerohr geschoben. Danach wird zur Messung des Temperaturprofils nur das Thermometer im inneren des feststehenden Schutzrohres bewegt (Methode (a)). Zusätzlich wurde für die Temperaturen 415 °C, 450 °C, 480 °C und 510 °C der Temperaturverlauf entlang des inneren Wärmerohres mit einem zweiten Verfahren (Methode (b)) gemessen: das Al_2O_3 -Schutzrohr und das PRT wurden

gleichzeitig verschoben. Während der gesamten Messphase wurde die Temperatur im Hohlraumboden mit einem zweiten PRT aufgezeichnet, um sicherzustellen, dass die als Referenz verwendete Temperatur des Hohlraumbodens konstant ist. Die Schwankungen der Temperatur im Hohlraumboden waren für alle Messungen kleiner als 2 mK. Da die Aufnahmebohrungen des inneren Wärmerohres im Durchmesser größer sind als der Durchmesser des PRT-Schutzrohres, ist ein Kippen des Schutzrohres um $0,25^\circ$ bis $0,5^\circ$ möglich. Die sich daraus ergebenden Unsicherheiten der Temperaturbestimmung wurden für eine konstante Eintauchtiefe von 500 mm und einer Hohlraumtemperatur von 415°C untersucht: +9 mK bei Kippen zur Hohlraumwand hin und -7 mK bei Kippen von der Hohlraumwand weg. Ein weiterer Positioniereffekt ist die Reproduzierbarkeit der Temperatur bei gleichen Eintauchtiefen. Dazu wurden verschiedene Eintauchtiefen zufällig hintereinander gemessen. Die Reproduzierbarkeit der Temperatur bei gleicher Eintauchtiefe war besser als 3 mK. Insgesamt ergibt sich für die Isothermiemessung eine Unsicherheit in der Temperaturverteilungsbestimmung von 10 mK.

Die Ergebnisse des axialen Temperaturverlaufs sind in den Abbildungen 3.3 und 3.4 dargestellt. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Modellrechnung aus [82] für die Kühlung des Platin-Widerstandsthermometers aufgrund von Strahlungsverlust durch die Hohlraumöffnung. Diese Ergebnisse können wie folgt interpretiert werden: Bei 510°C (Abb. 3.3(a)) entspricht die experimentell gemessene Temperaturverteilung dem durch Strahlungskühlung des PRT-Sensors erwarteten Verlauf der Temperaturverteilung für einen isothermen Hohlraum. Dies lässt den Schluss zu, dass bei Temperaturen über 510°C das innere Wärmerohr als isotherm anzusehen ist. Ein Hinweis auf den noch ausreichend vorhandenen Wärmerohrprozess ist auch die Tatsache, dass es innerhalb der Unsicherheit keinen Unterschied zwischen den beiden Messmethoden für die Temperaturverteilung gibt. Wird das Schutzrohr mit nach außen verschoben, stellt dies eine größere Wärmesenke dar, als wenn nur das Thermometer verschoben wird. Dieser zusätzliche Wärmeverlust wird aber durch den Wärmerohrprozess im Boden des inneren Wärmerohres kompensiert. Bei 480°C (Abb. 3.3(b)) kann man, wenn die Methode (a) zur Bestimmung der Temperaturverteilung benutzt wird, von einem, bezogen auf den Emissionsgrad, isothermen Hohlraum ausgehen. Wird jedoch Methode (b) angewandt, kann man erkennen, dass der Wärmeverlust bedingt durch die größere Wärmesenke schlechter kompensiert wird als bei 510°C . Bei 415°C (Abb. 3.4(b)) beträgt der Unterschied zwischen der Modellrechnung und dem experimentellen Wert bei einer Eintauchtiefe von 500 mm relativ zum Hohlraumboden mehr als 1 K. Es handelt sich hier um eine echte Nichtisothermie des Wärmerohres. Der gemessene Temperaturverlauf kann nicht durch Strahlungsverlust des Thermometers erklärt werden.

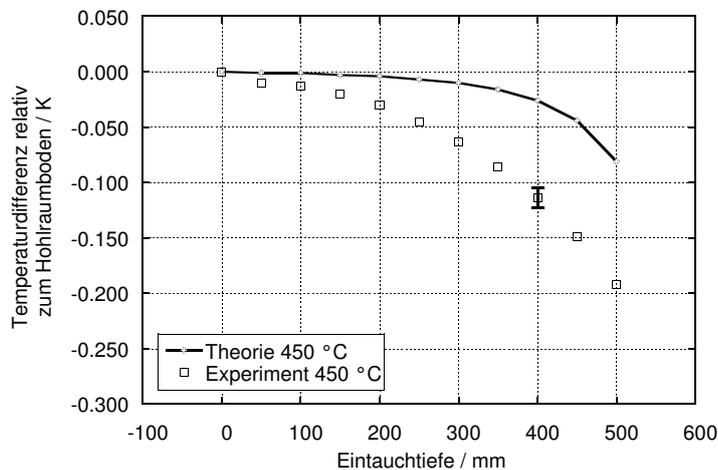


(a) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 510 \text{ °C}$

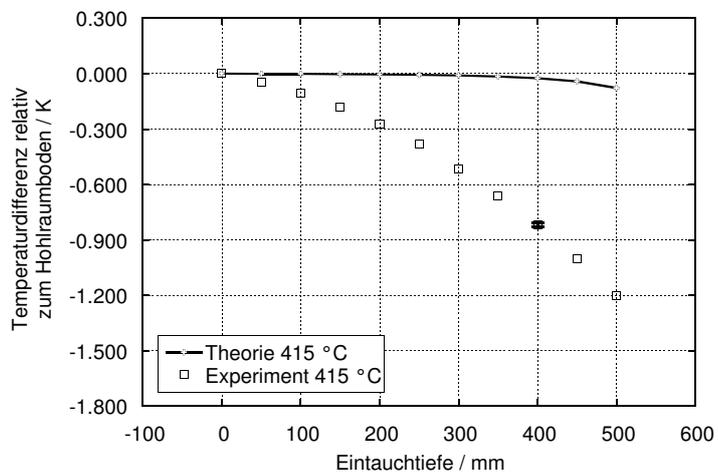


(b) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 480 \text{ °C}$

Abbildung 3.3: Axialer Temperaturverlauf im Inneren des LABB, gemessen mit einem Platin-Widerstandsthermometer als Funktion der Eintauchtiefe, für die Hohlraumstrahlertemperaturen 480 °C und 510 °C. Die Bezugstemperatur der Messung ist die Temperatur des Hohlraumbodens.



(a) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 450 \text{ }^\circ\text{C}$



(b) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 415 \text{ }^\circ\text{C}$

Abbildung 3.4: Axialer Temperaturverlauf im Inneren des LABB, gemessen mit einem Platin-Widerstandsthermometer als Funktion der Eintauchtiefe, für die Hohlraumstrahlertemperaturen $415 \text{ }^\circ\text{C}$ und $450 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Bezugstemperatur der Messung ist die Temperatur des Hohlraumbodens.

3.2.2 Monte-Carlo Methode zur Bestimmung des Emissionsgrades des LABB

Der Emissionsgrad ε eines idealen Schwarzen Strahlers ist gleich 1. Bei der Realisierung der Bestrahlungsstärke mit dem LABB als realen Schwarzen Strahler ist der Emissionsgrad jedoch kleiner 1. Unter der Annahme, dass der Hohlraum isotherm ist, hängt der Emissionsgrad nur von der Geometrie des Hohlraumstrahlers und dem lokalen Emissionsgrad des Wandmaterials ab. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, ist die Annahme eines isothermen Hohlraums für den LABB nur für Temperaturen größer als 500 °C gültig. Wird der LABB bei tieferen Temperaturen verwendet, ist der Emissionsgrad aufgrund der Nichtisothermie eine Funktion sowohl von der Geometrie als auch von der Temperaturverteilung im Hohlraum und von der Wellenlänge. Für die Berechnung des Emissionsgrades gibt es verschiedene mathematische Modelle. Eine analytische Methode ist die Anwendung von Strahlungstransportgleichungen. Dies erfordert jedoch die aufwendige iterative Lösung von Mehrfachintegralen bzw. Summen [1]. Eine einfachere Methode zur Bestimmung des Emissionsgrades sowohl von isothermen als auch von nicht-isothermen Hohlräumen beliebiger Geometrie ist die Monte-Carlo Methode (MCM) [63, 67]. Beide Methoden stimmen im Rahmen der Unsicherheit überein [1].

Für die Simulation unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten Nichtisothermie des Hohlraumstrahlers, wurde aufbauend auf einem bestehenden FORTRAN-Programm, ein flexibles Simulationswerkzeug zur Berechnung des Emissionsgrades von isothermen und nicht-isothermen Hohlraumstrahlern nach der Monte-Carlo Methode entwickelt.

3.2.2.1 Isothermer Hohlraum

Bei der Simulation werden Photonen unter einem zufälligen Winkel in den Hohlraum eingestrahlt. Dabei werden nur Winkel innerhalb eines Raumwinkels, definiert durch Strahlerblende, Detektorblende und Blendenabstand, zugelassen. Ausgehend von einem lokalen Emissionsgrad der Hohlraumwand $\varepsilon_W(\lambda)$ wird das Photon beim Auftreffen auf die Hohlraumwand mit einer Wahrscheinlichkeit $1 - \varepsilon_W(\lambda)$ diffus reflektiert. Die Trajektorie des Photons wird mit Hilfe von ray-tracing Methoden solange verfolgt, bis es absorbiert wird oder aus dem Hohlraum wieder austritt (Abb. 3.5). Das absorbierte Photon kann gemäß dem Umkehrungsprinzip der Optik als Ausgangspunkt eines emittierten Photons angesehen werden.

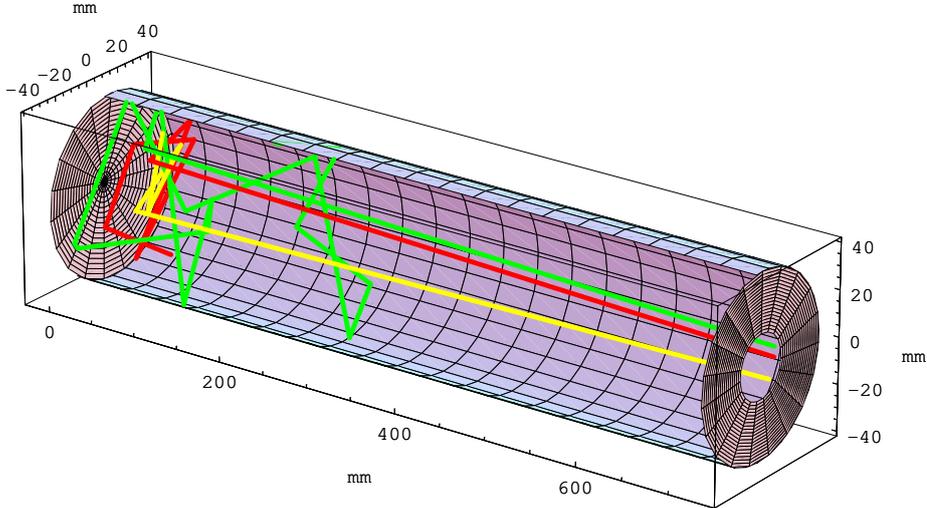


Abbildung 3.5: Monte-Carlo Simulation zur Berechnung des Emissionsgrades eines Hohlraumstrahlers. Die unter einem zufälligen, innerhalb der Beobachtungsgeometrie liegenden Winkel, in den Hohlraumstrahler eingestrahlt werden, falls sie nicht am Auftreffpunkt absorbiert werden, diffus gestreut und mittels ray-tracing-Methoden weiterverfolgt. Zur besseren Veranschaulichung wurde in diesem Beispiel der lokale Emissionsgrad des Hohlraums auf den Wert 0.1 (anstelle von 0.75) gesetzt.

Der auf einen isothermen Hohlraumstrahler bezogene Emissionsgrad ε_{iso} ist gleich dem Verhältnis aus der Anzahl der absorbierten Photonen durch die Anzahl der eingestrahlt Photonen, und hängt nur von der Geometrie des Hohlraumes, der Beobachtungsgeometrie und dem lokalen Emissionsgrad des Wandmaterials ab.

3.2.2.2 Nicht-isothermer Hohlraum

Für die Berechnung des Emissionsgrades eines nicht-isothermen Hohlraumes wird jedes absorbierte Photon mit der spektralen Strahlendichte nach Planck entsprechend der Temperatur T am Ort der Absorption gewichtet. Der Zusammenhang zwischen der dem Photon zugeordneten spektralen Strahlendichte $L_\lambda(\lambda, T)$ und der spektralen Strahlendichte eines schwarzen Strahlers bei der gleichen Temperatur T ist:

$$L_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon_W(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.1)$$

Im Fall eines nicht-isothermen Hohlraums weicht die Temperatur an einer beliebigen Stelle des Hohlraums von der Bezugstemperatur T ab. Mit Hilfe

einer Taylor-Entwicklung läßt sich Gleichung 3.1 wie folgt schreiben:

$$L_\lambda(\lambda, T - \Delta T) = \varepsilon_W(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T - \Delta T) = \varepsilon_W(\lambda) \cdot \left[L_{\lambda, BB}(\lambda, T) - \frac{\partial L_{\lambda, BB}(\lambda, T)}{\partial T} \cdot \Delta T \right] \quad (3.2)$$

Mit der Wienschen Näherung des Planckschen Strahlungsgesetzes wird Gleichung 3.2 zu

$$L_\lambda(\lambda, T - \Delta T) = \varepsilon_W(\lambda) \cdot \left[1 - \frac{c_2}{\lambda T^2} \cdot \Delta T \right] \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.3)$$

Durch Vergleich der Gleichungen 3.1 und 3.3 kann man eine neue Größe $\varepsilon_{\Delta T, w}(\lambda, \Delta T)$ einführen, welche die Änderung des lokalen Emissionsgrades aufgrund der Temperaturänderung ΔT beschreibt:

$$L_\lambda(\lambda, T - \Delta T) = \varepsilon_W(\lambda) \cdot \varepsilon_{\Delta T, w}(\lambda, \Delta T) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.4)$$

Gleichung 3.4 stellt den Beitrag eines einzelnen Photons zur gesamten spektralen Strahldichte eines nichtisothermen Hohlraumes dar.

Um die mittlere Strahldichte des Hohlraums zu erhalten, muss man die Beiträge aus Gleichung 3.4 aller absorbierten Photonen der Simulation summieren und durch die Anzahl N der eingestrahnten Photonen teilen:

$$L_{\lambda, LABB, iso} = \frac{1}{N} \sum_n F(\Omega_n) \varepsilon_W(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.5)$$

$$L_{\lambda, LABB, noniso} = \frac{1}{N} \sum_n F(\Omega_n) \varepsilon_W(\lambda) \cdot \varepsilon_{\Delta T, w}(\lambda, \Delta T_n) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.6)$$

Der Faktor $F(\Omega_n)$ in den Gleichungen 3.5 und 3.6 stellt einen Formfaktor dar, wie er bei der analytischen Berechnung des Emissionsgrades auftritt. Bei der MCM wird er implizit in der Simulation berücksichtigt. Um den Übergang von einem isothermen zu einem nicht isothermen Hohlraum zu beschreiben, führt man den Faktor $\varepsilon_{\Delta T}$ ein:

$$\varepsilon_{\Delta T} = \frac{L_{\lambda, LABB, noniso}}{L_{\lambda, LABB, iso}} \quad (3.7)$$

Die spektrale Strahldichte für den als isotherm angenommenen LABB ist gleich:

$$L_{\lambda, LABB, iso} = \varepsilon_{iso} \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (3.8)$$

Für einen nichtisothermen LABB ist unter Verwendung der Gleichungen 3.6, 3.7 und 3.5 :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{noniso} &= \frac{L_{\lambda,LABB,noniso}}{L_{\lambda,BB}(\lambda,T)} = \varepsilon_{iso} \cdot \varepsilon_{\Delta T} = \\
&= \frac{1}{N} \sum_n F(\Omega_n) \varepsilon_W(\lambda) \cdot \varepsilon_{\Delta T,w}(\lambda, \Delta T_n) = \\
&= \frac{1}{N} \sum_n F(\Omega_n) \varepsilon_W(\lambda) \cdot \left(1 - \frac{c_2}{\lambda T^2} \cdot \Delta T_n\right) \quad (3.9)
\end{aligned}$$

3.2.3 Voruntersuchungen mit der Monte-Carlo Simulation

3.2.3.1 Anzahl der Photonen in der Simulation

Vor der Anwendung des MCM-Programmes zur Berechnung des Emissionsgrades des LABB unter Einbeziehung der experimentell bestimmten Temperaturverteilung, wurde zunächst eine Simulation mit $200 \cdot 10^6$ Photonen durchgeführt, um den Einfluß der Anzahl der Photonen auf den Emissionsgrad des Hohlraumes zu untersuchen. Dabei hat sich gezeigt (Abb. 3.6), dass

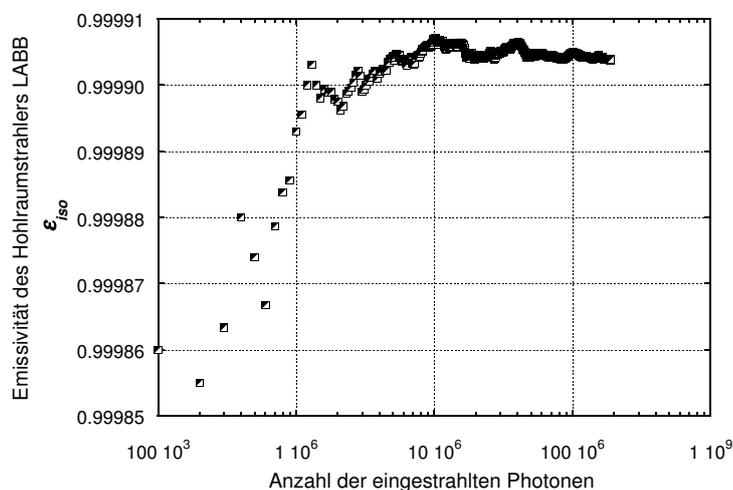


Abbildung 3.6: Emissionsgrad ε_{iso} des isothermen Hohlraumstrahlers LABB berechnet mit der Monte-Carlo-Methode, als Funktion der in den Hohlraum eingestrahnten Anzahl von Photonen

der Wert des Emissionsgrades bis etwa $2 \cdot 10^6$ Photonen ansteigt und danach innerhalb eines Intervalls von 10^{-5} um einen konstanten Wert oszilliert. Daher wurden für die folgenden Berechnungen $2 \cdot 10^6$ Photonen verwendet.

3.2.3.2 Einfluss der kälteren Vorderseite

Der Aufbau des LABB ist so konzipiert, dass das äußere Wärmerohr gleichzeitig auch die vordere Seite des Hohlraums mit der strahlenden Öffnung bildet (Abb. 3.1). Die Temperaturregelung des LABB ist so geartet, dass das äußere Wärmerohr eine um einige K niedrigere Temperatur hat als das innere Wärmerohr, das den Boden und den zylindrischen Teil des Hohlraumes bildet. Dieser Temperaturunterschied (ΔT_{FS}) ist ein Teil der Nichtisothermie des Hohlraumes und trägt zu einer Verringerung des Emissionsgrades bei. Der Effekt der kälteren Vorderseite wurde systematisch mit der MCM bei drei Temperaturen des LABB und vier Temperaturunterschieden zwischen inneren und äußeren Wärmerohr simuliert. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Die Änderung des Emissionsgrades aufgrund

Tabelle 3.1: Emissionsgrad ε_{noniso} des LABB als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT_{FS} zwischen Hohlraumboden und Frontseite. Simulationsparameter: $\lambda = 1000$ nm, Blendenabstand = 500 mm, Anzahl der Photonen: $1 \cdot 10^6$, $\varepsilon_w = 0,75$

$t_{LABB} / ^\circ\text{C}$	$\Delta T_{FS} = T_{Hohlraumboden} - T_{Frontseite} / \text{K}$				$\Delta\varepsilon_{noniso}$ für $\Delta T_{FS} = 4 \text{ K}$
	0 K	2 K	4 K	6 K	
415	0,999434	0,999407	0,999381	0,999356	$5,3 \cdot 10^{-5}$
450	0,999860	0,999836	0,999812	0,999790	$4,8 \cdot 10^{-5}$
480	0,999906	0,999883	0,999862	0,999841	$4,4 \cdot 10^{-5}$

der kälteren Frontseite ist im betrachteten Temperaturintervall des LABB abhängig von der Temperatur des LABB und beträgt für $\Delta T_{FS} = 4 \text{ K}$ etwa $5 \cdot 10^{-5}$. Dies entspricht für $\lambda = 1000$ nm und $t_{LABB} = 450$ °C einer Temperaturänderung von 2 mK. Nimmt man an, dass die Temperatur des äußeren Wärmerohres auf $\pm 1 \text{ K}$ bekannt ist, trägt der Einfluß der kälteren Vorderseite mit $2 \cdot 10^{-5}$ zur Gesamtunsicherheit der Emissionsgradbestimmung des LABB bei.

3.2.3.3 Diffuse und spekulare Reflexion

Bei der Berechnung des Emissionsgrades mit der vorliegenden MCM geht man davon aus, dass das Photon, wenn es am Auftreffpunkt nicht absorbiert wird, unabhängig vom Auftreffwinkel diffus reflektiert wird. Im Allgemeinen wird mit einem größer werdenden Einfallswinkel zur Normalen am Auftreffpunkt die Reflexionscharakteristik zunehmend spekulär [67]. Das MCM Programm wurde dahingehend erweitert, dass auch spekulare Reflexion berücksichtigt werden kann. Da keine Daten für die winkelabhängige Reflektivität des Hohlraumwandmaterials (INCONEL[®]) vorliegen, wurde eine vergleichende Simulation durchgeführt, bei der einmal nur diffuse Reflexion und einmal nur spekulare Reflexion berücksichtigt wurde (Tabelle 3.2). Die Un-

Tabelle 3.2: Emissionsgrad ε_{iso} und ε_{noniso} des LABB für ein diffuses/spekulares Modell für die Reflexion der Photonen. Simulationsparameter: $\lambda = 1000$ nm, Blendenabstand = 500 mm, Anzahl der Photonen: $1 \cdot 10^6$, $\varepsilon_w=0,75$

$t_{LABB} / ^\circ\text{C}$	diffuse Reflexion		spekulare Reflexion	
	ε_{iso}	ε_{noniso}	ε_{iso}	ε_{noniso}
415	0,999915	0,999486	0,999829	0,998221
450	0,999916	0,999850	0,999836	0,999686
480	0,999903	0,999872	0,999827	0,999807

terschiede im Gesamtemissionsgrad bei unterschiedlichen Reflexionsmodellen lassen sich wie folgt erklären: Der isotherme Emissionsgrad nimmt im Fall eines spekularen Streumodells um $8 \cdot 10^{-5}$ ab. Durch die Spiegelung am sehr flachen Boden des inneren Wärmerohres ist bei spekularer Reflexion die Wahrscheinlichkeit größer, dass ein Photon durch die Öffnung entkommt, bevor es absorbiert wird. Im Fall des nichtisothermen Emissionsgrades ist die Abnahme von der Temperatur des LABB abhängig und beträgt für $415 \text{ }^\circ\text{C}$ $1,3 \cdot 10^{-3}$. Dadurch, dass ein Photon durch spiegelnde Reflexion mit größerer Wahrscheinlichkeit in die Nähe der Hohlraumöffnung gelangt, wird die Nichtisothermie durch dieses Reflexionsmodell stärker gewichtet. Im Fall von diffus streuenden Oberflächen tritt die spekulare Reflexion nur bei großen Einfallswinkeln (typ. 60°) bezogen auf die Normale auf [57]. Deswegen stellt die in der Simulation angenommene rein spekulare Reflexion eine Überbewertung der realen Situation dar. Als Unsicherheitsbeitrag resultierend aus spekularen Anteilen, die nicht in der MCM Simulation berücksichtigt werden, wurde für ε_{noniso} ein Wert von $1 \cdot 10^{-4}$ für $t_{LABB} = 415 \text{ }^\circ\text{C}$ und $5 \cdot 10^{-5}$ für die anderen Hohlraumtemperaturen ($450 \text{ }^\circ\text{C}$, $480 \text{ }^\circ\text{C}$ und $510 \text{ }^\circ\text{C}$) angenommen.

3.2.4 Emissionsgrad des nichtisothermen LABB

Bei der Berechnung des nichtisothermen Emissionsgrades des LABB, wurde der LABB in drei Zonen aufgeteilt: Der als isotherm angenommene Hohlraumboden, der durch das innere Wärmerohr gebildete zylindrische Teil des Hohlraumes und die Frontseite mit der Strahleröffnung. Für die in Gleichung 3.6 verwendete Referenztemperatur T wurde der Mittelwert der drei Platin-Widerstandsthermometer im Hohlraumboden verwendet. Für die Temperaturverteilung im zylindrischen Teil des Hohlraumes wurden die mit dem langen Platinwiderstandsthermometer experimentell gewonnenen Daten aus Abschnitt 3.2.1 bezüglich des Strahlungsverlustes durch die Öffnung des LABB korrigiert und mit einem Polynom 3. Grades interpoliert. Durch die begrenzte Länge des PRTs konnte die experimentelle

Temperaturverteilung nur bis zu einer Eintauchtiefe von 500 mm bestimmt werden. Deswegen wurde der weitere Temperaturverlauf bis zur Vorderseite des LABB extrapoliert. Für die Frontseite wurde die Temperatur des äußeren Wärmerohrs angenommen. Die Ergebnisse der Simulation für den Emissionsgrad des LABB (isothermer bzw. nicht-isothermer Fall) sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

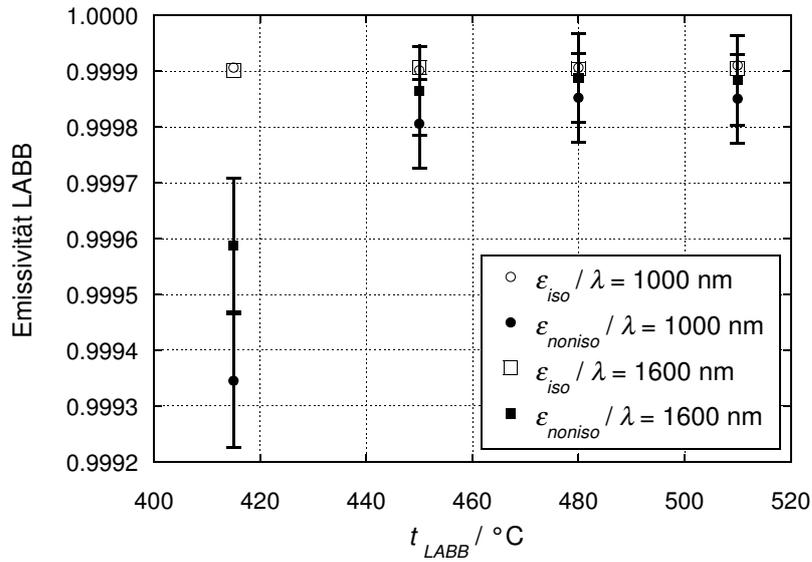


Abbildung 3.7: Einfluss der Nichtisothermie des LABB auf dessen Emissionsgrad, berechnet mit der MCM-Simulation

Die Unsicherheit der Emissionsgradbestimmung setzt sich aus den Beiträgen in Tabelle 3.3 zusammen. Für den Unsicherheitsbeitrag der sich

Tabelle 3.3: Beiträge zur Unsicherheit des mit der MCM berechneten Emissionsgrades ε_{noniso} des nicht-isothermen LABB

Ursache	Unsicherheit $\times 10^5$
statistische Schwankung der MCM-Simulation	1
Einfluss Frontseite LABB	2
lokaler Emissionsgrad	6
spekulare Reflexion (415 °C)	5 (10)
quadratische Addition	8 (12)

aus dem Wert für den lokale Emissionsgrad ε_W (Variation von 0,65 bis 0,9) ergibt, wurden die Angaben aus [82] verwendet.

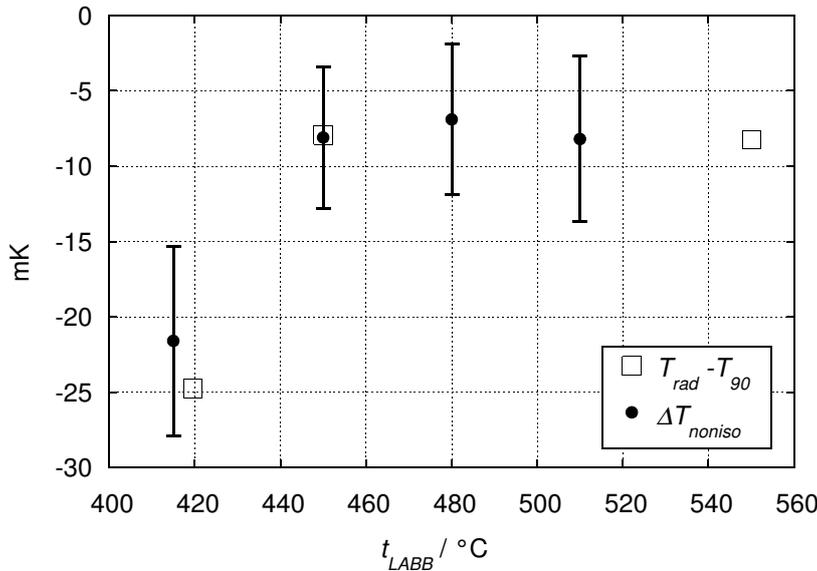


Abbildung 3.8: Vergleich der theoretisch bestimmten Emissionsgradänderung des nicht-isothermen LABB, umgerechnet in ein Temperaturäquivalent ΔT_{noniso} , mit der Differenz $T_{rad} - T_{90}$ aus strahlungsthermometrisch bestimmten Temperatur und Temperaturmessung gemäß ITS-90

Parallel zu den Isothermiemessungen wurde die Strahldichte des Hohlraums des LABB mit einem kalibrierten und linearen Strahlungsthermometer [19] gemessen. Die bei den jeweiligen Temperaturen gemessenen Strahldichten wurden mit dem Planckschen Strahlungsgesetz in Temperaturen umgerechnet. In Abbildung 3.8 sind die Temperaturabweichungen aufgrund der theoretisch berechneten Emissionsgradänderung (Wiensche Näherung mit $\lambda = 1600$ nm) und die Abweichung der experimentell bestimmten Strahlungstemperatur von der im Boden des LABB gemäß der ITS-90 gemessenen Temperatur dargestellt.

3.2.5 Zeitliche Stabilität des LABB

Um den statistischen Fehler des von den Filtrradiometern während der spektralradiometrischen Temperaturbestimmung am LABB gemessenen Photostroms kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ zu halten, sind Messzeiten bis zu 12 Stunden erforderlich. Deswegen ist es wichtig, dass die Temperatur t_{90} des LABB

für den Zeitraum der Messung stabil ist. Dies wurde dadurch erreicht, dass für jede Temperatur des LABB die Kenngrößen der Regelstrecke des PID-Reglers (Totzeit und Anlaufwert) für das innere Wärmerohr mit dem Sprungantwort-Verfahren nach [56] neu bestimmt wurden. In Abb. 3.9 ist

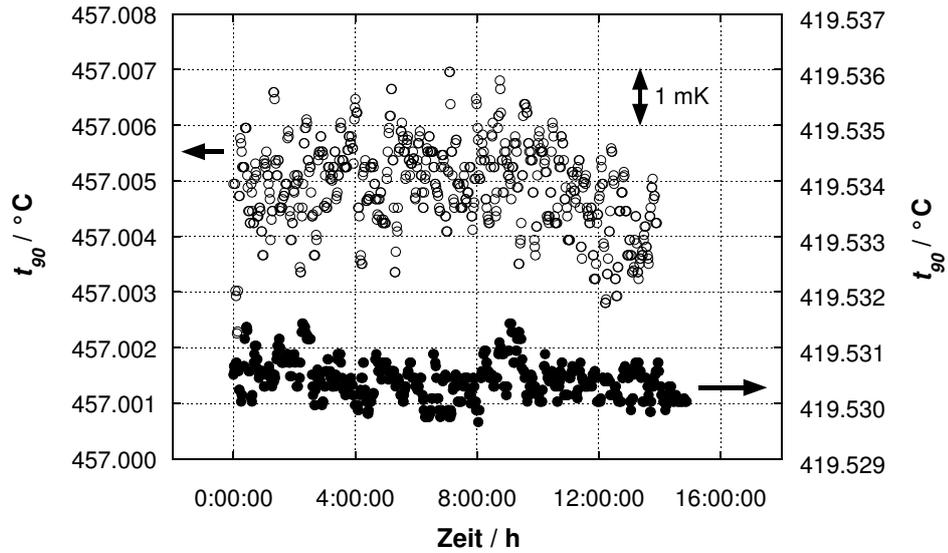


Abbildung 3.9: Zeitliche Stabilität der gemäß der ITS-90 gemessenen Temperatur t_{90} im Boden des LABB für zwei verschiedene Hohlraumstrahlertemperaturen: $\circ t_{90} = 457 \text{ °C}$, $\bullet t_{90} = 419 \text{ °C}$

der zeitliche Verlauf der Temperatur t_{90} über 14 Stunden für zwei verschiedene Temperaturen des LABB dargestellt. Für 419 °C beträgt die Schwankung der Temperatur $\pm 0,5 \text{ mK}$, für 457 °C $\pm 1,5 \text{ mK}$. Dies entspricht einer relativen Schwankung der spektralen Strahlendichte ($\lambda = 1000 \text{ nm}$) von $\pm 1,5 \cdot 10^{-5}$ bei 419 °C und $\pm 4 \cdot 10^{-5}$ bei 457 °C .

Kapitel 4

Detektoren

Bei der Bestimmung thermodynamischer Temperaturen über die Messung der spektrale Bestrahlungsstärke von Hohlraumstrahlern werden in Einheiten der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit absolut kalibrierte Detektoren benötigt. Die praktische Realisierung solcher Detektoren stellen Filtrradiometer dar. Die wesentlichen Elemente eines Filtrradiometers sind ein Photonen-Detektor und ein wellenlängenselektierendes Element.

Für radiometrische Temperaturmessungen am Hohlraumstrahler LABB im Temperaturbereich von 660 °C bis 962 °C wurden bisher an der PTB Filtrradiometer auf Basis von Silizium-Photodioden verwendet[82, 84]. Als wellenlängenselektierende Elemente wurden schmalbandige Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 17 nm und den Schwerpunktswellenlängen bei 676 nm und 800 nm eingesetzt. Die Filtrradiometer wurden in einem zweistufigen Verfahren unter Verwendung eines Ar⁺-Lasers und eines Kr⁺-Lasers gegen das Detektor-Primärnormal Kryoradiometer (RTCR ¹) kalibriert. Der Spektralbereich der Kalibrierung gegen das RTCR war am langwelligen Ende durch die langwelligste Laserlinie des Kr⁺-Lasers bei 799 nm begrenzt.

Durch den Einsatz eines kontinuierlich durchstimmbaren Ti:Saphir-Ringlasers (800 nm - 1015 nm) konnte die kryoradiometrisch bestimmte Skala der spektralen Empfindlichkeit bis auf 1015 nm [88] erweitert werden und ermöglichte so im Rahmen dieser Arbeit die erstmalige Absolutkalibrierung von zwei weiteren siliziumbasierten Filtrradiometern mit den Schwerpunktswellenlängen bei 903 nm (FWHM: 14 nm) und 1003 nm (FWHM: 16 nm). Dadurch wurde detektorseitig die Voraussetzung geschaffen, den Bereich der spektralradiometrischen Absolutbestimmung der thermodynamischen Temperatur des LABB bis zum Zink-Erstarrungspunkt (419 °C) auszudehnen. Gleichzeitig mit der Erweiterung des Kalibrier-

¹radiation thermometry cryogenic radiometer

bereichs von Silizium-Photodioden wurde, nach dem Konzept einer nicht abbildenden Absolutradiometrie, ein Filtrradiometer mit einer Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) Photodiode aufgebaut. Die Kalibrierung dieses Filtrradiometers wurde dadurch ermöglicht, dass eine auf das Kryoradiometer gestützte Skala der spektralen Empfindlichkeit für den Wellenlängenbereich von $0,95 \mu\text{m}$ bis $1,6 \mu\text{m}$ entwickelt wurde [89] und geeignete InGaAs-Photodioden als Transferrnormale und als Detektorelemente in Filtrradiometern verfügbar wurden.

4.1 Prinzip der Absolutkalibrierung von Filtrradiometern

Die Absolutkalibrierung der Filtrradiometer in Einheiten der spektralen Bestrahlungsstärkempfindlichkeit $s_E(\lambda)$ wird im Rahmen eines zweistufigen Verfahrens durchgeführt [26, 85].

Der erste Kalibrierschritt ist die Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit des Transferdetektors $s(\lambda)$ an diskreten Laserwellenlängen gegen das Kryoradiometer RTCR als Detektor-Primärnormal [28]. Für Silizium-Photodioden wird in einem Zwischenschritt die spektrale Empfindlichkeit mit Hilfe eines physikalischen Modells zwischen den Laserlinien interpoliert [88]. Für InGaAs-Photodioden wird die Interpolation mit einem thermischen Empfänger an einem Vergleichsmessplatz (Spektralkomparator) durchgeführt [89].

Die auf diese Weise auf den Transferdetektor abgelegte kontinuierliche Skala der spektralen Empfindlichkeit wird durch Kombination des Transferdetektors mit einer Präzisionsblende exakt bekannter Fläche in eine Skala der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit überführt.

In einem zweiten Schritt wird nun an einem Spektralkomparator die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit auf das Filtrradiometer übertragen. Das Kalibrierverfahren für Filtrradiometer ist in Abschnitt 5.2 dargestellt.

Die Motivation für das gewählte Zweischrittverfahren RTCR - Transferdetektor und Transferdetektor - Filtrradiometer ist folgende: Da die Filtrradiometer vor einem Kontinuumsstrahler (Hohlraumstrahler LABB) für Bestrahlungsstärkemessungen verwendet werden, müssen diese über einen weiten Spektralbereich charakterisiert werden. Durch die Bandpassstruktur des Interferenzfilters ist eine auf physikalischen Parametern basierende Interpolation der spektralen Empfindlichkeit zwischen den Werten an den einzelnen Laserlinien nicht möglich. Darüber hinaus können

durch die Kohärenz der Laserstrahlung innerhalb des Interferenzfilters auftreten, die zu einer fehlerhaften Kalibrierung führen. Zusätzlich stört die hohe Reflektivität des Interferenzfilters die am Kryoradiometer notwendige hochgenaue Stabilisierung der Laserleistung .

4.2 Silizium-Transferrnormale

Als geeignete Transferrnormale der spektralen Empfindlichkeit für Wellenlängen bis ca. 900 nm haben sich Silizium-Photodioden in einer Anordnung als Trap-Detektor erwiesen. Dieser besteht, je nach konstruktiver Ausführung der Trap-Detektors, aus drei oder mehr Photodioden, die so angeordnet sind, dass die in den Trap-Detektor eintretende Strahlung vielfach reflektiert wird, wodurch die Gesamtreflektivität minimiert wird. Man unterscheidet dabei zwischen Reflexions-Trap-Detektoren [22, 92] und Transmissions-Trap-Detektoren [16, 30].

Die wichtigsten Eigenschaften dieser Detektoren sind ein geringer Reflexionsgrad, eine hohe Homogenität und die zeitliche Stabilität der spektralen Empfindlichkeit. Durch Verwendung von Silizium-Photodioden lässt sich die spektrale Empfindlichkeit mit Hilfe eines physikalischen Modells sehr gut interpolieren [88].

Als Transferdetektor für die erstmalige Kalibrierung der Filtrerradiometer bis 1015 nm wurde ein Reflexions-Trap-Detektor verwendet. Dieser ist aus drei, 18 mm × 18 mm großen fensterlosen Silizium-Photodioden vom Typ Hamamatsu S3411-02 aufgebaut. Die Kalibrierung des Trap-Detektors wurde am RTRC bei acht Wellenlängen eines Kr⁺-Lasers (Vakuumwellenlänge: 406,847 nm, 476,372 nm, 531,008 nm, 586,341 nm, 647,263 nm, 676,625 nm, 752,749 nm, 799,538 nm) und bei sechs Wellenlängen eines mit einem Ar⁺-Laser gepumpten durchstimmbaren Ti:Saphir-Lasers (850 nm, 900 nm, 950 nm, 985 nm, 1000 nm, 1014 nm) nach dem in [27] beschriebenen Verfahren durchgeführt. Die Ergebnisse der Kalibrierung sind in Abb. 4.1 dargestellt. Die relative Unsicherheit ($k=1$) der spektralen Empfindlichkeit an den Laserlinien beträgt für Wellenlängen bis 950 nm $1 \cdot 10^{-4}$ [88]. Durch die starke Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit von Silizium-Photodioden in der Nähe der Bandkante [41], steigt die relative Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit für Wellenlängen größer als 950 nm stark an und beträgt bei 1000 nm $4,4 \cdot 10^{-4}$ [88].

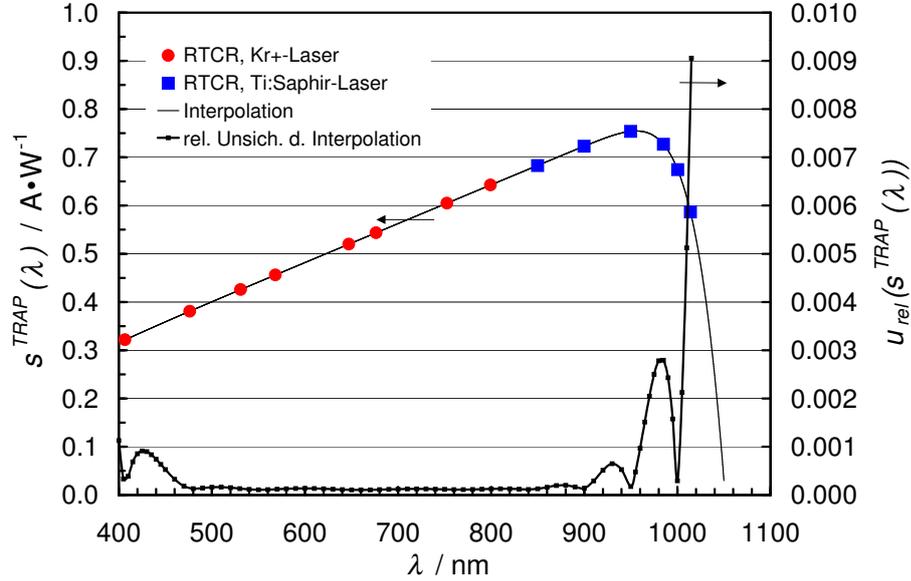


Abbildung 4.1: Spektrale Empfindlichkeit des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Trap-Detektors. Linke Skala: ●, ■ - spektrale Empfindlichkeit an den Laserlinien (Kr^+ bzw. Ti:Saphir) aus der Kalibrierung gegen das Kryoradiometer und die mit einem physikalischen Modell interpolierte spektrale Empfindlichkeit (durchgezogene Linie). Rechte Skala: relative Standardunsicherheit der interpolierten Skala der spektralen Empfindlichkeit [49].

4.2.1 Interpolation der spektralen Empfindlichkeit

Die spektrale Empfindlichkeit eines Detektors kann mit:

$$s^{TRAP}(\lambda) = [1 - R(\lambda)] \cdot \eta_i(\lambda) \cdot \frac{\lambda n e}{h c} \quad (4.1)$$

interpoliert werden [33], wobei λ die Luftwellenlänge, n der Brechungsindex der Luft, e die Elementarladung, h die Plancksche Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit sind. $R(\lambda)$ ist die Reflektivität und $\eta_i(\lambda)$ die interne Quantenausbeute des Trap-Detektors.

Eine direkte Messung der Reflektivität des Trap-Detektors ist wegen des geringen Akzeptanzwinkels von 3° mit dem in [28] beschriebenen Reflektometer nicht möglich. Bezeichnet man die mit linear polarisierter Laserstrahlung gemessenen Reflektivitäten an einer Einzeldiode mit $R(\lambda, 0^\circ)$ (senkrechter Einfall), $R^p(\lambda, 45^\circ)$ (45° -Einfallswinkel, Polarisations Ebene parallel zur Einfallsebene) und $R^s(\lambda, 45^\circ)$ (45° -Einfallswinkel, Polarisations Ebene senkrecht zur Einfallsebene), lässt sich die Reflektivität

des Trap-Detektors $R(\lambda)$ für unpolarisierte und senkrecht in den Detektor einfallende Strahlung berechnen [82]:

$$R(\lambda) = R(\lambda, 0^\circ) \cdot [R^p(\lambda, 45^\circ)R^s(\lambda, 45^\circ)]^2 \quad (4.2)$$

Für die Berechnung der Gesamtrefektivität des Trap-Detektors wurde die Reflektivität für Einzeldioden gleichen Typs an den Laserlinien für Einfallswinkel im Bereich von 4° bis 55° gemessen. Daraus wurde durch Extrapolation der Wert für die Reflektivität bei senkrechtem Einfall gewonnen. Ausgehend von einem Zweischichtmodell der Silizium-Photodiode, einer SiO_2 Passivierungsschicht der Dicke d auf einem unendlich dickem Si-Substrat, wurde in einem weiteren Schritt mit Hilfe der Fresnel-Gleichungen die Reflektivität des Trap-Detektors zwischen den Laserlinien durch Anpassen der Schichtdicke d interpoliert. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode ist in [82] dargestellt. In einem ersten Schritt wurde die Reflektivität explizit berechnet. Diese Zahlenwerte lassen sich mathematisch mit einer Funktion vom Typ

$$R(\lambda) = a \cdot e^{\frac{b}{\lambda}} + c \cdot \lambda + f \quad (4.3)$$

interpolieren.

Durch die Erweiterung des Kalibrierbereiches von 799 nm auf 1015 nm musste das bisher benutzte Modell zur physikalischen Interpolation der internen Quantenausbeute $\eta_i(\lambda)$ umfassend erweitert werden [88]. Die interne Quantenausbeute kann für eine Silizium-Photodiode der Dicke h bei bekanntem Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ wie folgt berechnet werden [31]:

$$\eta_i(\lambda) = \int_0^h e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \cdot \alpha(\lambda) \cdot P(x) dx \quad (4.4)$$

Der Faktor $P(x)$ beschreibt den Anteil der Strahlung der Elektron-Loch Paare in der Diode erzeugt als Funktion der Eindringtiefe x . Verwendet man das Modell für $P(x)$ aus [34] so ist die interne Quantenausbeute:

$$\begin{aligned} \eta_i(\lambda) = & P_f + \frac{1 - P_f}{\alpha(\lambda)T} [1 - e^{-\alpha(\lambda)T}] - \\ & - \frac{1 - P_b}{\alpha(\lambda)(D - T)} [e^{-\alpha(\lambda)T} - e^{-\alpha(\lambda)D}] - \\ & - P_b e^{-\alpha(\lambda)h} + \underbrace{R_{back} P_b e^{-\alpha(\lambda)h}}_{\text{Reflexion an der Diodenrückseite}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Für Wellenlängen größer als 950 nm wird der Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ sehr klein und die Eindringtiefe ist in der Größenordnung der Dicke h der Diode. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen an der Rückseite der Diode reflektiert werden. Dies wird bei der Modellierung

Tabelle 4.1: Zahlenwerte für die Fitparameter aus Gleichung 4.5 bei der Interpolation der spektralen Empfindlichkeit durch anfitzen an die am RTCR gemessenen Werte für $s(\lambda)$

Fitparameter	Zahlenwert
P_f	$1,012 \pm 0,025$
$T, \mu\text{m}$	$1,23 \pm 0,33$
P_b	$0,997 \pm 0,003$
$D, \mu\text{m}$	$20,1 \pm 28,9$
$h, \mu\text{m}$	$284,6 \pm 1,8$
R_{back}	$0,499 \pm 0,002$

von $\eta_i(\lambda)$ in Gleichung 4.5, durch Einführung eines Faktors R_{back} für die Reflexion an der Diodenrückseite, berücksichtigt. Als Zahlenwerte für $\alpha(\lambda)$ wurden die Werte aus [65] und [32] benutzt, die mit einer mathematischen Funktion interpoliert wurden [88].

Die mit dem Programm DATAFIT durch einen nichtlinearen Fit unter Verwendung der Gleichungen 4.1, 4.3 und 4.5 berechnete Interpolation der spektralen Empfindlichkeit ist als durchgezogene Linie in Abb. 4.1 gezeigt. Eine Zusammenfassung der Zahlenwerte für die Fitparameter aus Gl. 4.5 ist in Tabelle 4.1 angegeben.

4.2.2 Nichtlinearität der Silizium-Trap-Detektoren

Die Photoströme unterscheiden sich bei der Kalibrierung der Transferdetektoren am RTCR ($350 \mu\text{A}$) und bei der Verwendung als Transfernormale am Spektralkomparator ($150 \text{ pA} - 420 \text{ pA}$) um etwa 6 Größenordnungen. Deswegen muss sichergestellt sein, dass die spektrale Empfindlichkeit linear im Leistungsbereichsintervall Kalibrierung - Anwendung ist. Bisherige Messungen der Nichtlinearität bis zu einer Wellenlänge von 799 nm haben gezeigt, dass die spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Si-Photodioden als linear für Ströme kleiner als $0,3 \text{ mA}$ anzusehen sind [21]. Neuere Messungen der Nichtlinearität $N(I_{photo})$ [88] zeigen jedoch, dass die in den Silizium-Trap-Detektoren verwendeten Photodioden bei 900 nm und 1000 nm supralinear sind.

Bezeichnet man den Photostrom am RTCR mit I_{photo}^{RTCR} bzw. am Spektralkomparator mit I_{photo}^{SPK} , lässt sich die Korrektur der Nichtlinearität

berechnen [88]:

$$s(I_{photo}^{RTCR}) = \frac{s(I_{photo}^{RTCR} \cdot 2^n)}{\prod_{k=1}^n \left[1 + N \left(I_{photo}^{RTCR} \cdot 2^k \right) \right]} \quad (4.6)$$

mit

$$I_{photo}^{SPK} = I_{photo}^{RTCR} \cdot 2^{-n} \quad (4.7)$$

Die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung der Trap-Detektoren am RTCR beträgt ca. 500 μ W. Dies entspricht einem Photostrom von 350 μ A. Die am Spektralkomparator bei der Kalibrierung von Filtrradiometern am Trap-Detektor gemessenen Photoströme sind 150 pA bei 900 nm und 420 pA bei 1000 nm. Der Zahlenwert für den Korrekturfaktor für die spektrale Empfindlichkeit des Trap-Detektors ist unter Verwendung vom Gl. 4.6 und Gl. 4.7 gleich mit:

$$\begin{aligned} - \lambda = 900 \text{ nm} \\ s(I_{photo}^{RTCR}) = 0.9993 \cdot s(I_{photo}^{SPK}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \lambda = 1000 \text{ nm} \\ s(I_{photo}^{RTCR}) = 0.9978 \cdot s(I_{photo}^{SPK}) \end{aligned}$$

Die rel. Unsicherheit u_N der gemessenen Nichlinearität $N(I)$ beträgt $2 \cdot 10^{-5}$ [88]. Die daraus resultierende Unsicherheit für die Korrektur lässt sich nach [21] mit

$$u_{korrr} = u_N \cdot \sqrt{n} \quad (4.8)$$

berechnen, für $n=20$ bedeutet dies eine rel. Unsicherheit von $1 \cdot 10^{-4}$.

4.3 InGaAs-Transfornormale

Eine Erweiterung der radiometrischen Messung thermodynamischer Temperaturen auf Temperaturen unter 450 °C erfordert Filtrradiometer mit Zentralwellenlängen größer als 1 μ m. Geeignete Detektoren für diesen Spektralbereich sind InGaAs-Photodioden [23, 24]. Entscheidend für die Überführung eines Detektors als Träger der spektralen Empfindlichkeit in einen der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit mittels einer Blende ist dessen Homogenität bezüglich der spektralen Empfindlichkeit. Eine vergleichende Untersuchung der Homogenität von Photodioden mit 5 mm Durchmesser und der typischerweise in einem Trap-Detektor verwendeten Photodioden mit 10 mm Durchmesser hat gezeigt, dass letztere deutlich inhomogener sind (Abb. 4.2). Der sich aus der Inhomogenität ergebende Beitrag zur Kalibrierunsicherheit der spektralen Empfindlichkeit bei 1,550 μ m im

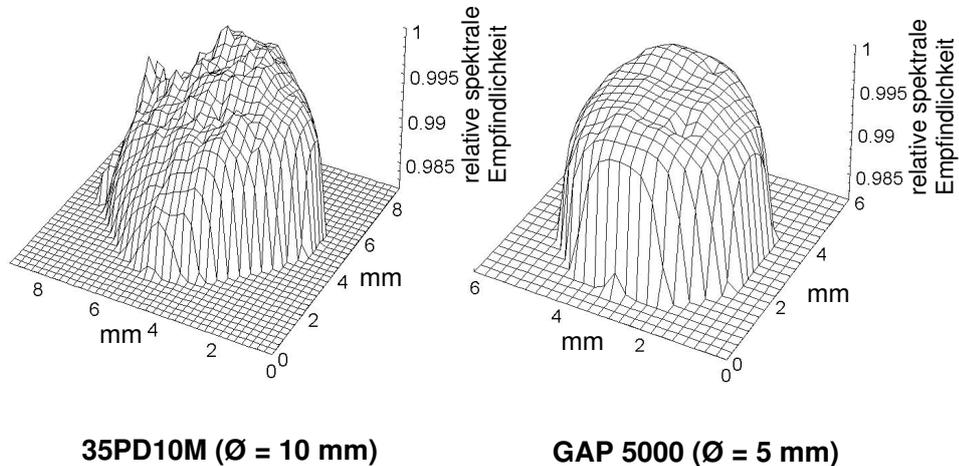


Abbildung 4.2: Homogenität der spektralen Empfindlichkeit bei der Wellenlänge $1.55 \mu\text{m}$ (normiert auf das Maximum) zweier InGaAs-Photodioden, Telcom Devices 35PD10M (10 mm Durchmesser) und Germanium Power Devices GAP5000 (5 mm Durchmesser). Die Untersuchung der Homogenität erfolgte durch abrastern (0.25 mm Schritte) der Dioden mit einem auf 0.3 mm Durchmesser fokussiertem Laserstrahl [47].

Fall der größeren InGaAs-Photodioden ist etwa doppelt so groß wie jener bei den Dioden mit 5 mm Durchmesser ($3 \cdot 10^{-4}$)[89]. Gleichzeitig haben InGaAs-Photodioden eine wesentlich geringere Reflektivität (wenige Prozent) als Silizium-Photodioden (ca. 30 % bei 900 nm). Für den Fall einer Trap-Konstruktion mit InGaAs-Dioden würde nach der ersten Reflexion nur ein sehr geringer Anteil der Strahlung die zweite Diode erreichen. Deswegen und aus Gründen der Homogenität (für Trap-Detektoren werden Dioden mit 10 mm Durchmesser benötigt) wurde im Gegensatz zu Silizium für InGaAs kein als Trap-Detektor ausgeführtes Transfornormal verwendet, sondern eine einzelne InGaAs-Photodiode.

4.3.1 Kalibrierung des InGaAs-Transfornormal am RTCR

Durch die hohen Anforderungen an die Unsicherheit der Kalibrierung von Filterradiometern für die Präzisionsradiometrie an Hohlraumstrahlern, ist es erforderlich, dass auch die auf das InGaAs-Transfornormal abgelegte Skala der spektralen Empfindlichkeit Unsicherheiten der gleichen Größenordnung aufweist wie es bei der Absolutkalibrierung der spektralen Empfindlichkeit

von Silizium-TransfERNormalen der Fall ist. Dies wurde erstmalig durch die lasergestützte Absolutkalibrierung des InGaAs-TransfERNormalen gegen das Detektor-Primärnormal RTCR an drei Wellenlängen erreicht: $1,064 \mu\text{m}$ mit einem Nd:YAG-Laser, und mit zwei Diodenlasern bei $1,31 \mu\text{m}$ und $1,55 \mu\text{m}$. Die relative Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit an den Laserlinien beträgt $5,5 \cdot 10^{-4}$ bei 1064 nm , $4,8 \cdot 10^{-4}$ bei 1311 nm und $5,5 \cdot 10^{-4}$ bei 1550 nm [89].

4.3.2 Interpolation der spektralen Empfindlichkeit für InGaAs-TransfERNormale

Durch den besonderen Aufbau der InGaAs-Photodioden ist eine Interpolation der spektralen Empfindlichkeit mit einem physikalischen Modell zwischen den am RTCR an diskreten Laserlinien bestimmten spektralen Empfindlichkeitswerten nicht ohne Kenntnis des Schichtaufbaus der InGaAs-Photodiode möglich. Deswegen wurde die Interpolation experimentell mit Hilfe von thermischen Empfängern am Spektralkomparator durchgeführt. Thermische Empfänger weisen Strahlung durch Erwärmung nach und zeichnen sich dadurch aus, dass das Ausgangssignal nur von der absorbierten Leistung abhängt und nicht von der Energie der eingestrahnten Photonen. Deswegen ist im Gegensatz zu Quantendetektoren (Photodioden) die spektrale Empfindlichkeit im Idealfall einer wellenlängenunabhängigen Absorption keine Funktion der Wellenlänge (sog. "grauer" Empfänger).

Als thermischer Empfänger wurde eine Thermosäule vom Typ PP1 eingesetzt [60]. Die Thermosäule besteht aus einem fensterlosen Konus aus elektrolytisch abgeschiedenen Kupfer als Empfänger, dessen Innenseite mit einem matt-schwarzen Lack (AK-243) mit einem Emissionsgrad von $\varepsilon=0,93\pm0,02$ [51] beschichtet ist. Die Cu-Konstantan-Thermopaare sind so angeordnet, dass jeweils eine Lötstelle thermischen Kontakt mit der Aussenseite des Konus hat, während die zweite Lötstelle mit dem Aussengehäuse verbunden ist. Der Gesamtemissionsgrad des Empfängers wurde aus dem Wert des lokalen Emissionsgrades und den geometrischen Abmessungen mit Hilfe des in Abschnitt 3.2.2 dargestellten Monte-Carlo Verfahrens berechnet und beträgt $0,9992\pm0,0003$. Im Hinblick auf einen eventuellen spektralen Gang der Schwarzschildung wurde für die Simulation der Wert der lokalen Emissivität von 0,88 bis 0,96 variiert. Dies führt zu einer Änderung des Gesamtemissionsgrades von $9 \cdot 10^{-4}$ für die Thermosäule PP1. Die Reproduzierbarkeit der Messungen mit dem Konusempfänger am Spektralkomparator beträgt $1,5 \cdot 10^{-3}$, deswegen kann selbst bei einer wellenlängenabhängigen Variation des lokalen Emissionsgrades in dem oben angegebenen Bereich, der Konusempfänger als ein "grauer" Empfänger angenommen werden.

Für die relative Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit wurden die InGaAs-Diode und die Thermosäule so einjustiert, dass die Empfänger unterstrahlt wurden. Dafür wurde, im Gegensatz zu den Kalibrierungen von Filtrradiometern an Transfornormalen, nicht mit einem kollimierten Strahlenbündel gearbeitet, sondern der Austrittsspalt wurde auf den jeweiligen Detektor im Maßstab 1:1 abgebildet, die Spaltbreite betrug 1,5 mm, die Spalthöhe 2 mm. Im Wellenlängenbereich von 900 nm bis 1500 nm wurde ein Gitter mit 651 Linien/mm, zwischen 1430 nm und 1800 nm ein Gitter mit 325,5 Linien/mm eingesetzt. Bei einem 1,5 mm breiten Eintrittsspalt entspricht dies einer spektralen Bandbreite von 6 nm bzw. 12 nm.

Ähnlich dem in Abschnitt 5.2.2 dargestellten Kalibrierverfahren, werden die Detektoren wechselseitig in den Strahlengang gefahren. Durch die große Zeitkonstante von 5 Sekunden für die Thermosäule, wurde vor jeder Messung mit der Thermosäule, eine Wartezeit von 30 Sekunden eingestellt, während für die InGaAs-Diode nur eine Zeit von 2 Sekunden zur Stabilisierung benötigt wurde.

4.3.3 Anpassung der Interpolation an die RTCR-Absolutmessungen

Die zur Interpolation verwendete Thermosäule stellt einen "grauen" Strahlungsempfänger dar. Deswegen lässt sich die am Spektralkomparator durch Vergleich mit der Thermosäule auf den InGaAs-Transferdetektor abgelegte relative Skala der spektralen Empfindlichkeit durch Multiplikation mit einem wellenlängenunabhängigen Faktor in eine absolute Skala der spektralen Empfindlichkeit überführen. In Tabelle 4.2 sind die am RTCR gemessenen absoluten spektralen Empfindlichkeiten bei den drei Laserwellenlängen (1064 nm, 1311 nm, 1550 nm), die bei diesen Wellenlängen am Spektralkomparator bestimmten relativen spektralen Empfindlichkeiten sowie die dazugehörigen relativen Unsicherheiten eingetragen. Die letzte Spalte stellt das Verhältnis von absoluter spektraler Empfindlichkeit zu relativer spektraler Empfindlichkeit dar. Als Anpassungsfaktor der relativen Skala an die Absolutskala wurde der Mittelwert von 1,0023 der Verhältnisse gewählt. Durch Multiplikation mit dem Anpassungsfaktor beträgt die relative Abweichung für die interpolierte Skala von der am RTCR an den Laserlinien bestimmten spektralen Empfindlichkeit maximal $1,3 \cdot 10^{-3}$ und liegt damit noch innerhalb der Unsicherheit der relativen Skala ($1,6 \cdot 10^{-3}$), was als Nachweis für die wellenlängenunempfindlichkeit der Thermosäule angesehen werden kann. Abbildung 4.3 zeigt die am RTCR an den Laserlinien bestimmte absolute spektrale Empfindlichkeit des InGaAs-Transfornormalen und die angepasste, mit der Thermosäule PP1 am Spektralkomparator bestimmte spektrale Empfindlichkeit. Für die Kalibrierung des InGaAs-Filtrradiometers in 2 nm-Schritten wurde die in 10 nm-Schritten auf das InGaAs-Transfornormal abgelegte Skala

Tabelle 4.2: Absolute spektrale Empfindlichkeit (Messung gegen das RTCR) und relative spektrale Empfindlichkeit (Messung gegen die Thermosäule PP1 am Spektralkomparator) des InGaAs-Transfornormal bei der Wellenlänge der Laserlinien am RTCR

λ / nm	$s_{abs}^{RTCR}(\lambda) / \text{A}\cdot\text{W}^{-1}$	u ($k = 1$)	$s_{rel}^{SPK}(\lambda)$	u ($k = 1$)	$s_{abs}^{RTCR}(\lambda) / s_{rel}^{SPK}(\lambda)$
1064	0,835101	$5,5 \cdot 10^{-4}$	0,833296	$1,6 \cdot 10^{-3}$	1,0022
1311	1,045280	$4,8 \cdot 10^{-4}$	1,044054	$1,6 \cdot 10^{-3}$	1,0012
1550	1,177067	$5,5 \cdot 10^{-4}$	1,172896	$1,6 \cdot 10^{-3}$	1,0036

mathematisch interpoliert. Die relative Gesamtunsicherheit der interpolierten Skala der spektralen Empfindlichkeit für das InGaAs-Transfornormal setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der relativen Skala und der Unsicherheit der Absolutkalibrierung an den Laserlinien gegen das RTCR und beträgt $1.7 \cdot 10^{-3}$.

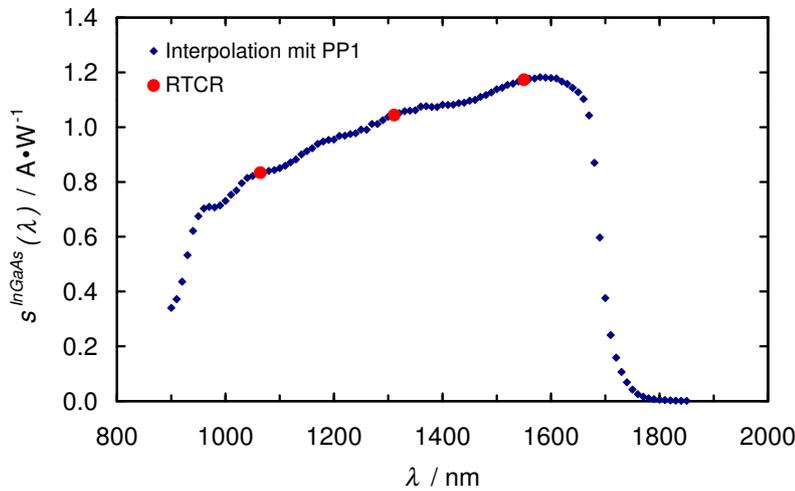


Abbildung 4.3: Spektrale Empfindlichkeit des InGaAs-Transferdetektors. Dargestellt sind die Empfindlichkeitswerte aus der absoluten Kalibrierung an den Laserlinien gegen das RTCR (●) sowie die mit der Thermosäule PP1 interpolierte und an die Absolutmessungen angepasste spektrale Empfindlichkeit (◆).

4.4 Das InGaAs Filtrerradiometer

Eine Schnittzeichnung des Filtrerradiometers mit einer InGaAs-Photodiode ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Der Aufbau stellt eine modifizierte Version der in [82] beschriebenen Filtrerradiometer mit Si-Photodioden dar. Das Interferenzfilter hat eine Schwerpunktwellenlänge von 1595 nm und eine spektrale Bandbreite (FWHM) von 100 nm. Im Gegensatz zu den 10 mm × 10 mm Si-Photodioden (Hamamtsu S1337), haben, wie bereits bei dem InGaAs-Transfernormal beschrieben, InGaAs-Photodioden ausreichender Homogenität (Fermionics FD5000W) eine empfindliche Fläche von nur 5 mm Durchmesser. Um den gesamten Strahlungsfluss innerhalb des durch

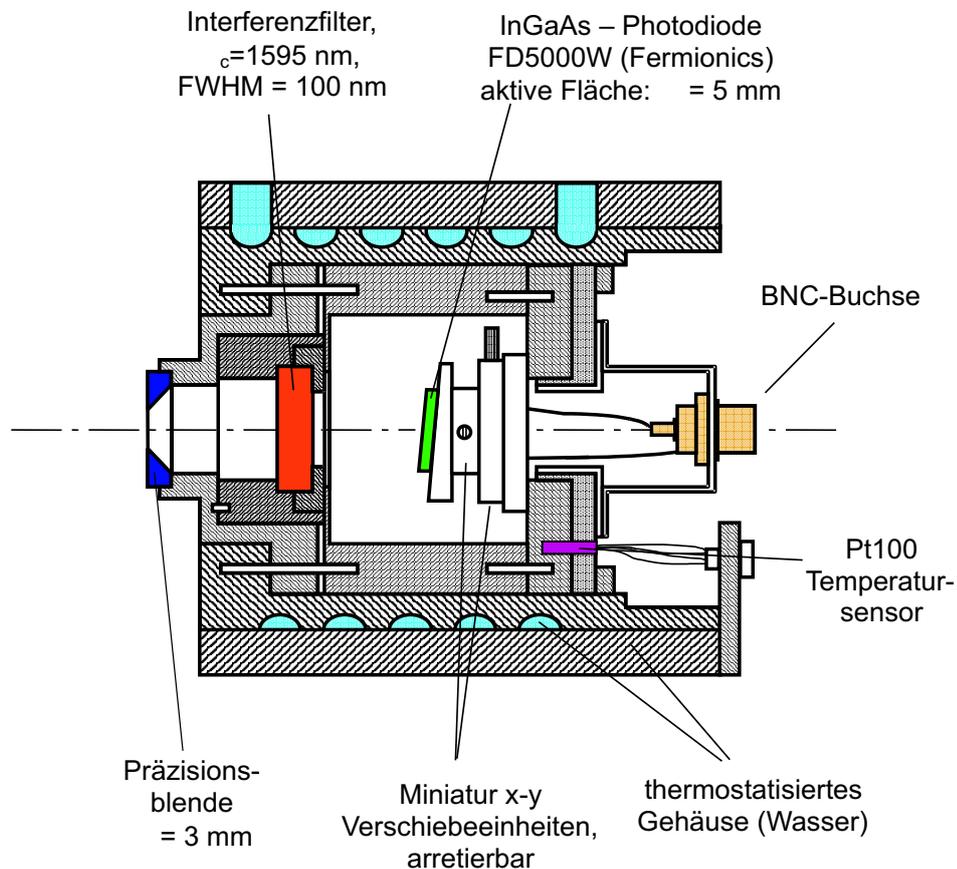


Abbildung 4.4: InGaAs-Filtrerradiometer

zwei Blenden und deren Abstand definierten Raumwinkels zu erfassen, musste der Abstand zwischen Blende und Photodiode um 20 mm auf 53 mm verringert werden. Analog dem Aufbau der Silizium-Filtrerradiometer, ist die InGaAs-Diode um 5° zur optischen Achse geneigt, um Interreflexionen mit dem Interferenzfilter zu vermeiden. Mit dieser Geometrie sind bei einem

Strahlerblendendurchmesser von 20 mm Bestrahlungsstärkemessungen für Abstände zwischen Filtrradiometerblende und Strahlerblende von 750 mm und größer möglich. Die verringerte Fläche des Detektors erfordert eine präzise Zentrierung der InGaAs-Diode auf der optischen Achse des Filtrradiometers. Durch die Neigung der Diode und die Keilung des Interferenzfilters ist ein relativer Versatz des Strahlenbündels zum Detektor möglich. Vor dem Zusammenbau des Filtrradiometers wurde die Diode mittels zweier feststellbaren Miniaturverschiebetische im Filtrradiometer, unter Verwendung eines parallelen Strahlenbündels am Spektralkomparator, hinter Blende und Interferenzfilter mittig zur optischen Achse einjustiert.

Kapitel 5

Der Spektralkomparator

5.1 Experimenteller Aufbau

Für die Kalibrierung der Filtrerradiometer wurde auf Basis eines bereits bestehenden Messaufbaus ein neuartiger Messplatz entwickelt, der folgende Anforderungen erfüllen musste:

- Bei der Kalibrierung von schmalbandigen Detektoren z.B. Filtrerradiometern mit Interferenzfiltern der spektralen Bandbreite von 10 nm - 20 nm gegen breitbandige Transferdetektoren (Trap-Detektoren oder Einzeldioden) ist eine Streulichtunterdrückung von mindestens $2 \cdot 10^{-6}$ bezogen auf das Nutzsignal erforderlich (Abschnitt 5.4). Typische Werte für Einfachmonochromatoren liegen in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{-5}$ [75]. Um den geforderten Wert zu erreichen, wurde in den Aufbau ein Prismenmonochromator (Fa. LEISS) als Vormonochromator integriert. Die Kombination Prismenmonochromator-Gittermonochromator hat, gleiche Streulichtunterdrückung vorausgesetzt, gegenüber einem Doppelmonochromator folgende Vorteile: die Transmission des Gesamtsystems ist höher und durch die Verwendung eines Prismenmonochromators werden Ordnungsfilter nicht mehr benötigt.
- Für die Anwendung von Filtrerradiometern als Detektoren vor einer Quelle wie dem Hohlraumstrahler LABB, ist es notwendig, dass diese Detektoren unter den gleichen Bedingungen kalibriert werden wie in der Anwendung, d.h. unter Verwendung von unpolarisiertem Licht. Die von Monochromatoren zur Verfügung gestellte optische Strahlung ist jedoch teilweise polarisiert [18, 64]. Aufgrund der Polarisationsempfindlichkeit von Filtrerradiometern und Transferdetektoren [36, 37] ist diese Problematik eine Quelle von systematischen Fehlern bei der Kalibrierung von Filtrerradiometern am Spektralkomparator. Durch Einfügen eines Linearpolarisators in den Strahlengang hinter dem Austritts-

spalt des Monochromators wird ein genau definierter Polarisationszustand erreicht. Dadurch lässt sich, unter Verwendung des in Abschnitt 5.3 hergeleiteten Kalibrieralgorithmus, das dargestellte Problem lösen.

Eine schematische Darstellung des Spektralkomparators ist in Abb. 5.1 dargestellt. Als Strahlungsquelle wurde eine 250-W-Wolfram-Halogenlampe verwendet. Die Quelle wird im Maßstab 1:1 auf den Eintrittsspalt des Vor-

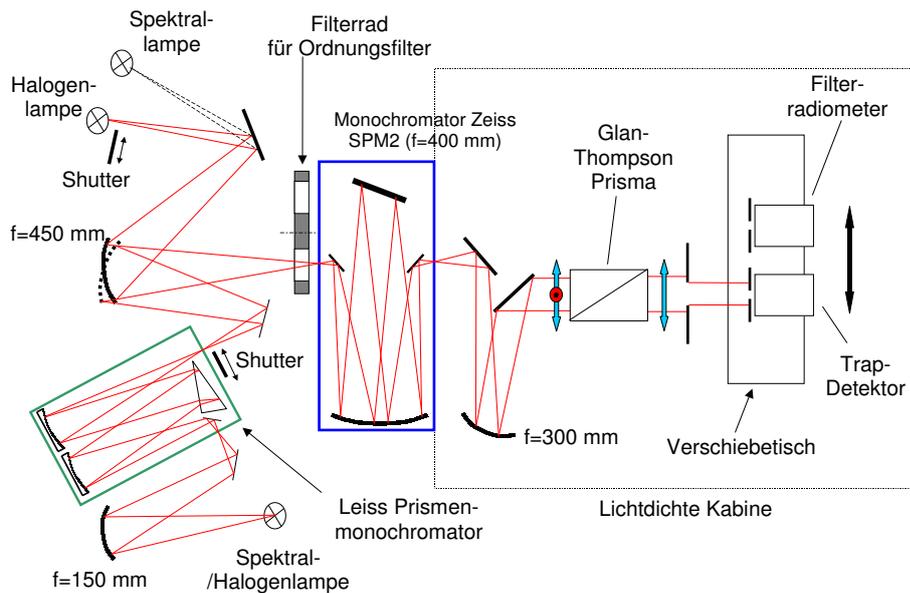


Abbildung 5.1: Spektralkomparator

monochromators abgebildet. Der Austrittsspalt des Vormonochromators wird dann über einen Hohlspiegel ($f=450$ mm) auf den Eintrittsspalt des Gittermonochromators (Fa. Zeiss Typ SPM2, im folgenden als Hauptmonochromator bezeichnet) im Maßstab 1:1 abgebildet. Für die Kalibrierung der Filterradiometer mit Siliziumdioden bis zu einer Wellenlänge von $\lambda=1200$ nm wurden im Hauptmonochromator Gitter mit einer Furchendichte von 1200 Linien/mm und 1302 Linien/mm verwendet, entsprechend einer reziproken Lineardispersion von 2,2 nm/mm und 2 nm/mm. Bei der Kalibrierung des InGaAs-Filterradiometers wurden Gitter mit 651 Linien/mm ($\lambda_{max} = 1.5 \mu\text{m}$) und 325.5 Linien/mm ($\lambda_{max} = 2.9 \mu\text{m}$) benutzt, entsprechend einer reziproken Lineardispersion von 4 nm/mm bzw. 8 nm/mm. Die Spaltbreite des Vormonochromators wurde so gewählt, dass die spektrale Spaltbreite etwa das zehnfache der spektralen Spaltbreite des Hauptmonochromators betrug.

Beide Monochromatoren werden mit Hilfe von Spektrallampen kalibriert und mit Schrittmotoren wellenlängensynchron verfahren. Ein Schritt entspricht für die Gitter mit Furchendichten von 1302 Linien/mm, 651 Linien/mm und 325,5 Linien/mm jeweils einer Wellenlängenänderung 6,5 pm, 13 pm und 26 pm.

Der Austrittsspalt des Hauptmonochromators wird über eine Spiegeloptik zu einem homogenen Strahlenbündel kollimiert und durch Einfügen eines Glan-Thompson-Polarisationsprismas linear polarisiert. Entscheidend für die Homogenität des Strahlenbündels ist die Begrenzung der Höhe des Austrittsspalt auf 2 mm. Um Interreflexionen zwischen den Oberflächen des Prismas und den hochreflektierenden Blenden der Detektoren zu verhindern, wurde das Prisma um $2,5^\circ$ zur optischen Achse verkippt. Durch eine Vorblende werden mögliche störende Reflexe unterdrückt. Mit einem Durchmesser von 6,5 mm ist diese so gewählt, dass die Blenden der Empfänger, maximaler Durchmesser 5 mm, überstrahlt werden. Die Detektoren sind auf einem Linearverschiebetisch montiert, dessen Reproduzierbarkeit für die horizontalen Position $10 \mu\text{m}$ beträgt. Filtrerradiometer und Transferradiometer werden über Thermostate auf $(25,00 \pm 0,05)^\circ\text{C}$ temperiert. Zusätzlich ist zwischen den Detektoren und dem Verschiebetisch eine auf 25°C temperierte Bodenplatte angebracht, die eine Erwärmung der Detektoren durch den Schrittmotor des Verschiebetisches verhindert.

5.2 Kalibrierung der Filtrerradiometer

5.2.1 Prinzip und Begriffsbestimmung

Ziel der Kalibrierung am Spektralkomparator ist die Übertragung der spektralen Bestrahlungstärkeempfindlichkeit eines absolut kalibrierten Transferdetektors (TD) auf die Filtrerradiometer (FR). Durch Einbau einer Präzisionsblende der Fläche $A_{transfer}$ vor dem Transferdetektor, wird der in Einheiten der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ kalibrierte Transferdetektor, bei Überstrahlung dieser Blende in einem homogenen Strahlungsfeld, in ein Transferradiometer für spektrale Bestrahlungstärke $s_E(\lambda)$ überführt:

$$s_E(\lambda) = A_{transfer} \cdot s(\lambda). \quad (5.1)$$

Im Idealfall (Dunkelstrom = 0) ist der in einem Strahlungsfeld der Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$ von einem Detektor mit der Bestrahlungstärkeempfindlichkeit $s_E^{Det}(\lambda)$ gemessene Photostrom $I_{photo}^{Det}(\lambda)$ gleich :

$$I_{photo}^{Det}(\lambda) = E(\lambda) \cdot s_E^{Det}(\lambda). \quad (5.2)$$

Werden beide Detektoren, Transferdetektor und Filtrerradiometer, in ein Strahlungsfeld derselben Bestrahlungsstärke gebracht, lässt sich aus der

Messung der jeweiligen Photoströme und der Kenntnis der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transferdetektors die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrradiometers berechnen:

$$s_E^{FR}(\lambda) = \frac{I_{photo}^{FR}(\lambda)}{I_{photo}^{transfer}(\lambda)} \cdot s_E^{TD}(\lambda). \quad (5.3)$$

Geeignete Größen zur Charakterisierung der Filtrradiometer sind das Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit I_s

$$I_s = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) d\lambda \quad (5.4)$$

und die Schwerpunktswellenlänge λ_{SP}

$$\lambda_{SP} = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) d\lambda}. \quad (5.5)$$

Bedingt durch die kürzestmögliche Wellenlänge der verwendeten Monochromatorgitter, beträgt der Wert für λ_{min} bei der Kalibrierung aller Filtrradiometer am Spektralkomparator 420 nm. Es lässt sich zeigen, dass für alle Filtrradiometer für Bestrahlungsstärkemessungen an einem Schwarzen Strahler mit einer Temperatur von 933 K, der Beitrag aus dem Wellenlängenbereich von 200 nm bis 420 nm zum Gesamtsignal des Filtrradiometers kleiner als $5 \cdot 10^{-7}$ und somit vernachlässigbar ist. Der Wert für λ_{max} ist abhängig von der Art des Detektors. Bei den Filtrradiometern mit Si-Photodioden beträgt er 1500 nm (800-nm-FR: 1200 nm), für das InGaAs-Filtrradiometer 1820 nm. Oberhalb 1200 nm für Silizium bzw. 1800 nm für InGaAs nimmt aufgrund der Bandkante der Absorptionskoeffizient und damit die spektrale Empfindlichkeit rapide ab und liefert deswegen keinen Beitrag zum Signal des Filtrradiometers.

5.2.2 Durchführung der Messungen

Vor der Kalibrierung werden die Detektoren mit einem, in der optischen Achse liegenden Pilotlaserstrahl (Ar⁺-Laser: 488 nm und He-Ne-Laser: 632,8 nm) mit Hilfe des Rückreflexes der Detektorblenden senkrecht zum Strahlenbündel ausgerichtet. Mit einem inkrementalen Messtaster werden Filtrradiometer und Transferdetektor in Richtung der optischen Achse so justiert, dass ihre Blenden in einer gemeinsamen Ebene liegen. Damit wird sichergestellt, dass bei einer geringen Divergenz des Strahlenbündels beide Detektoren die gleiche Bestrahlungsstärke messen. Die Genauigkeit der

Position in Richtung der optischen Achse beträgt etwa 0,02 mm. Abschließend werden die Detektoren in horizontaler und vertikaler Richtung mittig zum Strahlenbündel ausgerichtet. Beide Detektoren werden wechselseitig an die gleiche Position innerhalb des homogenen Strahlenbündels gefahren, dabei werden die Blenden der Detektoren überstrahlt. Der Kalibrierzyklus bei einer Wellenlänge umfaßt für beide Detektoren jeweils die Messung der Photoströme während fünf Hell- und fünf Dunkelmessungen (die Quelle wird durch einen Shutter ausgeblendet). Dieser Zyklus wird typischerweise dreimal wiederholt. Der charakteristische Verlauf der spektralen Empfindlichkeit der in dieser Arbeit verwendeten Filtradiometer ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Man unterscheidet für den Kalibrierungsprozess

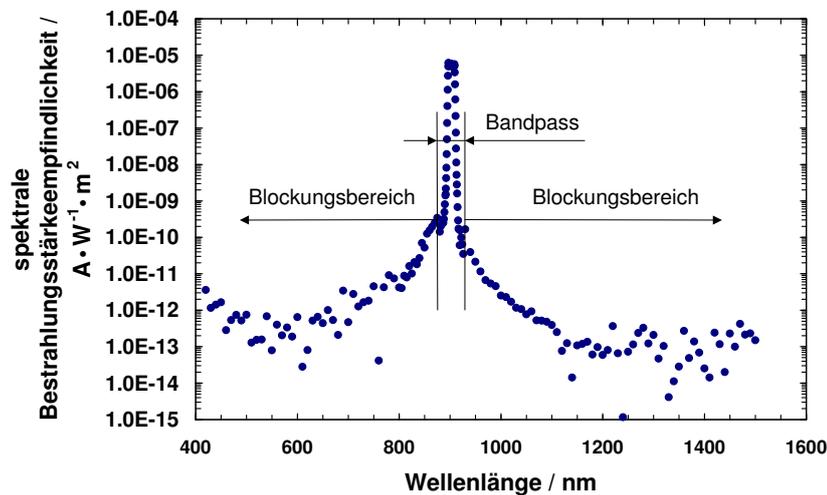


Abbildung 5.2: Typischer Verlauf der spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit für die in dieser Arbeit verwendeten Filtradiometer, hier das Filtradiometer mit $\lambda_{SP} = 902 \text{ nm}$

zwei Bereiche der spektralen Empfindlichkeit: den Bandpassbereich und den Blockungsbereich.

Im Bereich des Bandpasses, in dem sich die Empfindlichkeit über mehr als vier Größenordnungen ändert, beträgt die Wellenlängen-Schrittweite des Monochromators 0.5 nm für die Filterradiometer mit Si-Diode und 2 nm für das InGaAs-Filtradiometer. Je nach Art des Filtradiometers wird dieser Bereich drei (InGaAs) bis fünf mal (Silizium) bei einer Kalibrierung gemessen. Die Photostrommessung geschieht über einen

Strom/Spannungswandler und ein Digitalvoltmeter. Im Bandpass des Filterradiometers wird für beide Detektoren der gleiche Rückkopplungswiderstand (typ. $1 \text{ G}\Omega$) des Strom/Spannungswandlers verwendet, der Absolutwert des Widerstands geht daher nicht in die Auswertung ein. Die Kalibrierung der Detektoren für unpolarisierte Strahlung erfordert einen zweiten Kalibrierschritt (siehe Abschnitt 5.3). Dafür wird das Filterradiometer um 90° um die optische Achse gedreht (90° -Stellung), die Position des Transferdetektors und die Lage der Polarisationssebene, festgelegt durch das Glan-Thompson-Prisma als Linearpolarisator, bleiben unverändert. Nach der Neujustage der Detektoren, werden diese in dieser Anordnung erneut unter den gleichen Messbedingungen wie bei der ursprünglichen Orientierung des Filterradiometers (0° -Stellung) kalibriert.

Wegen der starken Blockung der Interferenzfilter im Blockungsbereich trägt dieser nur wenig zum Integral der spektralen Empfindlichkeit bei ($\approx 3 \cdot 10^{-4}$) und wird im Gegensatz zum häufig kalibrierten Bandpassbereich nur in größeren Zeitabständen rekaliert. Die Kalibrierung wird hier ohne Polarisator durchgeführt, weil durch den geringen Beitrag des Blockungsbereiches zum Integral Polarisationseffekte vernachlässigbar sind. Für den Monochromator wurde in diesem Bereich die Schrittweite für die Wellenlänge zu 10 nm , die Spaltbreite des Hauptmonochromators zu $1,5 \text{ mm}$ gewählt. Das nominale Widerstandsverhältnis beträgt $1 \text{ G}\Omega : 10 \text{ G}\Omega$ (Transferdetektor : Filterradiometer), das für die Auswertung notwendige absolute Widerstandsverhältnis wurde radiometrisch mit einem Silizium-Trap-Detektor gemessen. Dazu wurde nacheinander mit jeweils einem der beiden Rückkopplungswiderstände ($1 \text{ G}\Omega$ und $10 \text{ G}\Omega$) des Strom/Spannungswandlers eine Photostrommessung am Spektralkomparator durchgeführt und aus dem Verhältnis der Photoströme das Widerstandsverhältnis berechnet.

5.2.3 Auswertung der Messungen

Für die von beiden Detektoren in einer Polarisationsrichtung gemessenen Photoströme $I_{photo}^{FR,Hell}(\lambda)$, $I_{photo}^{FR,Dunkel}(\lambda)$, $I_{photo}^{transfer,Hell}(\lambda)$ und $I_{photo}^{transfer,Dunkel}(\lambda)$ gilt:

$$\begin{aligned} I_{photo}^{FR,corr}(\lambda) &= I_{photo}^{FR,Hell}(\lambda) - I_{photo}^{FR,Dunkel}(\lambda) \\ &= s_E^{FR}(\lambda) \cdot E_{Mon}(\lambda) \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} I_{photo}^{transfer,corr}(\lambda) &= I_{photo}^{transfer,Hell}(\lambda) - I_{photo}^{transfer,Dunkel}(\lambda) \\ &= s_E^{transfer}(\lambda) \cdot E_{Mon}(\lambda) \end{aligned} \quad (5.7)$$

wobei $s_E^{FR}(\lambda)$, $s_E^{transfer}(\lambda)$, die spektrale Bestrahlungstärkeempfindlichkeiten der Detektoren und $E_{Mon}(\lambda)$ die Bestrahlungssärke des Monochromators am

Ort der Blende der Detektoren ist. Nach Division der Gleichungen 5.6 durch 5.7 erhält man durch Umformung die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrerradiometers für eine Polarisationsrichtung:

$$s_E^{FR}(\lambda) = s_E^{transfer}(\lambda) \cdot \frac{I_{photo}^{FR,corr}(\lambda)}{I_{photo}^{transfer,corr}(\lambda)} \quad (5.8)$$

Die spektrale Empfindlichkeit der Filtrerradiometer für Messungen an einer unpolarisierten Quelle (Hohlraumstrahler) ist der arithmetische Mittelwert aus den beiden Kalibrierungen mit linear polarisiertem Licht (Filtrerradiometer in 0°-Stellung und 90° Stellung):

$$s_{E,unpol}^{FR}(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot [s_{E,0^\circ}^{FR}(\lambda) + s_{E,90^\circ}^{FR}(\lambda)] \quad (5.9)$$

Der folgenden Abschnitt analysiert den Einfluss der Polarisation bei der Kalibrierung der Filtrerradiometer und begründet auch Gleichung 5.9 für die Auswertung der Kalibrierung. Abbildung 5.3 gibt einen Überblick über die spektrale Empfindlichkeit der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Filtrerradiometer.

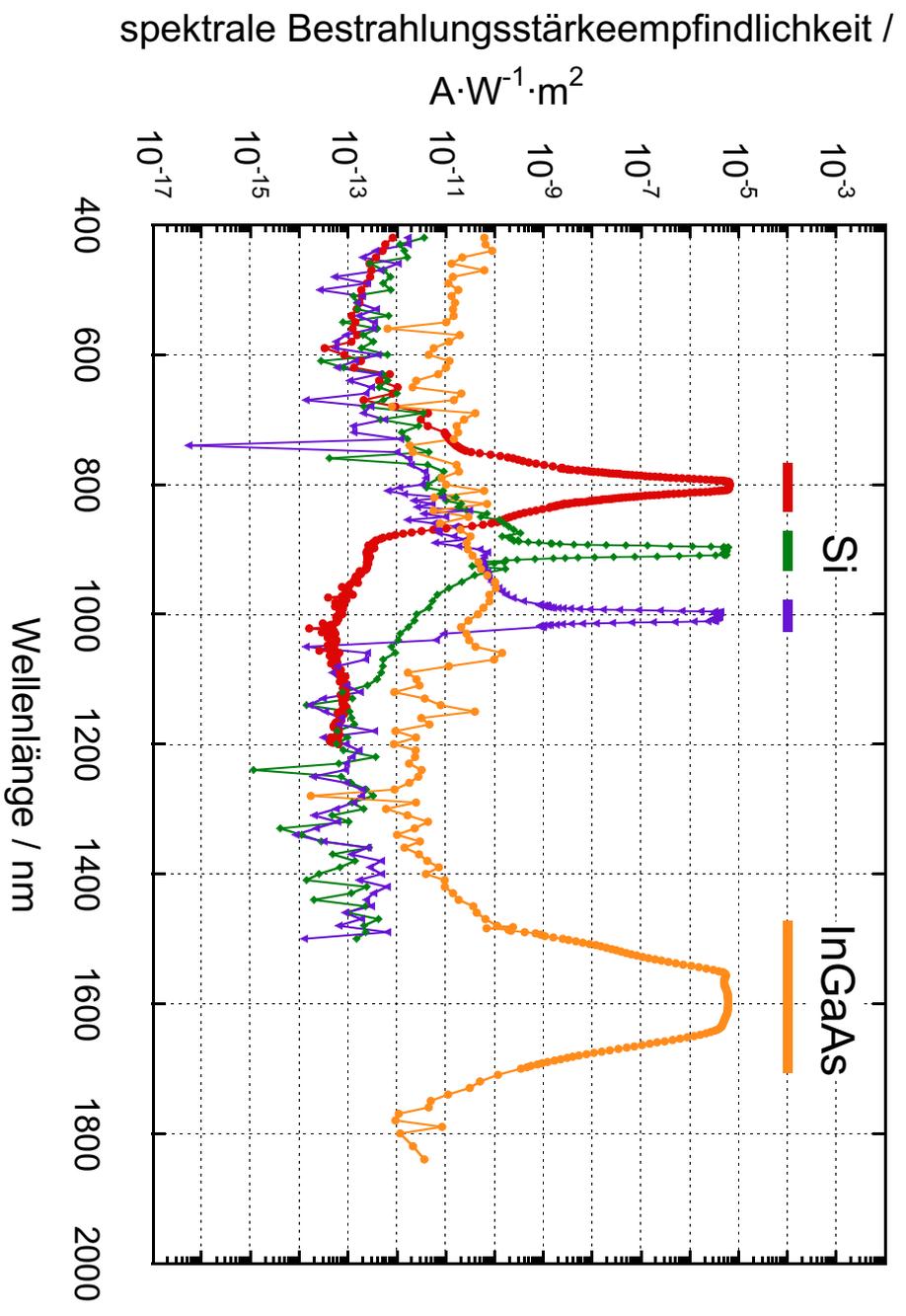


Abbildung 5.3: Überblick der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Filterradimeter (Silizium- und Indium-Gallium-Arsenid-Photodioden). Die Markierungen oberhalb der Empfindlichkeitskurven kennzeichnen den regelmäßig kalibrierten Bandpass-Bereich

5.3 Polarisierungseffekte

Bei der Verwendung eines Monochromators ist die Strahlung am Austrittsspalt teilweise polarisiert. Der Polarisationszustand ist abhängig vom verwendeten Gitter und der eingestellten Wellenlänge [18, 64]. Andererseits zeigen sowohl Trap-Detektoren wie auch Detektoren auf Basis von Einzeldioden, z.B. Filtrradiometer, eine Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit in Bezug auf die Polarisation der einfallenden Strahlung.

Als Ursache für die Polarisationsabhängigkeit bei Trap-Detektoren wird die nicht perfekte Ausrichtung der einzelnen Dioden angegeben [36, 37] (z.B. ist die Ebene des Keramikträgers der Photodiode nicht parallel mit der Ebene des Photodioden-Chips). Der im Rahmen dieser Arbeit für die Kalibrierung der Filtrradiometer verwendete Trap-Detektor wurde mit linear polarisiertem Laserlicht hinsichtlich der Polarisationsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit bei mehreren Wellenlängen untersucht. Die maximale relative Änderung der spektralen Empfindlichkeit betrug bei 799 nm $1.5 \cdot 10^{-4}$ bei 900 nm $1.2 \cdot 10^{-4}$ und bei 1000 nm $1.0 \cdot 10^{-3}$. Für die als Transfornormal benutzte InGaAs-Photodiode beträgt die maximale Änderung der spektralen Empfindlichkeit bei 1550 nm $1.5 \cdot 10^{-3}$ [47].

Die spektrale Empfindlichkeit hängt von der Reflektivität $R(\lambda)$ der Diode ab (Gl. 4.1). Ausgehend von den Fresnel-Gleichungen lässt sich zeigen, dass für eine Einzeldiode bei exakt senkrechter Bestrahlung, die Reflektivität nicht von der Polarisationsrichtung abhängt [36]. In den verwendeten Filtrradiometern wurde die Diode um 5° zur optischen Achse geneigt eingebaut, um Interreflexionen zwischen Interferenzfilter und Diode zu verhindern. Betrachtet man die Diode als ein Zwei-Schicht-System mit 30 nm SiO_2 auf einem halbumendlichen Si-Substrat, beträgt der relative Unterschied der Reflektivität bei Bestrahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1003$ nm jeweils in s- und p-Richtung $8 \cdot 10^{-3}$. Eine zusätzliche Quelle der Polarisationsabhängigkeit ist das auf einem gekeilten Substrat aufgebrachte Schichtensystem des Interferenzfilters. Selbst für den Idealfall eines polarisationsunempfindlichen Transferdetektors kann es aufgrund der Polarisationsempfindlichkeit des Filtrradiometers und der wellenlängenabhängigen, partiell polarisierten Strahlung des Monochromators bei der Übertragung der spektralen Empfindlichkeit vom Transferdetektor auf das Filtrradiometer zu systematischen Fehlern in der Kalibrierung kommen.

In einem Vorversuch wurde ein Filtrradiometer ohne die Verwendung eines Polarisators im Strahlengang ($\lambda_{SP} = 1003$ nm) kalibriert, dann um 90° um die optische Achse gedreht und rekaliert. Der relative Unterschied im Integral der spektralen Empfindlichkeit zwischen diesen beiden Orientierungen betrug $3 \cdot 10^{-3}$. Dies ist etwa die Hälfte des im Falle

einer 100%-Polarisation des Monochromators möglichen Wertes.

Ein Lösungsweg für dieses Problem soll in den folgenden Abschnitten unter Verwendung des Formalismus nach Stokes und Müller [11] erläutert werden.

5.3.1 Beschreibung der Quelle

Der Polarisationszustand einer beliebigen Quelle lässt sich durch einen Stokes-Vektor beschreiben [11]:

$$\vec{S}(\lambda) = \begin{pmatrix} S_0(\lambda) \\ S_1(\lambda) \\ S_2(\lambda) \\ S_3(\lambda) \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Die erste Komponente des Stokes-Vektors S_0 ist gleich der Bestrahlungsstärke der Quelle, während S_1 , S_2 und S_3 Aussagen über den Polarisationszustand machen.

Die Strahlung eines idealen Hohlraumstrahlers ist unpolarisiert [44]. Um den Einfluss einer eventuellen Polarisation der Hohlraumstrahlung des LABB zu untersuchen, wurden drei Bestrahlungsstärkemessungen mit dem 1003-nm-Filterradiometer vor dem Hohlraumstrahler bei gleichem Abstand Strahlerblende-Detektorblende durchgeführt. Für die zweite Messung wurde das Filterradiometer um die optische Achse um 90° gedreht. Die dritte Messung erfolgt dann in der ursprünglichen Orientierung zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit. Innerhalb der Reproduzierbarkeit von $2 \cdot 10^{-4}$ konnte kein Unterschied im gemessenen Photostrom festgestellt werden. Deswegen kann man bei den weiteren Betrachtungen im Falle des Hohlraumstrahlers LABB von einer unpolarisierten Quelle ausgehen. Er lässt sich damit mathematisch durch einen wellenlängenabhängigen Stokes-Vektor \vec{S}_{LABB} wie folgt darstellen:

$$\vec{S}(\lambda)_{LABB} = \begin{pmatrix} E_{LABB}(\lambda) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Die erste Komponente des Stokes-Vektors E_{LABB} beschreibt die Bestrahlungsstärke des Hohlraumstrahlers am Ort der Filterradiometerblende. Da die Strahlung unpolarisiert ist, sind die Komponenten $S_1(\lambda)$, $S_2(\lambda)$ und $S_3(\lambda)$ gleich Null. Das Filterradiometer stellt einen Polarisator dar, der sich

allgemein mit einer Müller- Matrix $M_{0^\circ}^{FR}(\lambda)$ charakterisieren lässt ¹[11]. Damit werden die polarisierenden Eigenschaften von Interferenzfilter und der zur optischen Achse geneigten Si-Diode beschrieben:

$$M_{0^\circ}^{FR}(\lambda) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda) & p_x^2(\lambda) - p_y^2(\lambda) & 0 & 0 \\ p_x^2(\lambda) - p_y^2(\lambda) & p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x(\lambda)p_y(\lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_x(\lambda)p_y(\lambda) \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Der Stokes-Vektor $\vec{S}^{FR}(\lambda)$ am Ort des Empfängers ist gleich

$$\begin{aligned} \vec{S}^{FR}(\lambda) &= M_{0^\circ}^{FR}(\lambda) \cdot \vec{S}_{LABB}(\lambda) = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{LABB}(\lambda) \cdot (p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda)) \\ E_{LABB}(\lambda) \cdot (p_x^2(\lambda) - p_y^2(\lambda)) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Der vom Filtrerradiometer gemessene Photostrom I_{photo}^{FR} ist mit der Bestrahlungsstärke $E_{LABB}(\lambda)$ des LABB über die Gleichung

$$I_{photo}^{FR}(\lambda) = s_E^{FR}(\lambda) \cdot E_{LABB}(\lambda) \quad (5.14)$$

verknüpft, wobei $s_E^{FR}(\lambda)$ die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrerradiometers ist. Die Bestrahlungsstärke $E^{FR}(\lambda)$ am Ort der nun "polarisationsunempfindlichen" Diode ist gleich:

$$E^{FR}(\lambda) = \frac{1}{2} (p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda)) \cdot E_{LABB}(\lambda) \quad (5.15)$$

Man kann nun der Diode eine "polarisationsunempfindliche" spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,Diode}^{FR}(\lambda)$ zuordnen. Für den Photostrom der Diode lässt sich mit Hilfe von (5.15) nun schreiben:

$$\begin{aligned} I_{photo}^{FR}(\lambda) &= s_{E,Diode}^{FR}(\lambda) \cdot E^{FR}(\lambda) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot s_{E,Diode}^{FR}(\lambda) \cdot (p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda)) \cdot E_{LABB}(\lambda) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Vergleicht man Gl. 5.14 mit Gl. 5.16, erkennt man, dass die benötigte spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E^{FR}(\lambda)$ eines polarisationsempfindlichen Filtrerradiometers für Messungen an einer unpolarisierten Quelle wie dem LABB aus zwei Teilen besteht:

$$s_E^{FR}(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot s_{E,Diode}^{FR}(\lambda) \cdot p_x^2(\lambda) + \frac{1}{2} \cdot s_{E,Diode}^{FR}(\lambda) \cdot p_y^2(\lambda) \quad (5.17)$$

¹Der mechanische Aufbau des Filtrerradiometers ist so gestaltet, dass zwei orthogonale Einbaupositionen bezüglich der Drehung um die optische Achse möglich sind, die willkürlich mit 0° und 90° bezeichnet werden

Das Messverfahren für die beiden Anteile der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit wird im folgenden Abschnitt erläutert.

5.3.2 Polarisation am Monochromatorsystem

Die, je nach verwendetem Gitter und Wellenlänge, teilweise polarisierte Strahlung am Austrittsspalt des Monochromators, lässt sich durch den Stokes-Vektor

$$\vec{S}_{Mo}(\lambda) = \begin{pmatrix} S_{0,Mo}(\lambda) \\ S_{1,Mo}(\lambda) \\ S_{2,Mo}(\lambda) \\ S_{3,Mo}(\lambda) \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

beschreiben. Für einen idealen Linearpolarisator mit der willkürlich gewählten Polarisationsebene in x-Richtung, d.h. $p_y^2(\lambda) = 0$, lautet die Müller-Matrix:

$$M_{Lin} = \frac{1}{2} \cdot p_{x,Lin}^2(\lambda) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

Wird dieser hinter dem Austrittsspalt angeordnet, wird die Strahlung linear polarisiert. Die mathematische Formulierung dieses Vorgangs lautet:

$$\begin{aligned} \vec{S}_{Mo}^*(\lambda) &= M_{Lin} \cdot \vec{S}_{Mo}(\lambda) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot p_{x,Lin}^2(\lambda) \cdot \begin{pmatrix} S_{0,Mo}(\lambda) + S_{1,Mo}(\lambda) \\ S_{0,Mo}(\lambda) + S_{1,Mo}(\lambda) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} S_{0,Mo}^*(\lambda) \\ S_{0,Mo}^*(\lambda) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{"neue Quelle"}} \end{aligned} \quad (5.20)$$

Durch die Anordnung eines Linearpolarisators hinter dem Austrittsspalt wird eine neue, definiert polarisierte Quelle geschaffen und man wird unabhängig von den polarisierenden Eigenschaften des Monochromators und anderen optischen Bauelementen im Strahlengang.

5.3.3 Kalibrierung der Filtrerradiometer

Bei der Kalibrierung der Filtrerradiometer wird die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von einem absolut kalibrierten Transferdetektor auf das Filtrerradiometer übertragen. Für einen beliebigen polarisationsempfindlichen Detektor (Transfernormal oder Filtrerradiometer), dessen Polarisationseigenschaften durch die Müller-Matrix $M_{0^\circ}^{Det}(\lambda)$ beschrieben werden, lässt sich bei Verwendung am Spektralmeßplatz mit linear polarisierter

Strahlung nach Stokes schreiben:

$$\vec{S}_{Det}(\lambda) = M_{0^\circ}^{Det}(\lambda) \cdot \vec{S}_{Mo}^*(\lambda) \quad (5.21)$$

beziehungsweise in Einheiten der Bestrahlungsstärke:

$$E^{Det}(\lambda) = \frac{1}{2} p_{x,Det}^2(\lambda) E_{Mo}^*(\lambda) \quad (5.22)$$

Führt man, wie im Abschnitt 5.3.1, eine spektrale Bestrahlungstärkeeempfindlichkeit $s_E^{Det,pu}(\lambda)$ für einen "polarisationsunabhängigen" Detektor ein, ist der gemessene Photostrom gleich mit:

$$I_{Photo}^{Det}(\lambda) = s_E^{Det}(\lambda) \cdot E_{Mo}^*(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot p_{x,Det}^2(\lambda) \cdot s_E^{Det,pu}(\lambda) E_{Mo}^*(\lambda) \quad (5.23)$$

Während der Kalibrierung werden, unter Beibehaltung der Wellenlänge, die Photoströme beider Detektoren gemessen und das Verhältnis $Q_I^{0^\circ}(\lambda)$ gebildet:

$$Q_I^{0^\circ}(\lambda) = \frac{I_{Photo}^{FR,0^\circ}(\lambda)}{I_{Photo}^{transfer}(\lambda)} = \frac{p_{x,FR}^2(\lambda) \cdot s_E^{FR,Diode}(\lambda)}{p_{x,transfer}^2(\lambda) \cdot s_E^{transfer,unpol}(\lambda)} \quad (5.24)$$

Das Transferradiometer (Si-Trap-Detektor oder InGaAs-Einzeldiode) wird bei der Kalibrierung am Spektralkomparator in der gleichen Orientierung hinsichtlich der Polarisationssebene wie bei der Kalibrierung gegen das Kryoradiometer RTCR einjustiert. Deswegen ist der Nenner aus Gl. 5.24 gleich der durch die Kalibrierung gegen das RTCR auf den Transferdetektor abgelegten spektralen Bestrahlungsstärkeeempfindlichkeit $s_E^{transfer}(\lambda)$. Durch Umformung der Gl. 5.24 resultiert der erste Anteil für die spektrale Bestrahlungstärkeeempfindlichkeit aus Gl. 5.17:

$$p_{x,FR}^2(\lambda) \cdot s_E^{FR,Diode}(\lambda) = Q_I^{0^\circ}(\lambda) \cdot s_E^{transfer}(\lambda) \quad (5.25)$$

Im nächsten Kalibrierschritt wird das Filtrerradiometer um 90° um die optische Achse gedreht, der Polarisator und der Transferdetektor bleiben dabei unverändert. Durch die Rotation verändert sich die Müller-Matrix des Filtrerradiometers. Die neue Müller-Matrix erhält man laut [11] mit Hilfe der Rotationsmatrix $M_R(2\theta)$, wobei θ der Drehwinkel ist:

$$M_R(2\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

Die Müller-Matrix des um 90° rotierten Filterradiometers ist gleich mit:

$$\begin{aligned}
 M_{90^\circ}^{FR}(\lambda) &= M_R(-180^\circ) \cdot M_{0^\circ}^{FR}(\lambda) \cdot M_R(180^\circ) = \\
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda) & p_y^2(\lambda) - p_x^2(\lambda) & 0 & 0 \\ p_y^2(\lambda) - p_x^2(\lambda) & p_x^2(\lambda) + p_y^2(\lambda) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x(\lambda)p_y(\lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_x(\lambda)p_y(\lambda) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

Verwendet man den gleichen Gedankengang wie bei der 0° -Stellung des Filterradiometers, kann man für den Quotienten der gemessenen Photoströme schreiben:

$$Q_I^{90^\circ}(\lambda) = \frac{I_{Photo}^{FR,90^\circ}(\lambda)}{I_{Photo}^{transfer}(\lambda)} = \frac{p_{y,FR}^2(\lambda) \cdot s_E^{FR,Diode}(\lambda)}{s_E^{transfer}(\lambda)} \tag{5.28}$$

oder

$$p_{y,FR}^2(\lambda) \cdot s_E^{FR,Diode}(\lambda) = Q_I^{90^\circ}(\lambda) \cdot s_E^{transfer}(\lambda). \tag{5.29}$$

welches dem zweiten Teil aus Gl. 5.17 entspricht. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass man die spektrale Bestrahlungstärkeempfindlichkeit eines polarisationsempfindlichen Filterradiometers für die Verwendung vor einem unpolarisierten Hohlraumstrahler durch zwei getrennte Kalibrierungen mit linear polarisiertem Licht erhält. Dabei wird Polarisations Ebene und Einbau- richtung des Transferdetektors festgehalten, das Filterradiometer wird in zwei zueinander orthogonalen Stellungen einjustiert. Die spektrale Bestrahlungsempfindlichkeit des Filterradiometers ist gleich mit:

$$s_E^{FR}(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot s_E^{transfer}(\lambda) \cdot [Q_I^{0^\circ}(\lambda) + Q_I^{90^\circ}(\lambda)] \tag{5.30}$$

5.4 Streulichteffekte

Werden Monochromatoren bei der Übertragung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von Transferdetektoren auf Filterradiometer benutzt, muss die Tatsache berücksichtigt werden, dass auch Strahlungsleistung ausserhalb des nominalen spektralen Bandpasses des Monochromators den Austrittspalt erreicht. Diese Strahlungsleistung wird als "Streulicht" bezeichnet. Als Ursache für Streulicht sind in erster Linie das Gitter und das Gehäuse des Monochromators zu nennen [79].

5.4.1 Voruntersuchungen am Monochromator ZEISS SPM2

Um den Einfluß des Streulichts zu untersuchen wurde das 903-nm-Filterradiometer mit zwei verschiedenen Gittern unter Berücksichtigung der

Polarisationsabhängigkeit kalibriert. Dabei wurde jeweils die gleiche spektrale Bandbreite $\Delta\lambda = 0,5$ nm verwendet. Die Parameter der Gitter und die Ergebnisse der Kalibrierung (I_s, λ_{SP}) sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Man kann erkennen, dass sich, trotz Berücksichtigung der Polarisationsemp-

Tabelle 5.1: Integral der spektrale Empfindlichkeit I_s und Schwerpunktwellenlänge λ_{SP} für das 903-nm-Filterradiometer als Funktion des verwendeten Gitters

Gitter Nr.	Linien/mm	λ_{blaze} / nm	I_s	λ_{SP} / nm
4	1302	575	3,779802	902,694
9	1200	700	3,770190	902,685
relative Änderung I_s			$-2,5 \cdot 10^{-3}$	
Änderung λ_{SP}				-9 pm

findlichkeit der Detektoren, das Integral der spektralen Empfindlichkeit für das gleiche Filtrerradiometer bei Verwendung verschiedener Gitter um etwa $2,5 \cdot 10^{-3}$ unterscheidet. Dieser Unterschied ist signifikant, weil die Reproduzierbarkeit des Integrals der spektralen Empfindlichkeit unter gleichen Bedingungen bei aufeinanderfolgenden Kalibrierungen weniger als $2 \cdot 10^{-4}$ beträgt. Die Ursache für diesen Unterschied soll in den nächsten Abschnitten anhand eines theoretischen Modells und an der experimentellen Abschätzung des Streulichts gezeigt werden. Der Unterschied in der Schwerpunktwellenlänge hingegen ist nicht signifikant und liegt innerhalb der Reproduzierbarkeit und der Kalibrierunsicherheit der verwendeten Gitter von 10 pm.

5.4.2 Theoretisches Modell

Die spektrale Durchlassfunktion eines idealen Monochromators (nominal eingestellte Wellenlänge λ_0) ist bei Verwendung von Ein- und Austrittspalten gleicher Breite ein Dreieck mit einer Halbwertsbreite, die der spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda$ entspricht (Abb. 5.4). Die gesamte Bandbreite ist $2 \cdot \Delta\lambda$. Bei einem realen Monochromator geht die Strahlungsleistung bei $\lambda_0 + \Delta\lambda$ bzw. $\lambda_0 - \Delta\lambda$ nicht auf 0 zurück. Wird ein Detektor mit der Empfindlichkeit $s(\lambda)$ in den Strahlengang des Austrittsspalt eines auf die Wellenlänge λ_0 eingestellten Monochromators gebracht, so ist der gemessene Photostrom $I_{photo}(\lambda_0)$ gleich

$$I_{photo}(\lambda) = \int_0^{\infty} P(\lambda)M(\lambda_0, \lambda)s(\lambda)d\lambda \quad (5.31)$$

wobei $P(\lambda)$ die in den Monochromator eingestrahlte Leistung der Quelle ist. Betrachtet man die spektrale Durchlassfunktion $M(\lambda_0, \lambda)$, so läßt sich das Photostromintegral in drei Anteile aufspalten: ein Anteil, der sich bei

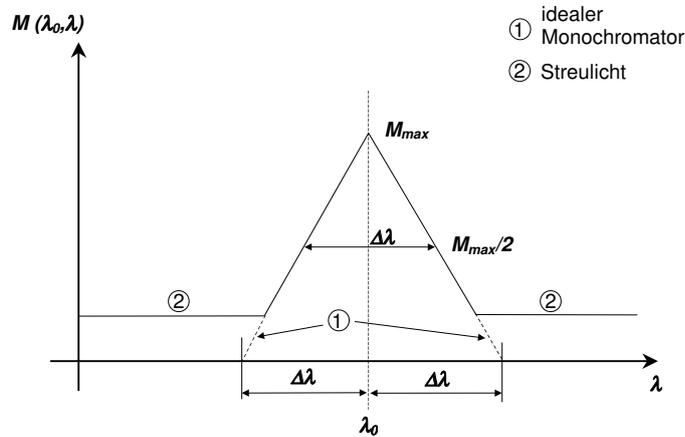


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der spektralen Durchlassfunktion eines Monochromators bei gleicher Breite des Eintritts- und Austrittsspalt

Verwendung eines idealen Monochromators ergeben würde, und zwei zusätzlichen Anteilen, deren Ursache das Streulicht des Monochromators ist ²:

$$\begin{aligned}
 I_{photo}(\lambda_0) = & \underbrace{\int_0^{\lambda_0 - \Delta\lambda} P(\lambda) M(\lambda_0, \lambda) s(\lambda) d\lambda}_{\text{Streulichtanteil}} + \\
 & + \underbrace{\int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} P(\lambda) M(\lambda_0, \lambda) s(\lambda) d\lambda}_{\text{idealer Monochromator}} + \\
 & + \underbrace{\int_{\lambda_0 + \Delta\lambda}^{\infty} P(\lambda) M(\lambda_0, \lambda) s(\lambda) d\lambda}_{\text{Streulichtanteil}} \quad (5.32)
 \end{aligned}$$

Die zusätzlichen Streulichtanteile werden je nach der Empfindlichkeitscharakteristik der Detektoren unterschiedlich bewertet. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Liegt die am Monochromator eingestellte Wellenlänge λ_0 innerhalb des Bandpasses des Filtrerradiometers, wird das Streulicht vom breitbandigen Transferradiometer (Trap-Detektor oder Diode) stärker bewertet als vom schmalbandigen Filtrerradiometer, da das Filtrerradiometer im Blockungsbereich für das Streulicht unempfindlich ist. Demzufolge

² Auch im Bandpass des Monochromators ($\lambda_0 - \Delta\lambda$ bis $\lambda_0 + \Delta\lambda$) ist Streulicht vorhanden, jedoch ist dieser Anteil im Verhältnis zum Nutzsignal sehr klein und daher vernachlässigbar.

wird die spektrale Empfindlichkeit des Filtrradiometers aufgrund des Streulichts im Bandpass zu niedrig gemessen.

2. Bei der Messung des Blockungsbereiches des Filtrradiometers wird der relative Anteil des Streulichts am Signal des Filtrradiometers deutlich größer sein als beim Transferdetektor. Die spektrale Empfindlichkeit des Filtrradiometers wird im Blockungsbereich aufgrund des Streulichts zu hoch sein.

5.4.3 Der Einfluss des Streulichts bei der Filtrradiometerkalibrierung

Eine genaue quantitative Messung des Streulichts wird typischerweise so durchgeführt, dass man bei einer festen Wellenlängeneinstellung λ_0 des zu untersuchenden Monochromators mit einem zweiten Monochromator den gesamten Wellenlängenbereich durchfährt. Dies erfordert jedoch ein kalibriertes Monochromator-Detektor-System für den gesamten Wellenlängenbereich und ist experimentell nur schwer zu realisieren. Deswegen wurde in dieser Arbeit im Rahmen der Untersuchung des Streulichts des Einfachmonochromators eine qualitative Abschätzung des Streulichts durchgeführt. Zusätzlich wurde die Auswirkung eines Prismenvormonochromators auf das Streulichtniveau des Einfachmonochromators analysiert. Dafür wurden die drei, auch für die Bestrahlungsstärkemessungen am LABB angewendeten, schmalbandigen Si-Filtrradiometer ($\lambda_{SP} = 802 \text{ nm}$, 903 nm und 1003 nm) verwendet. Dabei wird die spektrale Bestrahlungsstärkempfindlichkeit des jeweiligen Filtrradiometers durch folgende Rechteckfunktion approximiert:

$$s_E^{FR}(\lambda) = \begin{cases} 0 & \lambda_{SP} - \frac{\Delta\lambda_{FR}}{2} > \lambda \\ s_E^{FR}(\lambda_{SP}) & \lambda_{SP} - \frac{\Delta\lambda_{FR}}{2} \leq \lambda \leq \lambda_{SP} + \frac{\Delta\lambda_{FR}}{2} \\ 0 & \lambda_{SP} + \frac{\Delta\lambda_{FR}}{2} < \lambda \end{cases}$$

Die Schwerpunktwellenlänge λ_{SP} und die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E^{FR}(\lambda_{SP})$ werden als bekannt vorausgesetzt. Des weiteren wird angenommen, dass die Strahlungsleistung der Quelle innerhalb der Bandbreite $\Delta\lambda_{FR}$ konstant ist. Die Breite der Rechteckfunktion $\Delta\lambda_{FR}$ ist gleich der FWHM, wenn das Maximum durch λ_{SP} bestimmt wird. Die experimentelle Vorgehensweise ist wie folgt: Der Monochromator wird auf die Schwerpunktwellenlänge ($\lambda_0 = \lambda_{SP,FR1}$) eines der drei Filtrradiometer eingestellt. Danach werden die drei Filtrradiometer abwechselnd in den Strahlengang gebracht. Aus dem Verhältniss der gemessenen Photoströme lässt sich, die mit der spektralen Leistungsverteilung der Quelle gewichtete, auf das Maximum (bei λ_0) normierte spektrale Durchlassfunktion des Monochromators

bestimmen:

$$\tau(\lambda_0, \lambda) = \frac{P(\lambda) \cdot M(\lambda_0, \lambda)}{P(\lambda_0) \cdot M(\lambda_0, \lambda_0)} = \frac{I_{Photo}(\lambda) \cdot s_E^{FR1}(\lambda_0) \cdot \Delta\lambda_{FR1}}{I_{Photo}(\lambda_0) \cdot s_E^{FR}(\lambda) \cdot \Delta\lambda_{FR}} \quad (5.33)$$

Die Ergebnisse der Messung für $\tau(\lambda_0 = 903 \text{ nm}, \lambda = 802 \text{ nm})$ und $\tau(\lambda_0 = 903 \text{ nm}, \lambda = 1003 \text{ nm})$ sind für Messungen mit Kantenfiltern bzw. Vormonochromator in Tabelle 5.2 dargestellt. Ausgehend von den

Tabelle 5.2: Spektrale Durchlassfunktion $\tau(\lambda_0, \lambda)$ als Funktion des verwendeten Gitters und Vorselektion (Angaben in 10^{-7})

Vorselektion	$\tau(903, 802) \cdot 10^{-7}$		$\tau(903, 1003) \cdot 10^{-7}$	
	Gitter A	Gitter B	Gitter A	Gitter B
Kantenfilter RG 665	10	65	29	170
Kantenfilter RG 850	< 2	< 2	29	180
Vormonochromator LEISS	< 2	< 2	< 2	23

Ergebnissen in Tabelle 5.2 kann man folgende Aussagen bezüglich des Streulichts am Gittermonochromator machen:

Das Streulicht steigt mit zunehmender Wellenlänge unabhängig vom verwendeten Gitter an. So ist für beide Gitter ein Unterschied von etwa einem Faktor 3 zwischen dem Streulichtanteil bei 802 nm und bei 1003 nm. Betrachtet man die Wolframhalogenlampe als einen Temperaturstrahler im Bereich von 2800 K bis 3200 K und das Verhältnis der Emissionsgrade bei 1003 nm und 802 nm als näherungsweise konstant [8] in diesem Temperaturbereich, beträgt das Verhältnis der spektralen Strahldichten bei diesen Wellenlängen etwa 1. Da man über den gesamten Spektralbereich ab der Kante bei 665 nm des Langpass-Kantenfilters RG 665 (SCHOTT, Mainz) in den Monochromator Leistung einstrahlt, kann deshalb als Ursache für diesen Anstieg nur die streuende und wellenlängenabhängige Reflexion vom Gehäuse und den sonstigen optischen Komponenten (Gitter, Spiegel) des Monochromators angesehen werden.

Gleichzeitig ist das Streulicht bei gleicher Wellenlänge eine Funktion des Gitters. Der Unterschied zwischen Gitter A und B, mit Kantenfilter RG 665, ist etwa Faktor 6 bei gleicher betrachteter Wellenlänge für das Streulicht. Dieser Unterschied steht im Zusammenhang mit der Vorzugswellenlänge ("blaze") des Gitters (Gitter A $\lambda_{blaze} = 575 \text{ nm}$, Gitter B $\lambda_{blaze} = 700 \text{ nm}$), wobei Gitter B eine höhere Effizienz bei 802 nm und 1003 nm hat als Gitter A. Durch Einfügen eines Langpass-Kantenfilters RG 850 (SCHOTT, Mainz) lässt sich das Streulichtniveau bei $\lambda = 802 \text{ nm}$ bei Monochromatoreinstellung $\lambda_0 = 903 \text{ nm}$ bis auf die durch das Rauschen

des Detektors bedingte Nachweisgrenze für beide Gitter senken. Die Streulichtleistung wird durch das Kantenfilter RG 850 bei 1003 nm nicht beeinflusst, der Wert bleibt der gleiche wie bei dem Kantenfilter RG 665. Da es keine geeigneten Kurzpass-Kantenfilter gibt, wurde anstelle von Kantenfiltern ein Prismen-Vormonochromator bei der Streulichtabschätzung benutzt. Dadurch lässt sich bei Gitter A sowohl bei 802 nm als auch bei 1003 nm kein Streulicht mehr nachweisen. Im Fall des Gitters B wird das Streulicht um den Faktor 8,5 bei 1003 nm reduziert. Die erhaltenen Ergebnisse sprechen dafür, dass ein Prismen-Vormonochromator das geeignete Instrument darstellt, um unerwünschtes Streulicht des Hauptmonochromators zu unterdrücken. Wie in Abschnitt 5.4.2 gezeigt, beeinflusst Streulicht die Kalibrierung der schmalbandigen Filterradiometer sowohl im Blockungsbereich als auch im Bandpass. Die Auswirkung des Streulichts und die Möglichkeiten zur Vermeidung von Streulichteffekten bei der Kalibrierung von Filterradiometern soll nun für beide Kalibrierbereiche anhand von experimentellen Ergebnissen erläutert werden.

Zusätzlich zur Kalibrierung im Bandpassbereich mit zwei verschiedenen Gittern und einem Langpass-Kantenfilter RG 665 (Ergebnisse aus Tabelle 5.1) wurde eine gleiche Kalibrierung des Filterradiometers ($\lambda_{SP} = 903 \text{ nm}$)

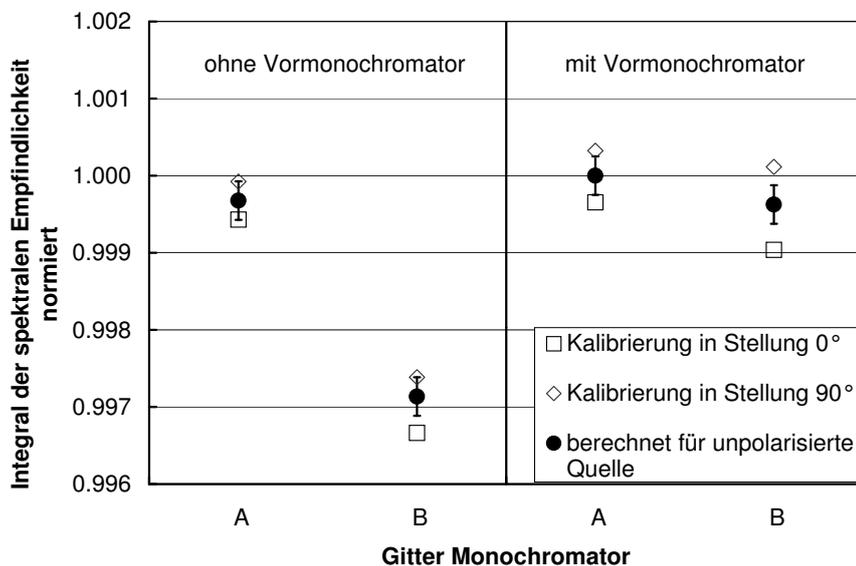


Abbildung 5.5: Vergleich des Integrals der spektralen Empfindlichkeit für zwei verschiedene Gitter des Monochromators ohne bzw. mit Vormonochromator als Vorzerleger am Spektralmessplatz

mit beiden Gittern A und B und einem Prismenvormonochromator durchgeführt. Die Ergebnisse beider Kalibrierungen sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Verwendung des Vormonochromators führt dazu, dass es im Rahmen der Reproduzierbarkeit keinen gitterabhängigen Unterschied mehr im Integral der spektralen Empfindlichkeit zwischen den beiden Kalibrierungen gibt. Durch Vergleich der Ergebnisse aus Abbildung 5.5 und Tabelle 5.2 kann man die Anforderungen an das Monochromatorsystem für die Kalibrierung von schmalbandigen Filterradiometern gegen breitbandige Transferdetektoren ableiten. Vergleicht man die Ergebnisse der Kalibrierung für Gitter A mit Kurzpass-Kantenfilter bzw. Vormonochromator wird deutlich, dass bereits eine Unterdrückung des Streulichtanteils auf $2 \cdot 10^{-6}$ für eine Kalibrierung des Filterradiometers ausreichend ist, da sich bei Verwendung eines Vormonochromators das Integral der spektralen Empfindlichkeit nur noch innerhalb der Reproduzierbarkeit verändert. Die Messung mit Gitter B verdeutlicht, dass bei einem Streulichtanteil in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{-5}$ das Integral der spektralen Empfindlichkeit

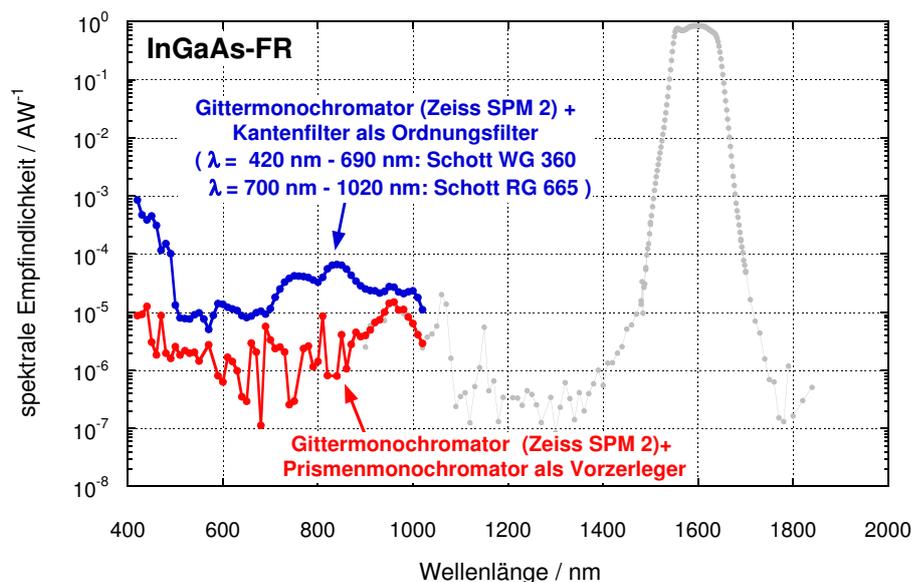


Abbildung 5.6: Vergleich der spektralen Empfindlichkeit im Blockungsbereich des InGaAs-Filterradiometers, gemessen mit Kantenfilter bzw. Vormonochromator am Spektralkomparator

im Bandpass um $2 \cdot 10^{-3}$ kleiner wird. Der Effekt des Streulichts bei der Kalibrierung des Blockungsbereiches ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Bei der Kalibrierung des InGaAs-Filterradiometers wurde der Wellenlängenbereich von 420 nm bis 1020 nm mit zwei verschiedenen Methoden gemessen:

Einmal mit Kantenfiltern (WG 360 und RG 665, beide SCHOTT) und einmal mit dem LEISS-Prismenmonochromator als Vorzerleger. Das unter Verwendung von Kantenfiltern erhaltene Messergebnis für die spektrale Empfindlichkeit im Blockungsbereich des InGaAs-Filterradiometers liegt um ein bis zwei Größenordnungen höher als bei Verwendung des Vormonochromators. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass das Filterradiometer, trotz Verwendung von Kantenfiltern, das Streulicht aus dem langwelligen Bandpassbereich integriert und dies zu einem scheinbaren Anstieg der spektralen Empfindlichkeit führt. Durch Blockung des langwelligen Anteils der eingestrahlten Leistung durch einen Vormonochromator lässt sich der Effekt des Streulichts minimieren.

5.5 Temperaturkoeffizient

Die Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit steigt für Silizium-Photodioden bei Wellenlängen größer als 950 nm signifikant an. Für $\lambda = 1014,5$ nm beträgt die relative Änderung der spektralen Empfindlichkeit $4,5 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [88]. Die Ursache für diesen Effekt sind die starken Abhängigkeiten des Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ und damit der internen Quantenausbeute $\eta_i(\lambda)$ für Photonenenergien in der Nähe der Bandkante bei Silizium [41]. Ebenso wie Silizium-Photodioden zeigen InGaAs-Photodioden in der Nähe der Bandkante einen positiven Temperaturkoeffizienten. Bei der Schwerpunktwellenlänge des Interferenzfilters des InGaAs-Filterradiometers (1595 nm) beträgt die relative Änderung der spektralen Empfindlichkeit $8,5 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [89].

Zusätzlich zu den Detektoreffekten, zeigen Interferenzfilter eine Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge zu längeren Wellenlängen mit steigender Temperatur. Verantwortlich dafür ist die Vergrößerung der optischen Weglänge der Interferenzfilterschichten durch die Temperaturexpansion. [7, 91].

Da für beide Detektormaterialien der Transmissionsbereich der Interferenzfilter in der Nähe der jeweiligen Bandkante liegt, wurde der Temperaturkoeffizient der Filterradiometer (Interferenzfilter und Detektor als Einheit) gemessen. Dabei wurde jedes Filterradiometer bei drei verschiedenen Temperaturen kalibriert, während der Referenzdetektor (Si-Trap-Detektor bzw. InGaAs-Diode) bei konstanter Temperatur betrieben wurde. Die relative Änderung des Integrals der spektralen Empfindlichkeit und die Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Alle Filterradiometer mit Silizium-Photodioden zeigen eine Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge um etwa 30 pm/K. Im Unterschied zu den schmalbandigen Interferenzfiltern bei dem Silizium-Filterradiometer,

Tabelle 5.3: Temperaturkoeffizient der Filtrradiometer und die relative Änderung des Photostromintegrals bei Änderung der Temperatur der Filtrradiometer um 50 mK

Detektor	λ_{SP}	$\frac{\Delta I_s}{I_s} \cdot \frac{1}{\Delta T_{FR}} \text{ K}^{-1}$ $\times 10^4$	$\frac{\Delta \lambda_{SP}}{\Delta T_{FR}} / \text{ pm} \cdot \text{K}^{-1}$	$\frac{\Delta I_{photo}}{I_{photo}}$ $\times 10^4$
Si	802 nm	-2,8	+33	0,4
	903 nm	0,2	+30	0,3
	1003 nm	13,5	+35	0,5
InGaAs	1595 nm	9,1	+85	0,3

verschiebt sich bei dem breiten (100 nm FWHM) Interferenzfilter des InGaAs-Filtrradiometers die Schwerpunktwellenlänge um 85 pm/K. Die Änderungen des Integrals der spektralen Empfindlichkeit sind nur bei $\lambda_{SP} = 1003$ nm für Silizium und bei dem InGaAs-Filtrradiometer signifikant, für die Silizium-Filtrradiometer mit $\lambda_{SP} = 802$ nm und 903 nm liegen sie innerhalb der Reproduzierbarkeit. Mit Hilfe der in Abschnitt 5.6 eingeführten Näherung für das Photostromintegral I_{photo} (Gl. 5.36) lässt sich der Beitrag des Temperaturkoeffizienten zur Unsicherheit der Bestrahlungsstärkemessung vor dem Hohlraumstrahler LABB abschätzen. Die relative Änderung des Photostromintegrals als Folge des Temperaturkoeffizienten (Taylor-Reihe und Wiensche Näherung) ist gleich mit:

$$\begin{aligned} & \frac{I_{photo}(T_{FR} + \Delta T_{FR}) - I_{photo}(T_{FR})}{I_{photo}(T_{FR})} = \\ & = \left[\left(\frac{c_2}{\lambda_{SP}^2 T} - \frac{5}{\lambda_{SP}} \right) \cdot \frac{d\lambda_{SP}}{dT_{FR}} + \frac{dI_s}{dT_{FR}} \cdot \frac{1}{I_s} \right] \cdot \Delta T_{FR} \end{aligned} \quad (5.34)$$

Mit dem Einbau von Pt100 Temperatursensoren kann die Temperatur des Filtrradiometers sowohl während der Kalibrierung als auch bei den Bestrahlungsstärkemessungen am LABB mittels eines Thermostaten innerhalb von ± 50 mK kontrolliert werden. Die sich daraus ergebenden Unsicherheitsbeiträge zum Photostromintegral sind in der 4. Spalte der Tabelle 5.3 eingetragen.

5.6 Unsicherheiten der Filtrradiometerkalibrierung

Die Unsicherheit der Kalibrierung der Filtrradiometer geht in die Gesamtunsicherheit der radiometrischen Temperaturbestimmungen über das Pho-

tostromintegral ein:

$$\begin{aligned}
 I_{photo} &= \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot E_\lambda(\lambda, T) d\lambda = \\
 &= \epsilon \cdot G \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) d\lambda
 \end{aligned} \tag{5.35}$$

Für die Bestimmung der Unsicherheitsbeiträge der Filtrradiometerkalibrierung ist es vorteilhaft obige Gleichung durch eine Näherung zu ersetzen. Die spektrale Halbwertsbreite der Filtrradiometer beträgt typischerweise 15 nm. Da sich in diesem Intervall die Bestrahlungsstärke bzw. die Strahldichte des Hohlraumstrahlers nur wenig ändert, lässt sich für die Unsicherheitsbetrachtung in guter Näherung ³:

$$\begin{aligned}
 I_{photo} &\approx \epsilon \cdot G \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda_{SP}, T) \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) d\lambda = \\
 &= \epsilon \cdot G \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda_{SP}, T) \cdot I_s
 \end{aligned} \tag{5.36}$$

schreiben, wobei λ_{SP} und I_s die im Abschnitt 5.2.1 eingeführten Bezeichnungen für die Schwerpunktwellenlänge und das Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit sind.

Die Unsicherheit der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transfer-Detektors setzt sich aus der Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit und der Fläche der Blende des Transferdetektors (Si-Trap-Detektor oder InGaAs-Photodiode) zusammen. Für die relative Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit des verwendeten Si-Trap-detektors gelten die in [88] ermittelten Werte von $1,0 \cdot 10^{-4}$ bei 802 nm und 903 nm. Im Wellenlängenbereich des Bandpasses (985 nm bis 1020 nm) des 1003-nm-Filtrradiometers ist die relative Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit des Si-Trap-Detektors nicht konstant (siehe Abb. 4.1 S. 34) und steigt bis auf Werte von 1.4 % bei 1020 nm an [72]. Für diesen speziellen Fall der wellenlängenabhängigen Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit des Transferdetektors wurde eine Monte-Carlo-Methode zur Berechnung des Unsicherheitsbeitrages angewendet. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode findet sich in [13]. Als Beitrag des Transferdetektors zur relativen Unsicherheit des Integrals der spektralen Empfindlichkeit des 1003-nm-Filtrradiometers ergab die Simulation einen Wert von $12,0 \cdot 10^{-4}$. Für das InGaAs Transferrnormal beträgt die relative Unsicherheit $17,0 \cdot 10^{-4}$ bei 1595 nm [89].

Bei der Justierung der Detektoren am Spektralkomparatormessplatz

³Die relative Abweichung der Näherung von der exakten Lösung für das Filtrradiometer mit $\lambda_{SP} = 1003$ nm, $t = 550$ °C ist $1,4 \cdot 10^{-3}$

beträgt die Unsicherheit bezüglich einer möglichen Verkippung der Detektoren etwa $0,15^\circ$. Dies entspricht einem relativen Fehler der Blendefläche von $2 \cdot 10^{-6}$ und ist vernachlässigbar. Es braucht daher nur die relative Unsicherheit der Blendenfläche berücksichtigt zu werden. Diese beträgt relativ $1,7 \cdot 10^{-4}$ für die 5 mm Blende (Si-Trap-Detektor) [42] und $2,8 \cdot 10^{-4}$ für die 3 mm Blende (InGaAs-Photodiode) [43]. Aus den in Tabelle 6.1 dargestellten Ergebnissen der Blendendurchmesserbestimmung kann man entnehmen, dass sich die Durchmesser der Blenden Nr. 3 und Nr. 5 während der Dauer der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nur im Rahmen der Messunsicherheit verändert haben. Die Blenden sind somit von ausreichender Langzeitstabilität und mögliche Veränderungen der Blendendurchmesser sind als Unsicherheitsbeitrag vernachlässigbar.

Das kollimierte Strahlenbündel des Monochromators hat eine Divergenz von $0,2^\circ$. Diese führt zu einer leichten Abhängigkeit der Bestrahlungstärke vom Ort auf der optischen Achse. Die Positioniergenauigkeit der Detektoren in Richtung der optischen Achse zueinander beträgt 0,02 mm. Der daraus resultierende Beitrag zur relativen Unsicherheit der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit ist $0,2 \cdot 10^{-4}$.

Für die Korrektur der Nichtlinearität des Silizium-Trap-Detektors bei 900 nm und 1000 nm beträgt die relative Standardunsicherheit in beiden Fällen $1,0 \cdot 10^{-4}$ (Abschnitt 4.2.2).

Ein weiterer Beitrag zur Unsicherheit ist der Temperaturkoeffizient der Filtrradiometer bzw. der Transferdetektoren. Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten für die in dieser Arbeit verwendeten Filtrradiometer und eine Diskussion der Ergebnisse findet sich in Abschnitt 5.5. Bei den Messungen am Hohlraumstrahler wurde mittels des integrierten Pt100-Sensors und eines Thermostaten die Temperatur des Filtrradiometers mit einer Unsicherheit von ± 50 mK auf den gleichen Wert wie bei der Kalibrierung am Spektralkomparator eingestellt. Die sich daraus ergebenden Unsicherheiten für das Photostromintegral sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Die Transferdetektoren (Silizium-Traps oder InGaAs-Photodiode) wurden mit einem von den Filtrradiometern getrennten Kühlkreislauf thermostatisiert. Dadurch wurde sichergestellt, dass die Temperatur während der Kalibrierung konstant blieb, gleichzeitig wurde der Temperaturverlauf beider Detektoren aufgezeichnet. Für die Auswertung wurde die spektrale Empfindlichkeit des Transferdetektors entsprechend der Temperaturdifferenz zwischen der Kalibrierung am Spektralmessplatz und am RTCR mit einer Unsicherheit von ± 50 mK korrigiert. Für die Kalibrierung der Filtrradiometer ergeben sich daraus folgende relative Standardunsicherheiten: $0,1 \cdot 10^{-4}$ bei 800 nm und 900 nm und $2,0 \cdot 10^{-4}$ bei 1000 nm für den Silizium-Trap-Detektor. Für die InGaAs-Photodiode ist

die Unsicherheit bereits in der Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeit enthalten.

Die Homogenität des kollimierten Strahlenbündels am Spektralkomparator wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera untersucht. Nach dieser Untersuchung ist für die Homogenität die Spalthöhe des Austrittsspalt des Monochromators entscheidend. Bei 2 mm Spalthöhe ist der Beitrag zur relativen Standardunsicherheit aufgrund von Inhomogenitäten nicht größer als $0,2 \cdot 10^{-4}$.

Sowohl an der Transferdetektorblende als auch an der Filtrerradiometerblende tritt Beugung auf. Die Berechnung der entsprechenden Korrekturen aufgrund von Beugungsverlusten wird in Abschnitt 7.1 durchgeführt. Die relative Standardunsicherheit der Beugungskorrektur an den Blenden der Transferdetektoren beträgt $0,1 \cdot 10^{-4}$ für Silizium und $0,4 \cdot 10^{-4}$ für InGaAs. Die entsprechenden relativen Standardunsicherheiten der Beugungskorrekturen an den Blenden der Filtrerradiometer sind gleich $0,1 \cdot 10^{-4}$ (Silizium) und $1,6 \cdot 10^{-4}$ (InGaAs).

Die Unsicherheit der Schwerpunktwellenlänge wird durch drei Faktoren bestimmt: dem Temperaturkoeffizienten der Interferenzfilter, der Reproduzierbarkeit der Schwerpunktwellenlänge und der Wellenlängenkalibrierung des Monochromators. Der Beitrag aufgrund des Temperaturkoeffizienten ist bereits im experimentell bestimmten Temperaturkoeffizienten des Filtrerradiometers enthalten. Die Reproduzierbarkeit der Schwerpunktwellenlänge für aufeinanderfolgende Messdurchgänge am Spektralkomparator war für die Si-Filtrerradiometer besser als 2 pm, bei dem InGaAs-Filtrerradiometer betrug sie 6 pm. Die Unsicherheit der Wellenlängenkalibrierung des Monochromators (Interpolation anhand von Spektrallinien) ist gitterabhängig. Im Wellenlängenbereich der Silizium-Filtrerradiometer beträgt die Unsicherheit 10 pm, bei dem für das InGaAs-Filtrerradiometer verwendeten Gitter ist die Wellenlängenunsicherheit 40 pm.

Einen Überblick der bei der Kalibrierung von Filtrerradiometern am Spektralkomparator auftretenden einzelnen Unsicherheitsbeiträge und die Gesamtunsicherheit des Integrals der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit I_S und der Schwerpunktwellenlänge λ_{SP} gibt Tabelle 5.4.

Tabelle 5.4: Beiträge des Filtrerradiometers zur relativen Standardunsicherheit ($k=1$) bei der Bestimmung der thermodynamischen Temperatur über Bestrahlungsstärkemessungen am Hohlraumstrahler LABB. (Angaben für I_S in 10^{-4} , für λ_{SP} in pm)

Unsicherheitsbeiträge zum Integral I_S	Filtrerradiometer			
	802 nm	903 nm	1003 nm	1595 nm
	$\Delta I_S/I_S$ $\times 10^4$	$\Delta I_S/I_S$ $\times 10^4$	$\Delta I_S/I_S$ $\times 10^4$	$\Delta I_S/I_S$ $\times 10^4$
spektrale Empfindlichkeit Transferdetektor	1,0	1,0	12,0	17,0
Blendenfläche Transferdetektor	1,6	1,6	1,6	2,7
Beugung an der Transferdetektorblende	0,1	0,1	0,1	0,4
Beugung an der Filtrerradiometerblende	0,1	0,1	0,1	1,6
Abstand vom Austrittsspalt	0,3	0,3	0,3	0,5
Temperaturkoeffizient Transferdetektor	0,1	0,1	2,0	-
Temperaturkoeffizient Filtrerradiometer	0,4	0,3	0,5	0,3
Homogenität Strahlungsfeld	0,2	0,2	0,2	0,2
Stabilität der Wolfram-Halogenlampe	0,2	0,2	0,2	0,2
Nichtlinearität Transferdetektor	-	1,0	1,0	-
Reproduzierbarkeit	0,5	0,5	0,5	0,5
Gesamtunsicherheit (quadratische Summe)	2,0	2,3	12,3	17,3
Unsicherheitsbeiträge zur Schwerpunktwellenlänge	pm	pm	pm	pm
Kalibrierung des Monochromators	10	10	10	40
Reproduzierbarkeit	2	2	2	6
Gesamtunsicherheit (quadratische Summe)	10	10	10	40

Kapitel 6

Bestrahlungsstärkemessung

6.1 Prinzip

Der prinzipielle Aufbau für die radiometrische Temperaturbestimmung über die Messung der Bestrahlungsstärke ist in Abb. 6.1 dargestellt. Die Quelle der Bestrahlungsstärke ist der Hohlraumstrahler LABB, der in guter Näherung die Realisierung eines Schwarzen Strahlers mit der Temperatur T darstellt. Die spektrale Strahldichte des LABB ist

$$L_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{2hc^2}{n^2\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{n\lambda kT}} - 1} \quad (6.1)$$

wobei $\varepsilon(\lambda)$ der Emissionsgrad des LABB und $L_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ die spektrale Strahldichte eines Schwarzen Strahlers nach dem Planckschen Gesetz sind. Die Quellenfläche ist durch die Blende A_1 mit dem Radius r_1 festgelegt. Konzentrisch und parallel zur Blende A_1 befindet sich im Abstand d die Blende A_2 des Detektors mit Radius r_2 . Der spektrale Strahlungsfluß $d\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T)$ von einem Flächenelement dA_1 der Blendenfläche A_1 zu einem Flächenelement dA_2 der Blendenfläche A_2 ist

$$d\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T) = L_\lambda(\lambda, T) \cdot \frac{dA_1 \cos \theta_1 \cdot dA_2 \cos \theta_2}{d'^2} \quad (6.2)$$

wobei $L_\lambda(\lambda, T)$ die spektrale Strahldichte des LABB, d' der Abstand zwischen den beiden Flächenelementen und θ_1, θ_2 die Winkel der Normalen der Flächenelemente mit dem Abstandsvektor sind. Für den gesamten Strahlungstransport von der Quelle zum Detektor gilt

$$\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T) = L_\lambda(\lambda, T) \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{dA_1 \cos \theta_1 \cdot dA_2 \cos \theta_2}{d'^2} \quad (6.3)$$

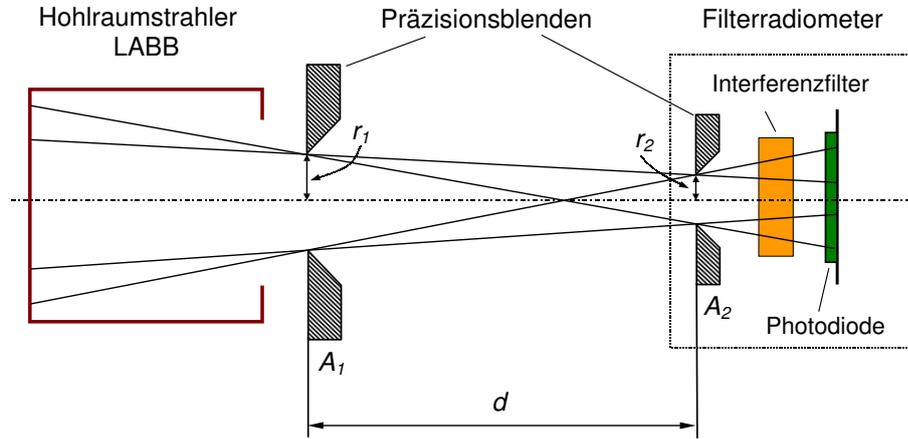


Abbildung 6.1: Prinzipdarstellung des experimentellen Aufbaus für radiometrische Temperaturbestimmung mit absolut kalibrierten Filterradiometern am Hohlraumstrahler LABB

Das Integral lässt sich für den genannten experimentellen Aufbau analytisch berechnen [57]:

$$\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T) = L_{\lambda}(\lambda, T) \frac{2 \cdot \pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{r_1^2 + r_2^2 + d^2 + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + d^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} \quad (6.4)$$

Die spektrale Bestrahlungstärke am Ort der Blende des Detektors ist gleich mit

$$\begin{aligned} E_{\lambda}(\lambda, T) &= \frac{\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T)}{\pi r_2^2} = \\ &= \varepsilon \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \frac{2 \cdot \pi r_1^2}{\underbrace{r_1^2 + r_2^2 + d^2 + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + d^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}}_{\text{Geometriefaktor } G}}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Der Photostrom des Detektors, hier ein in Einheiten der spektralen Empfindlichkeit $s_E^{FR}(\lambda)$ kalibriertes Filterradiometer, ist für den Messaufbau in

Abb. 6.1 gleich mit

$$I_{photo} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot E_\lambda(\lambda, T) d\lambda = \varepsilon \cdot G \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) d\lambda \quad (6.6)$$

wobei G der Geometriefaktor aus Gleichung 6.5 ist. Die Messung des Photostroms erlaubt bei bekannter spektraler Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors, des Geometriefaktors (Blendendurchmesser r_1 , r_2 , Blendenabstand d) und des Emissionsgrades ε des LABB, die iterative Berechnung der thermodynamischen Temperatur T des Hohlraumstrahlers.

6.2 Experimenteller Aufbau

Die wesentlichen Elemente des experimentellen Aufbaus sind der LABB als Quelle, Filtrerradiometer als Detektoren und der durch die Blendendurchmesser und deren Abstand bestimmte Raumwinkel. Die Funktionsweise und die Charakterisierung des LABB ist im Kapitel 3 beschrieben, die Filtrerradiometer und deren Kalibrierung werden in den Kapiteln 4 und 5 behandelt.

Das Filtrerradiometer mit der Blende A_2 (Radiometerblende) und die Strahlerblende A_1 sind auf einer 2 m langen optischen Bank aus Granit angeordnet. Die optische Achse z des Experiments wird durch die Mittelpunkte der Strahlerblende A_1 und der Detektorblende A_2 festgelegt. Die Strahlerblende ist fest in Richtung der z -Achse mit der optischen Bank verbunden und bildet die Bezugsebene für den Abstand der Blenden. Das Filtrerradiometer, die Strahlerblende A_1 und der LABB können mittels Justierelemente in x , y und z^1 -Richtung verschoben bzw. um die x und die y -Achse gedreht werden.

Aus der Analyse der Abhängigkeit des Geometriefaktors G aus Gleichung 6.5 von den einzelnen Variablen r_1 , r_2 und d wird deutlich, dass für die im Experiment verwendeten Blenden und Blendenabstände, G in erster Ordnung nur von dem Blendenabstand d und dem Durchmesser r_1 der Strahlerblende A_1 abhängt. Für die Konfiguration $d = 500$ mm, $r_1 = 10$ mm und $r_2 = 2,5$ mm führt eine relative Unsicherheit von $5 \cdot 10^{-5}$ von d bzw. r_1 zu einer relativen Unsicherheit von G von $1 \cdot 10^{-4}$, während bei einer hundertprozentigen Änderung des Blendendurchmessers r_2 sich der Geometriefaktor G relativ nur um $8 \cdot 10^{-5}$ ändern würde.

6.2.1 Die Präzisionsblenden

Die in der vorliegenden Arbeit für die Messungen am Hohlraumstrahler eingesetzte Strahlerblende bzw. die bei der Kalibrierung der Filtrerradiometer

¹Ausnahme: Strahlerblende A_1

am Spektralkomparator zu verwendenden Blenden der Transferdetektoren müssen hinsichtlich ihrer Blendenfläche sehr genau charakterisiert werden, da diese Größe direkt in die spektralradiometrischen Messungen eingeht. Die Blenden sollten dem Ideal einer gegen Null gehenden Kantendicke möglichst nahe kommen, um störende Reflexionen, wie sie bei Blenden mit endlicher Kantendicke auftreten, zu vermeiden, und um eine genaue Abstandsbestimmung zwischen Strahlerblende und Filterradiometerblende zu ermöglichen. Zusätzlich ist eine Langzeitstabilität bezüglich der Blendenfläche gefordert. Als geeignete Blenden in der Präzisionsradiometrie haben sich sogenannte "knife-edge" Blenden erwiesen. Diese bestehen in der vorliegenden Arbeit aus diamantgedrehtem Aluminium. Durch das Herstellungsverfahren sind die Kanten dieser Blenden ("land") sehr dünn (ca. $15\ \mu\text{m}$). Der Durchmesser der Strahlerblende A_1 beträgt 20 mm, für die Filterradiometer mit Silizium-Photodioden und dem Silizium Trap-Detektor werden Blenden mit jeweils 5 mm Durchmesser verwendet. Die Blenden für das InGaAs-Filterradiometer und das InGaAs-Transferrnormal haben einen Durchmesser von 3 mm. Die Bestimmung des Durchmessers der Blenden geschieht berührungslos mit Hilfe eines senkrecht zur stehenden Laserstrahls [42]. Die Blende ist so positioniert, dass eine Rotation um eine, senkrecht zur Blendenoberfläche stehende, Drehachse durch den Blendenmittelpunkt möglich ist. Während der Messung der Blendenfläche wird die Blende mit einem interferometrisch gesteuerten Piezo-Motor entlang ihres Durchmessers verfahren. Durch Messung des reflektierten Signals kann die Position der Kanten festgestellt und der Durchmesser der Blende berechnet werden. Danach wird die Blende um einen bestimmten Winkelbetrag ($\sim 1^\circ$) um die Rotationsachse gedreht und der Durchmesser erneut bestimmt. Letzteres wird so oft wiederholt bis die Ausgangsposition bezüglich der Drehung wieder erreicht wird. Eine detaillierte Beschreibung des Messverfahrens ist in [42] dargestellt. Die absolute Standard-Unsicherheit für diese Methode für Blenden bis 20 mm Durchmesser beträgt $0,42\ \mu\text{m}$. Die Blendendurchmesser der Strahlerblende (Blende Nr. 5) und der Blende für den Trap-Detektor (Blende Nr. 3) wurden vor dem Beginn der Bestrahlungstärkemessungen und nach dem Ende der Messungen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 eingetragen. Sie zeigen, dass sich die Blenden nur innerhalb der Messunsicherheit verändert haben. Um Wärmeausdehnungseffekte der Strahlerblende während der Bestrahlungstärkemessung zu minimieren, ist diese auf einer auf $(25,0 \pm 0,5)\ ^\circ\text{C}$ thermostatisierten Kupferplatte montiert (siehe Abb. 3.1, S. 17).

Das Filterradiometer ist elektrisch isoliert auf eine Anordnung von Justierelementen geschraubt. Die gesamte Einheit ist auf einem auf der Granitbank beweglichen Reiter befestigt, welcher zur Grobeinstellung des Blendenabstands anhand einer Skala auf der Granitbank dient. Die Feineinstellung des Blendenabstandes geschieht interferometrisch mit Hilfe

Tabelle 6.1: Blendendurchmesser und dessen Änderung für den Zeitraum der radiometrischen Messungen (1998-2001) für die Strahlerblende Nr. 5, Trapblende Nr. 3 und die Blende Nr. IGA II für das InGaAs-TransfERNormal

	Blende Nr. 3	Blende Nr. 5	Blende Nr. IGA II
d(1998)/mm	5,0130	20,0192	-
d(2001)/mm	5,0129	20,0191	3,0200
Änderung / μm	0,1	0,1	-

eines DC-Servomotors und einer Verschiebeeinheit. Nach der Justierung der Komponenten und der Blendenabstandseinstellung wurden die beiden Blenden mit schwarzen Kappen abgedeckt, um Interreflexionen zwischen den hochreflektierenden Blendenoberflächen zu verhindern. Die Temperatur des Filterradiometers wird mittels des eingebauten Pt100-Temperatursensors und eines Thermostaten mit einer Unsicherheit von ± 50 mK auf die gleiche Temperatur während der Kalibrierung am Spektralkomparator eingeregelt.

Über die BNC-Buchse des Filterradiometers wird der Photostrom mit einem rauscharmen Koaxialkabel einem Strom/Spannungswandler zugeführt, dessen Spannung mit einem kalibrierten Digitalvoltmeter ausgelesen wird. Zusätzlich werden für die Auswertung der Messergebnisse (die Berechnung des Brechungsindex und Korrekturen aufgrund von Wasserdampfabsorption) während der Bestrahlungsstärkemessungen Raumtemperatur, Luftdruck und relative Luftfeuchte protokolliert.

Um den Dunkelstrom bei den Bestrahlungsstärkemessungen zu berücksichtigen, ist zwischen der Strahleröffnung und der gekühlten Blendenhalterung mit der Strahlerblende ein elektrisch gesteuerter Shutter angebracht.

6.3 Bestrahlungsstärkemessungen am LABB

Der schematische Ablauf der Bestrahlungsstärkemessungen ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

6.3.1 Justierung

Vor der Durchführung der Bestrahlungsstärkemessungen wurden die einzelnen Komponenten justiert. Als Justierhilfe diente ein Diodenlaser, der mit Hilfe einer Lochblende parallel zur optischen Bank ausgerichtet wurde. In einem ersten Schritt wurde der kalte LABB so ausgerichtet, dass der Laserstrahl durch die Mitte der Hohlraumöffnung verläuft und auf die Mitte des Hohlraumbodens trifft. Danach wurde die Strahlerblende mittels Rückreflex

und Lochblende senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet. Die maximale Abweichung von der Senkrechten beträgt $\pm 0,3^\circ$. Der sich daraus ergebende maximale relative Flächenfehler der Strahlerblende beträgt $2 \cdot 10^{-5}$. In einem nächsten Schritt wurde das Filtrradiometer nach dem gleichen Prinzip wie die Strahlerblende senkrecht zum Laserstrahl justiert. Die Unsicherheit beträgt hier $\pm 0,4^\circ$, der relative Beitrag zum Flächenfehler der Filtrradiometerblende $2,5 \cdot 10^{-5}$. Abschließend wurden beide Blenden mit einer Unsicherheit von ± 1 mm konzentrisch zum Laserstrahl positioniert. Der kürzeste Blendenabstand betrug bei den Bestrahlungstärkemessungen 500 mm. Eine Abweichung von der Konzentrität der Blenden von 1 mm trägt zum relativen Fehler des Blendenabstandes mit $2 \cdot 10^{-6}$ bei und kann somit vernachlässigt werden.

6.3.2 Der Blendenabstand

In einem ersten Schritt wird durch manuelles Verschieben des Reiters mit dem Filtrradiometer der Blendenabstand auf ± 1 mm eingestellt. Danach wird die Feinpositionierung auf $\pm 1 \mu\text{m}$ interferometrisch durchgeführt. Für eine korrekte interferometrische Abstandsmessung ist die Wellenlänge in Luft für den He-Ne-Laser des Interferometers notwendig. Vor jeder Abstandsbestimmung wurde daher der Brechungsindex n in der Auswerteeinheit des Interferometers aktualisiert. Dieser wurde nach Edlen [9] mit den aktuellen Werten für Luftdruck, Lufttemperatur und relativer Luftfeuchte berechnet. Zur Translation während der Feinpositionierung wird das Filtrradiometer von einem DC-Servomotor in Richtung der optischen Achse bewegt. In einem Regelkreis wird die Ist-Position des Interferometers mit der vorgegebenen Soll-Position verglichen und Anhand der Abweichung die Bewegungsrichtung des DC-Servomotors geregelt. Mit einem Interferometer können jedoch nur relative Abstände gemessen werden. Für die Messung der absolute Entfernung der beiden Blenden A_1 und A_2 ist es daher notwendig, dass beide Blenden in der gleichen Bezugsebene (Nullpunkt) liegen. Dazu wird die eingebaute Blende des Filtrradiometers (Aussendurchmesser: 18 mm) soweit in die Öffnung (Innendurchmesser: 20 mm) der Strahlerblende gefahren, bis anhand der Anzeige eines inkrementalen Messtasters (Auflösung $0,5 \mu\text{m}$) beide Blendenoberflächen in derselben Ebene liegen. Diese Messung kann aber nur dann durchgeführt werden, solange der LABB noch nicht in Betrieb ist. Für die Blendenabstandsbestimmung während der Bestrahlungstärkemessung wird daher zusätzlich zum Nullpunkt ein zweiter Referenzpunkt bestimmt. Dieser Referenzpunkt ist ein ca. 40 mm langer, in die Halterung der Blende geschraubter Stift, der auch während der Bestrahlungstärkemessungen für die Blendenabstandsbestimmung zugänglich ist. Anhand der Anzeige des inkrementalen Messtasters kann festgestellt werden, wann das Filtrradiometer den Stift gerade berührt. Mit Hilfe des zuvor bestimmten Abstands

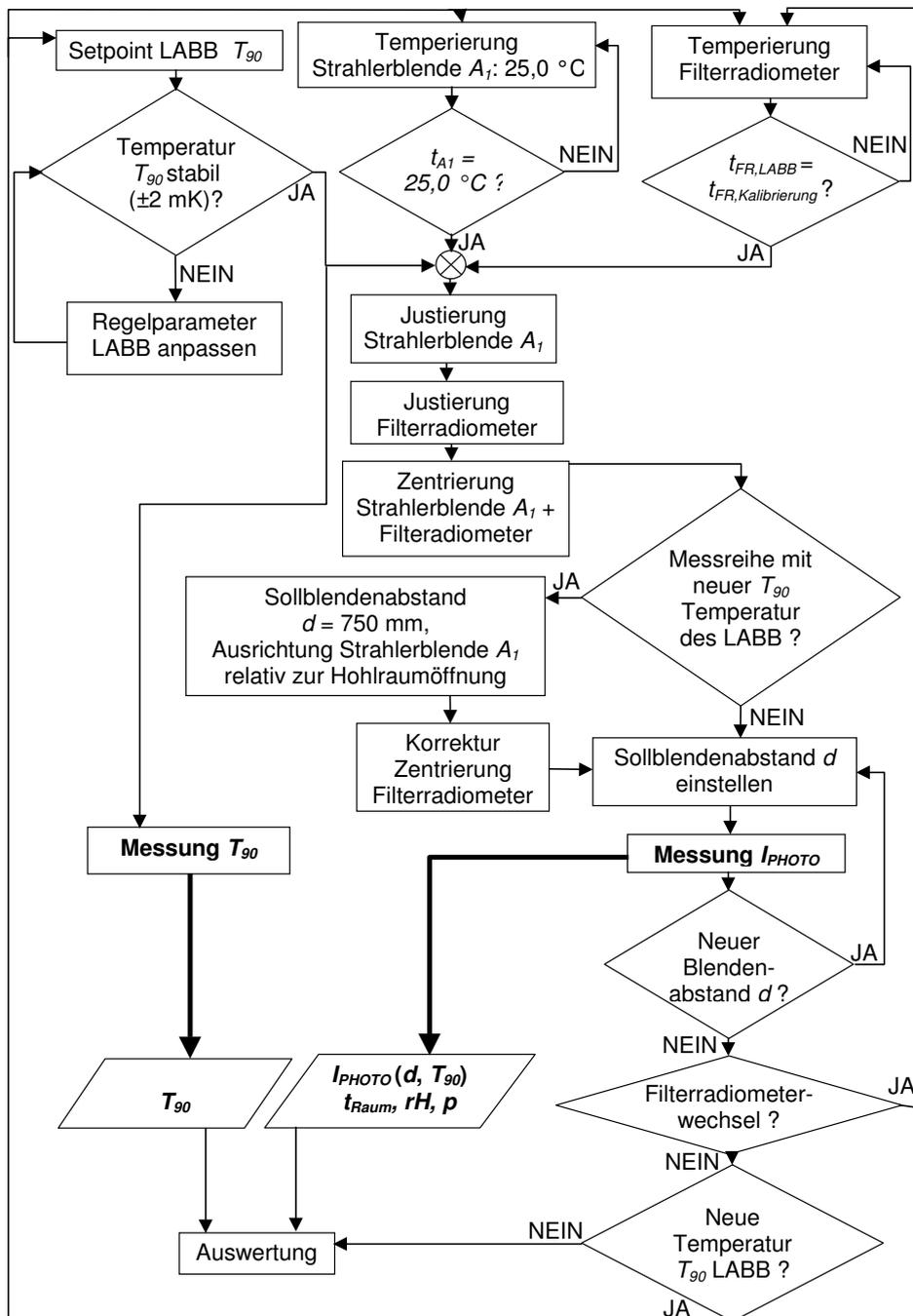


Abbildung 6.2: Schematischer Ablauf der Bestrahlungsstärkemessungen am Hohlraumstrahler LABB mit Filtrerradiometern. Nicht eingezeichnet sind vorbereitende experimentelle Arbeiten

zwischen Nullpunkt und zweitem Referenzpunkt kann der absolute Abstand zwischen den Blenden berechnet werden.

6.3.3 Durchführung der Messungen

Die Bestimmung der thermodynamischen Temperatur T des LABB über die Messung der spektralen Bestrahlungsstärke wurde für sechs verschiedene Temperaturen t_{90} des LABB durchgeführt: 419 °C (Zn-Erstarrungspunkt), 457 °C (gasthermometrischer Referenzwert), 500 °C, 550 °C, 600 °C und 660 °C (Al-Erstarrungspunkt). Als Detektoren wurden drei kalibrierte Filtrradiometer mit Silizium-Photodioden mit den Schwerpunktwellenlängen 802 nm, 903 nm und 1003 nm, und ein Filtrradiometer mit einer InGaAs-Photodiode mit $\lambda_{SP} = 1595$ nm verwendet.

Um zusätzlich systematische Effekte identifizieren zu können (Beugungseffekte, Bandpassverschiebung des Interferenzfilters aufgrund divergenter Strahlung), wurden die radiometrischen Messungen bei verschiedenen Blendenabständen d durchgeführt: 500 mm, 750 mm, 1000 mm, 1250 mm, 1500 mm und 1750 mm. Um ein ausreichendes Signal/Rausch-Verhältnis zu erzielen, war es, abhängig von der Hohlraumstrahlertemperatur, nicht möglich mit allen Filtrradiometern bei allen genannten Blendenabständen zu messen. Die Grenzbedingungen der Messung waren (minimale Temperatur t_{90} maximaler Blendenabstand d): FR($\lambda_{SP} = 1003$ nm): 419 °C und 1250 mm, FR($\lambda_{SP} = 903$ nm): 457 °C und 1000 mm, FR($\lambda_{SP} = 802$ nm): 500 °C und 1000 mm. Das InGaAs-Filtrradiometer konnte nur für Blendenabstände ab 750 mm und größer eingesetzt werden, da kleinere Abstände zu einer Überstrahlung der verwendeten InGaAs-Diode führten.

6.3.3.1 Die Temperatur T_{90} des LABB

Um ein Vergleich der spektralradiometrisch bestimmten thermodynamischen Temperatur T mit der Temperatur T_{90} des LABB durchzuführen, wurde simultan zu den radiometrischen Messungen die Temperatur des Hohlraums mit drei, gemäß der ITS-90 kalibrierten 0,25 Ω Standard-Platinwiderstandsthermometer gemessen. Dafür wurde eine Präzisionswiderstandsmessbrücke und ein kalibriertes und auf 20 °C temperiertes 1 Ω Widerstandsnormalelement benutzt. Die Auslesung und Umrechnung der gemessenen Widerstandsverhältnisse in T_{90} -Temperaturen geschieht automatisch in einem Rechner, der gleichzeitig (mittels eines vierten Platinwiderstandsthermometers) auch für die Feinregelung der Temperatur des LABB Verwendung findet.

6.3.3.2 Die Messung des Photostroms

Für die Messung des Photostroms der Detektoren, wurde das Signal mit einem rauscharmen Kabel in einem Strom/Spannungs-Wandler mit schaltbaren, kalibrierten Rückkopplungswiderständen geleitet und dessen Spannung durch ein kalibriertes Digitalvoltmeter ausgelesen. Der Photostrom wurde abwechselnd bei geöffnetem Shutter (Hell-Messung) und geschlossenem Shutter (Dunkel-Messung, strahlende Hohlraumöffnung wird abgedeckt) gemessen. Sowohl Hell- wie auch Dunkel-Messung beinhalten typischerweise zehn Einzelmessungen des Digitalvoltmeters mit einer Integrationszeit von zwei Sekunden. Je nach Grösse des Photostroms werden 50 bis 600 Hell/Dunkel-Messungen durchgeführt.

Kapitel 7

Auswertung der Bestrahlungsstärkemessungen

7.1 Die thermodynamische Temperatur T des LABB

Die jeweilige thermodynamische Temperatur T des Hohlraumstrahlers wurde iterativ durch numerische Berechnung des Photostromintegrals (Gleichung 6.6) bestimmt. Für die Berechnung des Brechungsindex der Luft nach Edlen [9] wurden die gemessenen Mittelwerte für Luftdruck, Lufttemperatur und relativer Luftfeuchtigkeit verwendet. Als Zahlenwert für die Boltzmann-Konstante wurde der CODATA(1998)-Wert benutzt: $k = 1,3806503 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ mit der relativen Unsicherheit $1,7 \cdot 10^{-6}$ [58].

7.1.1 Korrekturen

7.1.1.1 Absorption

Durch die Erweiterung des spektralen Bereiches der Filtrradiometer in das nahe Infrarot bis 1595 nm muss bei Absolutmessungen an Hohlraumstrahlern die Absorption der Luft berücksichtigt werden. Den größten Effekt haben die Absorptionsbanden des Wassers. Für die Berechnung der Absorption wurde das Programm "AIRSENTRY" verwendet [61]. Die in die Berechnung eingehenden Parameter sind der Druck, die Temperatur, der Volumenanteil an Wasserdampf in der Luft sowie die Dicke der durchstrahlten Luftschicht (Entfernung Filtrradiometerblende - Hohlraumboden). Das Filtrradiometer wurde als ein Detektor mit einer spektralen Bandbreite von 14 nm angenommen. Durch Faltung des Absorption-Linienspektrums mit der normierten instrumentellen Bandbreite des Detektors, hier dargestellt durch das Filtrradiometer, erhält man die Absorption als Funktion der Wellenlänge. Abbildung 7.1 zeigt die berechnete Absorption einer 2 m dicken Luftschicht

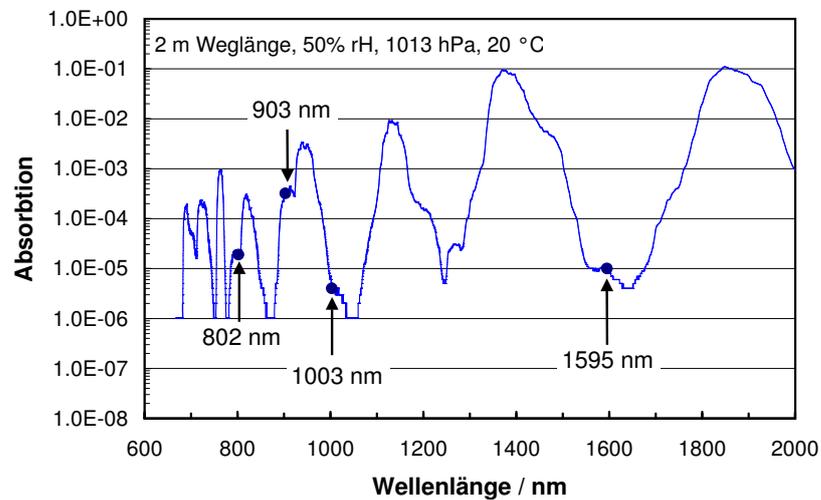


Abbildung 7.1: Absorption einer 2 m dicken Luftschicht als Funktion der Wellenlänge

bei 20 °C und 50% relativer Luftfeuchte als Funktion der Wellenlänge. Zusätzlich dargestellt sind die Schwerpunktwellenlängen der verwendeten Filterradiometer. Aus der Absorptionskurve kann man entnehmen, dass eine Korrektur nur bei dem Filterradiometer mit $\lambda_{SP} = 903$ nm notwendig ist. Für die Filterradiometer mit $\lambda_{SP} = 802$ nm, 1003 nm und 1595 nm spielt die Absorption der Luft keine Rolle.

7.1.1.2 Beugung

Am Bestrahlungsstärkemessplatz und am Spektralkomparatormessplatz werden Blenden zur Begrenzung des Strahlungsflusses eingesetzt. Durch Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit den als Hindernis aufzufassenden Blendenkanten tritt Beugung auf. Bei radiometrischen Präzisionsmessungen müssen diese Beugungsverluste berücksichtigt werden [6]. Diese Beugungsverluste können mit Hilfe der Beugungstheorie nach Fresnel berechnet werden. Dabei ist zwischen den beiden beteiligten Messplätzen, Spektralkomparator (SP) und Bestrahlungsstärkemessplatz (LABB) zu unterscheiden.

Bei der Kalibrierung der Filterradiometer am Spektralkomparator ändert sich durch Beugung die mittlere Bestrahlungsstärke $E_{\lambda}(\lambda)$ an den

Blenden der Detektoren gemäss

$$E_{\lambda}^{Det}(\lambda) = E_{\lambda}^{Det,0}(\lambda) \cdot (1 + \eta_{SP,Det}) \quad \eta < 0 \quad (7.1)$$

$E_{\lambda}^{Det,0}(\lambda)$ ist die Bestrahlungsstärke ohne Beugung und $\eta_{SP,Det}$ der Beugungsverlust. Die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrradiometers unter Berücksichtigung der Beugung ist gleich mit

$$s_E^{FR,korr}(\lambda) = s_E^{FR}(\lambda)(1 - \eta_{SP,FR} + \eta_{SP,TD}) \quad (7.2)$$

Am Spektralkomparator ist das benutzte Strahlenbündel kollimiert, jedoch ist es aufgrund der endlichen Größe des Austrittsspalts des Monochromators und Abbildungsfehlern der Optik mit einer Divergenz von etwa 0.2° behaftet. Für die Berechnung der Beugungsverluste lässt sich daher der Formalismus nach [6] für eine, in diesem Fall virtuelle, Punktquelle anwenden. Der Detektor ist unterstrahlt. Der Beugungsverlust η ist gleich mit:

$$\eta_{SP,DET}(u, v_D) = - \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{2s+1} \left(\frac{u}{v_D} \right)^{2s} \cdot \sum_{m=0}^{2s} (-1)^m [J_m(v_D)J_{2s-m}(v_D) + J_{m+1}(v_D)J_{2s-m+1}(v_D)] \quad (7.3)$$

mit

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{a+b}{ab} R^2 \quad v_D = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{Rr_D}{b} \quad (7.4)$$

Die in Gleichung 7.4 verwendeten Abkürzungen sind: a Abstand Quelle-Blende, b Abstand Blende-Detektor, r_D Detektorradius und R Blendenradius. $J_n(v_D)$ sind die Besselfunktionen der ersten Art und n -ter Ordnung. Für alle im Experiment verwendeten Detektoren konvergiert die Summe aus Gl. 7.3 für $s > 10$. Die berechneten Korrekturen aufgrund von Beugungseffekten am Spektralmessplatz für Transferdetektoren und Filtrradiometer sind in Tabelle 7.1 dargestellt.

Tabelle 7.1: Korrekturen für Filtrradiometer und Transferdetektoren aufgrund der Beugungsverluste bei der Kalibrierung von Filtrradiometern am Spektralkomparator, Angaben $\times 10^4$

Detektortyp	Silizium			InGaAs
	802 nm	903 nm	1003 nm	1595 nm
$\eta_{SP,FR}$	-5.3	-6.0	-6.6	-38.5
$\eta_{SP,TR}$	-1.3	-1.4	-1.6	-7.9

Während der Bestrahlungsstärkemessungen am Hohlraumstrahler LABB treten Beugungsphänomene sowohl an der Strahlerblende als auch an der Filtrradiometerblende auf. Im Unterschied zur Geometrie am Spektralkomparator (virtuelle Punktquelle im Unendlichen) ist hier die Beugungskorrektur für einen Flächenstrahler als Quelle anzuwenden. Da die betrachteten Beugungseffekte klein sind, lassen sich beide Korrekturen (Strahlerblende: $\eta_{LABB,SB}$, Filtrradiometerblende: $\eta_{LABB,FR}$) getrennt betrachten. Unter Berücksichtigung der Beugungsverluste lässt sich daher für den Strahlungstransport am Bestrahlungstärkemessplatz schreiben:

$$\Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}(\lambda, T) = \Phi_{1 \rightarrow 2, \lambda}^0(\lambda, T) \cdot (1 + \eta_{LABB,SB} + \eta_{LABB,FR}) \quad (7.5)$$

Als Ansatz für die Berechnung der Korrektur aufgrund von Beugung an den Blenden kann man zwei Fälle unterscheiden:

1. Beugung an der Filtrradiometerblende - die Strahlerblende als Quelle, und die Photodiode als unterstrahlten Empfänger
2. Beugung an der Strahlerblende - die Öffnung des Hohlraumstrahlers LABB als Quelle und die Radiometerblende als überstrahlten Empfänger

Aufgrund des Helmholtzschen Reziprozitätsprinzips [12] lässt sich die Beugung an der Strahlerblende durch Vertauschen von Quelle und Detektor auf die gleiche Weise betrachten wie die Beugung an der Filtrradiometerblende: die Öffnung des Hohlraumstrahlers LABB stellt dann einen unterstrahlten Detektor dar. Zusätzlich zu den in 7.4 eingeführten Abkürzungen, werden zur Vereinfachung der Berechnungen folgende Hilfsvariablen definiert (r_s : Quellenradius):

$$v_S = \frac{2\pi R r_S}{\lambda a} \quad v_0 = \text{Max}(v_S, v_D) \quad \sigma = \frac{\text{Min}(v_S, v_D)}{\text{Max}(v_S, v_D)} \quad (7.6)$$

Der Beugungsanteil lässt sich dann mit Hilfe von

$$\eta(u, v_0, \sigma) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\sqrt{(1-x^2)[(2+\sigma x)^2 - \sigma^2]}}{1+\sigma x} \cdot \left[\frac{2v_0^2 I(u, v_0, 1+\sigma x)}{u^2} \right] dx - 1 \quad (7.7)$$

berechnen [80]. Für die Konfiguration eines unterstrahlten Detektors gilt stets $u < v_0(1 - \sigma)$. Für $u \gg 1$ kann man $I(u, v_0, 1 + \sigma x)$ mit folgender Gleichung approximieren [80]:

$$I(u, v_0, 1 + \sigma x)|_{1 \ll u < v_0(1+\sigma x)} \approx \frac{u^2}{2v_0^2} \left[1 - \frac{2v_0(1+\sigma x)}{\pi(v_0^2(1+\sigma x)^2 - u^2)} + \frac{\cos(2v_0(1+\sigma x))}{\pi(v_0^2(1+\sigma x)^2 - u^2)} + \dots \right] \quad (7.8)$$

In den benutzten Messgeometrien nimmt die Variable u für die zu berücksichtigenden Beugungskorrekturen an der Strahlerblende bzw. an der Radiometerblende Werte zwischen 170 und 7800 an. Für diese Werte ist die Abweichung der Näherungslösung von der exakten Berechnung kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$ [80]. Zur Berechnung der notwendigen Korrekturen, wurde unter Verwendung von 7.8 das Integral aus Gleichung 7.7 numerisch integriert.

Da die Filtrradiometer vor einer breitbandigen Quelle, dem Hohlraumstrahler LABB, eingesetzt werden, muss diese Tatsache bei der Berechnung der Beugungskorrektur berücksichtigt werden. Für einen Planckschen Hohlraumstrahler mit der spektralen Strahldichte $L_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ lässt sich für ein Filtrradiometer mit der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ folgender Ansatz verwenden

$$\eta_{BB} = \frac{\int_{\text{Bandpass}} L_{\lambda, BB}(\lambda, T) s(\lambda) \eta(u, v_0, \sigma) d\lambda}{\int_{\text{Bandpass}} L_{\lambda, BB}(\lambda, T) s(\lambda) d\lambda} \quad (7.9)$$

Die Bandpässe der betrachteten Filtrradiometer haben Bandbreiten (FWHM) von 15 nm (Silizium) und 100 nm (InGaAs). Über den Wellenlängenbereich des Bandpasses ist der Beugungsverlust $\eta(u, v_0, \sigma)$ in sehr guter Näherung proportional zur Wellenlänge λ . Die Berechnung der Beugungsverluste für einen Planckschen Strahler kann deswegen wie für monochromatische Strahlung bei der effektiven Wellenlänge λ_{eff} des jeweiligen Filtrradiometers vereinfacht durchgeführt werden [6]:

$$\lambda_{eff} = \frac{\int_{\text{Bandpass}} L_{\lambda, BB}(\lambda, T) s(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\text{Bandpass}} L_{\lambda, BB}(\lambda, T) s(\lambda) d\lambda} \quad (7.10)$$

Für die verwendeten Filtrradiometer und den untersuchten Temperaturbereich des Hohlraumstrahlers ist die Variation von λ_{eff} mit der Temperatur maximal 1.5 nm, daher ist der Einfluss der Hohlraumstrahlertemperatur auf die Beugungskorrektur für alle verwendeten Filtrradiometer vernachlässigbar.

Berücksichtigt man die Beugungskorrekturen am Spektralkomparator und am Bestrahlungsstärkemessplatz, lässt sich für die Auswertung der Bestrahlungsstärkemessung Gl. 6.6 unter Verwendung der Gln. 7.3 und 7.5 wie folgt zusammenfassen

$$I_{photo} = \epsilon \cdot G \cdot \left(1 + \overbrace{\eta_{LABB, SB} + \eta_{LABB, FR} - \eta_{SP, FR} + \eta_{SP, TD}}^{\eta_{gesamt}} \right) \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) d\lambda \quad (7.11)$$

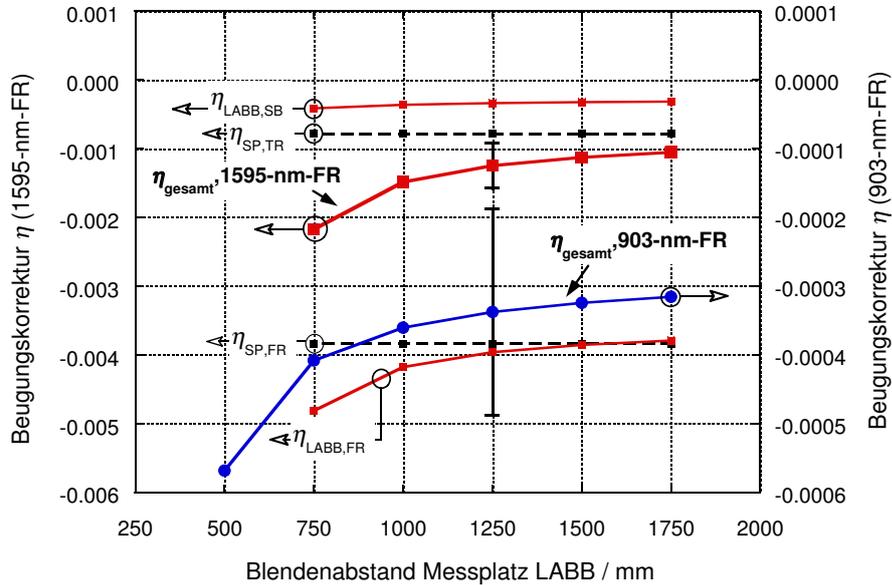


Abbildung 7.2: Einzelne Beiträge und Gesamtbeitrag für die Beugungskorrekturen für das InGaAs-Filtterradiometer (linke Skala) und Gesamtbeitrag für das 900-nm-Filtterradiometer (rechte Skala) für die Bestrahlungsstärkemessungen am Hohlraumstrahler LABB als Funktion des Blendenabstands Quelle-Detektor.

Die Ergebnisse der Berechnung der einzelnen Beiträge sowie des Gesamtbeitrages der Beugungskorrektur für das InGaAs-FR sind in Abb. 7.2 dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist der Gesamtbeitrag der Beugungskorrektur für das 903-nm-FR. Zu erkennen ist, dass der wesentliche Beitrag zur Beugungskorrektur von den Beugungsverlusten an der Blende des Filtterradiometers stammt. Da sich die Beiträge vom Spektralmessplatz und vom Bestrahlungsstärkemessplatz kompensieren, verringert sich die Gesamtkorrektur entsprechend. Der überproportionale Anstieg (Faktor 3) der Korrektur für das InGaAs-FR im Vergleich zum 900-nm-FR ist darin begründet, dass die verwendete InGaAs-Photodiode im Durchmesser nur geringfügig (2 mm) größer als die Blende des Filtterradiometers ist, und deswegen nur einen geringen Anteil des gebeugten Strahlungsflusses detektieren kann.

Die Standardunsicherheiten ($k=1$) der gesamten Beugungskorrekturen betragen für die Filtterradiometer auf Basis von Siliziumphotodioden $1,6 \cdot 10^{-4}$ und für das InGaAs-Filtterradiometer $3,3 \cdot 10^{-4}$. Sie setzt sich zusammen aus den Unsicherheiten der Geometrie des Messaufbaus und der Detektoren sowie aus den Näherungen und der numerischen Integration bei

der Berechnung der Beugungskorrekturen.

7.1.2 Messergebnisse der einzelnen Filtrradiometer

In den folgenden Abschnitten ist eine Zusammenstellung der Ergebnisse der radiometrischen Messungen zur Bestimmung der thermodynamischen Temperatur T des Hohlraumstrahlers LABB bzw. der Abweichung dieser Temperatur von der simultan gemessenen Temperatur T_{90} des LABB für die einzelnen Filtrradiometer gegeben.

Um die Stabilität der Filtrradiometer während der radiometrischen Messungen beurteilen, bzw. um eventuelle Korrekturen aufgrund von Instabilitäten durchführen zu können, sind auch die Ergebnisse (Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit und Schwerpunktwellenlänge) der Kalibrierungen der Filtrradiometer gezeigt. Die Unsicherheitsbalken in diesen Diagrammen beziehen sich auf die, aus der Reproduzierbarkeit resultierenden, Unsicherheit bei der Kalibrierung der Filtrradiometer am Spektralkomparator.

Dargestellt sind auch, zur Identifizierung weiterer systematischer Effekte während der radiometrischen Messungen, die normierten Photoströme als Funktion des Blendenabstandes für das jeweilige Filtrradiometer bei den untersuchten Hohlraumstrahlertemperaturen. Die in diesen Ergebnisdarstellungen eingezeichneten Unsicherheiten enthalten die Unsicherheit der Abstandsbestimmung, der Beugungskorrektur und der Absorptionskorrektur (903-nmFR).

Die Unsicherheit für $T - T_{90}$ wurde aus den Unsicherheiten der Filtrradiometerkalibrierung (Abschnitt 5.6), der Unsicherheit bei der Messung der thermodynamischen Temperatur T (Abschnitt 7.3) sowie aus der Unsicherheit bei der Messung von T_{90} (Abschnitt 7.2.2) berechnet.

7.1.2.1 802-nm-Filtrradiometer

Mit dem 802-nm-Filtrradiometer sind folgende radiometrische Messungen am LABB durchgeführt worden (Zeitraum und Hohlraumstrahlertemperatur): März-April 2000 bei 660 °C, Juli-September 2000 bei 660 °C - 500 °C und Dezember 2000 bei 600 °C. Die für die Auswertung dieser Messungen notwendige spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrradiometers wurde durch Kalibrierung des Filtrradiometers am Spektralkomparator am 17.01.2000, 23.06.2000 und am 13.12.2000 (nach Abschluss der radiometrischen Messungen) bestimmt. Abbildung 7.3 stellt die beiden charakteristischen Größen Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit und Schwerpunktwellenlänge dar. Die eingezeichneten

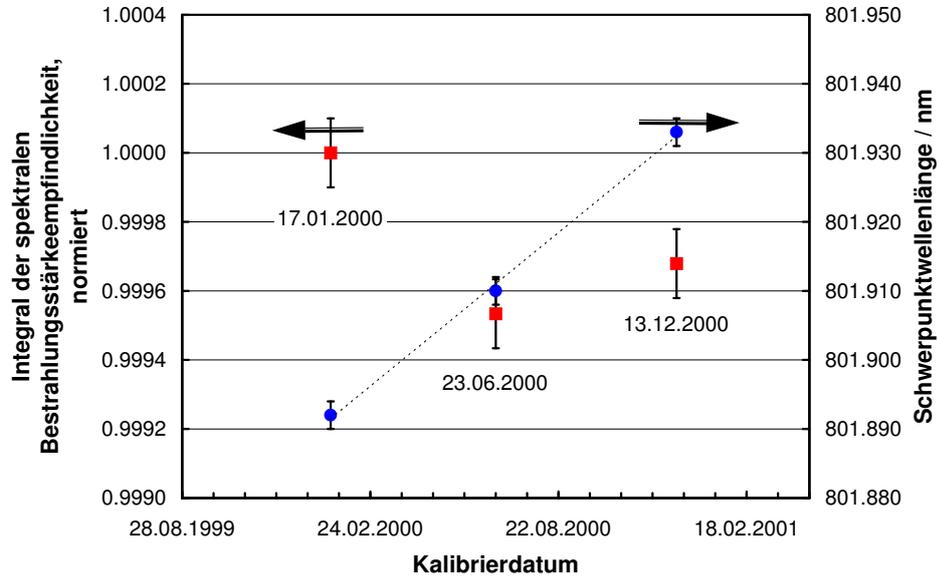


Abbildung 7.3: Stabilität des Filtrerradiometers mit $\lambda_{SP} = 802$ nm. Dargestellt sind das auf die Kalibrierung vom 17.01.2000 normierte Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit (■) und die zugehörige Schwerpunktwellenlänge (●).

Fehlerbalken sind die Unsicherheiten der Kalibrierung aus Tabelle 5.4. Ausgehend von den in Abb. 7.3 gezeigten Ergebnissen der Kalibrierung kann man folgende Aussagen bezüglich der Stabilität des Filtrerradiometers machen: Das Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit hat sich unter Berücksichtigung der Unsicherheit zwischen Januar 2000 und Juni 2000 relativ um $2 \cdot 10^{-4}$ geändert, danach (Juni 2000 - Dezember 2000) ist das Filtrerradiometer hinsichtlich des Integrals der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit nahezu stabil geblieben. Die Schwerpunktwellenlänge zeigt eine lineare Zunahme (zur Verdeutlichung als gestrichelte Linie eingezeichnet) als Funktion der Zeit um etwa 40 pm pro Jahr und lässt sich gut in frühere Beobachtungen an Interferenzfiltern einordnen [20, 25]. Eine mögliche Ursache für die Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge ist die Absorption von Wasser in den dielektrischen Schichten des Interferenzfilters [29]. Für radiometrische Messungen, die zwischen den Kalibrierungen des Filtrerradiometers stattgefunden haben, wurde die Drift der Schwerpunktwellenlänge durch eine lineare Korrektur bei der Auswertung berücksichtigt.

Die Photoströme des 802-nm-Filtrerradiometers als Funktion des Blen-

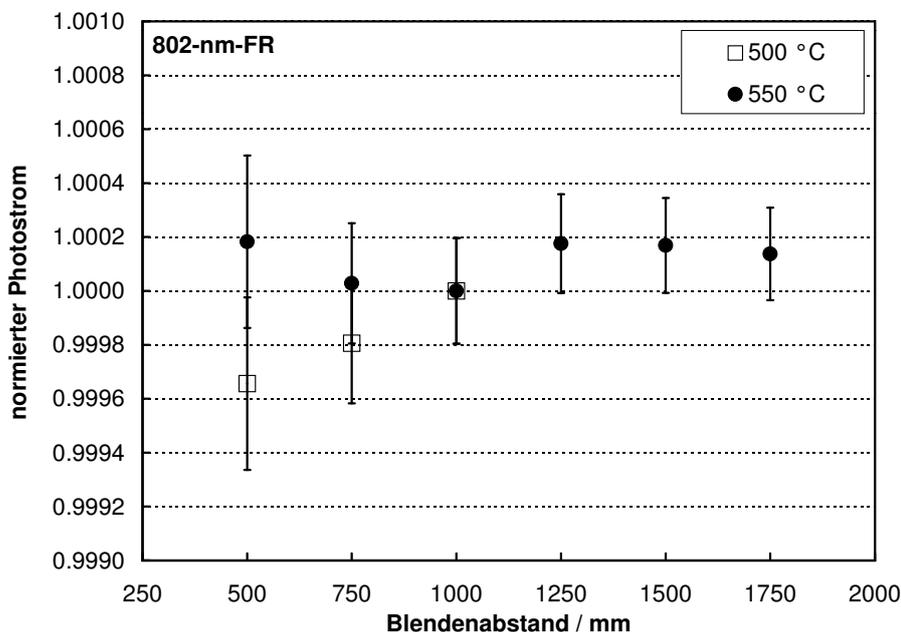


Abbildung 7.4: Normierter Photostrom des 802-nm-Filterradiometers als Funktion des Blendenabstands Strahlerblende-Filterradiometerblende für die Bestrahlungsstärkemessungen bei 500 °C und 550 °C. Die Abstandsabhängigkeit und die Beugungskorrektur sind bereits herausgerechnet.

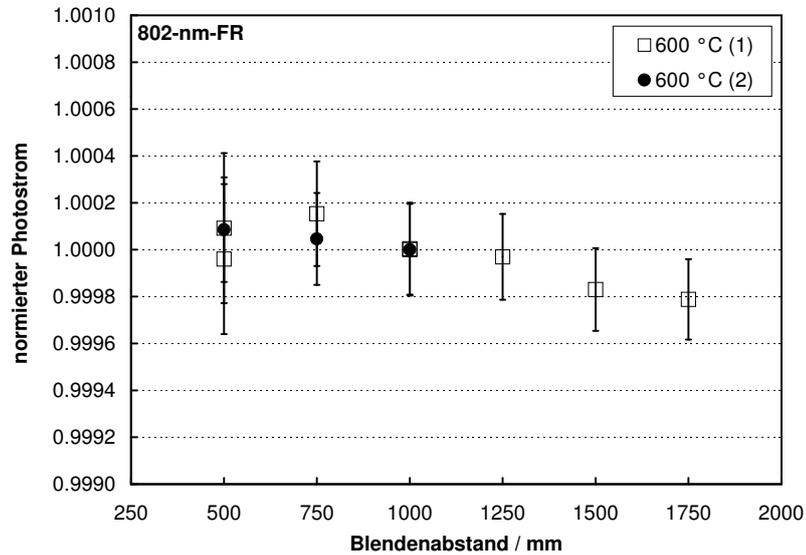
denabstandes, mit Normierung auf den Wert bei 1000 mm, für die bei den verschiedenen Hohlraumstrahlertemperaturen durchgeführten Bestrahlungsstärkemessungen sind in den Abbildungen 7.4 (500 °C und 550 °C), 7.5(a) (600 °C) und 7.5(b) (660 °C) dargestellt. Die Abstandsabhängigkeit und die Beugungskorrektur sind bereits herausgerechnet. Im Rahmen der Unsicherheit sind keine zusätzlichen systematischen Abstandseffekte erkennbar. Deshalb wurde für die Berechnung von $T - T_{90}$ der Mittelwert aller Messungen gebildet. Bei 500 °C Hohlraumstrahlertemperatur konnten wegen des geringen Photostroms nur Messungen bis 1000 mm Blendenabstand durchgeführt werden.

Die Abweichung der, mit dem 802-nm-Filterradiometer bestimmten, thermodynamischen Temperatur T des Hohlraumstrahlers LABB von der simultan gemäß der ITS-90 gemessenen Temperatur T_{90} als Funktion der t_{90} -Temperatur des LABB ist in Tabelle 7.2 dargestellt. Zwischen den beiden Messreihen im März-April 2000 und Juli 2000 bei einer Hohlraumstrahlertemperatur von 660 °C stimmen die Ergebnisse für $T - T_{90}$ sehr gut überein. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die beobachtete Instabilität zwischen den beiden Kalibrierungen 17.01.2000 und 23.06.2000

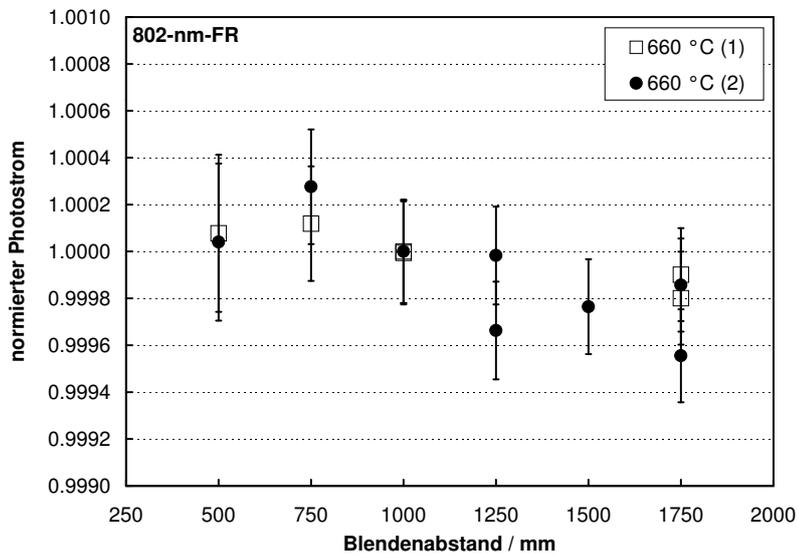
Tabelle 7.2: Abweichung der thermodynamischen Temperatur T von der Temperatur T_{90} , absolutradiometrisch bestimmt mit dem 802-nm-Filterradiometer

t_{90}	500°C	550°C	600°C (08.2000)	600°C (12.2000)	660°C (04.2000)	660°C (07.2000)
$T - T_{90}$	29 mK	37 mK	44 mK	59 mK	69 mK	72 mK
$u(T - T_{90})$	15 mK	16 mK	18 mK	18 mK	20 mK	20 mK

des 802-nm-FR, erst nach den radiometrischen Messungen eingetreten ist. Daher wurde hinsichtlich der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit für die Messreihe März-April 2000 keine Korrektur durchgeführt.



(a) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe Aug. 2000 (1) und Dez. 2000 (2)



(b) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 660 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe Apr. 2000 (1) und Jul. 2000 (2)

Abbildung 7.5: Normierter Photostrom des 802-nm-Filterradiometers als Funktion des Blendenabstands Strahlerblende-Filterradiometerblende für die Bestrahlungsstärkemessungen bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$ und $660 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Abstandsabhängigkeit und die Beugungskorrektur sind bereits herausgerechnet.

7.1.2.2 903-nm-Filterradiometer

Das 903-nm-Filterradiometer wurde für die radiometrischen Messungen am 17.02.2000, 09.12.2000 und am 25.03.2001 kalibriert. Die charakteristischen Größen der Kalibrierung Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit (normiert auf die Messung vom 17.02.2000) und Schwerpunktwellenlänge sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Im Gegensatz zu dem 802-nm-Filterradiometer, zeigt dieses Filterradiometer eine signifikante Abnahme um $9,5 \cdot 10^{-4}$ im Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit im Zeitraum zwischen den ersten beiden Kalibrierungen. Zwischen der zweiten und dritten Kalibrierung ist die Veränderung geringer als die aus der Reproduzierbarkeit resultierende Unsicherheit der Kalibrierung. Das Filterradiometer kann deswegen zwischen September 2000 und März 2001 als stabil angesehen werden. Unabhängig von den Veränderungen im Integral, beobachtet man für die Schwerpunktwellenlänge ein lineares Ansteigen von ca. 40 pm pro Jahr, welches dem Verhalten des 802-nm-Filterradiometer entspricht. Die radiometrische Bestimmung der thermodynamischen Tem-

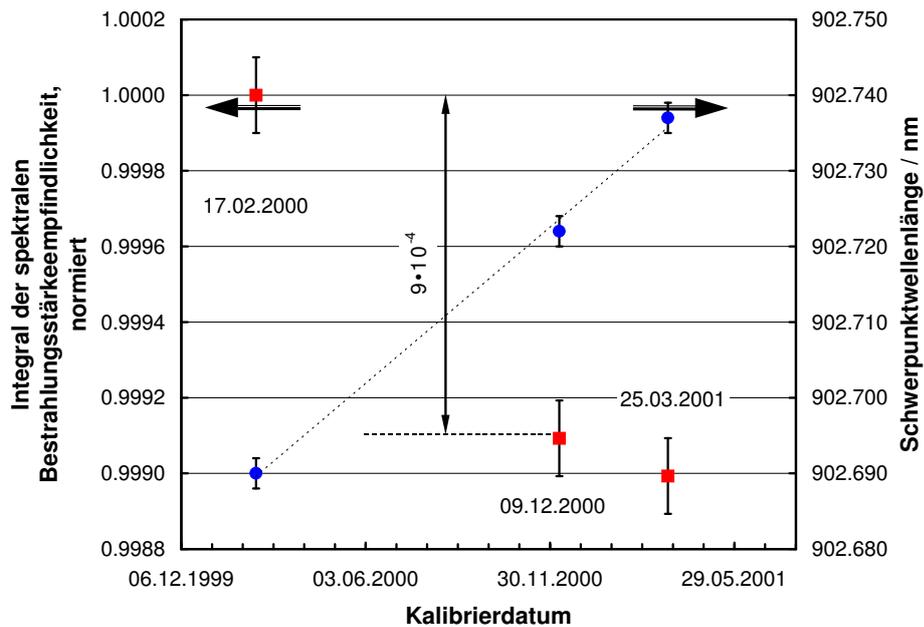
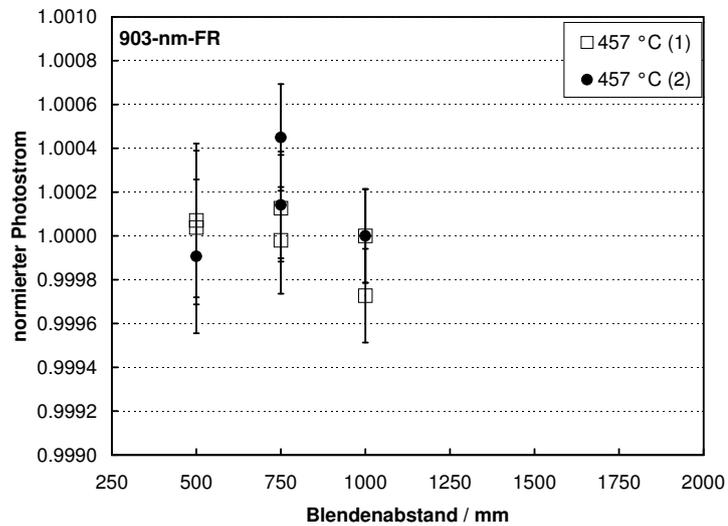


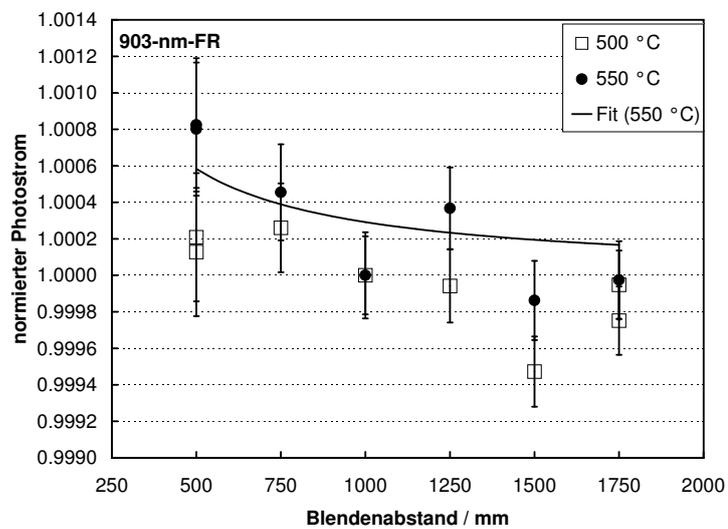
Abbildung 7.6: Stabilität des Filterradiometers mit $\lambda_{SP} = 903$ nm. Dargestellt sind das auf die Kalibrierung vom 17.02.2000 normierte Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit (■) und die zugehörige Schwerpunktwellenlänge (●).

peratur des Hohlraumstrahlers LABB mit dem 903-nm-Filterradiometer erfolgte in zwei Messreihen: März 2000 bei $t_{LABB} = 660$ °C und im Juli - Okt. 2000 bei $t_{LABB} = 660$ °C, 600 °C, 550 °C, 500 °C und 457 °C. Auf-

grund der bei der Kalibrierung am 9.12.2000 festgestellten Instabilität des 902-nm-Filterradiometers (Abb. 7.6), wurden die Messungen unmittelbar nach einer erneuten Kalibrierung am 25.03.2001 bei $t_{LABB} = 457\text{ °C}$ und 600 °C wiederholt. Die vom 903-nm-Filterradiometer gemessenen Photoströme als Funktion des Abstandes Strahlerblende-Filterradiometerblende für die verschiedenen Hohlraumstrahlertemperaturen sind in den Abbildungen 7.7 und 7.8 gezeigt.

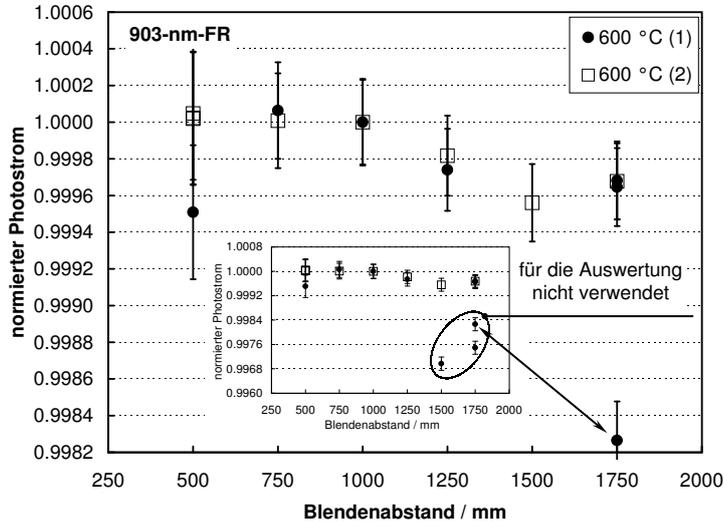


(a) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 457 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe Okt. 2000 (1) und Apr. 2001 (2)

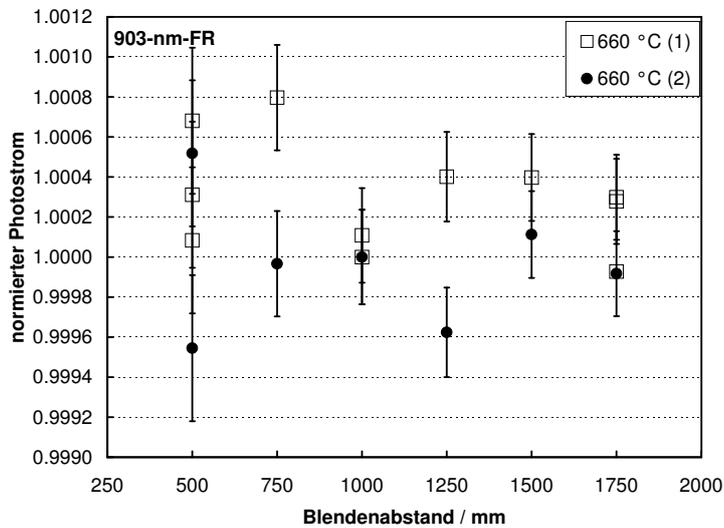


(b) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ und $550 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe Sep. 2000. Die eingezeichnete Fitkurve ist im Text auf Seite 96 erklärt.

Abbildung 7.7: Normierter Photostrom des 903-nm-Filtrerradiometers als Funktion des Blendenabstands Strahlerblende-Filtrerradiometerblende für die Bestrahlungsstärkemessungen bei $457 \text{ }^\circ\text{C}$, $500 \text{ }^\circ\text{C}$ und $550 \text{ }^\circ\text{C}$. Abstand, Beugungskorrektur und Wasserdampfabsorption sind bereits herausgerechnet.



(a) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe Aug. 2000 (1) und Apr. 2001 (2)



(b) Messung bei der Hohlraumstrahlertemperatur $t_{LABB} = 660 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe März 2000 (1) und Jul. 2000 (2)

Abbildung 7.8: Normierter Photostrom des 903-nm-Filterradiometers als Funktion des Blendenabstands Strahlerblende-Filterradiometerblende für die Bestrahlungsstärkemessungen bei 600 °C und 660 °C. Abstand, Beugungskorrektur und Wasserdampfabsorption sind bereits herausgerechnet.

Für die Messreihen bei $t_{LABB} = 457\text{ °C}$, 500 °C , 600 °C und 660 °C sind keine weiteren systematischen Abstandseffekte innerhalb der Unsicherheit zu erkennen (Abb. 7.7(a), Abb. 7.7(b), Abb. 7.8(a) und Abb. 7.8(b)). Bei der Messreihe $t_{LABB} = 550\text{ °C}$ in der Abbildung 7.7(b) kann man einen signifikanten Anstieg um $8 \cdot 10^{-4}$ des Photostroms mit abnehmendem Blendenabstand beobachten. Mit abnehmendem Blendenabstand wird der mittlere Einfallswinkel θ (bezogen auf die senkrechte Einfallrichtung) der auf das Interferenzfilter des Filtrerradiometers auftreffenden Strahlung grösser. Dies hat zur Folge, dass sich die Schwerpunktwellenlänge λ_{SP} des Interferenzfilters gemäß der Gleichung

$$\lambda_{SP} = \lambda_{SP,0} \left(1 - \frac{\theta^2}{2n_e^2} \right) \quad (7.12)$$

zu kürzeren Wellenlängen verschiebt [53]. $\lambda_{SP,0}$ ist die Schwerpunktwellenlänge bei senkrechtem Einfall und n_e der effektive Brechungsindex des Interferenzfilters des Filtrerradiometers. Für einen Planckschen Hohlraumstrahler bei einer Temperatur von 550 °C und einer Wellenlänge von 903 nm würde eine Wellenlängeverschiebung zu kürzeren Wellenlängen eine Abnahme der transmittierten Strahlungsleistung bedeuten. Gleichzeitig nimmt für eine Siliziumdiode die spektrale Empfindlichkeit bei 903 nm zu kürzeren Wellenlängen hin ab. Zusammenfassend kann man sagen, dass die zunehmende Abweichung vom senkrechten Strahlungseinfall mit abnehmendem Blendenabstand eine Abnahme des gemessenen Photostroms zur Folge hätte. Aus diesem Grund können Filtereffekte für den beobachteten Anstieg des Photostroms ausgeschlossen werden.

Eine mögliche Erklärung ist ein systematischer Fehler bei der Referenzpunktbestimmung (Abschnitt 6.3.2) zur Abstandsmessung zwischen der Strahlerblende und der Filtrerradiometerblende. Diese Referenzpunktbestimmung wurde für jede Messreihe separat durchgeführt. Nimmt man einen systematischen Fehler Δx bei der Referenzpunktbestimmung bei $t_{LABB} = 550\text{ °C}$ an, lässt sich der normierte Photostrom $I_{photo,norm}$ als Funktion des Blendenabstandes d durch folgende Gleichung beschreiben:

$$I_{photo,norm} = \frac{d^2}{(d + \Delta x)^2} \quad (7.13)$$

Ein Fit mit Gleichung 7.13 und Δx als Fitparameter für die experimentellen Werte bei 550 °C ist in Abbildung 7.7(b) als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Für den Fitparameter erhält man als Ergebnis $-0.145\text{ mm} \pm 0.045\text{ mm}$. Der erhaltene Wert wurde als zusätzlicher Unsicherheitsbeitrag in der Blendenabstandsbestimmung im Unsicherheitsbudget in Tabelle 7.10 berücksichtigt.

Für die Auswertung der Messreihe (1) bei $t_{LABB} = 600 \text{ °C}$ aus Abb. 7.8(a) wurden die drei Messpunkte bei 1500 mm und 1750 mm Blendenabstand wegen des Ausfalls des zur Abstandsbestimmung verwendeten Interferometers nicht berücksichtigt.

Wegen der festgestellten Instabilität des 903-nm-Filterradiometers (siehe Abb. 7.6) wurde für die Berechnung der thermodynamischen Temperatur aus dem jeweiligen Photostrom der Bestrahlungsstärkemessung folgender Ansatz verwendet: Für die Messungen, die kurz nach der Kalibrierung des Filterradiometers stattgefunden haben (Messreihe März/April 2000 bei $t_{LABB}=660\text{°C}$, Kalibrierung vom 17.02.2000 und Messreihe April 2001 bei $t_{LABB}=457\text{°C}$ und 600°C , Kalibrierung vom 25.03.2001), wurde die Messergebnisse ohne Korrektur der spektralen Bestrahlungstärkempfindlichkeit ausgewertet.

Da keine Möglichkeit besteht die Instabilität des Filterradiometers als Funktion der Zeit zu rekonstruieren, möglich ist eine sprunghafte oder stetige Veränderung, wurde die Auswertung der Messdaten aus dem Zeitraum Juli 2000 - Oktober 2000 mit beiden Kalibrierungen (17.02.2000 und 9.12.2000) durchgeführt und der Mittelwert der so erhaltenen Ergebnisse gebildet. Die sich daraus ergebende zusätzliche Unsicherheit wurde im Gesamtunsicherheitsbudget für $T - T_{90}$ unter der Annahme einer Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilung berücksichtigt.

Die Ergebnisse für die mit dem 903-nm-Filterradiometer bestimmten Abweichungen zwischen thermodynamischer Temperatur und ITS-90-Temperatur $T - T_{90}$ sind in Tabelle 7.3 dargestellt.

Tabelle 7.3: Abweichung der thermodynamischen Temperatur T von der Temperatur T_{90} , absolutradiometrisch bestimmt mit dem 903-nm-Filterradiometer

t_{90} (Messreihe)	Kalibrierung			Mittelwert $T - T_{90}$	$u(T - T_{90})$ ($k=1$)
	17.02.2000 $T - T_{90}$	9.12.2000 $T - T_{90}$	25.03.2001 $T - T_{90}$		
457 °C (Okt.2000)	-15 mK	3 mK	-	-6 mK	16 mK
457 °C (Apr.2001)	-	-	13 mK	13 mK	15 mK
500 °C (Sept.2000)	-17 mK	5 mK	-	-6 mK	17 mK
550 °C (Sept.2000)	-24 mK	2 mK	-	-11 mK	23 mK
600 °C (Aug.2000)	-21 mK	9 mK	-	-6 mK	22 mK
600 °C (Apr.2001)	-	-	33 mK	33 mK	20 mK
660 °C (März 2000)	21 mK	-	-	21 mK	22 mK
660 °C (Juli 2000)	25 mK	61 mK	-	43 mK	25 mK

7.1.2.3 1003-nm-Filterradiometer

Das 1003-nm-Filterradiometer wurde zu Beginn (März 2000) und am Ende (Dezember 2000) der Bestrahlungsstärkemessungen am Spektralkomparator kalibriert. Die Ergebnisse der beiden Kalibrierungen sind in Abb. 7.9 dargestellt. Man kann erkennen, dass das Integral der spektralen Bestrahlungstärkempfindlichkeit signifikant um etwa $1,2 \cdot 10^{-3}$ abgenommen hat und die Schwerpunktwellenlänge um ca. 20 pm zugenommen hat. Betrachtet

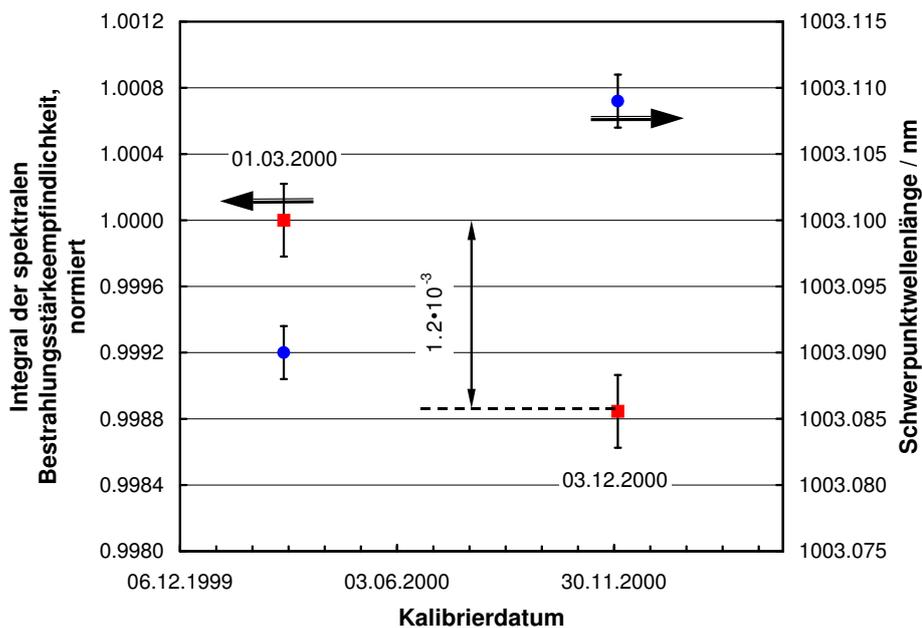
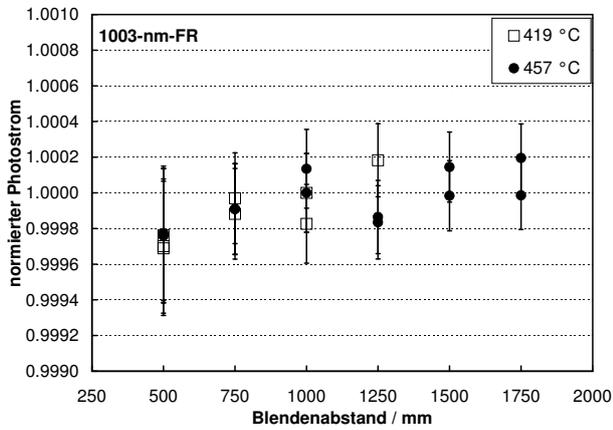


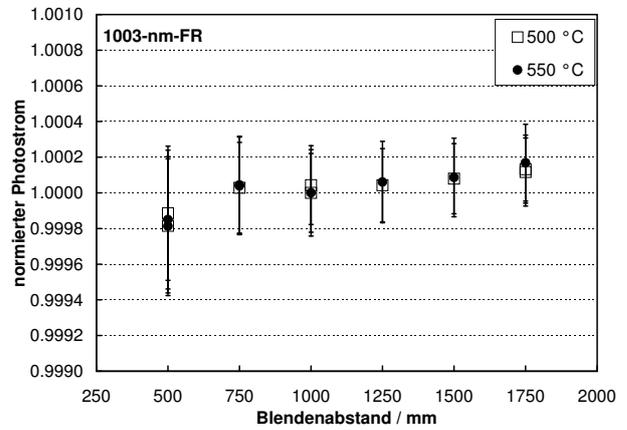
Abbildung 7.9: Stabilität des 1003-nm-Filterradiometers. Dargestellt sind das auf die Kalibrierung vom 01.03.2000 normierte Integral der spektralen Bestrahlungstärkempfindlichkeit (■) und die zugehörige Schwerpunktwellenlänge (●). Das Integral weist eine signifikante Änderung um $1,2 \cdot 10^{-3}$ auf, die Schwerpunktwellenlänge nimmt um ca. 20 pm im Zeitraum zwischen den beiden Kalibrierungen zu.

man die in Abbildung 7.10 aufgetragenen, bei Hohlraumstrahlertemperaturen von 419 °C bis 660 °C mit dem 1003-nm-Filterradiometer im Rahmen der thermodynamischen Temperaturbestimmung gemessenen, normierten Photoströme als Funktion des eingestellten Blendenabstands, die Abstandsabhängigkeit und die Beugungsverluste sind bereits herausgerechnet, ist innerhalb der Unsicherheiten, bei allen untersuchten Hohlraumstrahlertemperaturen kein weiterer systematischer Abstandseffekt zu beobachten.

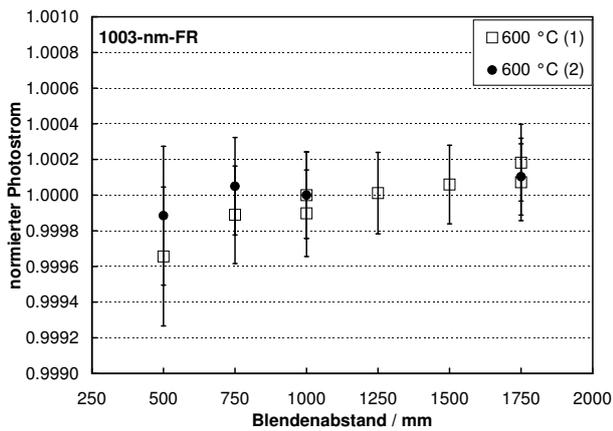
Für die Berechnung der thermodynamischen Temperatur wurde, analog zur Vorgehensweise beim 903-nm-Filterradiometer, das Photostromintegral für Messungen, die nicht unmittelbar im Anschluss an die Kalibrierung (660 °C, April 2000 und 660°C, Dezember 2000) stattgefunden haben, mit beiden Kalibrierungen ausgewertet und für das Endergebnis der Mittelwert gebildet. Die aus der Instabilität des Filterradiometers resultierende zusätzliche Unsicherheit, eine Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilung angenommen, ist im Unsicherheitsbudget berücksichtigt. Die Ergebnisse der Auswertung der $T - T_{90}$ Messung mit dem 1003-nm-Filterradiometer, zusammen mit den zugehörigen Unsicherheiten, sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.



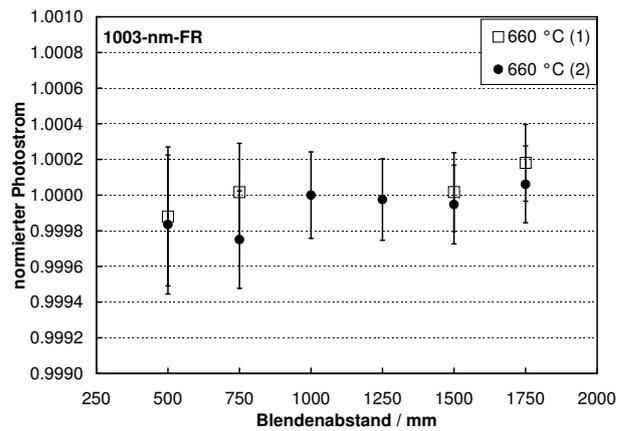
(a) Bestrahlungstärkemessungen bei $t_{LABB} = 419 \text{ }^\circ\text{C}$ und $t_{LABB} = 457 \text{ }^\circ\text{C}$



(b) Bestrahlungstärkemessungen bei $t_{LABB} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ und $t_{LABB} = 550 \text{ }^\circ\text{C}$



(c) Bestrahlungstärkemessungen bei $t_{LABB} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe August 2000 (1) und Dezember 2000 (2)



(d) Bestrahlungstärkemessungen bei $t_{LABB} = 660 \text{ }^\circ\text{C}$, Messreihe April 2000 (1) und Juli 2000 (2)

Abbildung 7.10: Photostrom des 1003-nm-Filtrerradiometers als Funktion des Abstandes Strahlerblende - Filtrerradiometerblende, normiert auf den Wert bei 1000 mm Blendenabstand, für die Hohlraumstrahlertemperaturen $419 \text{ }^\circ\text{C}$, $457 \text{ }^\circ\text{C}$, $500 \text{ }^\circ\text{C}$, $600 \text{ }^\circ\text{C}$ und $660 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Abstandsabhängigkeit und die Beugungskorrekturen sind bereits herausgerechnet. Die eingezeichneten Unsicherheitsbalken ($k=1$) setzen sich aus den Unsicherheiten der Blendenabstandsbestimmung, der Photostrommessung und der Unsicherheit der Beugungskorrekturen zusammen. Innerhalb der Messunsicherheit kann man keinen weiteren systematischen Abstandseffekt erkennen.

Tabelle 7.4: Abweichung der thermodynamischen Temperatur T von der Temperatur T_{90} , absolutradiometrisch bestimmt mit dem 1003-nm-Filterradiometer

t_{90} (Messreihe)	Kalibrierung		Mittelwert $T - T_{90}$	$u(T - T_{90})$ ($k=1$)
	01.03.2000 $T - T_{90}$	03.12.2000 $T - T_{90}$		
419 °C (Okt.2000)	26 mK	57 mK	41 mK	44 mK
457 °C (Okt.2000)	37 mK	71 mK	54 mK	49 mK
500 °C (Sept.2000)	44 mK	84 mK	64 mK	55 mK
550 °C (Sept.2000)	60 mK	106 mK	83 mK	62 mK
600 °C (Aug.2000)	68 mK	120 mK	94 mK	69 mK
600 °C (Dez.2000)	-	117 mK	117 mK	68 mK
660 °C (Apr.2000)	120 mK	-	120 mK	77 mK
660 °C (Juli 2000)	88 mK	149 mK	118 mK	79 mK

7.1.2.4 1595-nm-Filterradiometer

Das InGaAs-Filterradiometer wurde zur spektralradiometrischen Absolutbestimmung thermodynamischer Temperaturen bei Hohlraumstrahlertemperaturen von 419 °C, 457 °C und 600 °C angewandt. Aufgrund des bereits dargestellten besonderen Aufbaus dieses Filterradiometers, sind Messungen nur für Blendenabstände größer 750 mm möglich. Um mögliche systematische Effekte identifizieren zu können, wurden auch mit dem InGaAs-Filterradiometer Bestrahlungsstärkemessungen bei verschiedenen Blendenabständen durchgeführt. Die normierten Photoströme als Funktion des Blendenabstandes und der Hohlraumstrahlertemperatur sind in Abb. 7.11 dargestellt. Abstand und Beugungskorrektur sind bereits berücksichtig.

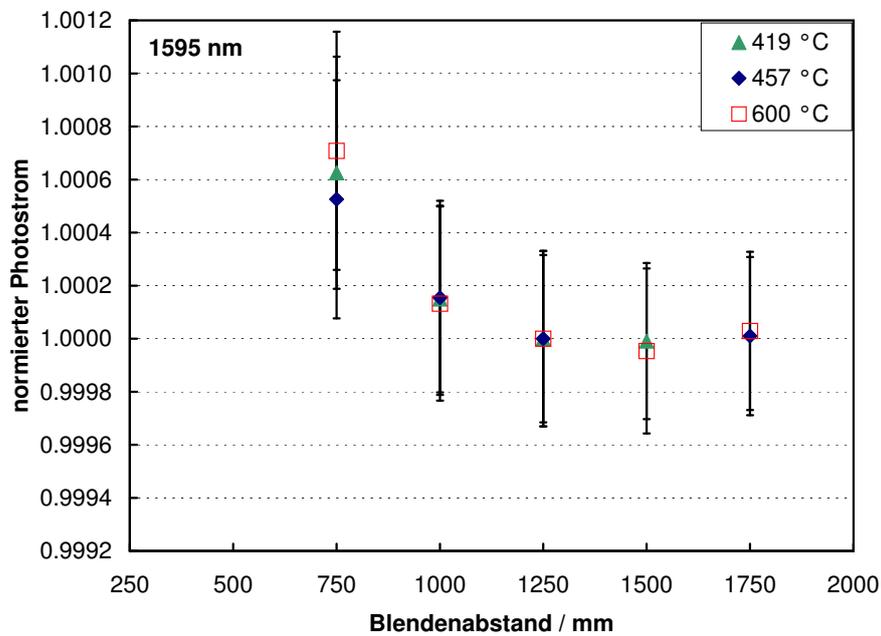


Abbildung 7.11: Normierter Photostrom des InGaAs-Filterradiometers ($\lambda_{SP} = 1595$ nm) als Funktion des Abstandes Strahlerblende-Filterradiometerblende für die Bestrahlungsstärkemessungen bei 419 °C, 457 °C und 600 °C. Abstand und Beugungskorrekturen sind bereits herausgerechnet.

sichtigt. Innerhalb der Unsicherheit ist kein systematischer Abstandseffekt erkennbar, jedoch beobachtet man bei einem Blendenabstand von 750 mm einen Anstieg des Photostroms. Dieser Anstieg ließe sich, ähnlich wie bei dem 903-nm-Filterradiometer ($t_{LABB} = 550$ °C) auf einen systematischen Fehler in der Blendenabstandsbestimmung zurückführen. Durch den geringen Abstand zwischen Photodiode und Interferenzfilter ist jedoch auch die Annahme von Interreflexionen plausibel. Für die Auswertung wurden daher nur die Messungen für Blendenabstände ab 1000 mm berücksichtigt.

Das InGaAs-Filterradiometer wurde am 29.03.2001 und am 12.08.2001 am Spektralkomparator kalibriert. Das normierte Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit sowie die zugehörige Schwerpunktwellenlänge sind in Abb. 7.12 gezeigt. Es zeigt sich, dass sich innerhalb eines Zeitraums von etwa 4 Monaten das Integral der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit um ca. $3 \cdot 10^{-4}$ geändert hat und das bei der Schwerpunktwellenlänge, wie bei allen anderen Filterradiometern eine Zunahme, hier um ca. 54 pm zu beobachten ist. Die radiometrischen Messungen mit dem InGaAs-Filterradiometer am Hohlraumstrahler LABB fanden unmittelbar nach der ersten Kalibrierung am Spektralkomparator statt. Geht man von einer linearen Veränderung des Integrals der Bestrahlungsstärke Empfindlichkeit und der Schwerpunktwellenlänge aus, können diese Instabilitäten für die Auswertung vernachlässigt werden, da sie noch innerhalb der Kalibrierunsicherheit liegen. Deswegen wurde für die Auswertung der radiometrischen Messungen die Kalibrierung vom März 2001 benutzt. Die Abweichung

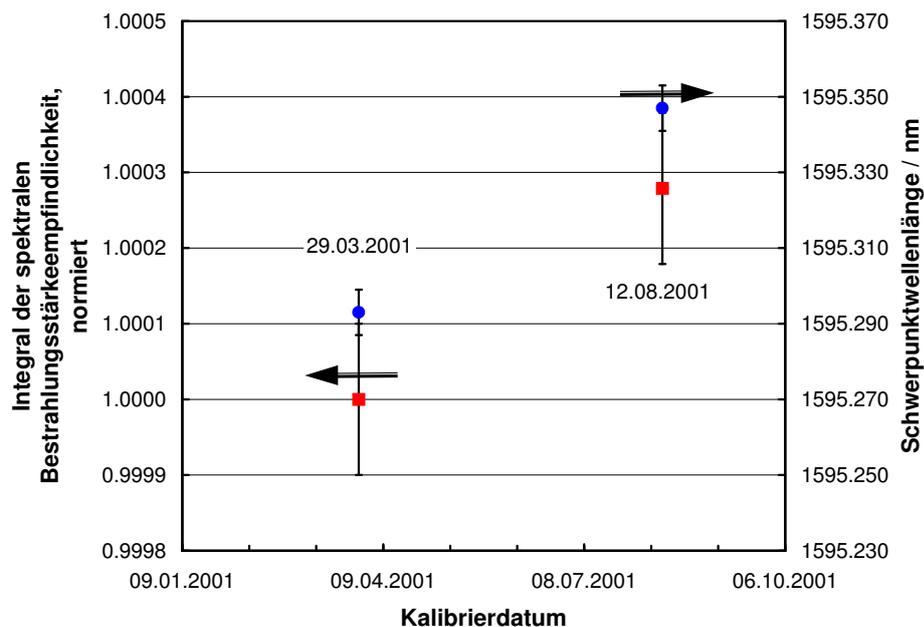


Abbildung 7.12: Stabilität des InGaAs-Filterradiometers ($\lambda_{SP} = 1595$ nm). Dargestellt sind das auf die Kalibrierung vom 29.03.2001 normierte Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit (■) und die zugehörige Schwerpunktwellenlänge (●).

der thermodynamischen Temperatur des Hohlraumstrahlers LABB von der gemäß der ITS-90 bestimmten Temperatur $T - T_{90}$, gemessen mit dem InGaAs-Filterradiometer ist, mit den zugehörigen Unsicherheiten in

Tabelle 7.5 dargestellt.

Tabelle 7.5: Abweichung der thermodynamischen Temperatur T von der Temperatur T_{90} , absolutradiometrisch bestimmt mit dem InGaAs-Filtterradiometer

t_{90}	419 °C	457 °C	600 °C
$T - T_{90}$	121 mK	131 mK	194 mK
$u(T - T_{90})$	94 mK	105 mK	150 mK

7.2 Die Temperatur T_{90} des LABB

Um die Abweichung der gemäß der ITS-90 bestimmten Temperatur T_{90} des LABB von der wahren, radiometrisch gemessenen thermodynamischen Temperatur T des Hohlraums zu ermitteln, wurden beide Messungen simultan durchgeführt. Die T_{90} -Temperatur des Hohlraumes wurde aus dem Mittelwert der Temperaturen der drei $0,25 \Omega$ Standard-Platinwiderstandsthermometer für den gesamten Zeitraum einer radiometrischen Messung bestimmt.

7.2.1 Stabilität der Standard-Platinwiderstandsthermometer

Die Stabilität der SPRTs¹ wurde vor, während und nach den radiometrischen Messungen überprüft. Dafür wurde der Widerstand der SPRTs am Tripelpunkt des Wassers mit Hilfe einer Präzisionswiderstandsmessbrücke und eines Widerstandsnormals gemessen. Der Tripelpunkt des Wassers (H_2O -TP) wurde mit Hilfe einer sogenannten Tripelpunktzelle realisiert. Die in T_{90} -Temperaturen umgerechnete Änderung der Tripelpunktswider-

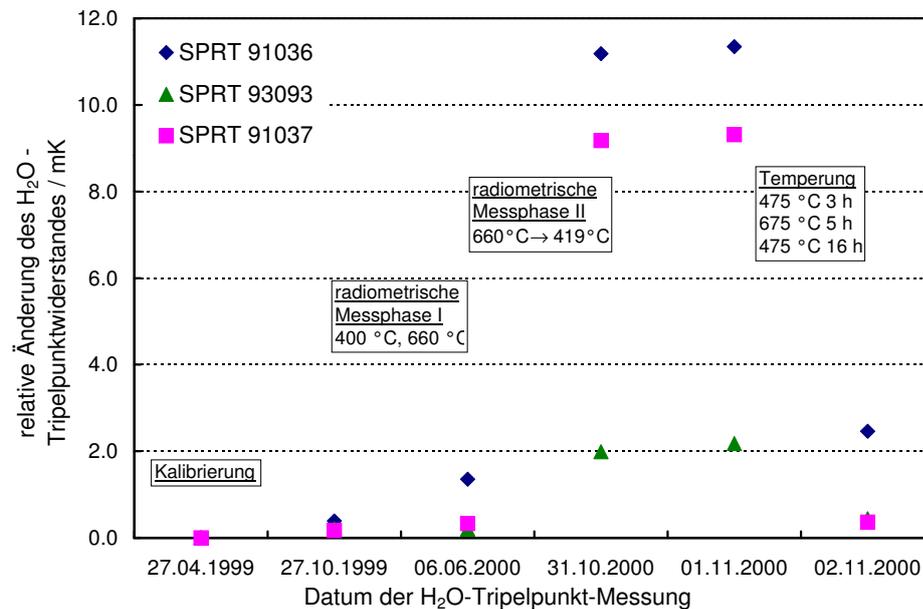


Abbildung 7.13: Die Änderung des Wasser-Tripelpunktswiderstands für die zur Messung der T_{90} -Temperatur des LABB verwendeten SPRTs, relativ zur Kalibrierung am 27.04.1999

stände der SPRTs relativ zur Kalibrierung vom 27.04.1999 ist in Abb. 7.13

¹standard platinum resistance thermometers

dargestellt. Tabelle 7.6 zeigt die Verweildauer der SPRTs bei der jeweiligen Temperatur für die zwei radiometrischen Messreihen in chronologischer Darstellung.

Tabelle 7.6: Verweildauer der SPRTs im Hohlraumboden des LABBs als Funktion der Hohlraumtemperatur

	$t_{90,LABB} / ^\circ\text{C}$	Dauer / Tage
Messreihe I	400	4
	660	26
Messreihe II	660	31
	600	40
	550	13
	500	15
	457	15
	419	9

Während der ersten Messreihe, 400 °C und 660 °C, ist für zwei SPRTs (Nr. 91037 und Nr. 93093) keine Veränderung, für das SPRT Nr. 91036 ein Anstieg des Tripelpunktswiderstandes um 1 mK festzustellen. Nach der zweiten Messreihe, 660 °C bis 419 °C beträgt der Anstieg des Widerstandes für das SPRT Nr. 93093 2 mK, für die beiden andern SPRTs ist ein signifikanter Anstieg von 9 mK (Nr. 91037) und 11 mK (Nr. 91036) zu erkennen.

Um den Zeitpunkt der Veränderung der SPRTs einzugrenzen, wurden sämtliche Messungen von T_{90} für alle radiometrischen Messungen einer Analyse unterworfen. Da das SPRT Nr. 93093 auch nach der zweiten Messreihe eine geringe Änderung des H_2O -TP zeigte, wurde es als Referenz für die anderen beiden SPRTs verwendet. Für die LABB-Temperaturen von 660 °C bis 500 °C war die Abweichung der T_{90} -Temperaturen der einzelnen SPRTs untereinander stets innerhalb der Kalibrierunsicherheit.

Abbildung 7.14 zeigt die durch die drei SPRTs im Hohlraumboden gemessenen Temperaturen für die letzten beiden radiometrischen Temperaturbestimmungen bei 457 °C und 419 °C in der zweiten Messreihe. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichungen des Mittelwerts für T_{90} während einer radiometrische Messung dar.

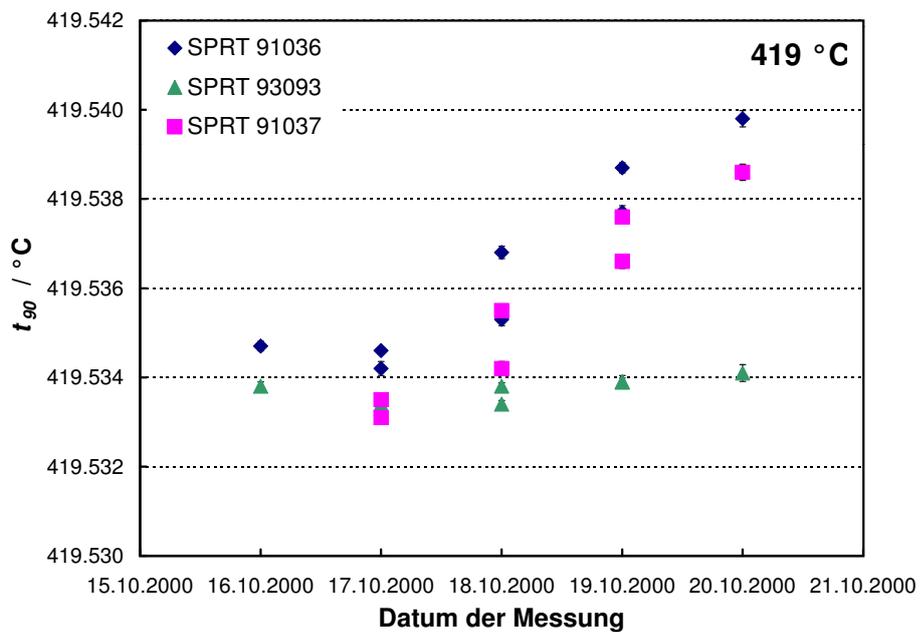
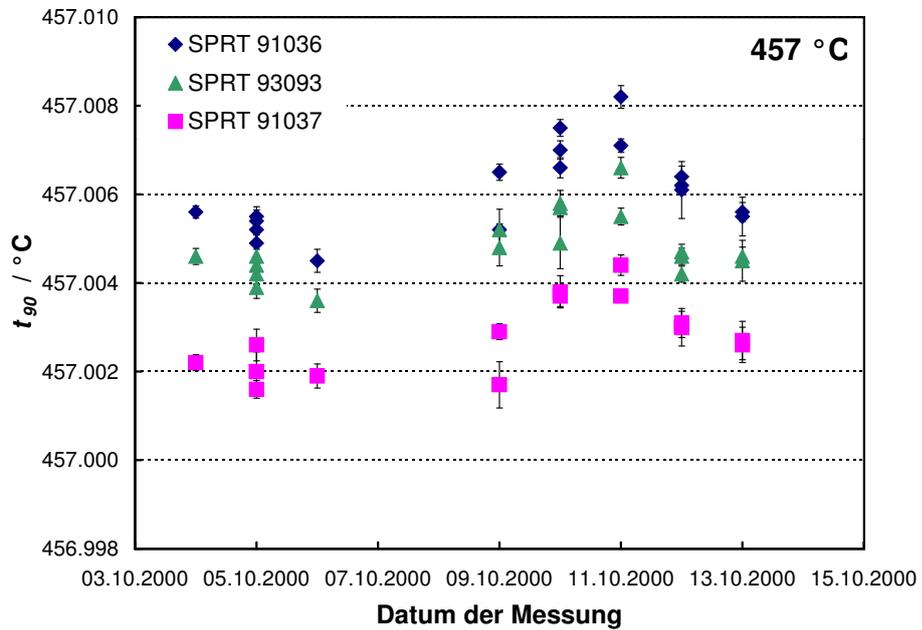


Abbildung 7.14: Im Hohlraumboden des LABB mittels drei SPRTs gemessene Temperaturen während der radiometrischen Messreihen bei 457 °C und 419 °C. Bei 457 °C stimmen die von den drei SPRTs gemessenen Temperaturen innerhalb der Kalibrierunsicherheit (3 mK) überein. Bei 419 °C driften die SPRTs Nr. 91036 und Nr. 91037 aufgrund von Instabilität.

Bei 457 °C ist die gemessene Temperatur im Hohlraumboden im Rahmen der Kalibrierunsicherheit von 3 mK am Zn-Fixpunkt ($k=1$) für alle drei SPRTs gleich. Bei 419 °C drifteten die SPRTs Nr. 91036 und Nr. 91037 zu höheren Temperaturen. Ein Vertauschen des SPRT Nr. 91036 mit SPRT Nr. 93093 im Boden des LABB führte zu keiner Änderung der Temperaturunterschiede zwischen den einzelnen SPRTs. Dadurch kann eine Inhomogenität im Boden des LABB ausgeschlossen werden und von einer Veränderung der SPRTs während der letzten radiometrischen Messreihe bei 419 °C ausgegangen werden. Dieses Ergebnis bestätigt die Messung des H₂O-TP nach der letzten radiometrischen Messreihe.

Bei der Herstellung der SPRTs wird das innere, abgeschlossene Volumen des Sensors mit einem Gemisch aus 90% Ar und 10% O₂ befüllt [62]. Die Ursache für die Veränderung der SPRTs Nr. 91036 und Nr. 91037 kann bei Anwendung bei niedrigen Temperaturen (< 500 °C) auf die Bildung einer Oxidschicht auf dem Platin-Sensor zurückgeführt werden [2]. Da diese Oxidschicht im Bereich von 450 °C bis 520 °C wieder dissoziiert, wurden im Anschluss an die letzte radiometrische Messreihe bei 419 °C alle SPRTs in vertikaler Stellung bei 675 °C in einem Wärmerohr mit Temperaturgradient (höchste Temperatur am Sensor) über mehrere Stunden getempert. Dadurch konnten die SPRTs Nr. 91037 und Nr. 93093 auf die gleichen Widerstandswerte am H₂O-TP wie zum Zeitpunkt der Kalibrierung gebracht werden.

Die Überprüfung der Tripelpunktswiderstände und die Analyse der gemessenen T_{90} -Temperaturen bei 457 °C und 419 °C lassen den Schluss zu, dass die SPRTs als stabil für die T - T_{90} Messungen im Temperaturintervall von 660 °C bis 457 °C zu betrachten sind. Für die Auswertung der Messungen bei 419 °C wurde nur die T_{90} -Temperatur des SPRT Nr. 93093 herangezogen.

7.2.2 Korrekturen und Unsicherheiten der T_{90} -Temperatur

Da der Boden des LABB aufgrund von Strahlungsverlust durch die Hohlraumöffnung gekühlt wird, tritt ein Temperaturgradient ΔT_B zwischen der Hohlraumbodentemperatur und der vom SPRT gemessenen Temperatur im Wärmerohr auf. Aus dem Gleichgewicht zwischen Wärmeverlust durch Strahlung und Wärmezufuhr durch Wärmeleitung lässt sich die Korrektur ΔT_B wie folgt berechnen [20]

$$\Delta T_B \approx \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot \frac{d}{\lambda_b} \cdot \left(\frac{r}{l}\right)^2 \quad (7.14)$$

wobei ϵ der lokale Emissionsgrad (0.75), σ die Stefan-Boltzmann Konstante ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$), λ_b die Wärmeleitfähigkeit von

Inconel ($15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), d die Wanddicke (3,35 mm), r den Radius der Hohlraumöffnung (14 mm) und l die Länge (731 mm) des Hohlraums darstellen. Tabelle 7.7 zeigt die anzuwendende Korrektur im Bereich von 419 °C bis 660 °C, ausgehend von den in den Klammern stehenden Zahlenwerten für die Variablen aus Gleichung 7.14. Der Messstrom der

Tabelle 7.7: Korrekturwert für den Temperaturabfall im Boden des LABB aufgrund von Strahlungsverlust durch die Hohlraumöffnung

$t_{90,LABB} / \text{°C}$	419	457	500	550	600	660
$\Delta T_B / \text{mK}$	0,8	0,9	1,2	1,6	2,0	2,5

Messbrücke von 10 mA führt zu einer Eigenerwärmung des Sensors der Platinwiderstände in den SPRTs und damit zu einer zu hohen gemessenen T_{90} -Temperatur. Die Eigenerwärmung der SPRTs wurde am Zn-FP und am Al-FP durch Messung bei 10 mA und $10\cdot\sqrt{2}$ mA bestimmt. Die Korrektur für die Eigenerwärmung (10 mA) beträgt für den Zn-FP 1,6 mK, und dem Al-FP 1,5 mK. Da sich beide Werte nur gering unterscheiden wurde für die Korrektur des gesamten Temperaturbereichs von 419 °C bis 660 °C 1,6 mK mit einer Unsicherheit von 0,5 mK angesetzt.

Die Unsicherheit der Realisierung der ITS-90 mittels SPRTs im Hohlraumstrahler LABB setzt sich aus den Beiträgen der Kalibrierung der SPRTs, entsprechend den Angaben des jeweiligen Kalibrierscheins, der Unsicherheit der Bestimmung des Widerstandsverhältnisses mit der Messbrücke ASL16 und der Unsicherheit des Standardwiderstandes zusammen. Die Unsicherheiten betragen am Zn-FP 3,2 mK und am Al-FP 4,9 mK. Für die anderen Temperaturen zwischen den Fixpunkten wurde die Unsicherheit linear interpoliert.

Die zeitliche Stabilität der Temperatur T_{90} während der Durchführung der radiometrischen Messung am LABB war besser als $\pm 1,5$ mK (vgl. Abschnitt 3.2.5, S. 29).

Aus der im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Betrachtung zur Stabilität der SPRTs, ist zu entnehmen, dass sich die SPRTs während der gesamten Messreihen (mit Ausnahme der SPRTs Nr. 91036 und Nr. 91037 bei der letzten radiometrischen Messreihe bei 419 °C, die nicht für die Auswertung herangezogen wurden) maximal um 2 mK am H₂O-TP verändert haben. Da der Zeitpunkt der Veränderung nicht festgestellt werden kann, wird diese Veränderung als Unsicherheit betrachtet. Für den Zn-FP beträgt damit die Unsicherheit 5,9 mK und den Al-FP 8,4 mK. Eine Zusammenstellung für die Gesamtunsicherheit und die anzuwendenden Kor-

rekturen bei der Bestimmung von T_{90} für den Boden des Hohlraumstrahlers LABB ist in Tabelle 7.8 aufgeführt:

Tabelle 7.8: Messunsicherheiten und Korrekturen bei der Bestimmung der T_{90} -Temperatur des Hohlraumstrahlers LABB während der Bestrahlungsstärkemessungen

Ursache	415 °C		660 °C	
	Korrektur	Unsicherheit	Korrektur	Unsicherheit
Realisierung ITS-90	-	3,2 mK	-	4,9 mK
Gradient Boden	-0,8 mK	0,2 mK	-3,2 mK	0,8 mK
Stabilität LABB	-	1,5 mK	-	1,5 mK
Stabilität SPRT	-	5,9 mK	-	8,4 mK
Eigenerwärmung SPRT	-1,6 mK	0,5 mK	-1,6 mK	0,5 mK
Gesamt ($k=1$)	- 2,4 mK	6,9 mK	-4,8 mK	9,9 mK

7.3 Die Unsicherheiten der T - T_{90} -Bestimmung

Ausgangspunkt für die Unsicherheitsbetrachtung ist die Gleichung für den Photostrom, unter Berücksichtigung der Korrekturen:

$$\begin{aligned}
 I_{photo} = \varepsilon \cdot G(r_1, r_2, d) \cdot \left(1 + \overbrace{\eta_{LABB,SB} + \eta_{LABB,FR}}^{\text{Beugung LABB}} \right. \\
 \left. - \underbrace{\eta_{SP,FR} + \eta_{SP,TR}}_{\text{Beugung Spektroskopkomparator}} \right) \\
 \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} s_E^{FR}(\lambda) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) d\lambda
 \end{aligned} \quad (7.15)$$

Mit Hilfe der in Abschnitt 5.6 eingeführten Näherung für das Integral lässt sich Gleichung 7.15 umformen zu

$$\begin{aligned}
 L_{\lambda, BB}(\lambda_{SP}, T) = \frac{U_{photo}}{R_F \cdot G(r_1, r_2, d) \cdot \varepsilon \cdot I_s} \\
 \cdot \frac{1}{1 + \eta_{LABB,SB} + \eta_{LABB,FR} - \eta_{SP,FR} + \eta_{SP,TR}}
 \end{aligned} \quad (7.16)$$

wobei U_{photo} die vom, zur Photostrommessung verwendeten, Strom/Spannungswandler (Rückkopplungswiderstand R_F) gelieferte Spannung ist.

Der aus der Geometrie des experimentellen Aufbaus resultierende Beitrag zur Unsicherheit der Bestrahlungsstärkemessung setzt sich aus den Unsicherheiten der einzelnen Variablen des in Gl. 6.5 eingeführten Geometriefaktors $G(r_1, r_2, d)$ zusammen, wobei in Abschnitt 6.2 gezeigt wurde, dass für die Unsicherheitsbetrachtung in erster Ordnung nur die Fläche der Strahlerblende (A_1 bzw. r_1) und der Blendenabstand d berücksichtigt werden muss. Der Blendendurchmesser der Strahlerblende wurde mit dem in Abschnitt 6.2.1 dargestellten Verfahren mit einer absoluten Unsicherheit von $0.42 \mu\text{m}$ bestimmt. Dies entspricht bei einem Blendendurchmesser von 20 mm einer relativen Unsicherheit der Blendenfläche von $0.4 \cdot 10^{-4}$. Zur Minimierung der Erwärmung der Blende durch Absorption von Strahlungsleistung aus dem Hohlraumstrahler, ist diese auf einer auf 25.0°C thermostatisierten Halterung aus Kupfer befestigt (Abb. 3.1, S. 17). Der Durchmesser der Bohrung in der Blendenhalterung ist nur geringfügig größer als der Blendendurchmesser selbst (24 mm). Dadurch wird einerseits erreicht, dass ein möglichst großflächiger Wärmekontakt zwischen Blende und Halterung vorhanden ist und andererseits der Anteil der Blendenfläche die direkt der Strahlungsleistung des LABB ausgesetzt ist möglichst klein ist. In [82] wurde gezeigt, dass bei einer Hohlraumstrahlertemperatur von 962°C der relative Einfluss auf die Blendenfläche durch Absorption von Strahlungsleistung kleiner als $3 \cdot 10^{-5}$ ist. Die Gesamtstrahlungsleistung ist proportional zu T^4 , daher kann in der vorliegenden Arbeit (max. Hohlraumstrahlertemperatur 660°C) dieser Effekt vernachlässigt werden. Die Temperatur der Blende wird nicht direkt, sondern durch einen Temperatursensor (Pt100) in der Blendenhalterung nahe an der Blende gemessen. Daher wird eine Unsicherheit in der Temperaturbestimmung der Blende von 0.5°C angenommen. Mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium ($23.8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$) entspricht dies einer Flächenunsicherheit von $3 \cdot 10^{-5}$.

Für die Berechnung des Beitrags zum Unsicherheitsbudget aus der Blendenabstandsbestimmung wurde ein mittlerer Blendenabstand von 1000 mm zugrundegelegt. Der Beitrag setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der interferometrischen relativen Abstandsbestimmung ($1.5 \mu\text{m}$), des zweiten Referenzpunktes ($2 \mu\text{m}$) und Justageungenauigkeiten ($15 \mu\text{m}$). Die im Experiment verwendeten Blenden weisen eine von Null verschiedene Kantendicke ("land") auf, welche als zusätzliche Unsicherheit in der Abstandsbestimmung interpretiert werden kann. Die Kantendicke wurde elektronenmikroskopisch bestimmt und beträgt ca. $15 \mu\text{m}$ für die Strahlerblende und die Filtrradiometerblenden mit 5 mm Durchmesser und ca. $60 \mu\text{m}$ für die Blende mit 3 mm Durchmesser. Der zusätzliche Beitrag bei

der Messung bei $t_{LABB} = 550 \text{ }^\circ\text{C}$ mit dem 903-nm-FR ist in Abschnitt 7.1.2.2 diskutiert. Die Beugungskorrekturen und die damit verbundenen Unsicherheiten sind in Abschnitt 7.1.1.2 dargestellt.

Die Photostrommessung erfolgte indirekt über einen Strom-/Spannungswandler durch Messung einer Spannung U_{photo} mittels eines Digitalvoltmeters (DVM). Die schaltbaren Rückkopplungswiderstände R_F ($1 \text{ k}\Omega$ - $10 \text{ G}\Omega$) des Strom-/Spannungswandlers wurden mittels einer Konstant-Stromquelle und eines kalibrierten $1 \text{ k}\Omega$ -Standardwiderstands rückführbar auf SI-Einheiten durch Verhältnismessung kalibriert. Die Rückführbarkeit der Spannungsmessungen wurde durch Kalibrierung des DVMs an einem Kalibrator gewährleistet.

Während der Bestrahlungsstärkemessungen wurden der Luftdruck, die Temperatur der Luft und die relative Luftfeuchte gemessen. Daraus wurde der jeweils aktuelle Wert für den Brechungsindex n mit einer relativen Unsicherheit von $3 \cdot 10^{-6}$ berechnet. Dies entspricht einer relativen Unsicherheit der Bestrahlungsstärkemessung von $3 \cdot 10^{-5}$. Die Berechnung der thermodynamischen Temperatur aus dem Photostromintegral durch Iteration erfolgte mit verschiedenen Programmen zur numerischen Integration. Der maximale Unterschied bei gleichen Ausgangsparametern der Berechnung war kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$. Die Unsicherheiten der Emissivität des LABB sind aus Tabelle 3.3 S. 28 übernommen.

Wie bereits bei der Kalibrierung der Filtrerradiometer in der Unsicherheitsbetrachtung dargestellt, trägt das Filtrerradiometer bei der Messung thermodynamischer Temperaturen am LABB durch die Unsicherheitskomponenten der beiden Größen Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit und Schwerpunktwellenlänge bei. Die ausführliche Darstellung dieser Beiträge ist in Abschnitt 5.6, Tabelle 5.4 zu finden. Die Unsicherheit der Schwerpunktwellenlänge (Silizium-Filtrerradiometer: 10 pm , InGaAs-Filtrerradiometer: 40 pm) wurde mit

$$\frac{E_\lambda(\lambda + \Delta\lambda, T) - E_\lambda(\lambda, T)}{E_\lambda(\lambda, T)} = \frac{L_{\lambda, BB}(\lambda + \Delta\lambda, T) - L_{\lambda, BB}(\lambda, T)}{L_{\lambda, BB}(\lambda, T)} = \left(\frac{c_2}{\lambda^2 T} - \frac{5}{\lambda} \right) \cdot \Delta\lambda \quad (7.17)$$

in eine Strahldichte- bzw. Bestrahlungsstärkeunsicherheit umgerechnet.

Eine Zusammenfassung der einzelnen Unsicherheitskomponenten und der daraus resultierenden Gesamtunsicherheit bei der spektralradiometrischen Bestimmung der thermodynamischen Temperatur T des Hohlraumstrahlers LABB für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Hohlraumstrahlertemperaturen ist in Tabelle 7.10 für das 802-nm- und 903-nm-Filtrerradiometer

und Tabelle 7.11 für das 1003-nm- und InGaAs-Filterradiometer gezeigt. Die relative Unsicherheit der Bestrahlungsstärkemessung wurde mit

$$\frac{E_\lambda(\lambda, T + \Delta T) - E_\lambda(\lambda, T)}{E_\lambda(\lambda, T)} = \frac{L_{\lambda, BB}(\lambda, T + \Delta T) - L_{\lambda, BB}(\lambda, T)}{L_{\lambda, BB}(\lambda, T)} = \frac{c_2}{\lambda T^2} \cdot \Delta T \quad (7.18)$$

in ein Temperaturequivalent umgerechnet.

Aus der Gesamtunsicherheit für die Messung der thermodynamischen Temperatur T und der in Tabelle 7.8 gezeigten Unsicherheiten für die Messung Temperatur T_{90} , resultieren die in Tabelle 7.9 angegebenen Unsicherheiten für $T - T_{90}$.

Tabelle 7.9: Unsicherheit $u(T - T_{90})$ ($k=1$) der gemessenen Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und der ITS-90-Temperatur T_{90} als Funktion der untersuchten Hohlraumstrahlertemperatur und des dafür verwendeten Filterradiometers

	$t_{90, LABB}$					
	419 °C	457 °C	500 °C	550 °C	600 °C	660 °C
802-nm-FR	-	-	15 mK	16 mK	18 mK	20 mK
903-nm-FR	-	16 mK	17 mK	23 mK	22 mK	25 mK
1003-nm-FR	44 mK	49 mK	55 mK	62 mK	69 mK	79 mK
InGaAs-FR	94 mK	105 mK	-	-	150 mK	-

Tabelle 7.10: Beiträge zur Standardunsicherheit ($k=1$) bei der Bestimmung der thermodynamischen Temperatur durch Bestrahlungsstärkemessungen mit dem 802-nm-Filterradiometer (802-nm-FR) und dem 903-nm-Filterradiometer (903-nm-FR) am Hohlraumstrahler L.ABB. Alle Angaben in 10^{-4} .

	802-nm-FR				903-nm-FR				
	$t_{90,LABB}/^{\circ}\text{C}$				$t_{90,LABB}/^{\circ}\text{C}$				
	500	550	600	660	457	500	550	600	660
Geometrie									
Blendenfläche der Strahlerblende					0.4				
Temperatur der Strahlerblende					0.3				
Beugungskorrektur an der Strahlerblende	1.6				1.8				
Blendenabstand					0.5				
Blendenabstandsfehler 902-nm-FR, $t_{90,LABB} = 550^{\circ}\text{C}$					3.0				
Messung von T									
Statistische Schwankung Photostrom					0.5				
Kalibrierung Strom/Spannungswandler					1.0				
Kalibrierung DVM					0.2				
numerische Integration Photostromintegral					0.5				
Brechungsindex Luft, n					0.3				
Boltzmannkonstante, k (CODATA 1998)	0.4	0.4	0.4	0.3	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3
Emissivität ϵ L.ABB					0.8				
Kalibrierung Filterradiometer									
spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit	2.0				2.3				
Schwerpunktwellenlänge (10 pm)	2.3	2.1	1.9	1.8	1.9	1.7	1.6	1.5	1.3
Beugungskorrektur an der Filterradiometerblende					0.5				
Gesamtunsicherheit (quadratische Addition)	3.9	3.8	3.7	3.6	3.9	3.8	4.8	3.7	3.7
Temperaturäquivalent (mK)	13	14	15	17	13	14	20	18	20

Tabelle 7.11: Beiträge zur Standardunsicherheit ($k=1$) bei der Bestimmung der thermodynamischen Temperatur durch Bestrahlungsstärkemessungen mit dem 1003-nm-Filterradiometer (1003-nm-FR) und dem 1595-nm-Filterradiometer (InGaAs-FR) am Hohlraumstrahler LABB. Alle Angaben in 10^{-4} .

	1003-nm-FR						InGaAs-FR				
	$t_{90,LABB}/^{\circ}\text{C}$						$t_{90,LABB}/^{\circ}\text{C}$				
Blendenfläche der Strahlerblende	0.4										
Temperatur der Strahlerblende	0.3										
Beugungskorrektur an der Strahlerblende	2.0						2.3				
Blendenabstand	0.5						1.3				
Messung von T											
Statistische Schwankung Photostrom							0.5				
Kalibrierung Strom/Spannungswandler							1.0				
Kalibrierung DVM							0.2				
numerische Integration Photostromintegral							0.5				
Brechungsindex Luft, n							0.3				
Boltzmannkonstante, k (CODATA 1998)	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2
Emissivität ϵ LABB	1.2					0.8			1.2		0.8
Kalibrierung Filterradiometer											
spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit	12.3						17.3				
Schwerpunktwellenlänge (10 pm, InGaAs: 40 pm)	1.7	1.6	1.5	1.4	1.3	1.1	2.0	1.8	1.8	1.3	
Beugungskorrektur an der Filterradiometerblende	0.5										
Gesamtunsicherheit(quadratische Addition)											
Temperaturäquivalent (mK)	42	47	53	60	67	76	94	105	150		

7.4 Abweichung zwischen thermodynamischer und Internationaler Temperaturskala ($T - T_{90}$)

7.4.1 Die thermodynamische Unsicherheit der ITS-90

Wie bereits in der Einleitung der vorliegenden Arbeit dargestellt, beruhen die Zahlenwerte für die Hochtemperaturfixpunkte der ITS-90 Aluminium, Silber, Gold und Kupfer auf Verhältnismessungen der Strahldichte zwischen einem Referenz-Hohlraumstrahler (variabler Temperatur) bei einer Temperatur von ca. 730 K und den jeweiligen Fixpunkt-Hohlraumstrahlern.

Die Referenztemperatur von 730 K hat ihren Ursprung in den vorbereitenden primärthermometrischen Messungen zur Einführung einer neuen und verbesserten Temperaturskala als Nachfolgeskala für die IPTS-68 von 1968. In zwei Experimenten zur Bestimmung der Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und der praktischen Temperatur T_{68} , wurde $T - T_{68}$ zuerst 1976 mit einem Gasthermometer konstanten Volumens im Temperaturbereich von 273,16 K bis 730 K und später 1989 mit einer modifizierten Aparatur im Temperaturbereich von 503 K bis 933 K gemessen. Der Unterschied zwischen den beiden $T - T_{68}$ Messungen bei der höchsten gemeinsamen Temperatur von 730 K betrug 30 mK. Mangels anderer verfügbarer primärthermometrischer Messdaten, wurde vom CCT als thermodynamische Basis für die neue Temperaturskala ITS-90 ab 730 K, der Mittelwert zwischen den beiden Messungen mit einer thermodynamischen Unsicherheit von 15 mK gewählt.

Diese thermodynamische Unsicherheit ΔT_{ref} des Referenzwertes pflanzt sich bei verhältnisspyrometrischen Temperaturmessungen wie sie für die Zahlenwertbestimmung der Temperatur der Fixpunkte Al, Ag, Au und Cu durchgeführt wurden, gemäß der Gleichung

$$\Delta T(T) = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^2 \Delta T_{ref} \quad (7.19)$$

fort [76]. Dadurch hat z.B. der Zahlenwert des Silber-Fixpunktes eine thermodynamische Unsicherheit von 40 mK. Die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse für $T - T_{90}$ können, da sie unabhängig von einer Referenztemperatur sind, zu einer möglichen Identifikation des thermodynamisch richtigen Wertes der beiden zur Konstruktion der ITS-90 verwendeten gasthermometrischen Referenzwerte benutzt werden. Dies kann entweder durch Anpassen von Gl. 7.19 mit ΔT_{ref} als Fitparameter an die erhaltenen Ergebnisse für $T - T_{90}$ oder erstmalig auch durch das Ergebnis der direkten Messung von ΔT_{ref} bei der Referenztemperatur von 730 K geschehen.

7.4.2 Diskussion der experimentellen Ergebnisse für $T - T_{90}$

Die Resultate der absolutradiometrischen Bestimmung der Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperaturskala und der ITS-90, $T - T_{90}$, am Hohlraumstrahler LABB, zusammenfassend für alle angewendeten Filterradiometer, ist in Abb. 7.15 gezeigt.

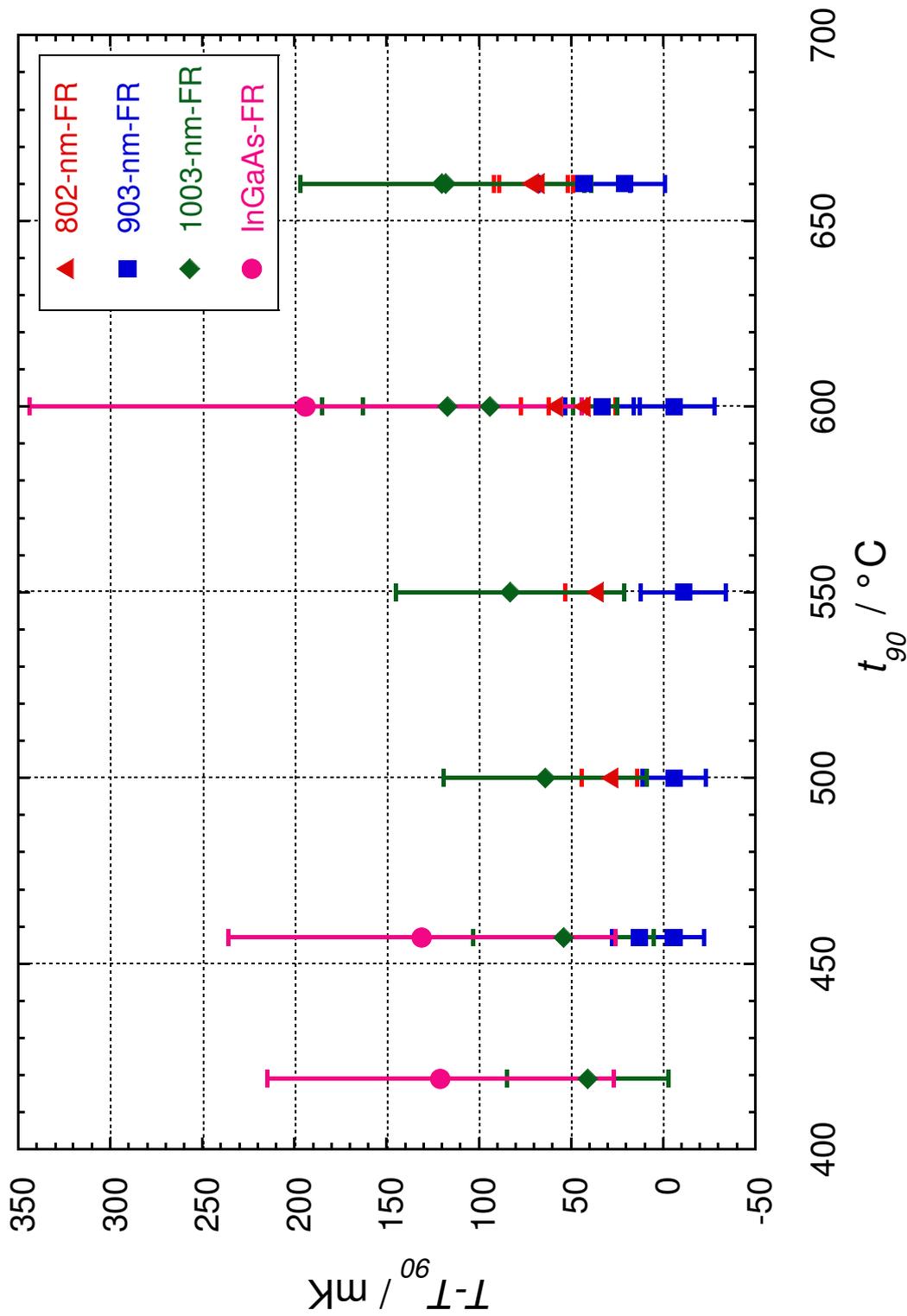


Abbildung 7.15: Experimentell bestimmte Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperaturskala und der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90), $T - T_{90}$, im Temperaturbereich 419 °C (Zink-Fixpunkt) - 660 °C (Aluminium-Fixpunkt). Gezeigt sind die Resultate der absolutradiometrischen Messungen am Hohlraumstrahler LABB mit drei Filterradiometern mit Silizium-Photodioden (802-nm-FR, 903-nm-FR, 1003-nm-FR) und einem Filterradiometer mit einer IndiumGalliumArsenid-Photodiode (InGaAs-FR). Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardunsicherheit ($k = 1$).

Innerhalb der Standardunsicherheit ($k=1$) stimmen die Werte für $T - T_{90}$ für alle Filtrradiometer und alle untersuchten Hohlraumstrahlertemperaturen gut überein. Deutlich zu erkennen ist die wesentlich größere Unsicherheit der Messung für $T - T_{90}$ für das 1003-nm-Filtrradiometer und das InGaAs-Filtrradiometer. Dies beruht wesentlich auf der Tatsache, dass die Unsicherheit der auf den Transferdetektoren abgelegten Skala der spektralen Empfindlichkeit in den Wellenlängenbereichen der Bandpässe dieser beiden Filtrradiometer um den Faktor 12 (1003-nm-FR) bzw. Faktor 17 (InGaAs-FR) grösser ist als bei dem 802-nm-Filtrradiometer und dem 903-nm-Filtrradiometer. Bei der Umrechnung der Unsicherheit der Bestrahlungsstärkemessung in ein Temperaturäquivalent skaliert die Unsicherheit für das InGaAs-Filtrradiometer im Vergleich zu dem 1003-nm-Filtrradiometer noch einmal um den Faktor 1.6. Da die Unsicherheit der mit dem InGaAs-Filtrradiometer gemessenen Werte für $T - T_{90}$ um den Faktor 7 größer ist als die Unsicherheit der ITS-90 und nur drei Messwerte für $T - T_{90}$ vorliegen, sind diese Resultate zur Untersuchung der thermodynamischen Basis der ITS-90 vorerst nicht geeignet.

Um eine Aussage bezüglich des bei der Aufstellung der ITS-90 gewählten gasthermometrischen Referenztemperatur treffen zu können, wurde die Gleichung 7.19 mit ΔT_{ref} als Fitparameter an die Messergebnisse für $T - T_{90}$ des 802-nm-FRs, des 903-nm-FRs und des 1003-nm-FRs angefitet. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 7.12 gezeigt, die zugehörigen Parabeln der Fitfunktion zusammen mit den Resultaten für $T - T_{90}$ in den Abbildungen 7.16 und 7.17 dargestellt. Wie in den Abschnitten 7.1.2.2 und

Tabelle 7.12: Ergebnisse für die Abweichung ΔT_{ref} zwischen der durch die ITS-90 festgelegten Referenztemperatur und der thermodynamischen Temperatur bei $T_{90} = 730$ K, berechnet durch Anfiten der Gl. 7.12 an die experimentellen Ergebnisse für $T - T_{90}$ der einzelnen Filtrradiometer

Filtrradiometer	ΔT_{ref}	$u(\Delta T_{ref}), k=1$
802-nm-FR	35.9 mK	5.3 mK
903-nm-FR, (a)	16.4 mK	8.1 mK
903-nm-FR, (a) und (b)	7.7 mK	5.3 mK
1003-nm-FR	64.3 mK	17.2 mK

7.1.2.3 dargestellt, waren das 903-nm-FR und das 1003-nm-FR während der radiometrischen Messungen bezüglich ihrer spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit zum Teil instabil. Für das 903-nm-FR wurden daher zwei Fits berechnet. Für den ersten Fit wurden nur die Messergebnisse berücksichtigt für welche das 903-nm-FR als stabil angesehen werden kann, d. h. die unmittelbar nach der Kalibrierung des FRs erhalten

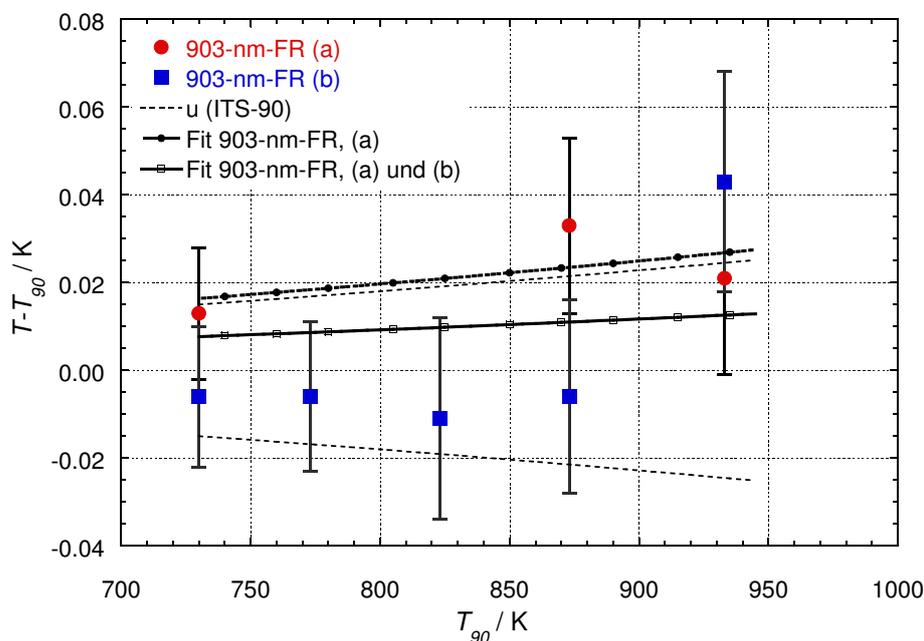


Abbildung 7.16: Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur T und ITS-90-Temperatur T_{90} , $T - T_{90}$, gemessen mit dem 903-nm-Filterradiometer. Die als dicke Linien eingezeichneten Kurven wurden durch Anfitzen von Gl.7.19 an die Messergebnisse erhalten (siehe Text und Tab. 7.12). Die thermodynamische Unsicherheit der ITS-90 ist als gepunktete Linie dargestellt.

wurden (Apr. 2001, 457 °C; Apr.2001, 600 °C; März 2000, 660 °C, (a) in Abb. 7.16). Für den zweiten Fit wurden zusätzlich auch die Resultate für $T - T_{90}$ des 903-nm-FRs berücksichtigt, bei welchen sich das FR als instabil betreffend der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit gezeigt hat ((b) in Abb. 7.16). Da bei dem 1003-nm-FR nur zwei Messwerte für $T - T_{90}$ unmittelbar nach der Kalibrierung vorlagen, konnte hier nur ein Fit über alle Messwerte berechnet werden.

Berücksichtigt man nur die Resultate, für welche das 903-nm-FR als stabil hinsichtlich der Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärke angesehen werden kann ((a) in Abb. 7.16), liegen diese am oberen Rand des Unsicherheitsintervalls der ITS-90, bei 730 K und 933 K schließen die Fehlerbalken T_{90} noch mit ein. Das Ergebnis für ΔT_{ref} des Fits (a) für das 903-nm-FR stimmt mit 16.4 mK sehr gut mit den erhaltenen Werten aus früheren Untersuchungen von $T - T_{90}$ mit spektralradiometrischen Methoden überein [82]. Mit zwei Filterradiometern wurde in [82] $T - T_{90}$ vom Al-Fixpunkt (660 °C) zum Ag-Fixpunkt (962 °C) gemessen. Durch Anfitzen an die Messergebnisse wurden hier Werte für ΔT_{ref}

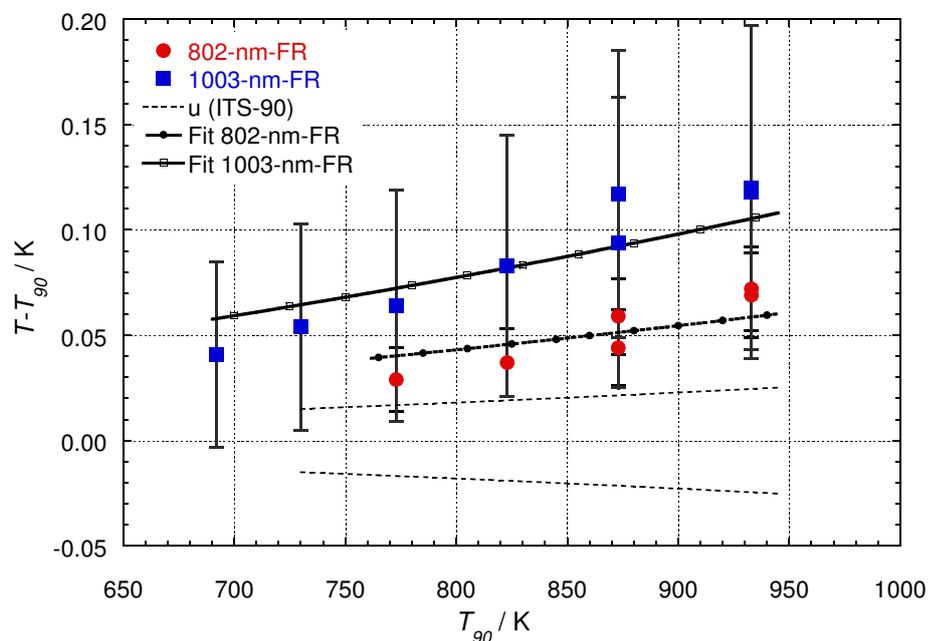


Abbildung 7.17: Die Abweichung $T - T_{90}$ zwischen der thermodynamischen Temperatur und der ITS-90-Temperatur, gemessen mit zwei verschiedenen Filtrradiometern (802-nm-FR und 1003-nm-FR) und Fit (siehe Text und Tab. 7.12) von Gl. 7.19 an die Messergebnisse. Als dünne, gepunktete Linie ist die thermodynamische Unsicherheit der ITS-90 eingezeichnet.

von $15 \text{ mK} \pm 8 \text{ mK}$ (676-nm-FR) und $16,5 \text{ mK} \pm 6 \text{ mK}$ (801-nm-FR) angegeben. Somit bestätigen die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Ergebnisse mit dem 903-nm-FR die Vermutung, dass bei der Wahl des gasthermometrischen Referenzwerts bei 730 K [76], dieser um 15 mK zu niedrig gewählt wurde und sind ein Indiz dafür, dass der gasthermometrische Wert aus [15] von (1989) als thermodynamische Basis der ITS-90 oberhalb von 730 K der physikalisch plausible gewesen wäre. Erstmals wurde $T - T_{90}$ am Referenzwert auch direkt gemessen. Für das 903-nm-FR (Messung April 2001) ist $T - T_{90}(730 \text{ K})$ gleich mit $13 \text{ mK} \pm 15 \text{ mK}$.

Anhand von Abb. 7.16 kann man erkennen, dass der Fit über die stabilen Werte (a) die instabilen Werte (b) (mit Ausnahme des Wertes bei 933 K) nur sehr schlecht beschreibt. Dies lässt den Schluß zu, dass die in Abschnitt 7.1.2.2 angenommene Rechteckverteilung als Methode zur Korrektur der Instabilität des Filtrradiometers nicht verwendet werden kann und damit diese Ergebnisse aufgrund von fehlenden Korrekturmöglichkeiten für eine Untersuchung von $T - T_{90}$ nicht weiter verwendet werden können.

Innerhalb der erweiterten Unsicherheit ($k=2$) sind die Ergebnisse des Fits für ΔT_{ref} des 802-nm-FRs und des 1003-nm-FRs konsistent mit dem Resultat des Fits für das 903-nm-FR, innerhalb der Standardunsicherheit ($k=1$) jedoch ist ein signifikanter Unterschied festzustellen (Tab. 7.12). Mögliche Ursachen für diese systematische Abweichung sollen im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

Systematische Fehler aus der Geometrie des Experiments können ihren Ursprung sowohl in der Fläche der Strahlerblende als auch im Blendenabstand Strahler-Detektor haben. Wäre die Strahlerblende in der Auswertung als zu klein angenommen worden, müsste sich dies auch in den Ergebnissen des 903-nm-Filtrerradiometers bemerkbar machen, ebenso wie ein systematischer Fehler bei der Emissivitätsbestimmung des Hohlraumstrahlers LABB oder bei der Photostrommessung. Wie bereits in den Abschnitten 7.1.2.1 und 7.1.2.3 gezeigt, waren auch keine systematischen Abstandseffekte während der radiometrischen Messungen bei beiden Filtrerradiometern zu erkennen. Eine potentielle Ursache kann ein systematischer Fehler im Photostromintegral bzw. in der Kalibrierung der Filtrerradiometer sein. Als Ansatz für die Abschätzung einer systematisch um ΔT^* zu hoch bestimmten thermodynamischen Temperatur T kann man, unter Verwendung der in Abschnitt 5.6 eingeführten Näherung, für das Produkt $L_\lambda(\lambda_{SP}, T) \cdot I_s$ schreiben

$$L_\lambda(\lambda_{SP} + \Delta\lambda_{SP}, T + \Delta T^*) \cdot (I_s + \Delta I_s) = \left[L_\lambda(\lambda_{SP}, T) + \frac{\partial L}{\partial \lambda} \cdot \Delta\lambda_{SP} + \frac{\partial L}{\partial T} \cdot \Delta T^* \right] \cdot (I_s + \Delta I_s) \quad (7.20)$$

wobei λ_{SP} die Schwerpunktwellenlänge und I_s das Integral der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrerradiometers sind. Mit der Wienschen Näherung ist:

$$\frac{\partial L}{\partial T} = L \cdot \frac{c_2}{\lambda T^2} \quad (7.21)$$

$$\frac{\partial L}{\partial \lambda} = L \cdot \left(\frac{c_2}{\lambda^2 T} - \frac{5}{\lambda} \right) \quad (7.22)$$

Unter der Annahme, dass die beobachtete systematische Abweichung ΔT ihre Ursache in einem systematischen Fehler des Integrals der spektralen Bestrahlungsstärke I_s und der Schwerpunktwellenlänge λ_{SP} hat, erhält man nach Umformung:

$$\Delta T^* = -\frac{\frac{\Delta I_s}{I_s}}{1 + \frac{\Delta I_s}{I_s}} \cdot \frac{\lambda_{SP} T^2}{c_2} - \left(\frac{c_2}{\lambda_{SP}^2 T} - \frac{5}{\lambda_{SP}} \right) \cdot \frac{\lambda_{SP} T^2}{c_2} \cdot \Delta\lambda_{SP} \quad (7.23)$$

Gleichung 7.19 wurde nun dahingehend modifiziert, dass für ΔT_{ref} , ausgehend von den Messergebnissen des 903-nm-FRs und früherer spektralradiometrisch ermittelter Werte in [82], ein fester Wert von 0.015 K angenommen

wurde und zusätzlich die den systematischen Effekt beschreibende Größe ΔT^* addiert wurde:

$$\Delta T_{mod}(T) = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^2 \Delta T_{ref} + \Delta T^* \quad (7.24)$$

Der Absolutwert der Wellenlängenskala der spektralen Empfindlichkeit des Filtrerradiometers wird bei der Kalibrierung am Spektralkomparator auf die Wellenlängenkalibrierung des jeweils verwendeten Gitters zurückgeführt. Die im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Gitter wurden an ca. vierzig bis sechzig Spektrallinien kalibriert, die Interpolation erfolgte durch ein Polynom neunter Ordnung, die größte Abweichung des Polynoms an den Spektrallinien war etwa eineinhalb Schritte des Schrittmotorantriebs des Monochromators, wobei ein Schritt einer Wellenlängenänderung von etwa 6.5 pm entspricht. Vor jedem Kalibriervorgang wurde das Gitter an einer Spektrallinie initialisiert. Daher sind, selbst bei ungünstigsten Voraussetzungen, maximale systematische Wellenlängenfehler von drei Schritten möglich. Gleichung 7.24 wurde nun, mit $\Delta I_s/I_s$ als Fitparameter und $\Delta \lambda_{SP}$ gleich ± 20 pm, an die Messergebnisse des 802-nm-FRs und des 1003-nm-FRs angefitet, die Resultate des Fits sind in Tabelle 7.13 dargestellt. Unabhängig vom angenommenen systematischen Wellenlängenfehler

Tabelle 7.13: Ergebnisse des Fits an die Messdaten des 802-nm-FRs und des 1003-nm-FRs zur Abschätzung von systematischen Fehlern aus der Kalibrierung der Filtrerradiometer.

Filtrerradiometer	$\frac{\Delta I_s}{I_s}, \Delta \lambda_{SP} = -20$ pm	$\frac{\Delta I_s}{I_s}, \Delta \lambda_{SP} = +20$ pm
802-nm-FR	$-3.1 \cdot 10^{-4}$	$-1.1 \cdot 10^{-3}$
1003-nm-FR	$-1.1 \cdot 10^{-3}$	$-1.6 \cdot 10^{-3}$

$\Delta \lambda_{SP}$, sind alle erhaltenen Werte für $\Delta I_s/I_s$ negativ. Dies bedeutet, dass die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit der diskutierten Filtrerradiometer in der Auswertung der Messungen zu klein angenommen wurde. Der Grund für eine zu geringe spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filtrerradiometers kann im Kalibrierverfahren selbst oder in der auf dem Transferdetektor abgelegten Empfindlichkeitsskala (Gl. 5.3) liegen.

Die interpolierte spektrale Empfindlichkeit des Silizium-basierten Trap-Detektors ist im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 900 nm in sehr guter Näherung eine lineare Funktion. Die Abweichung zwischen der am RTCR an diskreten Laserlinien bestimmten spektralen Empfindlichkeit des Trap-Detektors und der Interpolation an diesen Laserlinien ist von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-4}$. Deswegen können Skaleneffekte als Ursache für die beobachteten systematischen Effekte von der Größe wie sie in Tabelle 7.13

für das 802-nm-FR angegeben werden nicht in Betracht gezogen werden. Der Temperaturkoeffizient und die Nichtlinearität der Si-Photodioden ist bei 800 nm vernachlässigbar klein. Daher erscheint es sinnvoll, Rest-Streulichte effekte (Abschnitt 5.4) in Kombination mit einem systematischen Wellenlängenfehler bei der Kalibrierung am Spektralkomparator als Ursache für eine zu hoch gemessene thermodynamische Temperatur anzunehmen.

Im Wellenlängenbereich von 950 nm bis 1015 nm nimmt die spektrale Empfindlichkeit des Trap-Detektors wegen der Bandkante des Siliziums ab (Abb. 4.1) und hat gleichzeitig einen nichtlinearen Verlauf. Bei der Realisierung einer, durch Interpolation gewonnenen, kontinuierlichen Skala der spektralen Empfindlichkeit in diesem Bereich gibt es mehrere Faktoren, die Quellen systematischer Effekte sein können. Der Temperaturkoeffizient der Silizium-Photodioden beträgt z.B. bei 1015 nm ca. $4.5 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$, so dass bereits eine Temperaturänderung von 100 mK des Detektors zu signifikanten Änderungen der spektralen Empfindlichkeit führen kann. Gleichzeitig ist eine erhöhte Nichtlinearität der Detektoren durch Korrekturfaktoren (typ. $2 \cdot 10^{-3}$) zu berücksichtigen. Durch den nichtlinearen Verlauf der spektralen Empfindlichkeit, kann es bei einer zu kleinen Anzahl direkt an Laserlinien durchgeführter Kalibrierungen zu Interpolationsfehlern kommen. Zusammenfassend kann man sagen, dass im Fall des 1003-nm-FRs, die Ursachen für die zu hoch bestimmte thermodynamische Temperatur T ihren Ursprung sowohl in der auf den Trap-Detektor abgelegten Skala der spektralen Empfindlichkeit, wie auch in den Effekten, wie sie bei dem 802-nm-FR beschrieben wurden, haben können.

Abbildung 7.18 gibt einen Überblick über die Einordnung der im Rahmen dieser Arbeit mit drei Filterradiometern (802-nm-FR, 903-nm-FR und 1003-nm-FR) erhaltenen Ergebnisse für $T - T_{90}$ in die bisherigen spektralradiometrischen Messungen der Abweichung zwischen thermodynamischer Temperatur und T_{90} -Temperatur. Gezeigt sind die Ergebnisse für $T - T_{90}$ im Bereich vom Al-Fixpunkt bis zum Ag-Fixpunkt aus [82] sowie die Ergebnisse der spektralradiometrischen Messungen am Al-Fixpunkt, Ag-Fixpunkt und Au-Fixpunkt aus [25]. Gleichzeitig dargestellt sind auch die Resultate der beiden gasthermometrischen Messungen [39][15], die als thermodynamische Grundlage für die ITS-90 bis 730 K verwendet wurden. Die Resultate des 802-nm-FRs und des 903-nm-FRs dieser Arbeit bestätigen im Rahmen der Unsicherheit den Trend der spektralradiometrischen Messungen aus [82] und [25] (Al-Fixpunkt und Ag-Fixpunkt) und stimmen sehr gut mit den gasthermometrischen Messungen aus [15] überein.

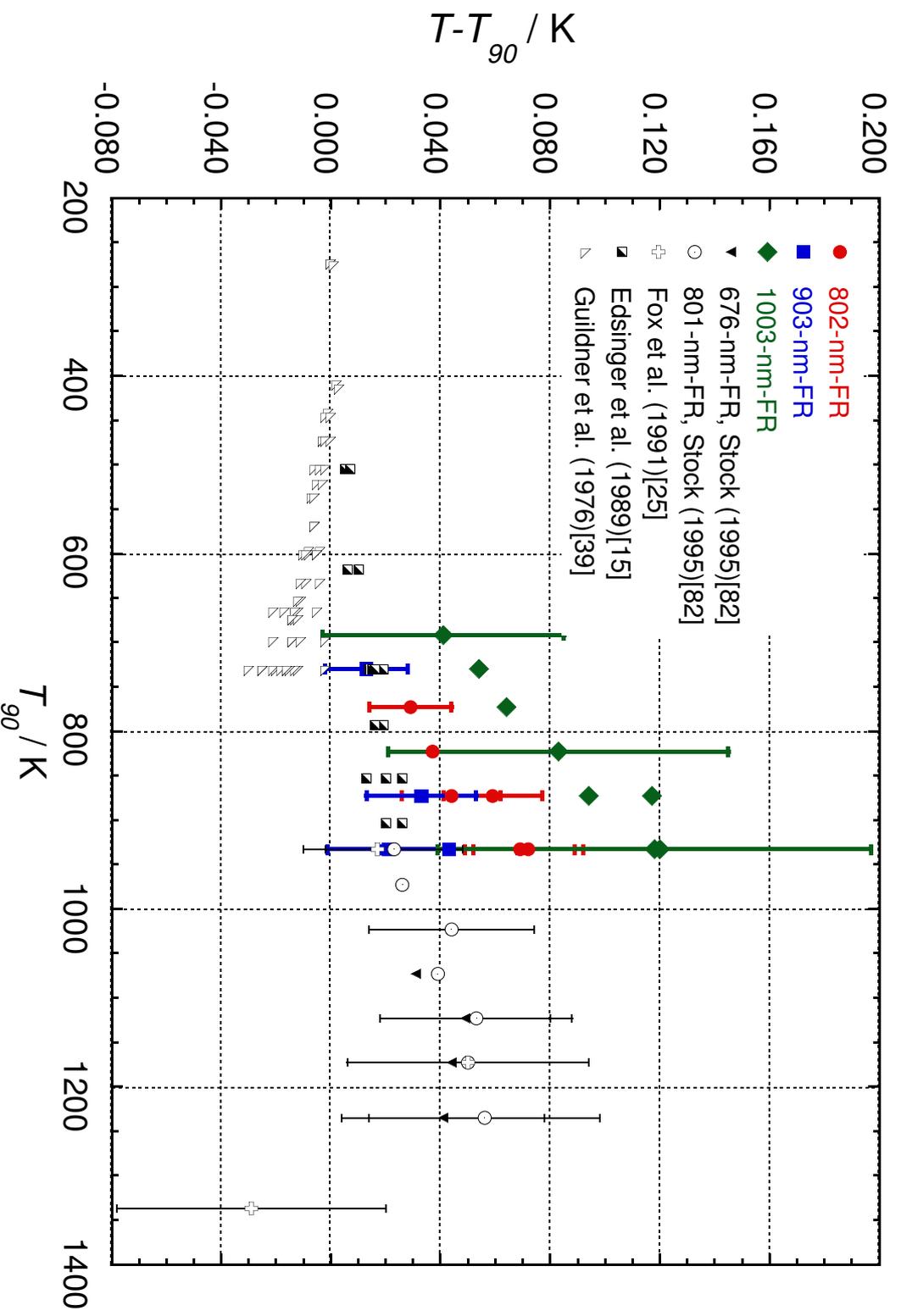


Abbildung 7.18: Einordnung der Resultate für $T - T_{90}$ des 802-nm-FRs, des 903-nm-FRs und des 1003-nm-FRs dieser Arbeit in bisherige Messungen der Abweichung zwischen thermodynamischer Temperatur und ITS-90-Temperatur. Dargestellt sind jeweils die spektralradiometrischen Ergebnisse aus [82] (Hohlraumstrahler variabler Temperatur, Temperaturbereich Erstarrungspunkt Aluminium - Erstarrungspunkt Silber) sowie aus [25] (Fixpunkt-Hohlraumstrahler: Aluminium, Silber und Gold). Ebenfalls eingezeichnet die Ergebnisse der Gasthermometrie [15, 39]. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der einfachen Messunsicherheit ($k = 1$).

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden durch Messung der spektralen Bestrahlungsstärke eines Hohlraumstrahlers mit absolut kalibrierten Filterradiometern (FR) thermodynamische Temperaturen im Bereich vom Zink-Fixpunkt (419 °C) bis zum Aluminium-Fixpunkt (660 °C) bestimmt. Dabei wurde die Abweichung zwischen der thermodynamischen Temperatur und der simultan gemäß der Internationalen Temperaturskala von 1990 gemessenen Temperatur T_{90} des Hohlraumstrahlers in diesem Temperaturintervall gemessen.

Als Quelle der spektralen Bestrahlungsstärke wurde ein Natrium-Doppelwärmerohrstrahler verwendet. Die Isothermie des Hohlraumstrahlers wurde durch Messung des axialen Temperaturprofils bis hinab zu 415 °C untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass der Hohlraumstrahler bis 480 °C nahezu ideal isotherm ist, in einem Abstand von 500 mm zum Hohlraumboden beträgt der Temperaturabfall nur 3 mK. Erst bei Temperaturen unterhalb 450 °C war eine zunehmende Nichtisothermie zu beobachten. Im gleichen Abstand vom Boden wurde bei 415 °C ein Temperaturabfall von etwa 1.2 K gemessen.

Der Einfluss der zunehmenden Nichtisothermie auf den Emissionsgrad des Hohlraumstrahlers für Temperaturen kleiner als 450 °C wurde durch Entwicklung eines neuen Berechnungsverfahrens für den Emissionsgrad berücksichtigt. Basierend auf der Monte-Carlo Methode erlaubt dieses flexible Simulationswerkzeug die Berechnung des Emissionsgrades sowohl von isothermen wie auch von nichtisothermen Hohlraumstrahlern mit einer Unsicherheit kleiner als 0.01 %. Unter Verwendung der experimentell gewonnenen Daten für die Nichtisothermie ergab die Berechnung, dass bis 450 °C der Emissionsgrad des Hohlraumstrahlers 0.9999 beträgt. Im Bereich des Zink-Fixpunktes bei 415 °C sinkt dieser Wert auf 0.9994 ($\lambda = 1000$ nm). Insgesamt wurde damit der Nachweis erbracht, dass der

Doppelwarmrohrstrahler auch für Temperaturen unter 600 °C bis hinab zu 450 °C einen nahezu idealen Hohlraumstrahler variabler Temperatur darstellt und damit als radiometrische Quelle zur Untersuchung der Abweichung zwischen der thermodynamischen und der ITS-90-Temperatur geeignet ist.

Als Detektoren zur Messung der Bestrahlungsstärke des Hohlraumstrahlers bis hinab zu 419 °C wurden Filtrradiometer mit Silizium-Photodioden verwendet, deren Schwerpunktwellenlänge für ein ausreichend gutes Signal-Rausch-Verhältnis im nahen Infrarot liegen musste. Daher wurden, neben einem Filtrradiometer mit einer Schwerpunktwellenlänge bei 802 nm, zwei weitere, erstmalig absolut kalibrierte, Filtrradiometer mit Schwerpunktwellenlängen bei 902 nm und 1003 nm eingesetzt. Diese Detektoren wurden gegen ein Transfornormal, einen Trap-Detektor als Träger einer bis auf 1020 nm erweiterten Skala der spektralen Empfindlichkeit, rückführbar auf das Detektor-Primärnormal der PTB, das Kryoradiometer RTCR, kalibriert.

Für die Kalibrierung der Filtrradiometer gegen Transfornormale wurde ein neuartiger Präzisions-Vergleichsmessplatz, ein Spektralkomparator, aufgebaut. In Voruntersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass Polarisations- und Streulichteffekte bei der Kalibrierung systematische Fehler in der Größenordnung von mehr als 0.2 % verursachen können. Durch Integration eines Vormonochromators in den optischen Aufbau des Spektralkomparators wurden das Streulicht bis an die Nachweisgrenze reduziert und damit streulichtbedingte systematische Fehler minimiert. Für die Kalibrierung von Filtrradiometern in der Anwendung vor einem unpolarisierten Hohlraumstrahler wurde ein Kalibrieralgorithmus aufgestellt. Dieses Konzept wurde dann im experimentellen Aufbau des Spektralkomparators umgesetzt. Dadurch ist eine vollständige Unabhängigkeit der Kalibrierung sowohl vom Polarisationszustand des Monochromators als auch eventueller Polarisationsempfindlichkeiten der Detektoren gewährleistet.

Mit diesen notwendigen Vorarbeiten ist es gelungen die relative Unsicherheit im Integral der spektralen Bestrahlungsstarkeempfindlichkeit bei der Kalibrierung des 802-nm-FRs auf 0.02 % zu senken, dies entspricht einer Verringerung zum Beitrag des Filtrradiometers bei der Messung thermodynamischer Temperaturen auf 10 mK bei 933 K (Al-FP). Die erreichten relativen Unsicherheiten bei der erstmaligen Absolutkalibrierung der Filtrradiometer mit den Schwerpunktwellenlängen bei 903 nm und 1003 nm betragen 0.03 % bzw. 0.12 %, umgerechnet in eine Temperaturunsicherheit am gasthermometrischen Referenzwert bei 730 K bedeutet dies eine Unsicherheit von 10 mK für das 903-nm-FR und von 44 mK für das 1003-nm-FR.

Zusätzlich zu den Filtrradiometern mit Silizium-Photodioden wurde

auch ein neu entwickeltes Filtrradiometer mit einer Indium-Gallium-Arsenid-Photodiode als Detektor und einer Schwerpunktwellenlänge bei 1595 nm eingesetzt. Für die Kalibrierung dieses InGaAs-Filtrradiometers wurde, mittels eines Nd:YAG-Lasers bei 1.064 μm und zweier Dioden-Laser bei 1.31 μm und 1.55 μm und dem Kryoradiometer RTCR als Detektor-Primärnormal zum ersten Mal eine hochwertige Skala der spektralen Empfindlichkeit im nahen Infrarot aufgebaut, deren relative Unsicherheit an den Laserlinien kleiner als 0.06 % ist. Durch die Interpolation mit einem thermischen Empfänger am Spektralkomparator konnte eine auf einer InGaAs-Photodiode abgelegte kontinuierliche Skala der spektralen Empfindlichkeit für den Wellenlängenbereich von 0.960 μm bis 1.820 μm mit einer relativen Unsicherheit von 0.17 % realisiert werden. Aufgrund des dominierenden Beitrags der Skalenunsicherheit, ist die erreichte relative Unsicherheit im Integral der spektralen Empfindlichkeit bei der Kalibrierung des InGaAs-FRs ebenfalls 0.17 %.

Im untersuchten Temperaturbereich zwischen dem Zink- und Aluminium-Fixpunkt war die absolutradiometrisch bestimmte thermodynamische Temperatur T des Hohlraumstrahlers für alle Filtrradiometer höher als seine ITS-90-Temperatur T_{90} . Innerhalb der Standardunsicherheit stimmen die Resultate für die gemessene Abweichung zwischen thermodynamischer und praktischer Temperatur $T - T_{90}$ für alle vier Filtrradiometer sehr gut überein. Trotz der im internationalen Vergleich kleinsten erreichten Unsicherheiten bei der Kalibrierung von Filtrradiometern, sind die Unsicherheiten des 1003-nm-FRs (44 mK) und des InGaAs-FRs (100 mK) für die Untersuchung der aus der Gasthermometrie stammenden systematischen Abweichung von der Größenordnung 30 mK in der thermodynamischen Basis der ITS-90 noch zu groß. Deswegen wurden nur die Messergebnisse zweier Filtrradiometer (802-nm-FR, 903-nm-FR) zur Identifikation der systematischen Abweichung zwischen der ITS-90-Temperatur und thermodynamischer Temperatur herangezogen. Ein Fit an die Messergebnisse des 802-nm-FR ergab als Abweichung zwischen T und T_{90} am Referenzwert bei 730 K $36 \text{ mK} \pm 5 \text{ mK}$ ($k=1$). Die erstmalige direkte Messung von $T - T_{90}$ am Referenzwert mit dem 903-nm-FR ergab eine Abweichung von $13 \text{ mK} \pm 15 \text{ mK}$ ($k=1$).

Innerhalb der Standardunsicherheit ($k=1$) stimmt das in dieser Arbeit erhaltene Ergebnis für die thermodynamische Temperatur des Referenzwertes mit dem von Edsinger und Schooley 1989 am NIST erzielten Resultat sehr gut überein. Das Ergebnis von Guildner und Edsinger (1976, NIST) weicht signifikant davon ab. Mit einer von der Gasthermometrie unabhängigen Methode ist es somit erstmals gelungen nachzuweisen, dass bei der Konstruktion der ITS-90 der Referenzwert zu niedrig gewählt wurde. Somit stellt die vorliegende Arbeit einen wesentlichen Beitrag zur Verbesserung der thermodynamischen Basis der ITS-90 dar.

Literaturverzeichnis

- [1] R. E. Bedford, C. K. Ma, Emissivities of diffuse cavities: Isothermal and nonisothermal cones and cylinders, *J. Opt. Soc. Am.*, **64(4)**, 339-349 (1974)
- [2] *Supplementary information for the International Temperature Scale of 1990*, BIPM, Pavillon de Breteuil, F-92310 SEVRES, S. 97 ff. (1990)
- [3] *The International System of Units (SI)*, BIPM, 7th edition (1998)
- [4] The International Practical Temperature Scale of 1968, Amended Edition of 1975, *Metrologia*, **12**, 7-17 (1976)
- [5] *C. R. 7. Conf. Gen. Poids Mes.*, Annexe IV-V, 94-101 (1927)
- [6] W. R. Blevin, Diffraction Losses in Radiometry and Photometry, *Metrologia*, **6**, 39-44 (1970)
- [7] M. L. Baker, V. L. Yen, Effects of the Variation of Angle of Incidence and Temperature on Infrared Filter Characteristics, *Appl. Opt.*, **6**, 1343-1351 (1967)
- [8] L. Bergmann, C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik III*, 8. Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, S. 668 (1987)
- [9] G. Bönsch, E. Potulski, Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlen's formulae, *Metrologia*, **35**, 133-139 (1998)
- [10] P. B. Coates, J. W. Andrews, A precise determination of the freezing point of copper, *J. Phys. F.: Metal Phys.*, **8(2)**, 277-285 (1977)
- [11] E. Collett, *Polarized Light, Fundamentals and Applications*, Marcel Dekker Inc., New York (1993)
- [12] J. M. Cowley, *Diffraction Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, S. 16 (1975)

- [13] M. G. Cox et al, Use of Monte Carlo Simulation for Uncertainty Evaluation in Metrology, aus *Advanced Mathematical & Computational Tools in Metrology*, World Scientific, Singapore, S. 93-105 (2001)
- [14] P. D. Dunn, D. A. Reay, *Heat Pipes*, 4. Auflage, Elsevier Science Ltd, Oxford, S. 108 (1994)
- [15] R. E. Edsinger, J. F. Schooley, Differences between the Thermodynamic Temperature and $t(\text{IPTS-68})$ in the Range 230 °C to 660 °C, *Metrologia*, **26**, 95-106 (1989)
- [16] G. P. Eppeldauer, D. C. Lynch, Opto-Mechanical and Electronic Design of a Tunnel-Trap Si Radiometer, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, **105**, 813-828 (2000)
- [17] W. Erb (Hrsg.), *Leitfaden der Spektroradiometrie*, Springer-Verlag, Berlin, S. 101ff (1989)
- [18] vgl. ebd., S. 262ff
- [19] J. Fischer, B. Gutschwager, On the calibration of infrared radiation thermometers against heat pipe blackbodies at temperatures below the freezing point of silver, aus *Proceedings of TEMPMEKO '96*, Levretto & Bella, ed. P. Marcarino, Torino, 251-256 (1997)
- [20] J. Fischer, H. J. Jung, Determination of the Thermodynamic Temperatures of the Freezing Points of Silver and Gold by Near-Infrared Pyrometry, *Metrologia*, **26**, 245-252 (1989)
- [21] J. Fischer, L. Fu, Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source, *Appl. Opt.*, **32**, 4187 - 4190 (1993)
- [22] N. P. Fox, Trap Detectors and their Properties, *Metrologia*, **28**, 197-202 (1991)
- [23] N. P. Fox, Developments in optical radiation measurement at NPL Part1, aus *Proceedings of SPIE*, **4550**, ed. Carmiña Londoño (2001)
- [24] N. P. Fox, Improved Near-Infrared Detectors, *Metrologia*, **30**, 321-325 (1993)
- [25] N. P. Fox, J. E. Martin, D. H. Nettleton, Absolute Spectral Radiometric Determination of the Thermodynamic Temperatures of the Melting/Freezing Points of Gold, Silver and Aluminium, *Metrologia*, **28**, 357-374 (1991)

- [26] R. Friedrich, J. Fischer, M. Stock, Accurate calibration of filter radiometers against a cryogenic radiometer using a trap detector, *Metrologia*, **32**, 509-513 (1995/96)
- [27] L. Fu, J. Fischer, Characterization of Photodiodes in the UV and Visible Spectral Region Based on Cryogenic Radiometry, *Metrologia*, **30**, 297-303 (1993)
- [28] L. Fu, *Aufbau einer Skala für spektrale Strahlungsleistung im Spektralbereich 250 nm bis 800 nm mit einem Kryoradiometer als Primärnormal und Photodioden als Transfornormalen*, Dissertation, Berlin (1993)
- [29] Sh. A. Furman, M. D. Levina, Effect of moisture on the optical characteristics of narrow band interference filters, *Opt. Spectrosc. (USSR)*, **30**, 404-408 (1971)
- [30] J. L. Gardner, A four-element transmission trap detector, *Metrologia*, **32**, 469-472 (1995/96)
- [31] J. Geist, Quantum efficiency of the p-n junction as an absolute radiometric scale, *Appl. Opt.*, **18**, 760-762 (1979)
- [32] J. Geist, A. Migdall, H. P. Baltes, Analytical representation of the silicon absorption coefficient in the indirect transition region, *Appl. Opt.*, **27**, 3777-3779 (1988)
- [33] J. Geist, E. F. Zalewski, A. R. Schaefer, Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes, *Appl. Opt.*, **19**, 3795-3799 (1980)
- [34] T. R. Gentile, J. M. Houston, C. L. Cromer, Realization of a scale of absolute spectral response using the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer, *Appl. Opt.*, **35**, 4392-4403 (1996)
- [35] S. German, P. Drath, *Handbuch der SI-Einheiten*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, S. 161ff. (1979)
- [36] R. Goebel, S. Yilmaz, R. Pello, Polarization dependence of trap detectors, *Metrologia*, **33**, 207-213 (1996)
- [37] R. Goebel, M. Stock, Nonlinearity and polarization effects in silicon trap detectors, *Metrologia*, 413-418 (1998)
- [38] R. Goebel, M. Stock, R. Köhler, Report on the International Comparison of Cryogenic Radiometers, *BIPM Report BIPM-2000/9* (2000)

- [39] L. A. Guildner, R. E. Edsinger, Deviation of International Practical Temperatures from Thermodynamic Temperatures in the Temperature Range from 273.16 K to 730 K, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **80A**, 703-738 (1976)
- [40] Climate change science - Some recent results from the Hadley Centre, The Hadley Centre for Climate Prediction and Research, UK Met Office (2001)
- [41] J. Hartmann, J. Fischer, U. Johannsen, L. Werner, Analytical model for the temperature dependence of the spectral responsivity of silicon, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 942-947 (2001)
- [42] J. Hartmann, J. Fischer, J. Seidel, A non-contact technique providing improved accuracy in area measurements of radiometric apertures, *Metrologia*, **37**, 637-640 (2000)
- [43] J. Hartmann, private Mitteilung
- [44] F. Henning, H. Moser, *Temperaturmessung*, Springer, Berlin, S. 127 (1977)
- [45] M. N. Ivanovskii, V. P. Sorokin, I. V. Yagodkin, *The physical principles of heat pipes*, Clarendon Press, Oxford (1982)
- [46] *International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology*, Second edition, ISO (1993)
- [47] U. Johannsen, private Mitteilung
- [48] H. J. Jung, A Measurement of Thermodynamic Temperatures Between 683 K and 933 K by an Infrared Pyrometer, *Metrologia*, **23**, 19-31 (1986)
- [49] Kalibrierschein Trap-Detektor Nr. 7, Kalibrierzeichen 1163 PTB 01
- [50] G. Kirchhoff, Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissinsvermögen und dem Absorbtionsvermögen der Körper für Wärme und Licht, *Ann. d. Phys. u. Chem.*, **109**, 275-301 (1885)
- [51] I. Z. Kriksunova, L. S. Kremencugckogo, *Spravocnik po prijemnikom opticeskogo izlucenija* (Handbuch optischer Strahlungsempfänger, russ.), Tehnika, Kiev (1985)
- [52] Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen, Kyoto (1997)
- [53] P. H. Lissberger, Effective Refractive Index as a Criterion of Performance of Interference Filters, *J. Opt. Soc. Am.*, **58(12)**, 1586-1590 (1968)

- [54] H. Luther, K. Grohmann, B. Fellmuth, Determination of thermodynamic temperature and ^4He virial coefficients between 4,2 K and 27,0 K by dielectric constant gas thermometry, *Metrologia*, **33**, 342-352 (1996)
- [55] J. E. Martin, N. P. Fox, P. J. Key, A Cryogenic Radiometer for Absolute Radiometric Measurements, *Metrologia*, **21**, 147-155 (1985)
- [56] L. Merz, *Grundkurs der Regelungstechnik, Teil A*, 2. Auflage, R. Oldenbourg, München, S. 35ff. (1964)
- [57] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer*, McGraw-Hill Inc., New York, (1993)
- [58] P. J. Mohr, B. N. Taylor, CODATA recommended values of the fundamental constants: 1998, *Rev. of Mod. Phys.*, **72**, 351-495 (2000)
- [59] M. R. Moldover, S. J. Boyes, C. W. Meyer, A. R. H. Goodwin, Primary Acoustic Thermometry from 217 K to 303 K, aus *Proceedings of TEMPMEKO '99*, ed. by J. F. Dubbeldam and M. J. de Groot, IMEKO, Delft, 412-417 (1999)
- [60] S. P. Morozova, V. I. Sapritsky, M. N. Pavlovich, Utilization of Absolute Radiometers in USSR National Standards of Irradiance Units, *Metrologia*, **28**, 117-120 (1991)
- [61] A. V. Nikitin, V. F. Golovko, A. A. Chursin, Vl. G. Tyuterev, AIR-SENTRY Software: Atmospheric Infra-Red Spectra for Emulating and Noting Transmission of RaYs, Program and Manual, (1994)
- [62] H. G. Nubbemeyer, High-temperature platinum resistance thermometers and fixed point cells for the realization of the ITS-90 in the range of 0 °C to 961.78°C, *TEMPERATURE*, AIP, 199-202 (1990)
- [63] A. Ono, Calculation of the directional emissivities of cavities by the Monte Carlo method, *J. Opt. Soc. Am.*, **70(5)**, 547-554 (1980)
- [64] ORIEL INSTRUMENTS, *Booklet of Grating Efficiency Curves*
- [65] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants*, New York, Academic Press, (1985)
- [66] H. Preston-Thomas, The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90), *Metrologia*, **27**, 3-10 (1990)
- [67] A. V. Prokhorov, Monte Carlo Method in optical radiometry *Metrologia*, **35**, 465-471 (1998)
- [68] *Messtechnik für die Industrie*, Physikalische-Technische Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin (1995)

- [69] T. J. Quinn, J. E. Martin, A radiometric determination of the Stefan-Boltzmann constant and thermodynamic temperatures between -40 °C and +100 °C, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **316**, 85-189 (1985)
- [70] T. J. Quinn, J. E. Martin, Total radiation measurements of thermodynamic temperature, *Metrologia*, **33**, 375-381 (1996)
- [71] T. J. Quinn, C. Fröhlich, Accurate radiometers should measure the output of the Sun, *NATURE*, **401**, 841 (1999)
- [72] H. Rabus, private Mitteilung
- [73] T. Ricolfi, F. Lanza, The silver and copper freezing points as accurate reference standards for radiation pyrometry, *High Temperatures- High Pressures*, **9**, 483-487 (1977)
- [74] D. C. Ripple, D. R. Defibaugh, K. A. Gillis, M. R. Moldover, Primary Acoustic Thermometer for use up to 800 K, aus *Proceedings of TEMPMEKO '99*, ed. by J. F. Dubbeldam and M. J. de Groot, IMEKO, Delft, 418-423 (1999)
- [75] F. Rössler, Streulicht von Monochromatoren, *OPTIK*, **41(3)**, 293-308 (1974)
- [76] R. L. Rusby, R. P. Hudson, M. Durieux, J. F. Schooley, P. P. M. Steur, C. A. Swenson, Thermodynamic Basis of the ITS-90, *Metrologia*, **28**, 9-18 (1991)
- [77] V. I. Sapritsky, Black-body radiometry, *Metrologia*, **32**, 411-417 (1995/96)
- [78] A. R. Schaefer, E. F. Zalewski, J. Geist, Silicon detector nonlinearity and related effects, *Appl. Opt.*, **22**, 1232-1235 (1983)
- [79] M. R. Sharpe, D. Irish, Stray light in diffraction grating monochromators, *Optica Acta*, **25(9)**, 861-893 (1978)
- [80] E. L. Shirley, Revised formulas for diffraction effects with point and extended sources, *Appl. Opt.*, **37(28)**, 6581-6590 (1998)
- [81] W.H. Steel, M. De, J. A. Bell, Diffraction Corrections in Radiometry, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 1099-1103 (1972)
- [82] M. Stock, *Realisierung und Vergleich von drei radiometrischen Primärnormalen im sichtbaren Spektralbereich: Kryoradiometer, Elektrenspeicherung BESSY I und Hohlraumstrahler*, Dissertation, Berlin (1995)

- [83] M. Stock, J. Fischer, R. Friedrich, H.J. Jung, B. Wende, The double-heatpipe black body: a high-accuracy standard source of spectral irradiance for measurements of $T - T_{90}$, *Metrologia*, **32**, 441-444 (1995/96)
- [84] M. Stock, J. Fischer, R. Friedrich, H. J. Jung, L. Werner, B. Wende, Measurement of $T - T_{90}$ in the range from 660 °C to 962 °C by absolute spectral radiometry employing a cryogenic radiometer and a double-heatpipe blackbody, aus *Proceedings of TEMPMEKO '96*, Levretto & Bella, ed. P. Marcarino, Torino, 19-24 (1997)
- [85] M. Stock, J. Fischer, R. Friedrich, H. J. Jung, R. Thornagel, G. Ulm, B. Wende, Present State of the Comparison between Radiometric Scales on Three Primary Standards, *Metrologia*, **30**, 439-449 (1993)
- [86] K. D. Stock, Si-photodiode spectral nonlinearity in the infrared, *Appl. Opt.*, **25**, 830-832 (1986)
- [87] B. Wende, Radiometry with synchrotron radiation, *Metrologia*, **32**, 419-424 (1995/96)
- [88] L. Werner, J. Fischer, U. Johannsen, J. Hartmann, Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 nm and 1015 nm using a laser-based cryogenic radiometer, *Metrologia*, **37**, 279-284 (2000)
- [89] L. Werner, R. Friedrich, U. Johannsen, A. Steiger, Precise scale of spectral responsivity for InGaAs detectors based on a cryogenic radiometer and several laser sources, *Metrologia*, **37**, 523-526 (2000)
- [90] D. R. White, R. Galleano, A. Actis, H. Brixy, M. de Groot, J. Dubbeldam, A. L. Reesink, F. Edler, H. Sakurai, R. L. Shepard, J. C. Gallop, The status of Johnson noise thermometry, *Metrologia*, 1996, **33**, 325-335
- [91] *The infrared handbook*, ed. W. L. Wolfe, G. J. Zissis, Washington DC, 4th Printing, S. 7-113 (1993)
- [92] E. F. Zalewski, C. R. Duda, Silicon photodiode device with 100 % external quantum efficiency, *Appl. Opt.*, **22**, 2867-2873 (1983)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Labor für Temperaturstrahlung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin. An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. B. Wende für die Möglichkeit der Durchführung meiner Arbeit auf dem interessanten Arbeitsgebiet der Radiometrie sowie für die wertvollen geführten Diskussionen bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Fischer als Leiter des Labors für Temperaturstrahlung für seine fachliche Unterstützung und seine engagierte und stets motivierende Begleitung, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Gleichmaßen möchte ich mich bei Herrn Dr. J. Seidel und Herrn Dr. J. Hollandt für die zahlreichen anregenden und hilfreichen Diskussionen bedanken.

Allen Mitarbeitern des Labors für Temperaturstrahlung sei für ihre Hilfsbereitschaft, ihre Unterstützung und die gute Teamarbeit gedankt. Besonders hervorheben möchte ich Herrn Dr. R. Friedrich, der mir mit seiner großen Erfahrung und seiner steten Gesprächsbereitschaft bei vielen theoretischen und experimentellen Fragestellungen beratend zur Seite stand. Herrn Dr. J. Hartmann möchte ich für seine vielfältige Unterstützung und für das sehr aufmerksame Korrekturlesen und der durchwegs konstruktiven Kritik an meiner Arbeit danken. Herrn Dr. H. Nubbemeyer und Herrn Dipl. Ing. B. Gutschwager danke ich für die Unterstützung bei der Kalibrierung der Platinwiderstandsthermometer. Der mechanischen Werkstatt, namentlich Herrn T. Schönebeck, sei hier ebenfalls gedankt.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. L. Werner, Herrn Dr. A. Steiger und Herrn Dipl.-Ing. (FH) U. Johannsen aus den Projektgruppen "Detektor-/Quellengestützte Radiometrie" für die zur Verfügung gestellten Detektoren sowie für die häufigen anregenden Diskussionen auf diesem Arbeitsgebiet.

Zum Schluß möchte ich mich bei meiner ganzen Familie für ihre Hilfe und ihre Geduld die sie mir während der gesamten Zeit entgegengebracht haben, bedanken. Danke.

Lebenslauf

- 08.12.1967 geboren in Temeschburg / Rumänien
- 1974-1982 Grundschule Temeschburg
- 1982-1984 Nikolaus Lenau Gymnasium Temeschburg
- 1984-1987 Grimmelshausen Gymnasium Gelnhausen
- 1987 Abitur
- 1987-1988 Grundwehrdienst
- 1988-1996 Physikstudium, Studienrichtung Technische Physik
an der Technischen Universität München
- 1996 Diplomprüfung, Diplomarbeit mit dem Thema:
'Strömungsprofilanalyse von Flüssigkeiten
mit der Laser-Doppler-Methode'
- 1996-1997 Aufbaustudium General and Business English
an der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Seit 1998 wissenschaftlicher Angestellter im Labor
'Temperaturstrahlung' der Physikalisch-Technischen
Bundesanstalt (PTB), Institut Berlin

Berlin im August 2003

Dieter Richard Taubert