



Dissertation

Lars Jens Bünger

Einsatz eines Superkontinuum-Lasers zur Charakterisierung von Detektoren im VIS- und NIR-Spektralbereich für die absolutradio- metrische Temperaturmessung



ISSN 0341-6712
ISBN 978-3-95606-383-1

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Optik

PTB-Opt-80

Braunschweig, Oktober 2017

Lars Jens Bünger

Einsatz eines Superkontinuum-Lasers zur Charakterisierung von Detektoren im VIS- und NIR-Spektralbereich für die absolutradiometrische Temperaturmessung

Von der Fakultät IV – Elektrotechnik und Informatik der Technischen
Universität Berlin zur Erlangung des akademischen Grades Doktor der
Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100

38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21

Telefax: (05 31) 592-92 92

www.ptb.de

Zugl.: Berlin, Technische Universität, Diss., 2017

Einsatz eines Superkontinuum-Lasers zur Charakterisierung von Detektoren im VIS- und NIR-Spektralbereich für die absolutradiometrische Temperaturmessung

vorgelegt von

M. Eng. Dipl.-Ing. (FH)

LARS JENS BÜNGER

geb. in Berlin

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Bernd Rech

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Völker

Gutachter: Prof. Dr. sc. nat. Christoph Schierz

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Jürgen Hartmann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 26. September 2017

Berlin 2017

Kurzfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung, Charakterisierung, Optimierung und Nutzung eines neuartigen Messplatzes für die hochgenaue absolutradiometrische Kalibrierung abbildender Radiometer mit einem Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle. Der Messplatz ermöglicht die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Radiometern und damit auch die bildgebende, radiometrische Messung von thermodynamischen Temperaturen als eine primärthermometrische Methode. Die Bestimmung der Strahldichteempfindlichkeit erfolgt mittels spektraler Vergleichsmessungen an einer Ulbrichtkugel (UK) als großflächige, homogene Strahlungsquelle gegen einen Transferdetektor mit bekannter spektraler Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit.

Im Vergleich zu konventionellen breitbandigen Strahlungsquellen konnte mit dem leistungsstabilisierten Superkontinuum-Laser die Strahldichte an der Ausgangsapertur der UK um mehr als zwei Größenordnungen gesteigert werden. Damit war es möglich, die inhärenten Leistungsverluste der für die Kalibrierung von bildgebenden Radiometern notwendigen UK vollständig zu kompensieren. Für den Einsatz des Lasers wurde eine effektive Einkopplung der kollimierten Strahlung in den Messplatz umgesetzt und ein neues Verfahren zur Stabilisierung der Strahldichte auf besser als 0,05 % ($k=1$) entwickelt und eingesetzt.

Der entwickelte Messplatz eignet sich zur routinemäßigen Kalibrierung von abbildenden Radiometern über einen weiten spektralen Bereich von 450 nm bis 1,66 μm mit relativen Unsicherheiten von weniger als 0,1 % ($k=1$). Die an dem Messplatz absolut kalibrierten Radiometer ermöglichen einerseits Unsicherheiten bei der thermodynamischen Temperaturmessung oberhalb der Erstarrungstemperatur des Silberfixpunktes (961,78 °C), die vergleichbar sind mit dem klassischen, relativen Extrapolationsverfahren der Internationalen Temperaturskala ITS-90 und erlauben andererseits unterhalb des Silberfixpunktes ein alternatives Verfahren für die Messung von thermodynamischen Temperaturen. Die Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf die Temperaturbestimmung wurde über einen Temperaturbereich von 500 K bis 3000 K theoretisch und experimentell untersucht und beträgt für Strahldichtebestimmungen weniger als 0,005 % ($k=1$), d. h. weniger als 82 mK. Der Messplatz ist damit die erste Kalibriereinrichtung für die hochgenaue Bestimmung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit von bildgebenden Radiometern zur Temperaturmessung an einem Staatsinstitut auf der Grundlage eines Superkontinuum-Lasers. Er zeichnet sich durch ein hohes Maß an Praktikabilität und Automatisierung aus und stellt eine gut verfügbare Alternative zu den komplexen, monochromatisch durchstimmbaren, lasergestützten Anlagen mit vergleichbaren Messunsicherheiten dar, ohne dabei deren inhärentes Problem mit Kohärenzeffekten zu haben.

Die Leistungsfähigkeit des Messplatzes wurde durch zwei weltweit bisher nicht erreichte radiometrische Kalibrierungen nachgewiesen. Bei den dabei erstmals charakterisierten Radiometern handelt es sich um eine im VIS-Spektralbereich arbeitende Strahldichtemesskamera und um ein im NIR-Spektralbereich empfindliches Strahlungsthermometer. Die sehr gute Übereinstimmung der so erzielten radiometrischen Ergebnisse mit der etablierten ITS-90 konnte durch die Validierung an nationalen Normalen der PTB bestätigt werden. Dabei ergaben sich Übereinstimmungen im Rahmen der relativen Messunsicherheiten von 1 % für die Strahldichtemesskamera und von 0,1 % für das Strahlungsthermometer.

Schlagwörter: Absolutradiometrie, CCD-Sensor, hohe Temperaturen, mise-en-pratique, Strahldichtemesskamera, Strahlungsthermometrie, Superkontinuum-Laser

Abstract

The objective of this work was to develop, characterise, optimise and use a novel measuring set-up for the high-precision absolute radiometric calibrations of imaging radiometers with a supercontinuum laser as the radiation source. The measuring set-up enables the determination of the absolute spectral radiance responsivity of imaging radiometers and thus also the imaging radiometric measurement of thermodynamic temperatures as a primary thermometric method. The determination of the radiance responsivity is realised by means of spectral comparison measurements at an integrating sphere as a large-surface, homogeneous radiation source against a transfer detector with known spectral irradiance responsivity.

Compared to the conventional broadband radiation sources, the radiance at the integrating sphere exit port has been increased by more than two orders of magnitude by means of the power-stabilised super continuum laser. It was thereby possible to completely compensate the inherent power losses of the integrating sphere which was necessary for the calibration of imaging radiometers. To use the laser, an efficient input coupling of the collimated radiation into the measuring set-up was realised and a new procedure for the stabilisation of the radiance to better than 0,05 % ($k=1$) was developed.

The measuring set-up is suited for the routine calibration of imaging radiometers over a large spectral range from 450 nm to 1,66 μm with relative uncertainties of less than 0,1 % ($k=1$). On the one hand, the radiometers that are absolutely calibrated at the measuring set-up enable uncertainties during the thermodynamic temperature measurement above the freezing temperature of the silver fixed point (961,78 °C) which are comparable to the classical relative extrapolation procedure of the International Temperature Scale ITS-90, and on the other hand enable an alternative procedure for the measurement of thermodynamic temperatures below the silver fixed point. The consequences of the bandwidth effect were theoretically and experimentally examined over a temperature range from 500 K to 3000 K and amount to less than 0,005 % ($k=1$) for radiance determination, i.e. less than 82 mK for temperature determination. The measuring set-up is thus the first calibration facility for the high-precision determination of the spectral radiance responsivity of imaging radiometers for temperature measurement at a national institute on the basis of a super continuum laser. It is characterised by a high degree of practicability and automatization and is a readily available alternative to the complex, monochromatically tuneable and laser-based facilities with comparable measurement uncertainties without having their inherent problem with coherence effects.

The high performance of the measuring set-up was confirmed by two previously unachieved absolute radiometric calibrations. The characterised radiometers are a CCD-camera operating in the VIS spectral range, and a radiation thermometer which is sensitive in the NIR spectral range. It was possible to confirm the high consistency with established procedures by the validation at PTB's national standards. With these, a very good agreement showed within the scope of the relative measurement uncertainties of 1 % for the CCD-camera, and of 0,1 % for the radiation thermometer.

Key words:

absolute radiometry, CCD-detector, high temperature, mise-en-pratique, radiance measuring camera, radiation thermometry, supercontinuum-laser

Danksagung

Diese Dissertation entstand während meiner Tätigkeit im Fachbereich „Detektorradiometrie und Strahlungsthermometrie“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB). Zuerst möchte ich mich bei Dr. S. Völker insbesondere für die Betreuung meiner Arbeit an der TU-Berlin und seine große Hilfsbereitschaft bedanken. Einen großen Dank gilt auch Frau Dr. M. Knoop für die Organisation der Institutskolloquien zum wissenschaftlichen Austausch zwischen den Doktoranden. Bei Dr. J. Hartmann möchte ich mich sowohl für die Begutachtung meiner Dissertation als auch für die vielen gemeinsamen Jahre an der PTB bedanken, in denen er mir schon viel Vertrauen während meiner Diplom- und Masterarbeit schenkte. Bei Dr. Ch. Schierz möchte ich mich für die Begutachtung und sein Interesse an dem Thema dieser Arbeit bedanken.

Für meine bisherige Zeit und die Möglichkeit meine Dissertation nach der vorangegangenen Master- und Diplomarbeit im Fachbereich 7.3 erarbeiten zu können, danke ich in erster Linie Dr. J. Hollandt. Bei Dr. D. R. Taubert möchte ich mich für die konstruktiven fachlichen Diskussionen und die guten Ratschläge im Labor bedanken. Ein ganz besonderer Dank gebührt Dr. K. Anhalt für die gute und kompetente Betreuung sowie für die konstruktiven Gespräche bei einer stets angenehmen Atmosphäre, welche ich schon während der Erarbeitung meiner Diplom- und Masterarbeit zu schätzen wusste.

Für die Kalibrierung der Transferdetektoren und die konstruktiven Gespräche insbesondere über die Thematik der Messunsicherheitsbetrachtung danke ich Dr. P. Meindl. Frau M. Becker gilt mein Dank vor allem für die ITS-90-Kalibrierung des Strahlungsthermometers am Natrium-Wärmerohr-Hohlraumstrahler. Bei Ch. Baltruschat und Frau B. Prußeit bedanke ich mich für die Unterstützung der Messungen am Gold-Fixpunkt-Hohlraumstrahler. Herrn M. Schulz danke ich für die Unterstützung bei den Messungen am PTB-Doppel-Wärmerohr-Hohlraumstrahler (LABB) und Frau E. Kosubek für die Kalibrierung der vier Präzisionsblenden. Für die stets schnelle und einwandfreie Fertigung verschiedenster Teile für den Aufbau des Messplatzes danke ich Herrn Th. Schönebeck. Herrn T. Pohl gilt mein Dank des Korrekturlesens dieser Arbeit.

Ich möchte auch allen hier nicht explizit genannten Mitarbeitern des Fachbereichs „Detektorradiometrie und Strahlungsthermometrie“ für die immer freundliche Arbeitsatmosphäre, die fruchtbare Zusammenarbeit und die Hilfsbereitschaft danken. Hierbei möchte ich insbesondere S. Schiller dankend erwähnen, welcher mir sowohl mit technischer Unterstützung zu Seite stand als auch mein sportliches Engagement neben der Arbeit förderte.

Ein besonderer Dank gilt auch Dr. S. Eichstädt und F. Schmähling für die mathematische Unterstützung und die Erstellung einer Software zur spektralen Entfaltung nach der Richardson-Lucy Methode.

Für die interessanten Diskussionen über ortsauflösende Messungen mit der verwendeten Strahldichtemesskamera danke ich insbesondere Dr. U. Krüger.

Meinen langjährigen Mitdoktoranden Dr. S. Krenek, Dr. M. Kehrt, D. Gilbers und Dr. A. Adibekyan danke ich vor allem für die vielen inspirierenden Diskussionen, welche durch abschweifende aber dennoch physikalisch motivierte Prozesse neue kreative Gedanken förderten.

Herrn Dr. J. Voigt danke ich für die zahlreichen freundschaftlichen Diskussionen zu dieser Arbeit, die mich während der Promotion stets begleitet und motiviert haben.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die mir den Weg bis hin zu dieser Arbeit erst ermöglichten. Ein ganz besonderer Dank gilt dabei meiner Freundin St. Radtke für ihre Geduld und ihrer Unterstützung während der Durchführung und vor allem während der Erstellung der Dissertationsschrift.

Diese Dissertation wurde im Rahmen von zwei BMWi geförderten MNPQ-Projekten und einem vom European Association of National Metrology (EURAMET) geförderten EMRP-SIB10 NOTED (Novel techniques for traceable temperature dissemination) erarbeitet. Die MNPQ-Projekte wurden in Kooperation mit der Firma TechnoTeam GmbH mit den Arbeitstiteln „Kamerabasiertes Nahfeld-Goniophotometer u. Temperaturmessung im visuellen Spektralbereich“ (BMW-Nr. 04/09) und „Entwicklung von Verfahren zur Charakterisierung integraler Größen aus differentiellen optischen Messungen“ (BMW-Nr. 04/06) durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	11
1 Einleitung	15
2 Grundlagen und Theorie	21
2.1 Strahlungsthermometrie	21
2.1.1 Temperaturstrahler	22
2.1.2 Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90)	24
2.1.3 <i>Mise en pratique</i> for the definition of the kelvin	25
2.2 Grundlagen der Radiometrie	26
2.3 Filtrradiometer für die thermodynamische Temperaturmessung	30
2.4 Abbildende Messgeräte für die Absolut-Radiometrie	32
2.4.1 Strahlungsthermometer	33
2.4.2 Strahldichtemesskamera	35
3 Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit	41
3.1 Stand der Technik	43
3.2 Messplatz zur absolutradiometrischen Kalibrierung	46
3.2.1 Aufbau und Funktionsweise des Messplatzes	46
3.2.2 Transferdetektoren	55
3.2.3 Geometriefaktor	59
3.2.4 Abstand und Ausrichtung der Präzisionsblenden	62
3.2.5 Beugungskorrektur	65
3.2.6 Impedanz-Korrektur des IU-Wandlers	67
3.3 Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle	69
3.3.1 Superkontinuum-Laser SuperK Extreme EXW-12	71
3.3.2 Akustooptischer Modulator	72
3.3.3 Superkontinuum-Laser als durchstimmbare Strahlungsquelle	75
3.3.4 Anpassung der Laserstrahlung an den Messplatz	76
3.3.5 Optische Leistung des Lasersystems	80
3.3.6 Stabilität der spektralen Strahldichte	86

3.4	Bandbreiteneffekt	95
3.4.1	Ursache des Bandbreiteneffekts	96
3.4.2	Einfluss des Bandbreiteneffekts auf den spektralen Verlauf	98
3.4.3	Korrektur des Bandbreiteneffekts	100
3.4.4	Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf T -Messungen	100
3.4.5	Anforderungen an Messunsicherheiten der Spektralbereiche	103
3.5	Durchführung einer Messung	107
3.6	Nichtlinearität und Umfeldfaktor	111
3.6.1	Verfahren zur Bestimmung der Nichtlinearität (NL)	112
3.6.2	Verfahren zur Bestimmung des Umfeldfaktor (SSE)	114
4	Charakterisierung und Kalibrierung von abbildenden Gerätes	119
4.1	Strahldichtemesskamera LMK 98-4 Color (VIS)	120
4.1.1	Dunkelsignal und dessen Ungleichförmigkeit	121
4.1.2	Ungleichförmigkeit der Empfindlichkeit einer CCD (PRNU)	123
4.1.3	Nichtlinearität der Strahldichtemesskamera	124
4.1.4	Umfeldfaktor der Strahldichtemesskamera	128
4.1.5	Absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit des LP5	129
4.1.6	Unsicherheitsbetrachtung der radiometrischen Kalibrierung	132
4.1.7	Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung s_{LMK}^L	136
4.2	Strahlungsthermometer LP5 (NIR)	138
4.2.1	Nichtlinearität des Strahlungsthermometers LP5	138
4.2.2	Umfeldfaktor des Strahlungsthermometers LP5	139
4.2.3	Konsistenz der Messbereiche des LP5	140
4.2.4	Absolute spektrale Empfindlichkeit des LP5	142
4.2.5	Unsicherheitsbetrachtung der radiometr. Kalibrierung	144
4.2.6	Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung s_{LP5}^L	147
5	Zusammenfassung und Ausblick	149
5.1	Aufbau, Optimierung und Charakterisierung des Messplatzes	149
5.2	Validierung des Kalibrierverfahrens	153
5.3	Fazit und Ausblick	155
A	Ergänzungen zu ausgewählten Abschnitten	157
A.1	Modellierung des Dunkelsignals der Strahldichtemesskamera	157
A.2	Auftretender Effekt bei NL-Untersuchung der LMK	158
A.3	Bestimmung des Blendenabstandes für die Kalibrierung der LMK	159

A.4 Einfluss des Messabstandes auf T vom LP5	161
B Technische Daten und partielle Ableitungen	163
C Abbildungen und technische Zeichnungen	169
D Publikationsliste	181
Abbildungsverzeichnis	183
Literaturverzeichnis	187

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Im Folgenden werden die wesentlichen in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen und physikalischen Größen beschrieben.

Allgemeine Abkürzungen

<i>MeP-K</i> . . .	<i>Mise en pratique</i> of the definition of the kelvin
AOM	Akustooptischer Modulator
AOTF	Acousto Optic Tunable Filter: Akustooptisch durchstimmbarer Filter
BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
CCD	Charge-Coupled Device
CCT	Consultative Committee for Thermometry
Cu-FP	Kupfer-Temperaturfixpunkt
DSNU	Dunkelsignalungleichförmigkeit (Dark-Signal-Non-Uniformity)
FR	Filterradiometer
HTBB	High-temperature Blackbody (Hochtemperatur-Hohlraumstrahler)
ITS-90	Internationale Temperaturskala von 1990
L-Modus	Strahldichte-äquivalenten Modus der LMK (beinhaltet Korrekturen)
LABB	Large Area Black-Body (PTB Doppel-Wärmerohr-Hohlraumstrahler)
LMK	Strahldichtemesskamera / Leuchtdichtemesskamera
LNE	Laboratoire National de métrologie et d'Essais
LP5	Strahlungsthermometer vom Typ LP5 der Fa. KE Technologie GmbH
LSB-Mod.	Ausgabe von unkorrigierten Grauwerten der LMK
NIR	Near Infrared (Nahinfraroter Spektralbereich)
NIST	National Institute of Standards and Technology
NL	Nichtlinearität
NMI	National metrology institute (Nationales Metrologisches Staatsinstitut)
PRNU	Empfindlichkeits-Ungleichförmigkeit (Photo-Response-Non-Uniformity)

PTB Physikalisch-Technische Bundesanstalt
 RLM Richardson-Lucy Methode
 SIRCUS . . . Spectral Irradiance and Radiance responsivity Calibrations using Uniform Sources, Messplatz mit durchstimmbaren Laserquellen am NIST
 SSE Size-Of-Source Effect (Umfeldfaktor)
 TULIP . . . Tunable Laser In Photometry, Messplatz mit durchstimmbaren Laserquellen an der PTB
 UK Ulbrichtkugel
 VIS Visual (Sichtbarer Spektralbereich)

Physikalische Größen

α	Neigungswinkel der Empfängerfläche	[$^{\circ}$]
λ_c	Schwerpunktwellenlänge	[m]
ϕ	Strahlungsfluss	[W]
ϕ_λ	Spektraler Strahlungsfluss	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$]
$\tau(\lambda)$	Spektraler Transmissionsgrad	[1]
ε_λ	Spektraler Emissionsgrad	[1]
ε_{eff}	Effektiver Emissionsgrad	[1]
A_{LV}	Leerlaufverstärkung des IU-Wandlers	[V mV^{-1}]
d_0	Axialer Abstand zweier Blenden	[m]
d_1	Freie Apertur der Quellenblende	[m]
d_2	Freie Apertur der Empfängerblende	[m]
d_a	Durchmesser einer variablen Apertur	[m]
E	Bestrahlungsstärke	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]
E_λ	Spektrale Bestrahlungsstärke	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$]
f_ϕ	Faktorieller Wert der Beugungskorrektur	[1]
f_{Bbe}	Unsicherheitsbeitrag des Bandbreiteneffekts	[1]
f_{KG}	Stabilitätsfaktor des Kalibriergutes	[1]
f_{MB}	Messbereichsanpassungsfaktor	[1]
f_{TD}	Stabilitätsfaktor des Transferdetektors	[1]
f_{DSNU}	Pixel-bezogene Korrektur der DSNU	[1]
f_{PRNU}	Pixel-bezogene Korrektur der PRNU	[1]
I_{CCD}	Strahldichte proportionales Messsignal	[A]

I_{ph}	Photostrom	[A]
$L_{\lambda,\text{S}}$	Spektrale Strahldichte eines Schwarzen Strahlers	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{sr}^{-1}$]
Q	Ladung	[C]
R_{IUC}	Verstärkungswiderstand des IU-Wandlers	[Ω]
R_{TD}	Shunt-Widerstand der Photodioden	[Ω]
$s_{\lambda}^L(\lambda)$	Absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit	[$\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^3\cdot\text{sr}$]
$s_{\lambda,\text{det}}(\lambda)$...	Spektrale Empfindlichkeit eines Strahlungsempf.	[$\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^3\cdot\text{sr}$]
$s_{\lambda,\text{rel}}^L(\lambda)$...	Relative spektrale Strahldichteempfindlichkeit	[$\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^3\cdot\text{sr}$]
s_{TD}^E	Abs. spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit	[$\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^3$]
T	Thermodynamische Temperatur	[K]
T_{S}	Schwarze Temperatur	[K]
T_{90}	Temperatur nach der ITS-90	[K]
U_{TD}	Ausgangsspannung des IU-Wandlers	[V]

Konstanten

c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $c_0=299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
c_1	Erste Strahlungskonstante: $c_1=2\cdot h\cdot c_0^2=1,191\,042\,869(53)\cdot 10^{-16}\text{ W}\cdot\text{m}^2\cdot\text{sr}^{-1}$
c_2	Zweite Strahlungskonstante: $c_2=h\cdot c_0\cdot k_{\text{B}}^{-1}=1,438\,775\,2(25)\cdot 10^{-2}\text{ m}\cdot\text{K}$
h	Planck'sches Wirkungsquantum: $h=6,626\,070\,040(81)\cdot 10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s}$
k_{B}	Boltzmann-Konstante: $k_{\text{B}}=1,380\,648\,52(79)\cdot 10^{-23}\text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$

1 Einleitung

Die Temperatur ist für viele physikalische und technische Prozesse von fundamentaler Bedeutung, sodass diese neben der Zeit die am häufigsten gemessene physikalische Größe darstellt [1]. Sowohl viele moderne Geräte des täglichen Gebrauchs als auch Industrieanlagen überwachen ihre Betriebs- und Prozesstemperaturen, wie bspw. im Bereich der Kraftwerkstechnik, Motorentchnik und der Glasindustrie. Für die Industrie und Forschung hat die berührungslose Temperaturmessung dabei eine besondere Bedeutung, da diese entgegen der berührenden Präzisionsmesstechnik das Messobjekt nicht beeinflusst und auch problemlos an bewegten Messobjekten, z.B. in Produktionsprozessen, eingesetzt werden kann. Insbesondere für Temperaturen oberhalb von $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist die Strahlungsthermometrie die etablierte Methode zur präzisen Temperaturmessung.

Bereits im Mittelalter wurde die visuelle Strahlungsthermometrie in handwerklichen Betrieben genutzt. So erkannte beispielsweise der Schmied an der Helligkeit und Farbe des Metalls die ideale Temperatur zum Bearbeiten des Werkstücks. Im Jahr 1860 revolutionierte Gustav Kirchhoff schließlich die Radiometrie. Er erkannte, dass schwarze Körper, welche einfallende Strahlung vollständig absorbieren, Wärmestrahlung emittieren, welche einzig von der Temperatur und der Wellenlänge, nicht aber von der Form und dem Material des Körpers abhängt. Aus dieser Erkenntnis und weiteren Folgerungen Kirchhoffs entstand das Konzept eines Schwarzen Körpers, welcher einen wellenlängenunabhängigen Emissionsgrad von eins aufweist [2]. Mit dieser Entdeckung leitete er eine der prominentesten Herausforderungen der theoretischen Physik gegen Ende des 19. Jahrhunderts mit der Suche nach einer analytischen Beschreibung des Wärmestrahlungsspektrums eines Schwarzen Körpers ein [3]. Die bestmögliche praktische Realisierung eines solchen Strahlers in Form von Hohlraumstrahlern ist bis heute fester Bestandteil der Radiometrie und Thermometrie.

Herr Stefan und Herr Boltzmann beschrieben im Jahr 1879, dass die abgestrahlte Leistung eines jeden Körpers oberhalb des absoluten Nullpunktes pro-

portional zur absoluten Temperatur in der vierten Potenz ist [4]. Im Jahre 1896 postulierte Wilhelm Wien sein Strahlungsgesetz [5], welches die von einem idealen Schwarzen Körper ausgesandte thermische Strahlung in Form der spektralen Strahldichte beschreiben sollte und die Energieverteilung über die Wellenlänge einführte. Messungen an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zeigten jedoch, dass für lange Wellenlängen und hohe Temperaturen das Wien'schen Strahlungsgesetz nicht richtig war. Max Planck gelang schließlich der Durchbruch im theoretischen Verständnis der Wärmestrahlung. Auf der Grundlage von Präzisionsmessungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt an Schwarzen Körpern formulierte er im Jahr 1900 mit dem Planck'schen Strahlungsgesetz die exakte Beschreibung der spektralen Strahldichte eines Schwarzen Körpers. Dafür musste er die Energie der Wärmestrahlung im Hohlraum quantisieren und so wurde das Jahr 1900 zum Geburtsjahr der Quantenmechanik, wenngleich die weitreichende Bedeutung der von Planck eingeführten Quantelung erst in den Folgejahren verstanden wurde. Aktuell gewinnt die Berechenbarkeit thermischer Strahlung in Form der spektralen Strahldichte im Rahmen der Neudefinition der SI-Einheit Kelvin besonders an Bedeutung, da die spektrale Strahldichte für jeden opaken Körper lediglich von physikalischen Konstanten, der Temperatur des Messobjektes und dessen Emissionsgrad abhängt.

Neben der thermodynamischen Temperatur (T), welche sich durch das Planck'sche Strahlungsgesetz beschreiben lässt, können auch Temperaturen (T_{90}) mit Strahlungsthermometern gemessen werden, welche gemäß der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) kalibriert wurden, bspw. durch die Aufnahme einer Temperatur-Signal-Kennlinie an einem ITS-90-Hohlraumstrahler. Die ITS-90, als eine praktische Temperaturskala, stellt hierbei eine sehr gute Approximation der thermodynamischen Temperaturskala dar und findet in der praktischen Thermometrie fast ausschließlich Anwendung. Dies begründet sich u.a. mit einem Mangel an praktikablen Möglichkeiten an den metrologischen Staatsinstituten, um absolutradiometrische Kalibrierungen zur Messung von thermodynamischen Temperaturen über die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden und insbesondere von bildgebenden Radiometern anzubieten.

Mit der Kenntnis über die absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit können hingegen direkt thermodynamische Temperaturen radiometrisch, also primärthermometrisch gemessen werden. Insbesondere bei hohen Temperaturen bietet

diese Methode das Potential die Unsicherheiten gegenüber den extrapolierenden Verfahren der ITS-90 signifikant zu reduzieren. Obwohl die Verbreitung und damit auch die Bedeutung von bildgebenden Temperaturmessgeräten in vielen Bereichen der Wissenschaft und Industrie stetig zunimmt, werden aktuell standardmäßig keine absolutradiometrischen Kalibrierungen der spektralen Strahldichteempfindlichkeit an den metrologischen Staatsinstituten angeboten.

Ziel dieser Arbeit war es daher, einen neuartigen Messplatz für die hochgenaue Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Radiometern zu entwickeln, zu charakterisieren, zu optimieren und anzuwenden. Hierbei sollten sowohl die mit den komplexen, lasergestützten Anlagen erreichbaren relativen Messunsicherheiten von wenigen $1 \cdot 10^{-3}$ als auch ein hohes Maß an Praktikabilität erreicht werden. Dies war notwendig, um absolutradiometrische Kalibrierungen für punktförmig messende und insbesondere für bildgebende Radiometer an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) mit höchster Genauigkeit als praktikable und gut verfügbare Standarddienstleistung zu ermöglichen. Der hierfür anvisierte Spektralbereich war mit 450 nm bis 1,6 μm durch die typischen Detektormaterialien (Si und InGaAs) und die üblichen spektralen Filter gegeben, welche für radiometrische Messungen thermodynamischer Temperaturen oberhalb von 200 °C bzw. 961,78 °C eingesetzt werden.

Für die Kalibrierung von abbildenden Radiometern ist ein ausgedehntes, räumlich homogenes und Lambert'sches Strahlungsfeld bekannter spektraler Strahldichte notwendig, sodass diese Radiometer nicht direkt gegen ein Kryoradiometer kalibriert werden können. Die radiometrische Rückführung kann jedoch mittels Vergleichsmessungen an einer spektral durchstimmbaren Strahlungsquelle gegen einen absolut kalibrierten Bestrahlungsstärke-Detektor als Transferdetektor (TD) realisiert werden. Auf diesem Prinzip bauen auch die in den letzten Jahren an einigen Metrologieinstituten wie der PTB (DE) [6, 7], dem NIST (USA) [8, 9] und dem METAS (CH) [10] entstandenen Messanlagen auf. Jedoch treten bei diesen mit durchstimmbaren Farbstoff- und Festkörperlasern arbeitenden Systemen Kohärenzeffekte in Form von Speckle-Mustern in der Ulbrichtkugel und Interferenzeffekte in den optischen Filtern und Systemen des zu kalibrierenden Messgerätes auf. Ein weiterer wesentlicher Nachteil dieser Anlagen sind die hohen Anschaffungs- und Betriebskosten, wodurch radiometrische Kalibrierungen für weite Teile der Industrie aus wirtschaftlicher Sicht nicht praktikabel sind.

Bei der Verwendung einer Ulbrichtkugel als großflächige, räumlich homogene und Lambert'sch abstrahlende Quelle eignen sich neben den genannten Lasersystemen auch die klassischen Strahlungsquellen für spektroskopische Aufgaben nicht, da diese keine ausreichend hohe Strahldichte für die spektralen Vergleichsmessungen erzeugen können [11, 12]. Zur Lösung des Messproblems wurde als spektral breite Quelle hoher Strahlungsleistung ein Superkontinuum-Laser eingesetzt, welcher in Kombination mit einem Monochromator als spektral durchstimmbare Strahlungsquelle eine Ulbrichtkugel beleuchtet. Dieser Laseraufbau verbindet somit die Vorteile breitbandiger Strahlungsquellen mit den hohen spektralen Strahlungsflüssen und Strahlgeometrien eines Laseraufbaus.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel. Im nächsten Kapitel werden die wesentlichen Grundlagen für die radiometrische Charakterisierung und Kalibrierung von optischen Temperaturmessgeräten dargestellt. Der Aufbau und die Optimierung des Messplatzes zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Radiometern werden anschließend in Kapitel 3 behandelt. Sowohl die Kalibrierung von zwei abbildenden Temperaturmessgeräten an diesem Messplatz als auch deren Charakterisierung ist Gegenstand von Kapitel 4. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit und ein Ausblick sind im Kapitel 5 gegeben.

Zum Aufbau des im Kapitel 3 beschriebenen Messplatzes gehören neben der optomechanischen Integration und der Stabilisierung des Superkontinuum-Lasers auch Untersuchungen der nutzbaren optischen Leistung nach der spektralen Selektion und die Entwicklung eines neuen Verfahrens zur Stabilisierung der spektralen Strahldichte an der Ulbrichtkugel. Zudem werden in diesem Kapitel alle wesentlichen Komponenten der Kalibrierkette bezüglich ihrer Unsicherheitsbeiträge betrachtet. Zum Erreichen einer relativen Gesamtmessunsicherheit von 0,1 % in der zu bestimmenden spektralen Strahldichteempfindlichkeit werden die relevanten Beiträge identifiziert und reduziert. Im Fokus standen hierbei sowohl Korrekturen bezüglich der auftretenden Beugung an den Blendenkanten und der Impedanzanpassung des verwendeten Transimpedanz-Verstärkers als auch die Realisierung einer präzisen Abstandsbestimmung zwischen zwei Präzisionsblenden, welche die Geometrie der Strahlungsausbreitung bestimmen.

Beim Einsatz eines Monochromators zur spektralen Selektion der Strahlung kommt es zum sogenannten Bandbreiteneffekt, weshalb dessen Einfluss auf die zu erreichende Messunsicherheit untersucht wird. Hierbei werden die Auswirkungen auf den zu bestimmenden spektralen Empfindlichkeitsverlauf von schmalbandigen Temperaturmessgeräten in Abhängigkeit der Breite der Bandpassfunktion des Monochromators bestimmt. Die daraus resultierenden Abweichungen in der thermodynamischen Temperaturbestimmung und eine Möglichkeit der Korrektur über eine spektrale Entfaltung des spektralen Empfindlichkeitsverlaufs werden in Abschnitt 3.4 an zwei für diese Arbeit relevanten Beispielen vorgestellt und diskutiert.

Für die absolutradiometrische Kalibrierung ist neben der Realisierung des Messplatzes auch die Entwicklung einer neuen Steuer- und Regelsoftware erforderlich, welche einen hohen Grad der Automatisierung des Kalibrierprozesses ermöglicht. Der Messablauf und wesentliche Komponenten der Software werden in Abschnitt 3.5 beschrieben.

Zur Überprüfung der Leistungsfähigkeit des aufgebauten Messplatzes werden in Kapitel 4 zwei abbildende Temperaturmessgeräte unterschiedlichen Typs weltweit erstmalig nach einer umfangreichen Charakterisierung radiometrisch bezüglich ihrer absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit kalibriert. Bei den Geräten handelt es sich um eine im sichtbaren Spektralbereich mit einem CCD-Sensor ausgestattete Strahldichtemesskamera (Abschnitt 4.1) und um ein im nahen infraroten Spektralbereich arbeitendes Strahlungsthermometer (Abschnitt 4.2), welches mit einem InGaAs-Empfänger ausgestattet ist. Hierbei werden auf das jeweilige Messgerät angepasste Verfahren der Charakterisierung angewendet und für die bildgebende Strahldichtemesskamera zusätzliche Untersuchungen zur Bestimmung weiterer Unsicherheitsbeiträge durchgeführt. Weiterer wesentlicher Gegenstand diesen Kapitels sind die beiden umfassenden Unsicherheitsbetrachtungen der radiometrischen Kalibrierungen sowie die Validierungen der Kalibrierungen an nationalen Normalen der PTB, welche für die strahlungsthermometrische Realisierung der ITS-90 eingesetzt werden. Abschließend werden in Kapitel 5 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2 Grundlagen und Theorie

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für radiometrische Charakterisierungen und Kalibrierungen von optischen Temperaturmessgeräten vermittelt. Der erste Abschnitt 2.1 beinhaltet die wesentlichen Aspekte der Strahlungsthermometrie mit dem Fokus auf die berechenbare Schwarzkörperstrahlung. Hierbei wird sowohl die international etablierte und angewandte Temperaturskala von 1990 (ITS-90) als auch der im Rahmen der Neudefinition der SI-Einheit Kelvin entwickelte Vorschlag für die „*mise en pratique* for the definition of the kelvin“ (*MeP-K*) dargestellt. Des Weiteren werden die radiometrischen Größen in Abschnitt 2.2 und die thermodynamische Temperaturmessung (Abschn. 2.3) im Hinblick auf die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Messgeräten beschrieben. Die absolute radiometrische Temperaturbestimmung mit abbildenden Messgeräten wird im anschließenden Abschnitt 2.4 sowohl an einem Strahlungsthermometer als auch an einer Strahldichtemesskamera dargelegt.

2.1 Strahlungsthermometrie

Basis für die Strahlungsthermometrie ist die Tatsache, dass jeder Körper, dessen Temperatur höher als die des absoluten Nullpunktes ist, die so genannte Wärme- bzw. Temperaturstrahlung abgibt, welche nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz in Form der spektralen Strahldichte für Schwarze Strahler berechenbar ist. Diese berührungslos und mit geringster Unsicherheit zu erfassen, ist die Aufgabe der Strahlungsthermometrie. Zur Erfassung dieser Strahlung werden in der Strahlungsthermometrie oberhalb von 100 °C im Wesentlichen Photodioden aus Halbleitermaterialien als Empfänger eingesetzt. Deren Funktionsweise beruht auf dem inneren photoelektrischen Effekt. Darauf aufbauend wurde der Grundstein für ortsauflösende Matrix-Sensoren auf Halbleiter-Basis im Jahr 1970 durch W. Boyle und G. Smith durch die Erfindung eines CCD-Sensors gelegt, wofür beide im Jahr 2009 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden [13, 14].

Mit dieser Erfindung wurde die digitale Bilderfassung möglich, welche auch für bildgebende Temperaturmessungen einsetzbar ist.

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen bezüglich der Strahlungsthermometrie, Radiometrie und der Messung thermodynamischer Temperaturen mit abbildenden und nicht abbildenden Temperaturmessgeräten gegeben.

2.1.1 Temperaturstrahler

In der Strahlungsthermometrie werden dem Anwendungsgebiet entsprechend typischerweise drei Arten von Temperaturstrahlern zur Weitergabe der spektralen Strahldichte respektive der Strahlungstemperatur verwendet. Zu diesen zählen sowohl Flächenstrahler als großflächige Quellen (bspw. für Kamerasysteme) als auch Wolfram-Bandlampen und Hohlraumstrahler. Hohlraumstrahler bieten im Vergleich zu anderen thermischen Quellen einige Vorteile. So ist deren effektiver Emissionsgrad ε_{eff} aufgrund der Geometrie und hohen Isothermie annähernd spektral unabhängig und nahe bei dem idealen Wert von eins (typischerweise $\varepsilon_{\text{eff}} > 0,99$). Eine Änderung des Emissionsgrades des Hohlraummaterials bspw. aufgrund hoher thermischer Belastung oder Verunreinigung führt somit zu keiner oder nur zu einer geringfügigen Veränderung des Gesamtemissionsgrades des Strahlers [15–17]. Damit bieten Hohlraumstrahler die bestmögliche Realisierung eines Schwarzen Strahlers. Ein idealer Schwarzer Strahler ist exakt nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz (Gl. (2.1)) in Form der spektralen Strahldichte $L_{\lambda,\text{S}}(\lambda, T)$ für jede Wellenlänge λ (im Vakuum) bei beliebiger Temperatur T berechenbar und strahlt Lambert'sch¹⁾ in den Halbraum ab:

$$L_{\lambda,\text{S}}(\lambda, T) = \frac{2 \cdot h \cdot c_0^2}{n^2 \cdot \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c_0}{n \cdot \lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} = \frac{c_1}{n^2 \cdot \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{n \cdot \lambda \cdot T}} - 1}. \quad (2.1)$$

Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante, h das Planck'sche Wirkungsquantum, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n die Brechzahl des Mediums²⁾).

¹⁾Lambert'sche Abstrahlung: Darunter versteht man einen perspektivischen Effekt, unter dem die Strahldichte L unabhängig von dem Betrachtungswinkel konstant ist, während die Strahlstärke I mit dem Kosinus bei steigendem Betrachtungswinkel abnimmt.

²⁾Der Brechungsindex von Luft n_{Luft} ist u. a. temperatur-, druck- und wellenlängenabhängig. Dieser beträgt bei einer Wellenlänge von 633 nm ca. 1,000276 für: $T=20^\circ\text{C}$, $p=1013\text{ hPa}$ [18]

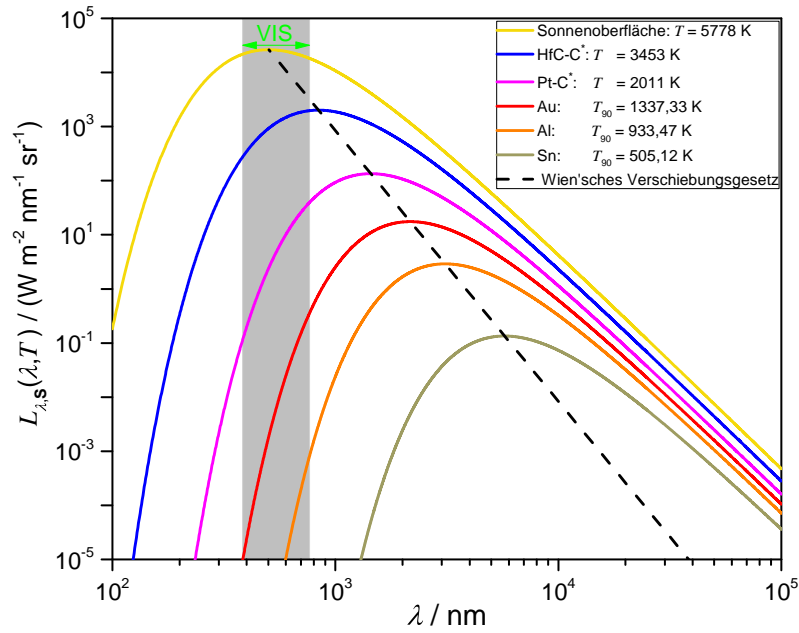


Abbildung 2.1: Spektrale Strahldichteverteilung für verschiedene Temperaturen, darunter die ITS-90 Fixpunkttemperaturen von Au, Al und Sn (vgl. Abschn. 2.1.2)

Berechnet nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz mit Darstellung des Wien'schen Verschiebungsgesetzes (---) in doppelt logarithmischer Darstellung nach [20]. Die neuartigen Hochtemperaturfixpunkte Pt-C und HfC-C sind mit einem Stern (*) gekennzeichnet, da deren Fixpunkttemperaturen noch nicht endgültig in international anerkannten Normen festgeschrieben wurden.

Bei der Zusammenfassung aller Konstanten zu den Strahlungskonstanten c_1 und c_2 ergibt sich nach CODATA [19]:

$$\begin{aligned} c_1 &= 2 \cdot h \cdot c_0^2 = 1,191\,042\,869(53) \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \\ c_2 &= \frac{h \cdot c_0}{k_B} = 1,438\,775\,2(25) \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die spektrale Strahldichteverteilung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz für verschiedene Temperaturen ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Das Maximum der spektralen Verteilung $\lambda_{L_{\max}}$ verschiebt sich mit steigender Temperatur T zu kürzeren Wellenlängen. Diese Verschiebung wird durch das Wien'sche Verschiebungsgesetz [5] beschrieben, welches sich aus der Ableitung und anschließender Nullsetzung des Planck'schen Strahlungsgesetzes nach der Wellenlänge bestimmen lässt:

$$\lambda_{L_{\max}} = \frac{2897,8 \text{ K}}{T} \mu\text{m}. \quad (2.3)$$

Die Abstrahlungseigenschaften realer Objekte unterscheiden sich meist erheblich von denen eines idealen schwarzen Strahlers. Dies betrifft sowohl die Abstrahlungscharakteristik bezüglich des Polarwinkels θ und des Azimutwinkel φ als auch der spektralen Verteilung der ausgesandten Strahlung.

Der spektrale Emissionsgrad ε_λ beschreibt als einheitenlose Verhältnisgröße das Vermögen eines Körpers, Strahlung L_λ in Relation zu einem Schwarzen Körper zu emittieren (Gl. 2.4):

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \theta, \varphi)}{L_{\lambda, \text{S}}(\lambda, T, \theta, \varphi)}. \quad (2.4)$$

Ist der Emissionsgrad eines Objektes von der Wellenlänge λ unabhängig, also konstant, so spricht man bei diesem Objekt von einem Grauen Strahler. Da die zu messende spektrale Strahldichte L_λ eines Körpers linear mit dem Emissionsgrad verknüpft ist, kann diese entsprechend dominant in die Messunsicherheit für Strahldichtemessungen an realen Objekten eingehen. Die Kenntnis über den Emissionsgrad ist daher für die berührungslose Temperaturmessung von besonderer Bedeutung [21–24].

2.1.2 Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90)

Die Möglichkeit, Temperaturen und Temperaturdifferenzen möglichst exakt und reproduzierbar zu ermitteln, ist für die Wissenschaft und Industrie von großer Bedeutung. Die Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90) als Approximation der thermodynamischen Temperaturskala stellt eine praktische und weltweit einheitliche Vorschrift zur Temperaturbestimmung über einen weiten Temperaturbereich mit unterschiedlichen Messgeräten dar. So garantiert diese Skala die Vergleichbarkeit und Kompatibilität von Temperaturmessungen weltweit. Als Basis dieser Skala dienen ausgesuchte Fixpunkt-Temperaturen, bei denen definierte Phasenübergänge oder auch Tripelpunkte verschiedener hochreiner Substanzen genutzt werden.

Zwischen diesen Fixpunkten wird die Temperaturskala von 0,65 K (Dampfdruck Helium-3) bis zum höchsten Temperaturfixpunkt, der Erstarrungstemperatur von Kupfer bei 1357,77 K, interpoliert. Durch Extrapolation nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz wird die Skala bis zu einer höchstmöglichen Temperatur erweitert [25, 26].

Oberhalb der Erstarrungstemperatur von Silber bei 1234,93 K wurde die Temperatur (T_{90}) gemäß der ITS-90 als Strahldichteverhältnis nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz zu einer Fixpunkt-Temperatur $T_{90}(X)$ ³⁾ bei einer Wellenlänge λ_c , der Schwerpunktwellenlänge, definiert. Diese Definition reduziert jedoch die

³⁾ $T_{90}(X)$: Fixpunkt-Temperatur der Substanz X nach der ITS-90

Tabelle 2.1: Temperatur-Fixpunkte der ITS-90 für die Realisierung und Extrapolation der Temperaturskala im Hochtemperaturbereich oberhalb von 1234,93 K. Aus der Angabe der Unsicherheit der thermodynamischen Temperatur ($U(T)$) nach [29, 30] ergeben sich die relativen Unsicherheiten in der Strahldichtemessung ($\frac{\Delta L}{L}(\lambda_c = 650 \text{ nm})$). Diese wurden hier für ein schmalbandig bei 650 nm messendes Gerät bestimmt.

Fixpunktmaterial	Erstarrungs- temperatur T_{90}	$U(T)$ ($k=2$)	$\frac{\Delta L}{L}(\lambda_c=650 \text{ nm})$
Silber	1234,93 K	80 mK	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Gold	1337,33 K	100 mK	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Kupfer	1357,77 K	120 mK	$1,4 \cdot 10^{-3}$

relative spektrale Strahldichteempfindlichkeit $s_{\lambda,\text{rel.}}^L(\lambda)$ auf eine Wellenlänge, sodass sich mit zunehmender spektraler Breite der Empfindlichkeit eines realen Empfängers die Abweichung zur thermodynamischen Temperatur erhöht [27]. Da die heutigen Rechner numerische Integralgleichungen problemlos und schnell berechnen können, wurde die ITS-90 im Rahmen des *Guide to the Realization of the ITS-90 - Radiation Thermometry* [28] um die integrale Beschreibung zur Realisierung mit I_{ph} als Messsignal ergänzt (Gl. (2.5)):

$$\frac{I_{\text{ph}}(T_{90})}{I_{\text{ph}}(T_{90}(X))} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T_{90}) \cdot L_{\lambda}(T_{90}) \cdot s_{\lambda,\text{rel.}}^L(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varepsilon_X(\lambda, T_{90}(X)) \cdot L_{\lambda}(T_{90}(X)) \cdot s_{\lambda,\text{rel.}}^L(\lambda) d\lambda}. \quad (2.5)$$

Zur Realisierung der Skala oberhalb der Silber-Fixpunkttemperatur stehen die drei höchsten Reinstmetall-Temperaturfixpunkte entsprechend der Tabelle 2.1 für eine Extrapolation zur Verfügung.

Die Skalenrealisierung nach der ITS-90 stellt somit eine (sehr gute) Approximation der auf physikalischen Grundlagen basierenden thermodynamischen Temperatur dar. Die vorhandenen Abweichungen zwischen der ITS-90 und der thermodynamischen Temperatur wurden von der Arbeitsgruppe 4 von dem *Consultative Committee for Thermometry (CCT)* untersucht [31].

2.1.3 *Mise en pratique* for the definition of the kelvin

Ein Vorschlag für die „*mise en pratique* for the definition of the kelvin“ (*MeP-K*) [32–34] wurde im April 2006 veröffentlicht und kann als Erweiterung der ITS-90 verstanden werden. Sie beschreibt verschiedene mögliche Verfahren zur Realisierung international vergleichbarer Temperaturmessungen, welche mit dem *Système International d'Unités* (SI) konform sind. Sie beinhaltet die Schriften

der ITS-90 und der PLTS-2000⁴⁾ [35] in derer aktuellen Form und erweitert diese um weitere Methoden u. a. zur direkten thermodynamischen Temperaturbestimmung. Die Vergleichbarkeit der Skalen wird durch Korrekturfunktionen [31] für die nach der ITS-90 und der PLTS-2000 ermittelten Temperaturwerte sichergestellt, welche international Anwendung finden und ebenfalls Bestandteil der *MeP*-K sind.

Bezüglich der Strahlungsthermometrie beschäftigt sich die Arbeitsgruppe CCT-WG-NCTh⁵⁾ mit der thermodynamischen Temperaturmessung oberhalb der Fixpunkt-Temperatur von Silber ($T_{90,Ag}$)=1234,93 K), mit dem Ziel die Unsicherheiten im Vergleich zur extrapolierenden Methode gemäß der ITS-90 zu reduzieren. Die *MeP*-K beinhaltet verschiedene ausgewählte Methoden der Realisierung. Ein Ansatz ist die direkte thermodynamische Temperaturbestimmung mit absolutradiometrischen Methoden. In Kapitel 3 (S. 41) wird das in dieser Arbeit angewandte Verfahren ausführlich beschrieben. Bei dieser Methode wird das radiometrische Messgerät bezüglich dessen absoluter spektraler Strahldichteempfindlichkeit charakterisiert und kalibriert. Auf diese Weise erhält man über das Planck'sche Strahlungsgesetz den direkten Zugang zur thermodynamischen Temperatur. Eine weitere Methode ist die Erweiterung der ITS-90 um zusätzliche Hochtemperaturfixpunkte [36], deren Temperaturen noch absolutradiometrisch bestimmt und mittels internationalen Vergleichen verifiziert werden müssen.

Die *MeP*-K ermöglicht somit die direkte Weitergabe der thermodynamischen Temperatur als Skalenrealisierung mit dem Potential, die Unsicherheiten gegenüber den auf Extrapolation basierenden Realisierungen zu reduzieren.

2.2 Grundlagen der Radiometrie

Die Radiometrie beschäftigt sich mit der Messung von der Leistung bzw. Energie optischer Strahlung von Körperoberflächen und Volumenkörpern zur Beurteilung der absorbierten oder emittierten Strahlungsleistung und der Bewertung von Strahlern und Empfängern [37]. Die radiometrischen Grundlagen sind in vielen Lehrbüchern und öffentlich zugänglichen Schriften zu finden. Als Literaturbeispiele sind die Bücher von F. Bernhard [38], H. D. Baehr & K. Stephan [39], M. Baas [40], D. P. DeWitt & G. D. Nutter [41], M. F. Modest [42] und Bergmann & Schäfer [37] zu nennen. In der Regel wird dort zwischen den radiometrischen und den photometrischen Größen unterschieden und die Größen entsprechend

⁴⁾PLTS-2000: Vorläufige Tieftemperaturskala für den Bereich 0,9 mK bis 1 K über den Schmelzdruck von ³He

⁵⁾CCT-WG-NCTh: Working Group for Non-Contact Thermometry

gekennzeichnet. Da in dieser Arbeit ausschließlich radiometrische Größen verwendet werden, wird auf deren Indizierung verzichtet. Gemäß der Konvention, wie sie bspw. im Lehrbuch von D. Gall [43] verwendet wird, werden Größen von Quellen mit einer 1 und Größen von Empfängern mit einer 2 indiziert.

Radiometrische Größen

Der von einer Quelle ausgehende Strahlungsfluss ϕ mit der SI-Einheit Watt (W) wird durch die von einem Körper abgestrahlte Energie dQ im Zeitintervall dt beschrieben. Der spektrale Strahlungsfluss $\phi_\lambda(\lambda)$ trägt die SI-Einheit $\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$. Die spektrale Betrachtung der radiometrischen Größen ist wesentlich für die Untersuchungen und Berechnungen dieser Arbeit und wird daher neben der allgemeinen integralen Form mit aufgeführt.

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \qquad \phi_\lambda(\lambda) = \frac{d\phi}{d\lambda} \qquad (2.6)$$

Betrachtet man einen Anteil des von einer Strahlungsquelle ausgehenden Strahlungsflusses $d\phi$ unter einem Raumwinkelement $d\Omega$, so spricht man von der Strahlstärke I , welche die SI-Einheit $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$ trägt.

$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} \qquad I_\lambda(\lambda) = \frac{d^2\phi}{d\Omega \cdot d\lambda} \qquad (2.7)$$

Trifft der Strahlungsfluss ϕ auf eine Fläche A_2 , so spricht man von der Bestrahlungsstärke E . Die Bestrahlungsstärke erhält somit die SI-Einheit $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ respektive $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ für die spektrale Bestrahlungsstärke $E_\lambda(\lambda)$. Die spektrale Bestrahlungsstärke $E_\lambda(\lambda)$ beschreibt somit die spektrale Verteilung der auf das Flächenelement A_2 eingestrahlt Energie aus dem gesamten Halbraum.

$$E = \frac{d\phi}{dA_2} \qquad E_\lambda(\lambda) = \frac{d^2\phi}{dA_2 \cdot d\lambda} \qquad (2.8)$$

Neben der auf eine Fläche auftreffenden Strahlung gibt es entsprechend auch ausgedehnte Quellen elektromagnetischer Strahlung. Eine in der Radiometrie und Strahlungsthermometrie wesentliche Größe ist die Strahldichte L . Bei der Strahldichte handelt es sich um eine gerichtete Größe, welche die ausgestrahlte Energie eines Punktes⁶⁾ in einem Raumwinkelement $d\Omega_1$ und dem projiziertem Flächenelement dA_{1p} beschreibt. Die SI-Einheit der Strahldichte ist $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, die

⁶⁾Punkt: Ist hier als infinitesimal kleine Fläche anzusehen.

der spektralen Strahldichte $L_\lambda(\lambda)$ entsprechend $\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$.

$$L = \frac{d^2\phi}{dA_{1p} \cdot d\Omega_1} \quad L_\lambda(\lambda) = \frac{d^3\phi}{dA_{1p} \cdot d\Omega_1 \cdot d\lambda} \quad (2.9)$$

Befinden sich zwei Flächen im Raum, wobei eine als Strahlungsquelle und eine als Strahlungsempfänger dient, so wird der Strahlungsfluss $\phi_{1 \rightarrow 2}$ vom Flächenelement dA_1 der Quelle auf das zweite Flächenelement dA_2 übertragen. Das Fotometrische Grundgesetz (Gl. (2.10)) beschreibt hierbei den Zusammenhang zwischen dem übertragenen Strahlungsfluss in Abhängigkeit von der Strahldichte $L_1(\vartheta)$, die von der Quelle unter Berücksichtigung der jeweiligen Polarwinkel $\vartheta_{1,2}$, den Flächenabstand d und dem Einheitsraumwinkel Ω_0 ausgeht.

$$\phi_{1 \rightarrow 2} = \int_{A_1} \int_{A_2} L_1(\vartheta) \cdot \frac{\cos(\vartheta_1) \cdot \cos(\vartheta_2) \cdot dA_1 \cdot dA_2}{d^2} \cdot \Omega_0 \quad (2.10)$$

Daraus folgt, dass sich für punkartige Strahlungsquellen ($A_1 \ll A_2$) der Zusammenhang zwischen der Strahlstärke I , der Entfernung d und der Bestrahlungsstärke E zum quadratischen Abstandsgesetz ableiten lässt:

$$E = \frac{I}{d^2} \cdot \Omega_0. \quad (2.11)$$

Das Fotometrische Grundgesetz gilt streng genommen nur für Punktquellen. Reale Quellen bzw. strahlende Flächen weichen teils deutlich von diesem theoretischen Ideal ab. Dieses Gesetz lässt sich dennoch unter der Bedingung anwenden, dass der Quellenradius r viel kleiner als der Abstand d zwischen der Quelle und dem Empfänger ist. Mit zunehmendem Abstand zur Quelle nähert sich eine reale Quelle mit isotroper Strahldichteverteilung stetig dem Erscheinungsbild einer Punktquelle an. Ist die resultierende Abweichung für die jeweilige Anwendung klein genug, so spricht man vom Fernfeld. In der Literatur ist häufig von einem Abstand-zum-Quellenradius-Verhältnis von 10 die Rede, bei welchem die Abweichung auf 1% reduziert ist (vgl. Abb. 2.2) [44]. Für das in dieser Arbeit angewandte Verfahren zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit eines abbildenden Temperaturmessgerätes wird eine Ulbrichtkugel als ausgedehnte Quelle verwendet, sodass diese Fernfeldnäherung eine große Bedeutung für die in Abschnitt 3.2 (S. 46) beschriebene Kalibrierung hat.

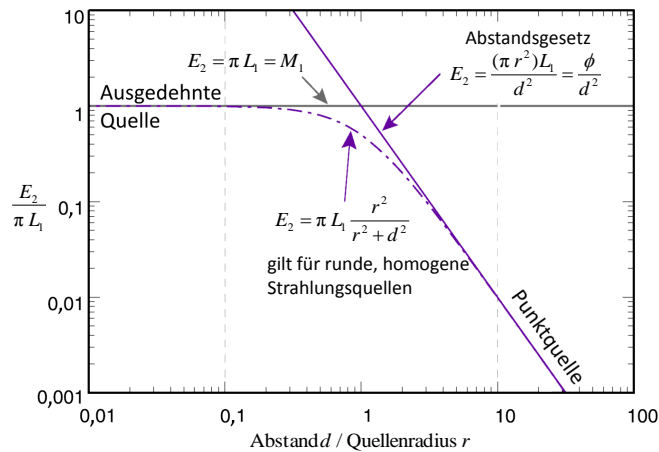


Abbildung 2.2: Fernfeldnäherung für eine ausgedehnte, runde und homogene Quelle [44]

Dargestellt ist die Abweichung zwischen einer real ausgedehnten, runden, strahlenden Fläche und der idealen Punktquelle bezogen auf den Quotienten aus dem Abstand d zwischen Quelle und Empfänger und dem Quellenradius r . Mit zunehmendem Abstand bei konstanter Quellengröße verringert sich die Abweichung auf 0,1% für ein Abstand-zu-Quellenradius-Verhältnis von ca. 30.

Ulbrichtkugel als Lambert'scher Strahler

Bei einer Ulbrichtkugel handelt es sich um eine Hohlkugel mit diffus reflektierender Innenfläche. Diese Hohlkugeln verfügen über mehrere im Vergleich zu deren Innenfläche sehr kleine Öffnungen, durch die die Strahlung in die Kugel ein- und wieder austreten kann. Durch mehrfache diffuse Reflexionen der eingeleiteten Strahlung entsteht so eine annähernd homogene Bestrahlungsverteilung auf der Kugelfinnenfläche, welche an den Öffnungen (Ports) eine Lambert'sche Abstrahlcharakteristik aufweisen. Für solch ideale diffuse Strahler mit der Fläche A_1 gilt das Lambert'sche Kosinusetz. Dieses beschreibt die Strahlstärke I als Funktion des Winkels θ_1 bezogen auf die Flächennormale der strahlenden Fläche: [45]

$$I(\theta_1) = I(\theta_1 = 0^\circ) \cdot \cos(\theta_1). \quad (2.12)$$

So nimmt die Strahlstärke mit flacher werdendem Betrachtungswinkel θ_1 ab. Für die Strahldichte eines Lambert'schen Strahlers folgt hieraus, dass diese unabhängig von den beiden Betrachtungswinkeln θ_1 und φ ist und somit die Fläche A_1 von allen Richtungen für den Betrachter gleich „hell“ erscheint:

$$L(\theta_1, \varphi) = L_0 = \text{konst.} \quad \text{mit} \quad L(\theta_1) = L_0 = \frac{I(\theta_1)}{A_1 \cdot \cos(\theta_1)}. \quad (2.13)$$

Der Einsatz einer Ulbrichtkugel sorgt aufgrund der Verteilung des Strahlungsflusses auf deren Innenfläche für eine deutliche Abschwächung der Messsignale im

Vergleich zur direkten Bestrahlung der Detektoren. Die resultierende Strahldichte am Austrittsport verhält sich nach Gleichung (2.15) umgekehrt proportional zu der Innenfläche der Ulbrichtkugel [46–48]:

$$L_s = \frac{\phi}{\pi A_s} \cdot \frac{\rho}{1 - \rho(1 - v)} \quad \text{mit} \quad v = \frac{A_e + A_a}{A_s} \quad (2.14)$$

$$\mapsto L_s \propto \frac{1}{A_s} \quad \text{für} \quad (A_e + A_a) \ll A_s \quad \text{und} \quad \rho \rightarrow 1. \quad (2.15)$$

Hierbei ist ϕ der in die Ulbrichtkugel eintretende Strahlungsfluss, ρ der Reflexionsgrad der Ulbrichtkugelinnenfläche, L_s die von der Innenfläche der Ulbrichtkugel ausgehende Strahldichte, A_s die Ulbrichtkugel-Innenfläche, A_e die Fläche des Eingangsports, A_a die Fläche des Austrittsports und v das aus diesen Flächen resultierende Flächenverhältnis. Um die Strahldichte am Ausgang der Ulbrichtkugel zu steigern, kann dessen Innenfläche A_s verringert oder der Strahlungsfluss ϕ in die Ulbrichtkugel hinein erhöht werden. Möglichkeiten zu einer Erhöhung der Strahldichte an einer Ulbrichtkugel werden in den Abschnitten 3.3 (S. 69) und 3.4 (S. 95) ausführlich dargestellt.

2.3 Filtrerradiometer für die thermodynamische Temperaturmessung

Filtrerradiometer (FR) sind Detektoren zur Messung der Bestrahlungsstärke und wurden zur Bestimmung der thermodynamischen Temperatur von Hohlraumstrahlern mit möglichst geringen Messunsicherheiten entwickelt. Die *MeP*-K erlaubt absolut radiometrische Methoden für die direkte Temperaturbestimmung. Deshalb sind FR u. a. auch für die Bestimmung der thermodynamischen Temperaturen neuartiger Hochtemperaturfixpunkte prädestiniert [36, 49–51]. FR sind klassische Radiometer, welche zusätzlich mit einem spektralen, meist schmalbandigen Filter ausgestattet sind. Diese messen die absolute spektrale Bestrahlungsstärke und ermöglichen so die direkte Bestimmung der thermodynamischen Temperatur unter Verwendung des Planck'schen Strahlungsgesetzes (Gl 2.1) und der genauen Kenntnis der Messgeometrie. Die Messgeometrie ergibt sich aus dem Abstand zwischen der Quelle und dem Empfänger sowie deren Aperturen. Die Bestimmung der thermodynamischen Temperatur wird im Kapitel 3 (ab S. 41) detailliert beschrieben.

Filtrerradiometer bestehen im Wesentlichen aus einem photosensitiven Detektor, einem wellenlängenselektierenden Element (i. d. R. Interferenzfilter) und einer

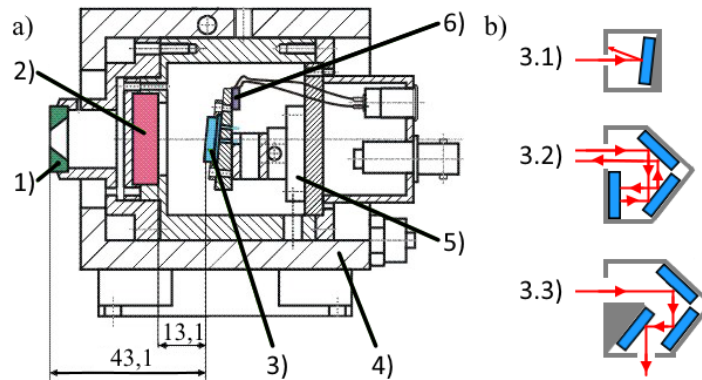


Abbildung 2.3: Links (a): Schematischer Aufbau eines Filtrerradiometers nach [32];
 Rechts (b): Diodenkonfigurationen nach [52]:
 1) Präzisionsblende 2) Interferenzfilter 3) Photodiode 4) Gehäuse (temperaturstabilisiert)
 5) 2-Achs-Justageplattform 6) Temperatursensor
 3.1) Einfachdiode 3.2) Reflexions-Trap-Design 3.3) Transmissions-Trap-Design

Präzisionsblende. Zur Vermeidung von Interreflexion zwischen den einzelnen Elementen sind diese zueinander verkippt, wobei die Blende parallel zur Quelle ausgerichtet wird. Der wellenlängenselektive Filter wird hierbei um wenige Grad (1° bis 5°) gegenüber der Blende gekippt, während der dahinterliegende Detektor um einen typischen Winkel von etwa 5° zur Blende um die andere Achse gekippt wird. Die Präzisionsblende definiert die Arbeitsebene und die freie Apertur des FR, welche zur genauen Berechnung der Bestrahlungsstärke (Gl. (2.8)) notwendig sind. Der typische Aufbau eines hochwertigen FR für den nahen infraroten (NIR) Spektralbereich ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. Im NIR-Spektralbereich werden vorwiegend InGaAs-Photodioden⁷⁾ als Strahlungsempfänger eingesetzt, welche als Einzeldetektoren ausgeführt sind (vgl. Abb. 2.3 a). Im sichtbaren (VIS) Spektralbereich werden vor allem Photodioden aus dem Elementhalbleiter Silizium eingesetzt. Photodioden absorbieren die auftreffende Strahlung nicht vollständig. So verfügt bspw. eine typische Silizium-Photodiode bei 400 nm über eine Reflektivität von etwa 30 %. Um eine annähernd vollständige Absorption der Strahlung zu erreichen und gleichzeitig die Polarisationsempfindlichkeit zu eliminieren, werden diese häufig in einer Trap-Anordnung aufgebaut. In der Abbildung 2.3b) sind drei typische Anordnungen der Photodioden schematisch dargestellt. Der erste Fall (3.1) beschreibt eine einzelne Photodiode als Empfänger, wobei die nicht absorbierte Strahlung entweder wieder aus dem Detektorgehäuse heraus reflektiert oder im Inneren des Gehäuses absorbiert wird. Im zweiten (3.2) und dritten (3.3) Aufbau werden zwei Trap-Anordnungen gezeigt, wie sie häufig Verwendung finden. Durch die geometrische Anordnung mehrerer fensterloser Photodioden,

⁷⁾InGaAs-Photodioden: Verbindungshalbleiter aus Indiumgalliumarsenid

welche elektrisch parallel geschaltet sind, wird der Gesamtabsorptionsgrad des Empfängers auf annähernd eins erhöht und die Polarisationsempfindlichkeit des Empfängers deutlich reduziert. So trifft die einfallende Strahlung bei einem Reflexionstrap mit drei Photodioden insgesamt fünf mal auf eine strahlungsempfindliche Fläche, während im Transmissions-Trap-Design mit drei Photodioden drei Reflexionen stattfinden. Neben diesen genannten Anordnungen sind auch welche mit zwei oder noch weiteren Photodioden üblich [41, 53–56].

Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren werden ohne spektrale Filter betrieben und sind bezüglich ihrer absoluten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert. Somit können diese als Transfernormale über einen weiten Spektralbereich genutzt werden. Das im NIR-Spektralbereich eingesetzte Transfernormal arbeitet mit einer einzelnen InGaAs-Photodiode (Variante 3.1), während das im VIS-Spektralbereich arbeitende Transfernormal mit drei Photodioden im Reflexions-Trap-Design (Variante 3.2) ausgestattet ist. Weitere Informationen zu den verwendeten Empfängern sind in Abschnitt 3.2.2 (S. 55) gegeben.

2.4 Absolut-Radiometrie mit abbildenden Messgeräten

Strahlungsthermometer, auch Pyrometer⁸⁾ genannt, sind abbildende Temperaturmessgeräte welche die spektrale Strahldichte L_λ eines Körpers messen. Bei bekanntem Emissionsgrad ε des Körpers kann aus der spektralen Strahldichtemessung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetzes (Gl. (2.1)) die thermodynamische Temperatur berechnet werden.

Strahlungsthermometer erlauben die berührungslose Temperaturmessung in einem Bereich von unter -50 °C bis weit über 3000 °C . Durch eine schnelle und berührungslose Messung bieten Strahlungsthermometer die Möglichkeit, die Strahlungstemperatur bewegter Objekte an schwer zugänglichen Stellen oder über große Entfernungen zu messen. Auf Grund der kontaktlosen Messung findet zudem praktisch keine Rückwirkung auf das Messobjekt statt. Insbesondere sind Messungen hoher Temperaturen mit kleinsten Unsicherheiten selbst für kleine Objekte wie etwa dünne Drähte möglich.

Die Funktionsweise sowie das Aufbauprinzip eines hochwertigen Strahlungsthermometers und einer Strahldichtemesskamera werden in den folgenden Abschnitten dargestellt und näher beschrieben.

⁸⁾pyr [gr.] – Feuer; métron [gr.] – Maß

2.4.1 Strahlungsthermometer

Strahlungsthermometer erfassen in der Regel die zu messende radiometrische Größe mit einem strahlungssensitiven Halbleiterdetektor. Daraus resultiert, dass im Fall des Strahlungsthermometers die eigentliche Messgröße nicht die Strahldichte selbst ist, sondern der Photostrom. Im Verlauf dieses Abschnitts wird an einem Beispiel gezeigt, unter welchen Voraussetzungen die zu messende Strahldichte proportional zum gemessenen Photostrom ist.

Ein für metrologische Zwecke entwickeltes Strahlungsthermometer ist schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt. Bei diesem wird das Messobjekt (1) mit dem Objektiv (2) auf eine verspiegelte Feldblende (3) abgebildet. Diese Feldblende definiert die Messfeldgröße und ermöglicht die genaue Justage des Strahlungsthermometers mittels des Fernrohraufbaus (8). Hinter dieser Blende wird die Strahlung parallelisiert und durchläuft zwei Filterhalter (4), in denen meist ein sehr schmalbandiger Interferenzfilter zur Spektralbereichsselektion und ggf. ein Grauglas zur Anpassung des Strahlungsflusses montiert sind.

Die Schwerpunktwellenlänge eines Strahlungsthermometers wird entsprechend des Temperaturbereichs und der anvisierten Temporalauflösung mit der daraus resultierenden Dynamik des Messsignals gewählt. Für präzise Temperaturmessungen wird die Schwerpunktwellenlänge derart gewählt, dass diese stets in der mit der Temperatur stark ansteigenden Flanke der thermischen Strahlung (vgl. Abb: 2.1, S. 23) liegt. In diesem Bereich führt eine kleine Temperaturänderung zu einer großen Änderung der Strahldichte und damit zu einer großen Änderung des Messsignals. Die relative Strahldichteänderung in Abhängigkeit der Temperatur an zwei für diese Arbeit wichtigen Wellenlängen ($\lambda = 650 \text{ nm}$

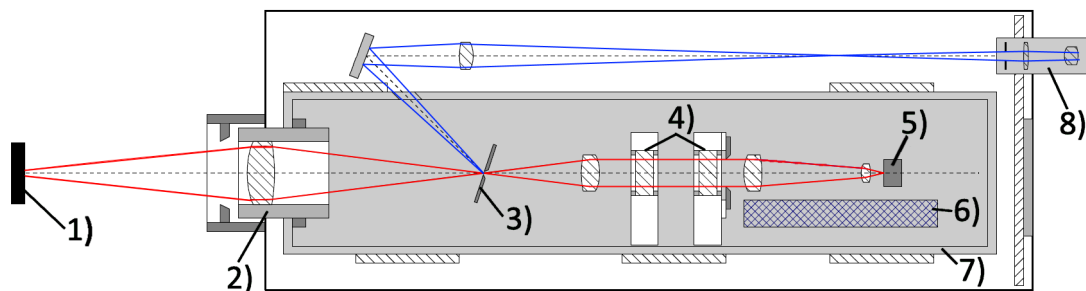


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines hochwertigen Strahlungsthermometers mit eingezeichnetem Strahlengang nach [57]

- 1) Messobjekt 2) Objektiv 3) verspiegelte Feldblende 4) Filterhalter 5) Detektor 6) Auswertelektronik 7) temperaturstabilisiertes Gehäuse 8) Justierfernrohr

und $\lambda = 1550 \text{ nm}$) ist in Abbildung C.1 (S. 170) dargestellt. Durch die Messung bei kürzeren Wellenlängen werden die Geräte sehr sensitiv und erlauben hochpräzise Temperaturmessungen. Damit steigt entsprechend auch der Dynamikumfang des Strahlungsthermometers, in dem dieses idealerweise linear arbeiten sollte. Entsprechend der Wahl der Schwerpunktwellenlänge wird auch die Art des strahlungsempfindlichen Empfängers gewählt. So werden typischerweise für Temperaturmessungen im Bereich von 800 °C bis über 3000 °C Silizium-Detektoren eingesetzt. Aus dem Messsignal respektive dem Photostrom kann mittels der absoluten spektralen Empfindlichkeit oder einer Kalibrierfunktion des Strahlungsthermometers bspw. über Näherungsverfahren der ITS-90 die Temperatur des Messobjektes bestimmt werden [25, 58]. Der Photostrom I_{ph} des Strahlungsthermometers ist mit der spektralen Empfindlichkeit des Detektors $s_{\lambda, \text{det}}$, dem spektralen Transmissionsgrad des wellenlängenselektiven Filters $\tau_{\lambda}(\lambda)$, dem gerichteten spektralen Emissionsgrad $\varepsilon_{\lambda}(\lambda, T)$ und der spektralen Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda, T)$ des Messobjektes verknüpft:

$$I_{\text{ph}}(\lambda, T) = \int_0^{\infty} s_{\lambda, \text{det}}^L(\lambda) \cdot \tau_{\lambda}(\lambda) \cdot L_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.16)$$

mit $L_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon_{\lambda}(\lambda, T) \cdot L_{\lambda, \text{S}}(\lambda, T).$

Die spektrale Strahldichteempfindlichkeit eines Strahlungsthermometers ist im Wesentlichen durch das Produkt aus der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit des Detektors $s_{\lambda, \text{det}}^L$ und dem spektralen Transmissionsgrad $\tau_{\lambda}(\lambda)$ des Filters gegeben, welches auch zusammen als Gerätefunktion bestimmt werden kann. Dabei dominiert der spektrale Filter maßgeblich den spektralen Empfindlichkeitsverlauf aufgrund dessen schmalen Bandpassbereichs um dessen Schwerpunktwellenlänge λ_c und einer hohen „out-of-band“ Unterdrückung von mehreren Größenordnungen. Ist der Bandpassbereich hinreichend schmal [59], kann der Transmissionsgrad als Dirac'sche Delta-Distribution δ angenähert werden, sodass folgende Zusammenhänge erfüllt sind:

$$\tau_{\lambda}(\lambda) \approx \tau_c \cdot \delta(\lambda - \lambda_c) \quad (2.17)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} L_{\lambda}(\lambda, T) \cdot \delta(\lambda - \lambda_c) d\lambda = L_{\lambda}(\lambda_c, T). \quad (2.18)$$

Mit dieser Näherung lässt sich das Integral aus Gleichung 2.16 für den Photostrom vereinfachen zu:

$$I_{\text{ph}}(T) \approx \tau_c \cdot s(\lambda_c) \cdot L_{\lambda}(\lambda_c, T) \cdot \Delta\lambda. \quad (2.19)$$

Damit ergibt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen dem Photostrom I_{ph} und der spektralen Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda_c, T)$. Diese Näherung ermöglicht einen einfachen Umgang und ein schnelles Umrechnen von Änderungen und Einflüssen auf die Messgröße, respektive der Strahldichte [58, 60, 61].

$$I_{\text{ph}}(T) \propto L_{\lambda}(\lambda_c, T) \quad (2.20)$$

Unter Verwendung dieser Näherungen können systematische Abweichungen durch die Ableitung des Wien'schen-Strahlungsgesetzes [5] unter den genannten Voraussetzungen, wie bspw. dass die Schwerpunktwellenlänge λ_c des Strahlungsthermometers in der kurzwelligen Flanke vor dem Strahldichtemaximum der Strahlung liegt, sehr gut mit der Gleichung (2.21) beschrieben und bewertet werden. Somit kann die relative Strahldichteänderung $\frac{\Delta L}{L}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktwellenlänge λ_c , der Temperatur T und der Temperaturänderung ΔT , bzw. der Temperaturabweichung berechnet werden.

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{c_2}{\lambda_c} \cdot \frac{\Delta T}{T^2} \quad \mapsto \quad \Delta T = \frac{T^2 \cdot \lambda_c}{c_2} \cdot \frac{\Delta L}{L} \quad (2.21)$$

2.4.2 Strahldichtemesskamera

Bildgebende radiometrische Messungen gewinnen im wissenschaftlichen sowie industriellen Umfeld immer stärker an Bedeutung. Ein Anwendungsgebiet liegt in der bildgebenden Temperaturmessung, bei der im Hochtemperaturbereich vorwiegend Messgeräte auf Basis von CCD-Detektoren eingesetzt werden. Diese Geräte ermöglichen im Gegensatz zu den etablierten Strahlungsthermometern das Erfassen einer zweidimensionalen Temperaturverteilung mit nur einer Messung. Weiter lassen sich physikalische Prozesse, wie bspw. die Wärmeausbreitung auf Materialoberflächen mit diesen Geräten untersuchen. Diese und viele weitere Gründe sorgen dafür, dass sich Kamerasysteme immer stärker auf dem Markt verbreiten und in bestimmten Bereichen schon fest etabliert sind. Aktuell beschäftigen sich verschiedene Normungsgremien, wie z. B. der VDI⁹⁾ (VDI/VDE-GMA Fachausschuss 8.16¹⁰⁾) [62] und EMVA¹¹⁾ (EMVA standard 1288) [63] mit dem Umgang von Kamerasystemen bezüglich einheitlicher Richtlinien für die Charakterisierung und Angabe von Kameraeigenschaften.

⁹⁾VDI: Verein Deutscher Ingenieure

¹⁰⁾VDE-GMA Fachausschuss 8.16: VDE Verband der Elektrotechnik Elektronik Informationstechnik e.V., GMA: Gesellschaft Mess- und Automatisierungstechnik, Fachausschuss 8.16: Temperaturmessung mit Wärmebildkameras

¹¹⁾EMVA: European Machine Vision Association

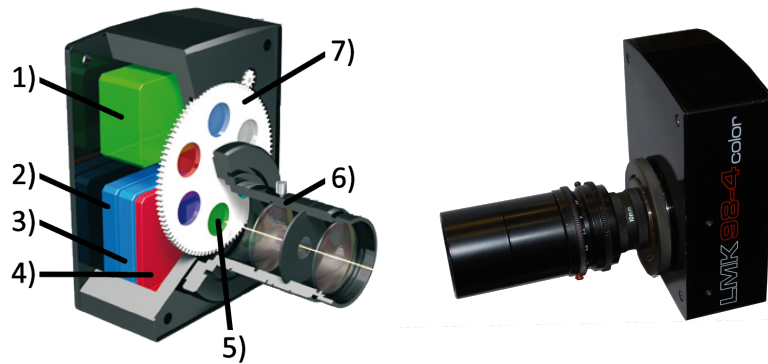


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Leuchtdichtemesskamera LMK 98-4 Color [67].

1) Filterradsteuerung 2) Digitale Datenübertragungseinheit 3) A/D-Wandler 4) Rauscharme Analogelektronik 5) CCD-Sensor (hinter Filter) 6) Objektiv 7) Filterrad

Die in dieser Arbeit charakterisierte und kalibrierte Strahldichtemesskamera ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt. Diese arbeitet mit einem Interline-Transfer-CCD Empfänger, weshalb auf die genaue Bezeichnung des CCD-Typs im weiteren Verlauf dieser Arbeit verzichtet wird. Neben diesem Aufbau mit entsprechender Ausleseart des Pixel-Arrays gibt es noch weitere CCD-Typen wie „Full-Frame-CCD“, „Frame-Transfer-CCD“ und „Frame-Interline-Transfer-CCD“, welche u. a. in [40, 64, 65] beschrieben sind. CCD Empfänger sind aus einer Matrix strahlungssensitiver Einzelemente, den Pixeln, mit einer typischen Kantenlänge zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $25\ \mu\text{m}$ aufgebaut [66]. Bei einer „Interline-Transfer-CCD“ ist jede zweite Spalte der Matrix abgedeckt und fungiert als Transportregister. Senkrecht zu diesen Transportregistern befindet sich am Rand ein (abgedecktes) Zeilenregister.

Trifft Strahlung mit einer Photonenenergie größer als die Bandlücke der Halbleiterempfänger (Pixel) auf diese, so entstehen aufgrund des inneren Photoeffekts Elektron-Loch-Paare. Diese werden durch eine elektrische Spannung voneinander getrennt, wobei die negativen Ladungen in den Potentialtöpfen „gespeichert“ werden. Nach der Messung mit der eingestellten Integrationszeit werden die Ladungen aus den Potentialtöpfen über das Anlegen einer Spannung in die Transportregister verschoben. Von dort aus werden diese Ladungen über das Zeilenregister zeilenweise zum Ausleseverstärker und dem folgenden Analog-Digital-Wandler befördert und mit dem Auflösungsvermögen des Wandlers diskretisiert. Somit ist das Messsignal von CCD-basierten Geräten im Vergleich zu dem eines Strahlungsthermometers kein kontinuierlicher Photostrom I_{ph} , sondern eine über eine diskrete Integrationszeit t_{int} integrierte Ladungsmenge Q , welche wie

der Photostrom unter idealen Bedingungen linear zur einfallenden Strahlung ist. Dieser Zusammenhang lässt sich stark vereinfacht wie folgt darstellen:

$$\int_0^{t_{\text{int}}} I_{\text{ph}} dt \hat{=} Q \quad \longrightarrow \quad I_{\text{ph}} \hat{=} \frac{dQ}{dt_{\text{int}}} = I_{\text{CCD}} \quad (2.22)$$

Über die Ableitung der Gleichung 2.22 (links) nach der Zeit erhält man den Zusammenhang von dem Photostrom I_{ph} einer Halbleiter-Photodiode und dem „Pseudo-Photostrom“ eines CCD-Detektors I_{CCD} . Mit dieser Näherung soll die Gleichberechtigung dieser beiden Messgrößen dargestellt werden. Dies beinhaltet auch die physikalischen und mathematischen Beziehungen, welche bisher beschrieben wurden, inklusive der Proportionalität zwischen der Strahldichte und dem Messsignal (vgl. Abschn. 2.4.1). Im weiteren Verlauf dieser Arbeit sind die angeführten Formalismen beidseitig anwendbar, insofern dies nicht explizit unterschieden wird. Eine genauere Betrachtung und Behandlung der einzelnen Parameter der Strahldichtemesskamera wird in Abschnitt 4.1 gegeben.

Ausgewählte Aspekte von CCD-Sensoren

Im Vergleich zu klassischen Photodioden kommt es aufgrund der vielen einzelnen Elemente eines CCD-Sensors zu zusätzlichen Effekten. An dieser Stelle soll ein Einblick in die unterschiedlichen Eigenschaften der Sensoren bei deren Verwendung in abbildenden Messgeräten gegeben werden. Zu diesen gehören die optischen Eigenschaften mit deren Bedeutung in der Radiometrie. Im Weiteren wird auf zwei wesentliche Effekte, dem Blooming und den Smear-Effekt eingegangen.

Im mechanischen Aufbau unterscheiden sich Strahldichtemesskameras nicht wesentlich von Strahlungsthermometern. Im einfachsten Fall sind die Detektoren mit deren individueller Auswertungs elektronik austauschbar. Der Parameterraum eines auf einem CCD-Sensor aufgebauten Geräts ist jedoch deutlich komplexer. Im Falle eines für die Metrologie geeigneten Strahlungsthermometers muss u. a. die Abbildungsqualität des optischen Aufbaus sehr hochwertig sein, um u. a. Abbildungsfehler, Beugungseffekte und Streustrahlung möglichst gering zu halten. Jedoch spielt eine möglichst homogene Strahlungsverteilung auf dem Sensor eine untergeordnete Rolle. Im Falle von bildgebenden Geräten führen solche Abweichungen wie der typische Signalabfall vom Zentrum zum Rand hin zu Korrekturen mit den damit verknüpften, zusätzlichen Unsicherheiten. Solche Abweichung wer-

den als Empfindlichkeitsunterschiede behandelt, welche in der Literatur häufig als „Photo-Response-Non-Uniformity“ (PRNU) bezeichnet werden. Die PRNU beinhaltet im gewissen Maß mögliche fertigungsbedingte Unterschiede im spektralen Transmissionsgrad über die Filterfläche, welche sich bei bildgebenden Geräten entsprechend im Bild als „Helligkeitsunterschiede“ auswirken können. Dies erzwingt bspw. eine sehr hohe Präzision und Reproduzierbarkeit an Filterwechslern, insofern diese im Gerät vorhanden sind. Solche Variationen spielen für klassische Strahlungsthermometer eine deutlich untergeordnete Rolle, da diese über die gesamte Sensorfläche integrieren und somit weniger sensitiv auf geringe Änderungen bspw. in der Positionierung der optischen Filter reagieren. Die resultierende Ungleichförmigkeit in der Strahldichteempfindlichkeit der Pixel wird in Abschnitt 4.1.1 am Beispiel näher beschrieben.

Neben der PRNU ist auch die Dunkelsignalungleichförmigkeit (DSNU) zu betrachten. Diese beschreibt die Unterschiede im Dunkelsignal zwischen den einzelnen Pixeln. Das Dunkelsignal eines jeden Pixels besteht aus zwei temperaturabhängigen Anteilen: einem integrationszeitunabhängigen Offset und einem integrationszeitabhängigen Wert. Die Zusammenfassung dieser beiden Teile für jedes einzelne Pixel ergibt eine Matrix. Betrachtet man die Abweichung der einzelnen Dunkelsignale zum Mittelwert, so erhält man eine als Bild darstellbare DSNU-Matrix [68]. Auf die DSNU und deren Bestimmung wird in Abschnitt 4.1.1 (S. 121) eingegangen.

Messgeräte mit Array-Sensoren zeigen zusätzliche Effekte im Vergleich zu „einfachen“ Photodiodenempfängern. Die beiden wesentlichen Effekte sind das Blooming und der Smear-Effekt. Unter Blooming versteht man ein „Überlaufen“ der Ladungsträger von einem Pixel zu den umliegenden während der CCD-Belichtung bzw. während der eigentlichen Strahldichtemessung. Die Ursache liegt in der begrenzten Aufnahmefähigkeit der einzelnen Potentialtöpfe. Wird diese Grenze überschritten, so gelangen die überschüssigen Ladungen in die Potentialtöpfe der Nachbarpixel. Dieser Effekt stellt sich im Wesentlichen als eine runde überbelichtete Zone im Bild dar, von der entlang der Register begrenzte Streifen ausgehen (vgl. Abb. 2.6, links). In vielen Kamerasystemen wird dieser Effekt durch sogenannte „Anti-Blooming Gates“ weitestgehend eliminiert. „Anti-Blooming Gates“ haben die Aufgabe, überschüssige Ladungen zwischen den Pixelelementen aufzunehmen und abzuführen. In der Präzisionsmesstechnik wird jedoch häufig auf die-

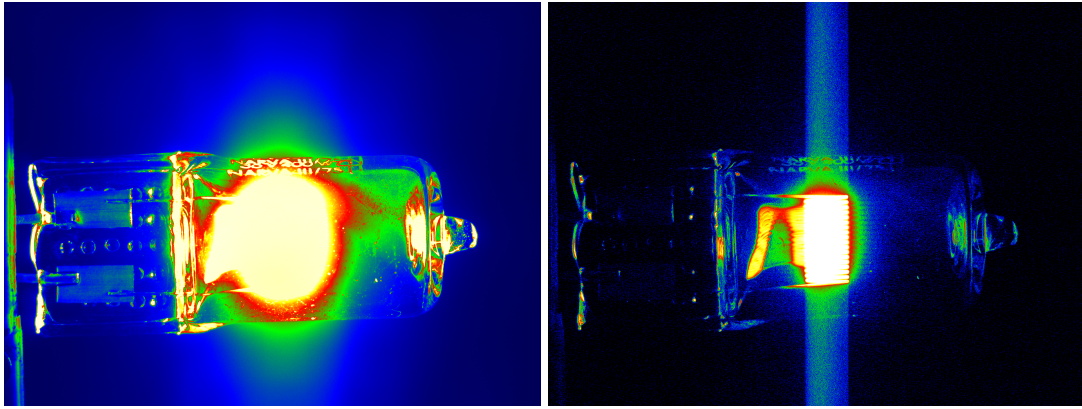


Abbildung 2.6: Darstellung der Effekte „Blooming“ und „Smear“ am Beispiel von Messungen mit einer Strahldichtemesskamera an einer Halogenlampe

Links: Blooming stellt sich als meist runde überbelichtete Zone in einem Bild dar, welche durch ein „Überlaufen“ von überschüssigen Ladungen eines Pixels in die Nachbarpixel entsteht. **Rechts:** Der Smear-Effekt äußert sich in hellen, unbegrenzten Streifen entlang der betroffenen CCD-Register.

se Technik verzichtet, da diese Einfluss auf die Linearität durch ein unerwünschtes vorzeitiges Abführen von Ladungen nehmen kann. Weiter verringern diese indirekt die Empfindlichkeit und/oder die örtliche Auflösung, da die „Anti-Blooming Gates“ aufgrund ihrer Ausdehnung Platz benötigen, welcher entsprechend nicht mehr für die strahlungsempfindlichen Elemente zur Verfügung steht.

Neben dem Blooming kann auch der Smear-Effekt zu deutlich sichtbaren Fehlern im Bild führen. Der Smear-Effekt äußert sich als heller, unbegrenzter Streifen, welcher entlang der betroffenen Register verläuft (vgl. Abb. 2.6, rechts). Dieser kann bei Interline-Transfer-CCDs während der Auslesephase des Bildes bei hohen Bestrahlungsstärken auf der CCD-Matrix auftreten. Hauptursache ist das Eindringen von Photonen in die abgedeckten Transportregister, bspw. über Mehrfachreflexionen zwischen der Deckschicht und dem Register. Die Elektronen, welche dort durch die Generierung von Elektron-Loch-Paaren entstehen, werden so zu der Signalladung gezählt und können von der eigentlichen Pixelladung nicht mehr unterschieden werden. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Integrationszeit (Belichtungsdauer) im Vergleich zur Transportzeit der Ladungen aus den Pixeln in die Transportregister kurz ist. Dieser Umstand kann entstehen, wenn hohe Bestrahlungsstärken auf der CCD-Matrix vorliegen und demnach Integrationszeiten verwendet werden müssen, welche im Vergleich zur Transportdauer klein sind. Dieser Effekt kann demnach bei Messungen von Quellen hoher Strahldichte auftreten, wie sie häufig in Form von Bandlampen und Hochtemperatur-Hohlraumstrahlern in der Strahlungsthermometrie Anwendung finden [68].

Der Smear-Effekt kann unterbunden werden, indem bspw. die freie Apertur während des Ladungstransportes mechanisch verschlossen wird. Ein Verfahren zur Erfassung des Smear-Effektes zur effektiven Korrektur wird in der Referenz [68] beschrieben. Die Auswirkung des Effekts wird hier als Teil des Dunkelsignals interpretiert. Da dieser Effekt nur während des Transportes der Ladungen entsteht und von der eigentlichen Messgröße unabhängig ist, kann ein „Bild“ mit einer Integrationszeit von Null Sekunden aufgenommen werden, welches einem Dunkelsignalbild mit überlagertem Smear-Bild entspricht. Auf diese Weise lässt sich der Effekt separieren und korrigieren. Dieses Verfahren ist in der Software der Strahldichtemesskamera integriert und wird während der Kalibrierung der Strahldichtemesskamera und bei den Temperaturmessungen aufgrund der dort auftretenden hohen Strahldichten verwendet. Die Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist ausführlich in der Referenz [68] untersucht worden und wird daher hier nicht weiter betrachtet.

3 Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit

Die Kenntnis über die absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Messgeräten ermöglicht die Bestimmung der thermodynamischen Temperatur eines jeden Körpers mit bekanntem Emissionsgrad durch das Planck'sche Strahlungsgesetz (Gl. (2.1)). Für international vergleichbare Temperaturmessungen ist diese Methode der Temperaturbestimmung Bestandteil der „*mise en pratique for the definition of the kelvin*“ (MeP-K) [34], welche in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde. Diese Methode ist insbesondere für Temperaturen oberhalb der Erstarrungstemperatur von Kupfer von besonderer Bedeutung, da hier die Unsicherheiten im Vergleich zur etablierten Skalenrealisierung über eine Extrapolation nach der ITS-90 aus Abschnitt 2.1.2 (S. 24) reduziert werden können. Weiter ist die Genauigkeit der ITS-90 oberhalb der Erstarrungstemperaturen der höchsten drei Reinstmetall-Temperatur-Fixpunkte aufgrund der freien Wahl des Fixpunkts zur Extrapolation nicht eindeutig definiert [33].

In diesem Kapitel wird das Verfahren und der Messplatz für die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Temperaturmessgeräten vorgestellt. Ein Überblick über die hier behandelten Themenkomplexe ist in der Abbildung 3.1 dargestellt. Die wesentlichen Komponenten des Kalibrierverfahrens und deren Unsicherheitsbeiträge werden in diesem Kapitel beschrieben. Zu diesen Komponenten gehören u. a. die Kalibrierung des verwendeten Monochromators, die radiometrische Charakterisierung der verwendeten Ulbrichtkugeln, die Eigenschaften der verwendeten Transferdetektoren und die Geometrie bestimmenden Komponenten. Zu den geometrischen Komponenten gehören neben den Aperturen der raumwinkeldefinierenden Blenden des Transferdetektors und der als Quelle fungierenden Ulbrichtkugel auch der Abstand zwischen diesen beiden Blenden. Um den Abstand zwischen den Blenden präzise innerhalb gegebener Unsicherheiten bestimmen zu können, wurde eine neue Messvorrichtung entwickelt, welche hier ausführlich beschrieben wird.

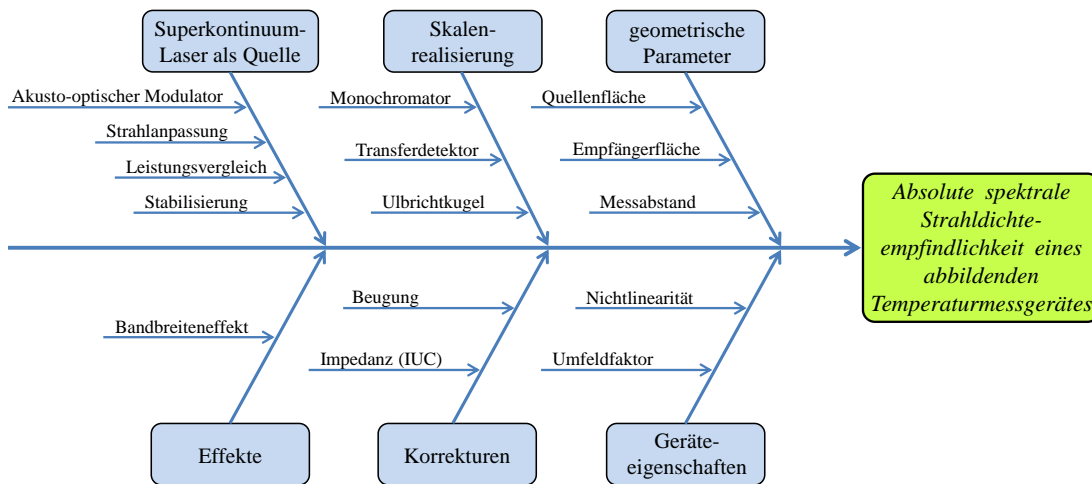


Abbildung 3.1: Übersicht der in diesem Kapitel behandelten Themenkomplexe

Weiter wird ein Superkontinuum-Laser in Kombination mit akustooptischen Modulatoren (AOM) als durchstimmbare Strahlungsquelle vorgestellt. Um diesen am Monochromator-basierten Messplatz nutzbar zu machen, werden verschiedene Möglichkeiten der Realisierung vorgestellt und die umgesetzte Variante ausführlich beschrieben. Das Lasersystem wird mit der klassischen Strahlungsquelle (Halogenlampe) an dem Messplatz unter verschiedenen Gesichtspunkten verglichen und bezüglich der resultierenden Stabilität der Strahldichte in Kombination mit einer Ulbrichtkugel als Strahlungsquelle für Detektor-Vergleichsmessungen eingehend untersucht. Es wird gezeigt, dass die Anwendung der laserinternen Stabilisierungsmechanismen für die Kalibrierung unzureichend ist. In diesem Zusammenhang wird ein neu entwickeltes Stabilisierungsverfahren vorgestellt und dessen Anwendbarkeit sowie die Integration in den Messplatz dargestellt.

Die Verwendung eines Monochromators als spektral selektierendes Element hat aufgrund seiner spektraler Bandbreite Einfluss auf die Gestalt des gemessenen spektralen Empfindlichkeitsverlaufs. Die Einflüsse auf Temperaturmessungen werden in der Literatur als gering beschrieben [69, 70] und werden hier anhand von virtuellen Experimenten überprüft. Weiter wird eine Möglichkeit der spektralen Korrektur vorgestellt und an zwei Beispielen demonstriert. Bezüglich der spektral aufgelösten Messungen wird an einem Beispiel kurz diskutiert, mit welchen Unsicherheiten ausgewählte spektrale Bereiche zu bestimmen sind, um die zu erzielende Gesamtmessunsicherheit von 0,1 % in der zu kalibrierenden Strahldichteempfindlichkeit zu erreichen.

Anhand eines Auszuges des Messablaufs zur Kalibrierung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit werden Kriterien und Maßnahmen dargestellt, um kleinstmögliche Unsicherheiten zu erreichen. Neben den Eigenschaften des Messplatzes für radiometrische Kalibrierungen existieren noch wesentliche Gerätefunktionen, welche zusätzlich zu bestimmen sind. Die beiden wesentlichen Gerätefunktionen sind die Nichtlinearität und der Umfeldfaktor. Die Verfahren zur Bestimmung der beiden Gerätefunktionen sowie deren Einflüsse auf Temperaturmessungen werden dargestellt.

3.1 Stand der Technik

An vielen Metrologieinstituten werden Filtrerradiometer, wie in Abbildung 2.3 (S. 31) schematisch dargestellt, routinemäßig zur Messung thermodynamischer Temperaturen eingesetzt [32, 49, 56, 71, 72]. Deren Verwendungsmöglichkeiten sind aufgrund ihrer festgelegten Geometrien wie Detektorgröße, Präzisionsblende und einer aufwendigen Justage des Detektors für praktische Temperaturmessungen stark eingeschränkt. Abbildende Geräte bieten hier einige Vorteile, insbesondere wenn es sich um große Entfernungen zum Messobjekt handelt und diese Objekte zusätzlich orts aufgelöst vermessen werden sollen. Um solche im Allgemeinen spektral schmalbandigen Geräte für die thermodynamische Temperaturmessung zu kalibrieren, bedarf es einer spektral durchstimmbaren Strahlungsquelle. Ein in der Spektroskopie typischer Aufbau einer solchen Quelle besteht aus einer Halogenlampe als spektral breitbandige Strahlungsquelle und einem Monochromator als spektral selektives Element. Die den Monochromator verlassende Strahlung beleuchtet eine Ulbrichtkugel, welche an ihrem Ausgang eine homogene, leuchtende Fläche mit Lambert'scher Abstrahlcharakteristik zur Verfügung stellt. Dies bildet die Voraussetzung zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Geräten gegen einen Transferdetektor. Jedoch ist in einem solchen Aufbau die von der Ulbrichtkugel ausgehende Strahldichte zu gering, um die angestrebten geringen Standardmessunsicherheiten ($u(s_{\lambda}^L(\lambda)) \ll 1\%$) für Kalibrierungen der spektralen Strahldichteempfindlichkeit zu erreichen [73]. Aus der geringen Strahldichte resultiert zusätzlich, dass der „out-of-band“-Spektralbereich des Messgerätes in der Regel nicht vollständig über dessen Dynamikumfang gemessen werden kann und dies zu zusätzlichen Unsicherheiten führt.

Tabelle 3.1: Auswahl an lasergestützten Messanlagen nationaler metrologischer Institute (NMI) in der Radiometrie und Photometrie. Die Systeme an der PTB, dem NIST und dem METAS arbeiten mit durchstimmbaren Festkörperlasern, während am NPL und am NMIJ Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle eingesetzt werden.

NMI (Land)	Anlage	Spektralbereich	Optische Leistung	
PTB (DE)	TULIP	235 nm – 3,0 μm	$P_{\text{Ti:Sa}} \approx 10 \text{ W}$	[6, 7]
NIST (USA)	SIRCUS	210 nm – 3,0 μm	k. A.	[8, 9]
METAS (CH)	SYLAC	233 nm – 3,0 μm	$P_{\text{Ti:Sa}} \approx 10 \text{ W}$	[10]
NPL (UK)	STAIRS	400 nm – 1 μm	$P_{\text{ges}} \approx 6 \text{ W}$	[74]
NMIJ (JP)	k.A.	480 nm – 2,4 μm^3)	$P_{\text{ges}} \approx 6 \text{ W}$	[12]

TULIP: Tunable laser in photometry; **SIRCUS:** Spectral irradiance and radiance responsivity calibrations using uniform sources; **SYLAC:** Système de lasers accordables; **STAIRS:** Spectrally tunable absolute irradiance and radiance source

Gegenüber diesem klassischen Aufbau entstanden in den letzten Jahren an einigen Metrologieinstituten wie bspw. an der PTB (DE) [6, 7], dem NIST (USA) [8, 9] und dem METAS (CH) [10] Messanlagen, welche auf durchstimmbaren Farbstoff- und Festkörperlasersystemen in Verbindung mit einer Ulbrichtkugel als Strahlungsquelle basieren. Eine Auswahl an diesen Messanlagen ist in der Tabelle 3.1 zu sehen. Diese Lasersysteme bieten im Vergleich zur Halogenlampe eine um etwa sechs Größenordnungen höhere Strahlungsleistung/Strahllichte im VIS- und NIR-Spektralbereich, welche für die absolutradiometrische Kalibrierung zur Verfügung steht. Die mit diesen Lasern einhergehende Schmalbandigkeit der Strahlung hat den theoretischen Vorteil, dass die spektrale Empfindlichkeit spektral feiner bestimmt werden kann. Andererseits entsteht hierdurch auch die Problematik der sich auswirkenden Kohärenz in Form von Speckle-Mustern in der Ulbrichtkugel oder Interferenz-Effekten in den optischen Filtern/Systemen der zu kalibrierenden Messgeräte. Ein weiterer praktischer Nachteil dieser Systeme sind die hohen Anschaffungs- und Betriebskosten. In der Regel wird bei diesen ein modengekoppelter Ti:Sa-Laser¹⁾ eingesetzt, welcher mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser²⁾ gepumpt wird. Mittels verschiedener durchstimmbarer optisch-parametrischer Oszillatoren (OPO) und Methoden der Frequenzvervielfachung wird so ein nutzbarer Spektralbereich von 233 nm bis 3 μm ermöglicht.

Neben diesen komplexen durchstimmbaren Lasersystemen etabliert sich derzeit eine seit etwa 10 Jahren kommerziell erhältliche neue Lasertechnologie, welche in

¹⁾Ti:Sa-Laser: Titan:Saphir-Festkörperlaser basierend auf der Fluoreszenz von Titan-Ionen als aktives Medium

²⁾Nd:YAG-Laser: FK-Laser basierend auf Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall als aktives Medium

dieser Arbeit genutzt wird. Diese sogenannten Superkontinuum-Laser sind „quasi-CW“-Systeme und emittieren ein spektral breites Kontinuum von typischerweise 450 nm bis 2,4 μm mit einer optischen Gesamtleistung von bis zu 20 W⁴⁾ und einer durchschnittlichen spektralen Leistung von 10 $\frac{\text{mW}}{\text{nm}}$ [75]. Die Äquivalenz der gepulsten Laserstrahlung (quasi-CW) zu kontinuierlicher Strahlung (CW) wurde an der PTB in der Arbeitsgruppe 7.33 *Detektorradiometrie* nachgewiesen. Somit erreichen aktuelle Superkontinuum-Laser etwa eine um drei Größenordnungen höhere Strahlungsleistung/Strahldichte im VIS- und NIR-Spektralbereich als die klassische Halogenlampe an einem Monochromator-basierten Messplatz. Solche Lasersysteme können in einem klassischen Messaufbau bspw. mit einem Monochromator eingesetzt werden. Die prinzipielle Funktionsweise, Eigenschaften und die Integration in den PTB-Messaufbau zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit wird in Abschnitt 3.3 (S. 69) beschrieben.

Diese Laser zeichnen sich durch das spektral breite Kontinuum im VIS- und NIR-Spektralbereich, ihre Kompaktheit und die einfache Bedienung aus. Weiter sind kohärenzbedingte Effekte aufgrund der geringen zeitlichen Kohärenz und der spektralen Breite der Strahlung für „monochromatortypische Bandbreiten“ vernachlässigbar, wie sie hier im Bereich von 0,5 nm bis 8 nm Anwendung finden [12]. Diese Lasersysteme werden unter Anderem am britischen Metrologieinstitut (NPL) in Kombination mit einem speziellen Monochromator (LLTF⁵⁾) und wahlweise mit einer Ulbrichtkugel oder einem eigens für Vakuum-Applikationen entwickelten Flächenstrahler als homogene und spektral durchstimmbare Quelle eingesetzt [74]. Weiter wird aktuell am japanischen Metrologieinstitut (NMIJ) ein solches System in einen Monochromator basierten Messplatz integriert, um gemäß der *MeP*-K Geräte für die thermodynamische Temperaturmessung zu kalibrieren. In dem japanischen Aufbau wird das gesamte Kontinuum des Lasers in einen Monochromator eingekoppelt und die Strahlung nach der spektralen Selektion durch die Rotation einer Fresnel-Platte stabilisiert [12]. In der vorliegenden Arbeit wird hingegen die Strahlung vor dem eigentlichen Monochromator spektral vorselektiert und die Stabilität der Strahlung an der Ulbrichtkugel über eine in dieser Arbeit entwickelte Methode quellenseitig realisiert. Diese Methode wird später im Abschnitt 3.3.6 (S. 86) beschrieben.

⁴⁾Beispiel des derzeit leistungsstärksten Superkontinuum-Lasers (Fianium WL-SC-480-20)

⁵⁾LLTF (Laser Line Tunable Filter): Speziell für Superkontinuum-Laser entwickelter Monochromator in kompakter Bauform mit hoher „out-of-band“-Unterdrückung

3.2 Monochromatorgestützter Messplatz zur absolutradiometrischen Kalibrierung

In den folgenden Abschnitten wird das Kalibrierverfahren und der Messaufbau zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Temperaturmessgeräten beschrieben. Weiterhin werden die wesentlichen Elemente, Effekte und Korrekturen wie bspw. die Beugungskorrektur und die Impedanzanpassung sowie deren Unsicherheitsbeiträge beschrieben.

3.2.1 Aufbau und Funktionsweise des Messplatzes

Die radiometrische Kalibrierung von abbildenden Messgeräten umfasst die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit. Zur Bestimmung dieser Empfindlichkeit wurde ein Messplatz entwickelt, charakterisiert und optimiert. Der neue Messplatz ist in der Abbildung 3.2 schematisch dargestellt.

Als Strahlungsquelle wird als wesentlichste Neuerung ein Superkontinuum-Laser (4) anstelle einer Halogenlampe eingesetzt. Dieser Laser soll den Strahlungsfluss durch den Monochromator deutlich erhöhen und wird in Abschnitt 3.3 bezüglich seiner Eignung und Integration näher beschrieben. Die Strahlung des Superkontinuum-Lasers wird mit einem akustooptischen Modulator (AOM) (2) spektral vorselektiert und anschließend mit einer hierfür entwickelten Optik (3) an den Akzeptanzwinkel des Monochromators angepasst und in die Ebene des Eintrittsspalt (5) fokussiert (vgl. Abschn. 3.3.4, S. 76). Nach der definierten spektralen Selektion durch den Monochromator wird die Strahlung über ein Spiegelsystem in die Ulbrichtkugel (8) fokussiert. An dieser Ulbrichtkugel ist eine Monitordiode befestigt, über welche die Stabilität der Strahldichte an der Ulbrichtkugel überwacht wird (vgl. Abb. 3.5, S. 53). Die Ulbrichtkugel ist an ihrem Austrittsport mit einer Präzisionsblende (9) ausgestattet, welche die quasimonochromatisch ausgeleuchtete, homogene und Lambert'sch abstrahlende Fläche der Ulbrichtkugel definiert.

Die Kalibrierung der absoluten spektralen Empfindlichkeit eines abbildenden Geräts erfolgt nach einem Verfahren der Bestrahlungsstärke/Strahldichte-Vergleichsmessung zwischen einem Transferdetektor mit absolut bekannter spektraler Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit und dem zu kalibrierenden abbildenden Gerät. Hierbei misst ein mit einer Präzisionsblende ausgestatteter Transferdetek-

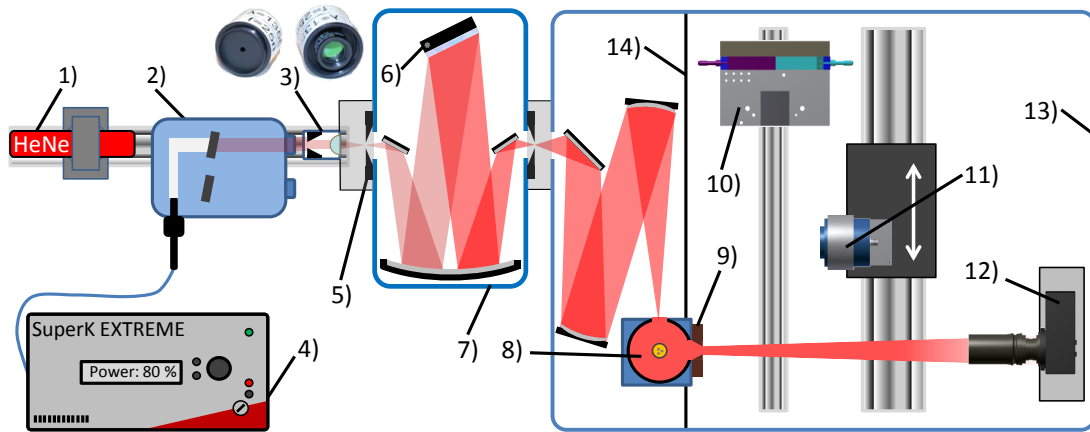


Abbildung 3.2: Monochromatorgestützter Messplatz zur absolutradiometrischen Kalibrierung

- 1) HeNe-Laser 2) akustooptischer Modulator 3) Anpassungsoptik 4) Superkontinuum-Laser
 5) Eintrittsspalt 6) Reflexionsgitter 7) Gitter-Monochromator 8) Ulbrichtkugel mit Monitor-
 diode 9) Präzisionsblende 10) Einheit zur Blendenjustage und Abstandsbestimmung
 11) Transferdetektor 12) Kalibriergut 13) lichtdichte Einhausung 14) Trennwand

tor (11) die spektrale Bestrahlungsstärke, welche von der Ulbrichtkugel auf den Detektor fällt. Anschließend misst das abbildende Gerät (12) die von der Ulbrichtkugel ausgehende Strahldichte. Dieses Verfahren wird dann über einen, vom zu kalibrierenden Detektor abhängigen, Spektralbereich in entsprechenden spektralen Abständen wiederholt. Die absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit wird anschließend unter Verwendung der geometrischen Parameter berechnet. Für die Bestimmung des Abstandes zwischen der Quelle und dem Transferdetektor wird ein hierfür entwickelter Aufbau (10) mit zwei gegenläufigen Feintastern verwendet, welcher in Abschnitt 3.2.4 genauer beschrieben wird. Diese Einheit dient zusätzlich der parallelen Ausrichtung der Quellen- und Transferdetektor-Blende mittels eines bidirektionalen Diodenlasers.

Ein wesentliches Element des Messplatzes bildet ein Gitter-Monochromator (7) in Czerny-Turner-Anordnung, welcher mit drei verschiedenen Reflexionsgittern einen Spektralbereich von 370 nm bis 1,76 μm abdeckt. Die Initialisierung der Wellenlängenskala des Monochromators erfolgt mit einem unstabilisierten HeNe-Laser⁶⁾ (1) als Frequenzstandard [77, 78].

Der Messplatz ermöglicht die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_{\lambda}^L(\lambda)$ von abbildenden Messgeräten gegen einen absolut kalibrierten Transferdetektor, wodurch der direkte Zugang zur thermodynamisi-

⁶⁾HeNe-Laser: Helium-Neon-Gaslasers; dieser wurde 1960 als erster, kontinuierlich emittierender Laser von A. Javan und D. R. Bennett und D. Herriott entwickelt [76]; Vakuumwellenlänge/-frequenz: $\lambda_{\text{HeNe}} = 632,9908 \text{ nm}$ bzw. $f_{\text{HeNe}} = 473,6127 \text{ THz}$

schen Temperaturmessung mit abbildenden Geräten gegeben ist. Die thermodynamische Temperatur T eines Schwarzen Strahlers kann somit nach der Gleichung (3.1) für jedes beliebige Messsignal I_{ph} iterativ bestimmt werden:

$$I_{\text{ph}} = \int_0^{\infty} L_{\lambda, \mathbf{s}}(\lambda, T) \cdot s_{\lambda}^L(\lambda) d\lambda. \quad (3.1)$$

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden die wesentlichen Elemente des Messaufbaus für die Bestimmung der absoluten spektralen Empfindlichkeit näher beschrieben.

Wellenlängenkalibrierung des Monochromators

Es wurde ein Einfach-Monochromator vom Typ *SPM2* des damaligen Kombinats *VEB Carl Zeiss Jena* eingesetzt, welcher mit verschiedenen Gittern oder Prismen als dispersive Elemente ausgestattet werden kann. In dieser Arbeit kamen drei Reflexionsgitter zum Einsatz, um den für Silizium- und InGaAs-Detektoren relevanten Spektralbereich von 370 nm bis 1,76 μm abzudecken. Einzelheiten und ausgewählte Aspekte der verwendeten Gitter sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst. Das eingesetzte Gitter befindet sich auf einer Rotationseinheit, welche über einen Sinusantrieb mit einem Schrittmotor für die spektrale Selektion gedreht wird. Das Prinzip eines Sinusantriebes ist in der Abbildung C.2 (S. 170) schematisch dargestellt. Über diesen Antrieb erhält man aus der Gittergleichung mit $\sin(\delta_m) = k_{\text{SP}}$ eine lineare Beziehung zwischen der Schrittposition k_{SP} des Antriebsmotors und der zu selektierenden Wellenlänge λ m -ter Ordnung unter Berücksichtigung der Gitterkonstante g , welche die Periode der parallelen, linienartigen Strukturen angibt:

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin(\delta_m)}{m} \quad \mapsto \quad \lambda = \frac{g \cdot k_{\text{SP}}}{m}. \quad (3.2)$$

Abweichungen vom idealen Monochromator sind beispielsweise durch Oberflächenrauigkeiten und Fertigungstoleranzen der mechanischen Komponenten gegeben. Diese und weitere mechanische Eigenschaften führen zu einer Abweichung zwischen der linearen Beziehung der Schrittmotorposition als Antrieb und der Wellenlänge [79]. Um diese Abweichungen zu erfassen, wurden polynomiale Funktionen $[\lambda = P_i(k_{\text{SP}})]$ achter und neunter Ordnung anstelle linearer Funktionen gewählt. Die Koeffizienten der Funktionen sind in der Tabelle B.1 (S. 164) zusammengefasst dargestellt.

Tabelle 3.2: Wesentliche Aspekte der verwendeten Reflexionsgitter im Monochromator (SPM2) Angegeben sind die verwendbaren Wellenlängenbereiche λ_{Bereich} , die Linienzahlen, die effizienteste Wellenlänge in Bezug auf den Blaze-Winkel (λ_{Blaze}), die Dispersionsbeziehung in Abhängigkeit der Monochromatorspaltbreiten, die Relation zwischen einer Schrittweite des Monochromatorantriebs zu der spektralen Schrittweite λ_{Schritt} , die Unsicherheit der Kalibrierfunktion $u(\text{fit})$ und die Gesamtmessunsicherheit der Realisierung der Wellenlängenskala $u(\text{MC})$ des Monochromators unter Berücksichtigung der Reproduzierbarkeit von $\pm 0,5$ Schritten.

Nr.	λ_{Bereich} /nm	Linien- zahl/mm	λ_{Blaze} /nm	Dispersion /nm/mm	λ_{Schritt} /pm	# Stütz- stellen	$u(\text{fit})$ /Pos.	$u(\text{MC})$ /pm
1	370 – 720	1302	575	≈ 2	13,0	50	$\pm 1,4$	25
2	455 – 1187	325,5	546	≈ 4	33,9	62	$\pm 0,4$	31
3	1070 – 1767	651	1000	≈ 4	30,6	74	$\pm 2,3$	85

Für die Kalibrierung der spezifischen Wellenlängenskalen der Reflexionsgitter wurden verschiedene Spektrallampen⁷⁾ verwendet. Die zusätzliche Ausnutzung von höheren Beugungsordnungen erlaubte die Verwendung von 50 bis 74 Spektrallinien für jedes Gitter. So konnten ausreichend viele Stützstellen zum Erstellen von Kalibrierfunktionen für die Verwendung des Monochromators gewonnen werden. In Abbildung 3.3 sind die Schrittmotorpositionen in Abhängigkeit der Wellenlänge und die dazugehörigen Residuen der Anpassungsfunktionen dargestellt.

Aufgrund eines fehlenden vollständigen physikalischen Modells für die Gitterwinkel in Abhängigkeit der Schrittmotorposition und der fehlenden baulichen Möglichkeit zur Integration eines kalibrierfähigen Winkelencoders an der Gitterachse werden die maximalen Residuen (Tab. 3.2) der polynomialen Anpassungen für eine Betrachtung der Unsicherheit der Wellenlängenskala herangezogen.

Zu diesem Messunsicherheitsbeitrag wird zusätzlich die Wiederholbarkeit der Monochromatorposition betrachtet, welche als eine Schrittweite des gitterantreibenden Schrittmotors angenommen wird. Diese Annahme beruht auf langjähriger Erfahrung und regelmäßiger Rekalibrierung des Monochromators. So ist die Wiederholbarkeit der Wellenlängeneinstellung stets kleiner als eine Schrittweite des Motorantriebes, weshalb eine Unsicherheit der Wiederholbarkeit von $\pm 0,5$ Schritten angenommen wurde. Daraus folgen die in der Tabelle 3.2 dargestellten Wellenlängensicherheiten $u(\text{MC})$ für jedes Gitter. Zur konservativen Betrachtung dieser Messunsicherheit wird diese vollständig mit der Wellenlänge korreliert als $\Delta\lambda$ angesehen. Die Unsicherheit der Wellenlängenskala lässt sich zu einer Un-

⁷⁾Verwendete Spektrallampen: Cäsium (Cs), Cadmium (Cd), Helium (He), Kalium (K), Natrium (Na), Neon (Ne), Rubidium (Rb), Titan (Ti), Quecksilber (Hg), Zink (Zn)

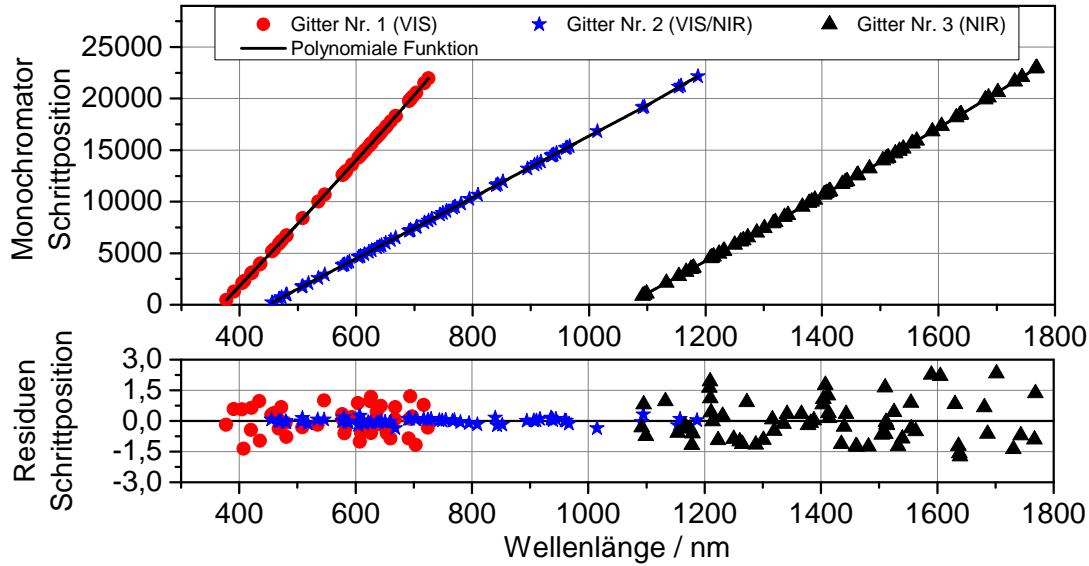


Abbildung 3.3: Wellenlängenkalibrierung der Monochromator-Gitter

Drei Reflexionsgitter wurden für den Spektralbereich von 370 nm bis 1,76 μm an jeweils 50 bis 74 Spektrallinien kalibriert. Basierend auf diesen Stützpunkten wurden polynomiale Funktionen für die Realisierung der Wellenlängenskala generiert. Die Koeffizienten der Funktionen sind in der Tabelle B.1 (S. 164) zusammengefasst.

sicherheit des Messsignals fortpflanzen. Die resultierende relative Abweichung des Messsignals $\frac{\Delta I_{\text{ph}}}{I_{\text{ph}}}$ kann über die Auswertung des Integrals (Gl. (3.3)) bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_{\text{ph}}}{I_{\text{ph}}} &= \frac{I_{\text{ph}}(\lambda \pm \Delta\lambda, T) - I_{\text{ph}}(\lambda, T)}{I_{\text{ph}}(\lambda, T)} \\ &= \frac{\int_0^\infty s_\lambda^L(\lambda \pm \Delta\lambda) \cdot L_\lambda(\lambda, T) d\lambda - \int_0^\infty s_\lambda^L(\lambda) \cdot L_\lambda(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty s_\lambda^L(\lambda) \cdot L_\lambda(\lambda, T) d\lambda}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Sind die in Abschnitt 2.4.1 genannten Voraussetzungen für die Näherungsverfahren aus der ITS-90 erfüllt, kann mit den Gleichungen (3.4) die relative Strahldichteänderung und die Temperaturänderung ΔT in Abhängigkeit einer Wellenlängenverschiebung sehr gut angenähert werden. Unter Berücksichtigung der Proportionalität zwischen der Strahldichte L und dem resultierenden Messsignal I_{ph} kann nach Gleichung (2.20) die relative Änderung des Messsignals $\frac{\Delta I_{\text{ph}}}{I_{\text{ph}}}$ mit der relativen Strahldichteänderung $\frac{\Delta L}{L}$ gleichgesetzt werden [25, 58]:

$$\frac{\Delta I_{\text{ph}}}{I_{\text{ph}}} \cong \frac{\Delta L}{L} = \left(\frac{c_2}{T \cdot \lambda_c^2} - \frac{5}{\lambda_c} \right) \cdot \Delta\lambda \quad \text{und} \quad \Delta T = \left(\frac{T}{\lambda_c} - \frac{5T^2}{c_2} \right) \cdot \Delta\lambda. \quad (3.4)$$

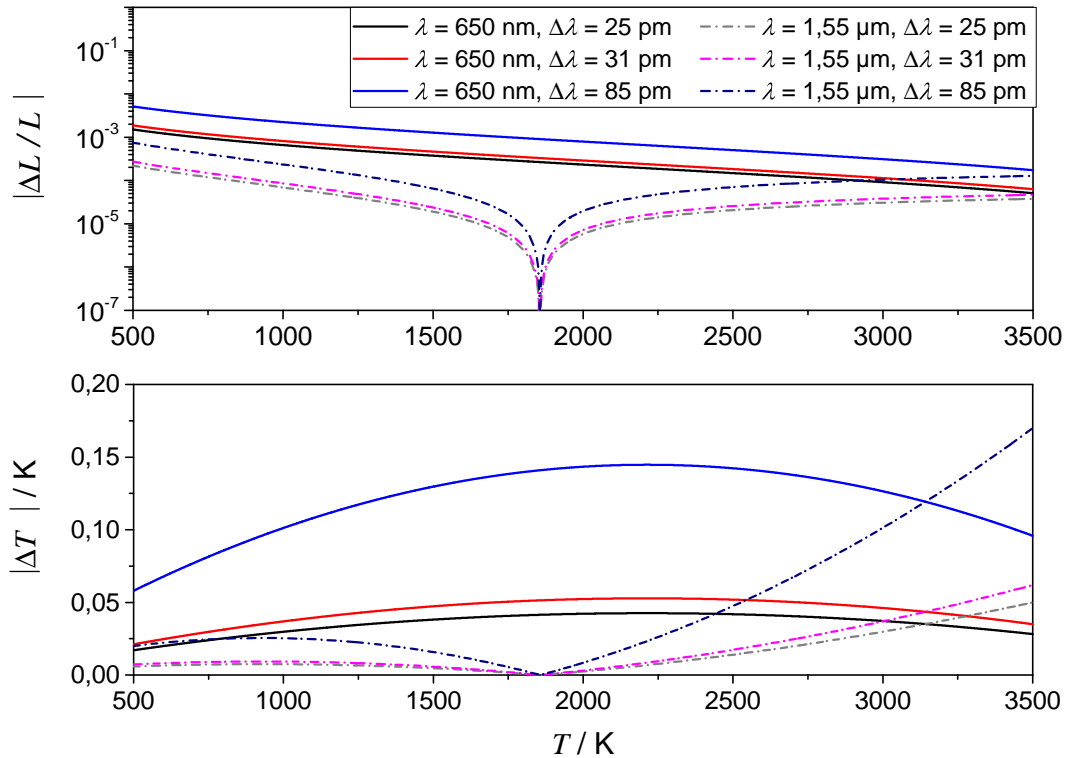


Abbildung 3.4: Auswirkungen von Wellenlängenunsicherheiten auf die zu messende Strahldichte und die zu messende Temperatur an zwei ausgewählten Wellenlängen für die am Monochromator vorliegenden Unsicherheiten $\Delta\lambda$ aus Tabelle 3.2

Oben: Relative Änderung der Strahldichte in Abhängigkeit der zu messenden Temperatur

Unten: Relative Änderung der Temperatur in Abhängigkeit der zu messenden Temperatur

Hierbei ist λ_c die Schwerpunktwellenlänge, $\Delta\lambda$ die Wellenlängenverschiebung, ΔT die Temperaturabweichung und c_2 die zweite Strahlungskonstante. Die resultierende Strahldichte- und Temperaturabweichung für die beiden in dieser Arbeit relevanten Wellenlängenbereiche um 650 nm und 1,55 μm in Abhängigkeit der zu messenden Temperatur ist für die in der Tabelle 3.2 gegebene Wellenlängenunsicherheit in Abbildung 3.4 dargestellt. Bezüglich der Temperaturabweichung ergeben sich aus der Unsicherheit der Wellenlängenskala für ein bei 650 nm empfindliches Messgerät eine Temperaturunsicherheit von bis zu ± 40 mK und für ein bei 1,55 μm empfindliches Messgerät eine Unsicherheit von ± 25 mK für die jeweiligen typischen Temperaturmessbereiche von 1000 K bis 3000 K respektive 500 K bis 1600 K.

Monochromator Initialisierung: Der Monochromator wird für jede Kalibrierung und Untersuchung bezüglich der Wellenlängenskala neu initialisiert und nach Beendigung der Messungen erneut überprüft. Die Initialisierung des Monochromators erfolgt mit einem unstabilierten HeNe-Laser, welcher als Frequenzstandard

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der wesentlichen Eigenschaften der beiden in dieser Arbeit verwendeten Ulbrichtkugeln. Die Daten für die Ulbrichtkugel Nr. 1 wurden der Dissertationsschrift [11] entnommen.

Nr.	Material	Spektralbereich	Innen-durchm.	Anzahl Ports (\varnothing)	Winkel θ (Lambert)	u_{Lambert} (Lambert)	Inhomogenität
1	Teflon	VIS	5,08 cm	2 (6,35 mm)	$\pm 3,0^\circ$	$\pm 1 \cdot 10^{-3}$	$\pm 0,2\%$
2	Spectralon	NIR	5,08 cm	3 (12,7 mm)	$\pm 4,3^\circ$	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$	$\pm 0,1\%$

zugelassen ist [77]. Die Vakuumwellenlänge ist mit 632,9908 nm und einer relativen Standardunsicherheit des Transmissionsübergangs ($3s_2 \rightarrow 2p_4$) mit $1,5 \cdot 10^{-6}$ angegeben [77]. Da der Messplatz an Luft und nicht im Vakuum operiert, muss die Änderung der Wellenlänge aufgrund eines abweichenden Brechungsindex n_{Luft} berücksichtigt werden. Mit einem Brechungsindex $n = 1,000276^{(8)}$ für Luft unter Normalbedingungen ergibt sich eine Wellenlänge $\lambda_{\text{HeNe,Luft}}$ von:

$$\lambda_{\text{HeNe,Luft}} = \frac{\lambda_0}{n_{\text{Luft}}} = 632,816 \text{ nm.} \quad (3.5)$$

Ulbrichtkugel

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Ulbrichtkugeln am beschriebenen und in Abbildung 3.2 gezeigten Messplatz verwendet. Die Ulbrichtkugeln wandeln die den Monochromator divergent verlassende Strahlung in eine räumlich homogene und Lambert'sch abstrahlende Fläche an deren Austrittsports um (vgl. Abschn. 2.2). Beide verwendeten Ulbrichtkugeln wurden mit hochwertigen Photodioden⁹⁾ als Monitor-Detektoren ausgestattet. Diese ermöglichen die kontinuierliche Messung der von der Ulbrichtkugel ausgehenden Stabilität der Strahldichte.

Eine bereits von Keawprasert charakterisierte Ulbrichtkugel (Nr. 1) [73] wurde im VIS-Spektralbereich eingesetzt, während für den NIR-Spektralbereich eine neue Ulbrichtkugel Anwendung fand. Für die Realisierung einer Lambert'schen Quelle im NIR-Spektralbereich wurden mehrere Ulbrichtkugeln bezüglich ihrer homogenen Ausstrahlung und ihrer Lambert'schen Abstrahlcharakteristik hin untersucht und die Ulbrichtkugel (Nr. 2) ausgewählt, welche die beste Homogenität aufwies. Diese Ulbrichtkugel (Nr. 2) besteht aus dem Material Spectralon¹⁰⁾ und wurde unter Verwendung von zwei hochwertigen Strahlungsthermome-

⁸⁾Der Brechungsindex von Luft ist u. a. temperatur-, druck- und wellenlängenabhängig.

Der gegebene Wert gilt für Normalbedingungen: $T=20^\circ\text{C}$, $p=1013 \text{ hPa}$ [18]

⁹⁾Si-Photodiode an Ulbrichtkugel Nr. 1: Hamamatsu S1337-66BQ

InGaAs-Photodiode an Ulbrichtkugel Nr. 2: Fermionics FD5000W

¹⁰⁾Spectralon[®]: Diffus reflektierendes Material mit hoher Reflektivität von über 98% zwischen 310 nm und 2,1 μm [80]

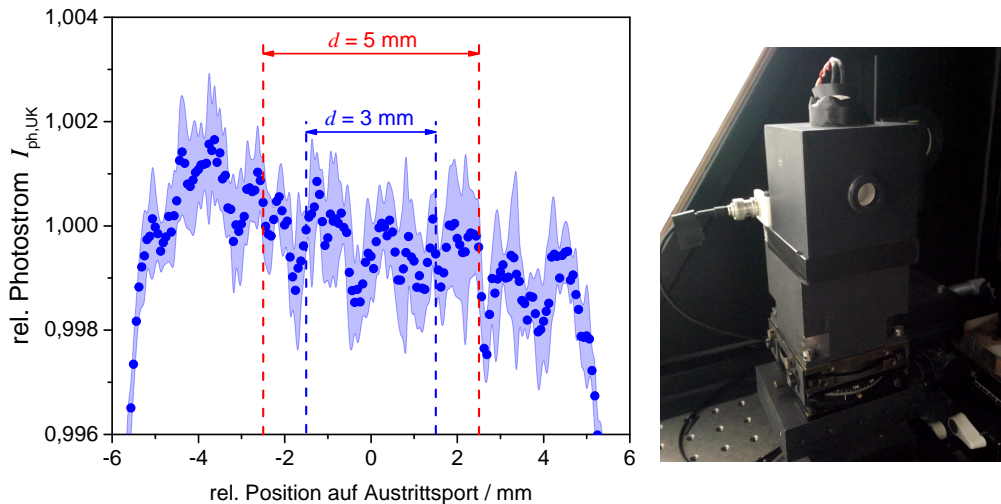


Abbildung 3.5: Homogenität der Spectralon® Ulbrichtkugel (Nr. 2)

Darstellung der relativen Messwerte eines horizontalen Scans des Austrittsports der Ulbrichtkugel Nr. 2 (Tab. 3.3) ohne montierte Blende bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ mit Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit. Es zeigt sich ein Gradient von links nach rechts fallend von $\pm 0,2\%$ um den zentralen Bereich über die gesamte freie Apertur. Für die beiden Blendengrößen von 5 mm und 3 mm ergibt sich eine maximale relative Abweichung vom Mittelwert von $\pm 0,1\%$. Auf dem nach oben gerichteten Port ist die Monitordiode befestigt.

tern (KE-LP5, Heitronics CT18.04) und einem InGaAs-Transferdetektor radiometrisch charakterisiert. Die wesentlichen Ergebnisse der Charakterisierung der Ulbrichtkugel werden im Folgenden vorgestellt und sind in der Tabelle 3.3 mit den Daten der Ulbrichtkugel (Nr. 1) zusammengefasst dargestellt.

Räumliche Homogenität der strahlenden Fläche: Die Homogenität der Strahldichte ist von besonderer Bedeutung, da die Gesichtsfelder von einem Transferdetektor und einem zu kalibrierenden Detektor meist unterschiedlich sind. So können Abweichungen von einer idealen homogenen Fläche zu einer Abweichung der messtechnisch zu bestimmenden spektralen Strahldichteempfindlichkeit eines Messgeräts führen. Diese Abweichung ist konstant für den Fall, dass die Inhomogenität nicht von der Wellenlänge abhängig ist.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in der Abbildung 3.5 (links) dargestellt und zeigen einen Gradienten in der Strahldichte von der linken zur rechten Seite in der horizontalen Ebene, welcher die Homogenitätsbewertung über die freie Apertur mit $\pm 0,2\%$ bestimmt. Unter Berücksichtigung der beiden im Fachbereich vorhandenen Präzisionsblenden mit freien Aperturen von 3 mm und 5 mm ergibt sich eine maximale Abweichung vom Mittelwert von $\pm 0,1\%$.

Lambert'sche Abstrahlcharakteristik: Für das auf spektrale Vergleichsmessungen basierende Kalibrierverfahren ist eine Lambert'sch abstrahlende Fläche definierter Größe notwendig. Die Lambert'sche Abstrahlcharakteristik wurde mit einem von H. Yoon [81] vorgestellten Verfahren untersucht, welches schematisch in Abbildung 3.6 (links) dargestellt ist. Hierbei wird ein Transferdetektor parallel zur strahlenden Öffnung der Ulbrichtkugel bewegt und der relative Signalverlauf in Bezug auf die Ausgangsposition vor der Ulbrichtkugel bestimmt. Unter Berücksichtigung der beiden projizierten Blendenflächen und der Abstandsänderung, welche den Strahlungsfluss quadratisch beeinflusst, ergibt sich nach [81]:

$$E(r) = E_0(d_0) \cdot \cos^4(\varphi). \quad (3.6)$$

Hierbei ist $E_0(d_0)$ die Bestrahlungsstärke am Transferdetektor in der Ausgangsposition ($\Delta x = 0$ und $\varphi = 0^\circ$). Bei Verschiebung des Detektors um Δx ergibt sich die Bestrahlungsstärke $E(r)$ bei dem neuen Abstand r unter dem nun aufgespannten Winkel φ . Die Ergebnisse der Untersuchung sind in der Abbildung 3.6 (rechts) dargestellt. Im oberen der beiden Diagramme sind der theoretische Verlauf (—) und der relative gemessene Verlauf (—○) dargestellt. In dem unteren Diagramm ist der Quotient (●) aus dem theoretischen und dem gemessenen Verlauf mit der dazugehörigen Typ-A-Standardmessunsicherheit aufgetragen.

Die Untersuchung der Lambert'schen Abstrahlung (Abb. 3.6) ergab bis zu einem Öffnungswinkel von $\pm 4,3^\circ$ eine gute Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf mit relativen Abweichungen von weniger als $\pm 2 \cdot 10^{-3}$. Innerhalb eines Winkelbereichs von $\pm 1,4^\circ$ (---) zeigen sich keine signifikanten Abweichungen von der Lambert'schen Abstrahlverhalten unter Berücksichtigung der Typ-A-Standardmessunsicherheit. Dieser Winkelbereich von $\pm 1,4^\circ$ entspricht hierbei dem maximalen Bereich der beiden in dieser Arbeit kalibrierten abbildenden Messgeräte. Weiter definiert diese Untersuchung die notwendige Positioniergenauigkeit für die Kalibrierung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit. So beträgt die notwendige Genauigkeit der lateralen Positionierung 1,6 mm, um eine relative Abweichung des Messsignales von weniger als $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ zu erreichen.

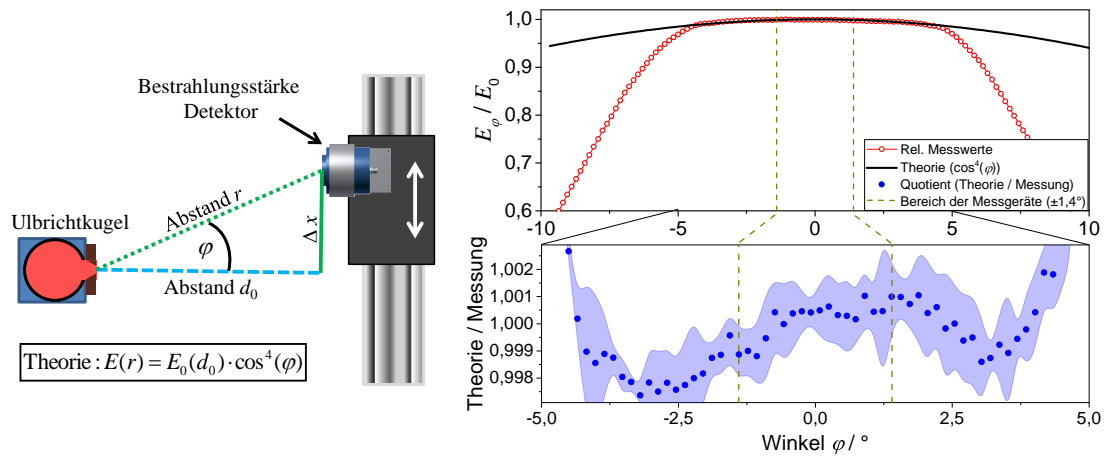


Abbildung 3.6: Überprüfung der Lambert'schen Abstrahlung der NIR-Ulbrichtkugel (Nr. 2) nach [81] mit Darstellung der Akzeptanzwinkel der zu kalibrierenden Messgeräte.

Links: Schematische Darstellung des Messprinzips und der Theorie

Rechts: Ergebnisse der Untersuchung zur Lambert'schen Ausstrahlung über den Winkel φ ($\cos^4(\varphi)$ Abhängigkeit): Darstellung des theoretischen und des gemessenen Verlaufs (oben) und der relativen Abweichung zwischen dem theoretischen und dem gemessenen Verlauf mit Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit (unten).

3.2.2 Transferdetektoren

Eine direkte Rückführung des optischen Strahlungsflusses auf das Primärnormal ist für abbildende Temperaturmessgeräte nicht möglich. Aus diesem Grund werden Transferdetektoren (TD) eingesetzt, welche am Primärnormal der PTB bezüglich deren absoluter spektraler Strahlungsflussempfindlichkeit kalibriert werden und somit die Skala für abbildende Temperaturmessgeräte zur Verfügung stellen können. Dies ermöglicht die rückgeführte Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit s_λ^L von abbildenden Geräten an der Ulbrichtkugel (Nr. 11 in Abb. 3.2). Entsprechend gehen die Unsicherheiten bei dem Transfer in die Gesamtmessunsicherheit der spektralen Strahldichteempfindlichkeit der abbildenden Geräte ein. Um dort eine relative Messunsicherheit im Bereich von 10^{-3} zu erreichen, ist es notwendig auch die Transferdetektoren mit kleinstmöglichen Messunsicherheiten zu kalibrieren. Die Transferdetektoren wurden hierfür sehr aufwendig bezüglich deren absoluter spektraler Strahlungsflussempfindlichkeit in der Arbeitsgruppe „7.33 Detektorradiometrie“ der PTB kalibriert [82, 83].

Die beiden in dieser Arbeit eingesetzten Transferdetektoren decken zusammen einen spektralen Bereich von 400 nm bis 1767 nm ab. Im VIS-Spektralbereich wird ein Silizium-Trap-Detektor (Bezeichnung: TS-09) im Reflexions-Trap-Design (vgl. Abb. 2.3, Nr. (3.3), S. 31) verwendet, während für den NIR-Spektralbereich ein InGaAs-Einfach-Detektor (Bezeichnung: F1) zum Einsatz kommt. Der prinzipi-

elle Aufbau dieser Detektoren wurde bereits in Abschnitt 2.3 am Beispiel eines Filtrerradiometers beschrieben.

Entsprechend der Detektormaterialien (Si, InGaAs) stehen an der PTB zwei verschiedene Messplätze mit Detektor-Primärnormalen (Kryo-Radiometern) zur Verfügung [82, 83]. Das Grundprinzip der Kryo-Radiometer basiert auf einer Substitution von optischer Strahlungsleistung durch elektrische Heizleistung [84]. Hierbei wird meist ein als Hohlraum ausgeführtes Absorbermaterial mit einem Bad flüssigen Heliums thermisch gekoppelt und elektrisch auf eine Temperatur knapp oberhalb der Siedetemperatur von Helium geheizt und thermisch stabil gehalten. Trifft Strahlung auf den Absorber, wird die Heizleistung um genau diese Leistung reduziert, um die Temperatur des Absorbers weiterhin stabil zu halten. Über die Änderung in der Heizleistung wird die absorbierte Leistung sehr genau bestimmt. Dieses Verfahren wird für verschiedene Wellenlängen wiederholt und über Vergleichsmessungen auf den zu kalibrierenden Detektor übertragen.

Für die Kalibrierung von Silizium-basierten Detektoren steht der PTB-Messplatz *Radiation Thermometry Cryogenic Radiometer* (RTCR) zur Verfügung. Dieser kann in einem Wellenlängenbereich von 238 nm bis 1015 nm eingesetzt werden und erreicht eine Gesamtmessunsicherheit der spektralen Strahlungsflussempfindlichkeit an den Laserwellenlängen von $1 \cdot 10^{-4}$ (vgl. Abb. 3.7). Für die Kalibrierung stehen dort 14 verschiedene Laser-Wellenlängen zur Verfügung. Die kontinuierliche spektrale Strahlungsflussskala wird nach der Kalibrierung an den diskreten Wellenlängen mit einem physikalischen Model zwischen diesen interpoliert [83]:

$$s_{\lambda}^{\phi}(\lambda) = (1 - \rho(\lambda)) \cdot n_{\text{Luft}}(\lambda) \cdot \eta_i(\lambda) \cdot \frac{e \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad (3.7)$$

Hierbei ist ρ die Reflektivität, n_{Luft} der Brechungsindex von Luft, η_i die interne Quanteneffizienz des Detektors, e die Elementarladung, λ die Wellenlänge, h das Planck'sche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Der ideale Fall an Luft, unter dem die gesamte auf den Photodetektor treffende Strahlung absorbiert wird und die Quanteneffizienz eins ist, ist in der Abbildung 3.7 dargestellt.

Die nicht genau bekannten optischen Konstanten der verwendeten InGaAs-Detektoren erlauben nicht die Verwendung eines physikalischen Modells zur In-

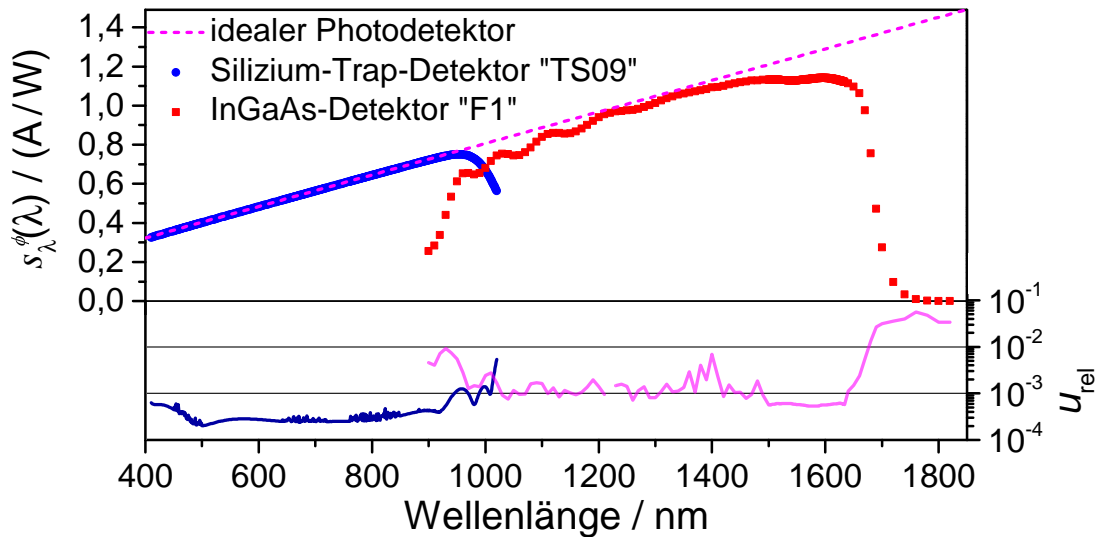


Abbildung 3.7: Spektrale Strahlungsflussempfindlichkeit der Transferdetektoren mit Angabe der relativen Standardmessunsicherheit und Darstellung des idealen theoretischen Verlaufs für Photodetektoren

Der Silizium-Trap-Detektor für den VIS-Spektralbereich ist im Reflexionstrap-Design mit drei Photodioden aufgebaut, während der InGaAs-Detektor für den NIR-Spektralbereich über eine einzelne Photodiode verfügt (vgl. Abb. 2.3, S. 31).

terpolation der Skala im NIR-Spektralbereich [82]. So wurde anfänglich die Skala mit einem weiteren, grauen Empfänger interpoliert und so an drei Laserlinien angepasst [56]. Der aktuelle Stand der Technik für diesen Spektralbereich ist am Monochromator-basierten Kryoradiometer-Messplatz umgesetzt. Dieser Messplatz unterscheidet sich vom RTCR im Wesentlichen dahingehend, dass keine schmalbandigen Laserlinien verwendet werden, sondern die breitbandige Strahlung verschiedener Strahlungsquellen mit einem Monochromator spektral selektiert wird. Zu den verwendeten Quellen gehören u. a. Plasmaquellen und Halogenlampen. Mit diesem Messplatz konnte die Unsicherheit der Kalibrierung von Transferdetektoren im NIR-Spektralbereich ($0,95 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,6 \mu\text{m}$) von etwa 0,17 % auf bis zu 0,03 % im Vergleich zur relativen Anpassung mit einem grauen Empfänger in einem ausgewählten Wellenlängenbereich reduziert werden [71].

Die absolute spektrale Strahlungsflussempfindlichkeit der in dieser Arbeit verwendeten Transferdetektoren ist in Abbildung 3.7 mit der Angabe der relativen Standardmessunsicherheit dargestellt. An den beiden für diese Arbeit wichtigen Wellenlängen (650 nm und $1,55 \mu\text{m}$) ist eine Standardmessunsicherheit der spektralen Strahlungsflussempfindlichkeit von $2,6 \cdot 10^{-4}$ bzw. $5,8 \cdot 10^{-4}$ gegeben. Somit ist es möglich, eine relative Gesamtmessunsicherheit im Bereich von 10^{-3} für

die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Systemen mit diesen Transferdetektoren zu erreichen.

Für den Einsatz als Transferinstrument im Sinne der absoluten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit werden die Transferdetektoren mit absolut kalibrierten Präzisionsblenden mit dem Radius r_2 für die Festlegung der Fläche A_2 ausgestattet. So lässt sich die absolute spektrale Strahlungsflussempfindlichkeit $s_{\text{TD}}^\phi(\lambda, r_2)$ der Transferdetektoren in eine absolute spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{\text{TD}}^E(\lambda, r_2)$ umrechnen:

$$s_{\text{TD}}^E(\lambda) = s_{\text{TD}}^\phi(\lambda) \cdot A_2(r_2) \quad \text{mit} \quad A_2 = \pi \cdot r_2^2. \quad (3.8)$$

Der funktionelle Zusammenhang zwischen der Bestrahlungsstärke E_{TD} , dem Messsignal $I_{\text{ph,TD}}$ des Transferdetektors und der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit s_{TD}^E lässt sich wie folgt darstellen:

$$E_{\text{TD}}(\lambda, r_2) = \frac{I_{\text{ph,TD}}}{s_{\text{TD}}^E(\lambda, r_2)}. \quad (3.9)$$

Über die Bestrahlungsstärke $E_{\text{TD}}(\lambda)$ kann mittels eines Geometriefaktors G die von der Ulbrichtkugel ausgehende Strahldichte L_{UK} berechnet werden:

$$L_{\text{UK}}(\lambda) = \frac{E_{\text{TD}}(\lambda)}{G(A_1, A_2, d_0)}. \quad (3.10)$$

Der Geometriefaktor setzt sich aus den drei geometrischen Parametern Quellenfläche A_1 , Empfängerfläche A_2 und Abstand d_0 zwischen diesen beiden Flächen zusammen. Eine genauere Betrachtung des Geometriefaktors und dessen Unsicherheitsparameter werden im nächsten Abschnitt 3.2.3 gegeben.

Aus den Gleichungen (3.9) und (3.10) folgt für das beschriebene Verfahren der spektralen Strahldichte/Bestrahlungsstärkevergleichsmessungen die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_{\text{KG}}^L(\lambda)$ von abbildenden Geräten. Hierbei ist I_{KG} das Messsignal des zu kalibrierenden abbildenden Geräts und I_{TD} das Messsignal des Transferdetektors. Die jeweiligen Dunkelsignale sind mit „ds“ indiziert:

$$s_{\text{KG}}^L(\lambda) = s_{\text{TD}}^E(\lambda, r_2) \cdot G(A_1, A_2, d_0) \cdot \frac{I_{\text{KG}} - I_{\text{KG,ds}}}{I_{\text{TD}} - I_{\text{TD,ds}}}. \quad (3.11)$$

Der Geometriefaktor kann als wellenlängenunabhängiger und skalierender Kali-

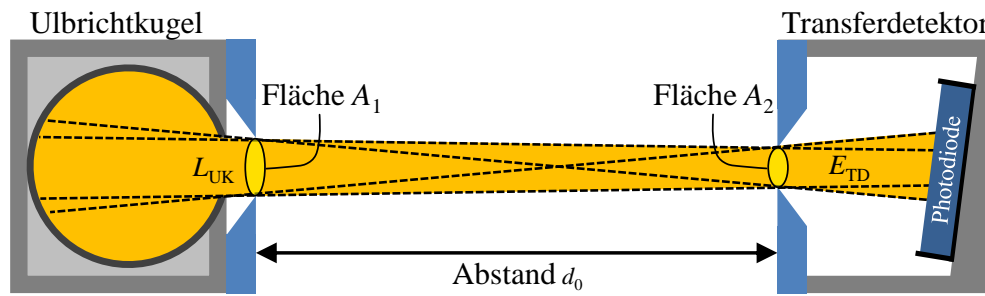


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der geometrischen Anordnung zur Bestimmung der von der Ulbrichtkugel ausgehenden Strahldichte mit einem Transferdetektor

Die von der Ulbrichtkugel ausgehende Strahldichte L_{UK} kann über die Bestrahlungsstärke am Transferdetektor E_{TD} mittels eines Geometriefaktors G nach Gleichung (3.10) berechnet werden. Die drei benötigten geometrischen Parameter für die Bestimmung des Geometriefaktors (Gl. (3.12)) sind die Quellenfläche A_1 , die Empfängerfläche A_2 und der Abstand d_0 . Die beiden Flächen werden in dieser Messanordnung durch Präzisionsblenden bekannter Größe festgelegt.

brierfaktor angesehen werden. Die Anforderungen an die geometrischen Parameter werden im folgenden Abschnitt näher erläutert und es wird ein Überblick über die zu erreichenden Unsicherheiten gegeben.

3.2.3 Geometriefaktor

Bei bekanntem Geometriefaktor G lässt sich aus der gemessenen Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$ die Strahldichte $L(\lambda)$ der Ulbrichtkugel in der Ebene der Blende A_1 berechnen (vgl. Abb. 3.8). Der Geometriefaktor geht linear nach Gleichung (3.11) in die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit ein. Hieraus ergibt sich eine Mindestanforderung an die relative Unsicherheit des Geometriefaktors von $1 \cdot 10^{-3}$. Für zwei axial in einem Abstand d_0 angeordnete runde Blenden ist der Geometriefaktor G mit der folgenden Gleichung gegeben [40, 59, 73]:

$$G(r_1, r_2, d_0) = \frac{2 \cdot \pi \cdot r_1^2}{r_1^2 + r_2^2 + d_0^2 + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + d_0^2)^2 - 4 \cdot r_1^2 \cdot r_2^2}}. \quad (3.12)$$

Hierbei repräsentiert r_1 den Radius der Präzisionsblende an der Ulbrichtkugel als Strahlungsquelle, r_2 den Radius der Präzisionsblende an dem Transferdetektor als Empfänger und d_0 den axialen Abstand zwischen diesen beiden Blenden.

Je nach Literatur ist auch ein „erweiterter“ Geometriefaktor üblich, welcher die Umrechnung der Strahlungsflussempfindlichkeit des Referenzdetektors in eine Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit (Gl. (3.8)) beinhaltet [59]. Die Herleitung des Geometriefaktors über das Fotometrische Grundgesetz (Gl. (2.10)) kann u. a. in der Literatur [40, 70, 73] nachvollzogen werden. Die Unsicherheit des Geome-

triefaktors wird im Folgenden in Abhängigkeit der Blendenaperturen und dem Abstand d_0 zwischen diesen beiden Blenden betrachtet.

Präzisionsblenden: Die Präzisionsblenden haben die Aufgabe, die Flächen von der Ulbrichtkugel als Quelle und des Transferdetektors als Empfänger genau zu definieren. Die verwendeten, Diamant gedrehten Präzisionsblenden wurden an der PTB auf höchstem metrologischen Niveau bezüglich deren Fläche kalibriert [85]. Weitere Methoden der präzisen Flächenbestimmung von Blenden sind in der Literatur [86–89] beschrieben. Die auf den Durchmesser bezogenen Kalibrierwerte der in dieser Arbeit verwendeten Präzisionsblenden sind in Tabelle 3.4 mit den dazugehörigen Unsicherheiten dargestellt. Mit relativen Unsicherheiten bezüglich der Durchmesser von $3 \cdot 10^{-4}$ bei Blenden mit einem Durchmesser von 5 mm und $3,5 \cdot 10^{-4}$ bei Blenden mit einem Durchmesser von 3 mm sind an dieser Stelle keine signifikanten Verbesserungen möglich. Daher wird im Folgenden die Unsicherheit des Geometriefaktors über den Abstand d_0 und insbesondere über dessen genaue Bestimmung diskutiert. Zur Vermeidung von Interreflexionen zwischen den Blenden sind diese mit geschwärzten Kappen versehen.

Blendenabstand: Die Auswahl des Blendenabstandes bzw. des Messabstandes unterliegt in der Praxis im Wesentlichen drei Parametern. Demnach muss der Abstand ausreichend groß gewählt werden, sodass die Empfängerfläche des Transferdetektors nicht überstrahlt wird. Zudem muss ein Mindestabstand eingehalten werden, sodass sich der Transferdetektor im Fernfeld befindet (siehe Abschn. 2.2, S. 27). Der Abstand kann jedoch nicht beliebig vergrößert werden, da sich nach dem Abstandsgesetz aus Gl. (2.11) die Bestrahlungsstärke am Transferdetektor quadratisch mit zunehmenden Abstand verringert. So wird der maximale Abstand durch ein zu gewährleistendes Signal-zu-Rauschverhältnis von mindestens 1:1000 limitiert. Für die Kalibrierungen wurden die drei Bedingungen mit Messabständen von etwa 210 mm erfüllt.

Betrachtet man die in dieser Arbeit verwendeten Blenden aus Tabelle 3.4 bezüglich deren Durchmessern mit den dazugehörigen Unsicherheiten, so lässt sich eine Mindestanforderung an die Genauigkeit der Abstandsmessung ableiten. Die hierfür herangezogenen partiellen Ableitungen des Geometriefaktors (Sensitivitätsfaktoren) sind im Anhang (S. 163) dargestellt. Der Geometriefaktor wurde gemäß des GUMs¹¹⁾ [90] um einen additiven Term d_F mit dem Wert „Null“ er-

¹¹⁾GUM: Guide to the expression of uncertainty in measurement [90]

Tabelle 3.4: Verwendete Präzisionsblenden für die Ulbrichtkugeln und Transferdetektoren mit Angabe der Standardmessunsicherheit $u(d)$ der Durchmesser. Die Kombinationen aus Blende Nr. 1 und Nr. 2 sowie Blende Nr. 3 und Nr. 4 wurden für die in dieser Arbeit beschriebenen Kalibrierungen gewählt.

Nummer	Material	Bezeichnung	d / mm	$u(d)$ / mm	Position
1	Kupfer	Cu2_D	3,0059	0,0010	InGaAs-Detektor
2	Kupfer	Cu1_D	2,9993	0,0010	Ulbrichtkugel
3	Aluminium	Al6	4,9761	0,0015	Si-Trap-Detektor
4	Kupfer	Cu1_F	5,0046	0,0015	Ulbrichtkugel

weitert, welcher die Messunsicherheit für die Realisierung der Abstandsmessung d_0 trägt:

$$G(r_1, r_2, d_0, d_F) = \frac{2 \cdot \pi \cdot r_1^2}{r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2 + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4 \cdot r_1^2 \cdot r_2^2}}. \quad (3.13)$$

Für die Kalibrierung des Strahlungsthermometers, welche in Abschnitt 4.2 beschrieben wird, wurden die Blenden Nr. 1 und Nr. 2 verwendet, während für die Kalibrierung der Strahldichtemesskamera, beschrieben in Abschnitt 4.1, die Blenden Nr. 3 und Nr. 4 zum Einsatz kamen. Entsprechend kann die Mindestanforderung an die Abstandsmessung für die Paarung von zwei 3 mm und zwei 5 mm Blenden bei einem für diese Arbeit relevanten Abstand von 210 mm betrachtet werden. Dabei wurde der Unsicherheitsanteil der Abstandsmessung im Bereich von 1 mm bis 0,01 mm über die Variable d_F variiert. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in der Tabelle 3.5 dargestellt. Um eine Unsicherheit bezüglich des Geometriefaktors von weniger als $1 \cdot 10^{-3}$ zu erreichen, ist eine Genauigkeit in der Abstandsbestimmung von etwa 0,1 mm bei einem nominellen Abstand d_0 von 210 mm notwendig. Weiter kann der Tabelle entnommen werden, dass innerhalb einer Unsicherheit in der Abstandsbestimmung von 0,01 mm der Beitrag zur Gesamtmessunsicherheit des Geometriefaktors $u(G)$ vernachlässigbar ist.

Um diese Anforderungen an die Abstandsmessung zu realisieren wurde eine Vorrichtung entwickelt. Diese gewährleistet zusätzlich eine genaue Ausrichtung der Blenden des Transferdetektors und der Ulbrichtkugel zueinander und wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben. Die an den Blenden hervorgerufene Beugung und deren Korrektur wird in Abschnitt 3.2.5 beschrieben und dargestellt.

Tabelle 3.5: Unsicherheitsbetrachtung des Geometriefaktors G bezüglich der Abstandsmessung bei einem typischen Messabstand von 210 mm mit den Blendenwerten aus Tabelle 3.4. Der Abstand d_F dient als neutrales Element, welches die Unsicherheit der Realisierung der Abstandsmessung trägt. Angegeben ist die relative Gesamtmessunsicherheit $u(G)$ des Geometriefaktors für verschiedene Messunsicherheiten der Abstandsbestimmung $U(d_F)$ sowie der jeweilige durch die Abstandsmessung gegebene prozentuale Anteil von $u(F)$ an $u(G)$.

$U(d_F) / \text{mm} (k=2)$ bei $d_o = 210,00 \text{ mm}$	3 mm-Blenden (Nr. 1 & Nr. 2)		5 mm-Blenden (Nr. 3 & Nr. 4)	
	$u(G)$	Anteil $u(F)$ an $u(G)$	$u(G)$	Anteil $u(F)$ an $u(G)$
1,00	$4,80 \cdot 10^{-3}$	98,1 %	$4,80 \cdot 10^{-3}$	98,4 %
0,75	$3,65 \cdot 10^{-3}$	96,6 %	$3,60 \cdot 10^{-3}$	97,2 %
0,50	$2,45 \cdot 10^{-3}$	92,8 %	$2,45 \cdot 10^{-3}$	94,0 %
0,25	$1,35 \cdot 10^{-3}$	76,2 %	$1,35 \cdot 10^{-3}$	79,6 %
0,10	$8,00 \cdot 10^{-4}$	33,8 %	$7,50 \cdot 10^{-4}$	38,4 %
0,07	$7,50 \cdot 10^{-4}$	20,6 %	$7,00 \cdot 10^{-4}$	23,4 %
0,05	$7,00 \cdot 10^{-4}$	11,4 %	$6,50 \cdot 10^{-4}$	13,5 %
0,01	$6,50 \cdot 10^{-4}$	0,5 %	$6,00 \cdot 10^{-4}$	0,6 %
0	$6,50 \cdot 10^{-4}$	0,0 %	$6,00 \cdot 10^{-4}$	0,0 %

3.2.4 Abstandsbestimmung und Ausrichtung der Präzisionsblenden

Unter Verwendung der geometrischen Parameter kann die Strahllichtdichte der Quelle aus der Bestrahlungsstärkemessung eines Transferdetektors berechnet werden. Zu den geometrischen Parametern gehören die Flächen der beiden Blenden (an Ulbrichtkugel und Transferdetektor), die Ausrichtung der Blenden zueinander und der Abstand zwischen diesen beiden Blenden. Für die Bestimmung der von der Ulbrichtkugel ausgehenden Strahllichtdichte ergab sich eine Mindestanforderung an die Genauigkeit der Abstandsmessung (vgl. Abschn. 3.2.3) von $u(d_0) < 0,1 \text{ mm}$ bei einem nominellen Abstand von 210 mm und den gegebenen Unsicherheiten bezüglich der Flächen der verwendeten Blenden aus Tabelle 3.4. Um diese Genauigkeit zu erreichen wurde eine neue Mess- und Justageeinheit entwickelt. Diese Einheit ist in der Abbildung 3.9) dargestellt und ermöglicht zusätzlich die Ausrichtung der Blenden zueinander.

Die Mess- und Justageeinheit kombiniert zwei gegenläufige Präzisionsfeintaster (1), einen bidirektionalen Justierlaser (4) und eine für einen Messschieber (3) speziell angepasste Halterung (2). Diese Einheit wurde präzisionsgefertigt, um sicherzustellen, dass die horizontale Ebene der Feintaster mit der des Lasers übereinstimmt und die hintereinander angeordneten Feintaster parallel zum Laser arbeiten. Die gesamte Einheit ist auf einem Justageturm aufgebaut, welcher die Positionierung und Ausrichtung in zwei Translations- und drei Rotationsrichtungen erlaubt.

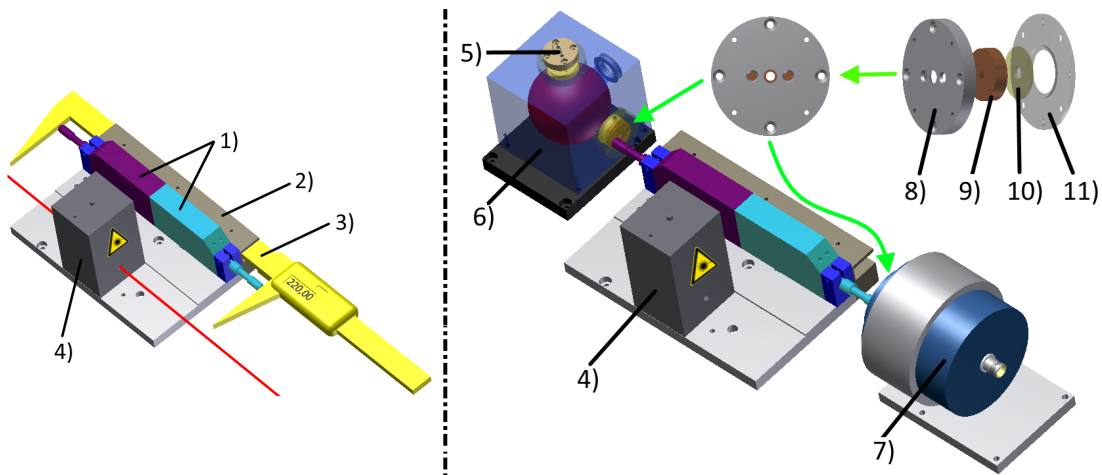


Abbildung 3.9: Einheit zur Bestimmung des Blendenabstandes und zur Justage der Blenden

Links: Initialisierung der der Feintaster (1) über einen kalibrierten Messschieber (3)

Rechts: Schematische Darstellung der taktilen Abstandbestimmung und des Blendenhalteraufbaus

Die Ausrichtung der Blenden erfolgt mit einem bidirektionalem Justierlaser (4). Die beiden Feintaster (1) messen den relativen Abstand bezogen auf die Initialisierung durch den Messschieber (3), welcher hierfür im Halter (2) fixiert wird. Nach Einbringung der Einheit zwischen dem Transferdetektor (7) und der Ulbrichtkugel (6) mit Monitordiode (5) wird der Blendenabstand an zwei Positionen taktil auf den Blenden gemessen. Diese taktile Messung erlauben die Blendenhalter (8 und 11), welche die Präzisionsblenden (9) und Zwischenblenden (10) aufnehmen.

Der bidirektionale Justierlaser ermöglicht hierbei sowohl die genaue Ausrichtung der Blenden (Ulbrichtkugel und Transferdetektor) zueinander als auch die Ausrichtung des zu kalibrierenden abbildenden Geräts gegen die Blende der Ulbrichtkugel. Um die Ausrichtung der Blenden anhand der reflektierten Strahlung des HeNe-Lasers an den Blendenoberflächen und die Abstandsmessung taktil durchführen zu können, wurden neue Blendenhalter für die Referenzdetektoren und Ulbrichtkugeln konstruiert. Diese Blendenhalter (siehe Abb. C.3, S. 171) verfügen über zwei horizontal angeordnete Öffnungen mit einem Durchmesser von 3 mm, welche beidseitig um die Blendenapertur angeordnet sind. So erlauben diese Öffnungen die präzise taktile Abstandsmessung direkt an den Blendenflächen, ohne dass die unsicherheitsbehaftete Materialstärke des Halters zu berücksichtigen ist. Für die Vermeidung von störenden Reflexionen während des Kalibrierprozesses werden diese Öffnungen nur für die Blendenjustage und die Abstandsmessung freigelegt. Weiter verfügen die neuen Blendenhalter über die Möglichkeit, eine weitere geschwärzte Blende aus Aluminium mit einer Dicke von 0,6 mm aufzunehmen. Diese wird zwischen der Ulbrichtkugelausgangsöffnung und der Präzisionsblende im Halter positioniert, um eine Rückwirkung der Blende auf die Homogenität und Ausstrahlcharakteristik der Ulbrichtkugel zu minimieren. Weiter erhält man eine definierte Fläche für die in Abschnitt 3.2.5 beschriebene

Beugungskorrektur. Diese Zwischenblenden werden stets so gewählt, dass sie unter Berücksichtigung des Blendenabstandes und geringen Abweichungen in der Parallelität der Blenden nicht strahlbegrenzend wirken. Die Blendenhalter sowie die Zwischenblenden wurden geschwärzt¹²⁾, um Reflexionen zu minimieren. Eine Explosionszeichnung des Halteraufbaus ist in der Abbildung 3.9 (rechts: 8-11) enthalten.

Für die Ermittlung des Blendenabstandes d_0 werden die beiden Feintaster im Bereich des zu messenden Abstandes über die Außenmessschenkel eines kalibrierten Messschiebers bei einem Abstand d_{ms} gleichzeitig initialisiert. Nach der Initialisierung erfolgt die (relative) Abstandsmessung bezogen auf den Initialisierungsabstand zwischen den Blenden an beiden dafür vorgesehenen Öffnungen der Blendenhalter. Dabei messen die Taster die Wegdifferenzen d_{fs1} und d_{fs2} . Der Blendenabstand ergibt sich somit aus der Summe aller Abstände zu:

$$d_0 = d_{ms} + d_{ft1} + d_{ft2}. \quad (3.14)$$

Die einzelnen Beiträge zur Abstandsbestimmung des neuen Verfahrens werden als Rechteckverteilungen angenommen und gemäß des „Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen“ (GUM¹³⁾ [90]) behandelt. Der verwendete Messschieber¹⁴⁾ wurde gegen eine Innenmessschraube an verschiedenen Positionen von dessen Außenmessschenkeln bei Abständen in dem Bereich von 200 mm bis 230 mm kalibriert. Hierbei zeigten sich keine Abweichungen zwischen der digitalen Anzeige des Messschiebers und den an der Messschraube eingestellten Abständen. Für die Unsicherheitsbetrachtung des Messschiebers $u(d_{ms})$ wird daher die Anzeigegenauigkeit von 0,01 mm und für die Unsicherheitsbetrachtung der Innenmessschraube $u(d_{ms,cal})$ deren Genauigkeit von 40 μm berücksichtigt. Bei den verwendeten Messtastern handelt es sich um die Modelle MT-12 und MT-1281 der Firma Heidenhain mit einem Messweg von jeweils 12 mm. Diese messen die relative Änderung mit einer Systemgenauigkeit von $\pm 0,5 \mu\text{m}$ und $\pm 0,2 \mu\text{m}$. Diese Systemgenauigkeiten der Messtaster werden hier für die Bestimmung der Unsicherheitsbeiträge $u(d_{ft1})$ und $u(d_{ft2})$ entgegen der anderen Komponenten konservativ als halbe Breiten (Rechteckverteilung) angenommen, da die Angaben des

¹²⁾Verwendeter schwarzer Lack: Senotherm Ofenspray Schwarz, Typ: 17-1644-702.338

¹³⁾GUM: Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement [90]

¹⁴⁾Messschieber: Hahn&Kolb Typ:300 05.300XX

Herstellers nicht eindeutig interpretiert werden konnten.

$$u(d_0) = \sqrt{u_{\text{ms}}^2 + u_{d_{\text{ms,cal}}}^2 + u_{d_{\text{ft1}}}^2 + u_{d_{\text{ft2}}}^2} = 12 \mu\text{m} \quad \text{mit:} \quad (3.15)$$

$$u(d_{\text{ms}}) = \frac{5 \mu\text{m}}{\sqrt{3}} = 2,9 \mu\text{m}; \quad u(d_{\text{ms,cal}}) = \frac{20 \mu\text{m}}{\sqrt{3}} = 11,6 \mu\text{m} \quad (3.16)$$

$$u(d_{\text{ft1}}) = \frac{0,5 \mu\text{m}}{\sqrt{3}} = 0,28 \mu\text{m}; \quad u(d_{\text{ft2}}) = \frac{0,2 \mu\text{m}}{\sqrt{3}} = 0,12 \mu\text{m} \quad (3.17)$$

Die Standardsystemunsicherheit $u(d_0)$ des neuen Verfahrens zur Bestimmung des Blendenabstandes beträgt 0,012 mm. Somit ist die Mindestanforderung an die Messgenauigkeit von 0,1 mm erfüllt, sodass der Geometriefaktor theoretisch mit einer relativen Standardmessunsicherheit von weniger als $7 \cdot 10^{-4}$ bestimmt werden kann. Eine Übersicht der Unsicherheitsbetrachtung des Geometriefaktors bezüglich der Mindestanforderung an die Abstandsbestimmung zur Erreichung der geforderten Unsicherheit ist in der Tabelle 3.5 dargestellt.

Diese Einheit ermöglicht somit in der aktuellen Ausführung Abstandsmessungen in einem Bereich von 205 mm bis 229 mm mit einer Unsicherheit von 0,012 mm.

3.2.5 Beugungskorrektur

Beugung gehört zu den Phänomenen, welche nicht mehr mit der klassischen geometrischen Optik beschrieben werden können. Unter Beugung¹⁵⁾ versteht man eine Ablenkung von Strahlung aus seiner ursprünglichen Richtung beim Passieren einer Kante aus einem nicht transparenten Material [61, 91, 92], wie sie hier in Form von runden Blenden an den Transferdetektoren und den Ulbrichtkugeln gegeben ist. Der gemessene Strahlungsfluss ϕ unterscheidet sich dadurch von dem geometrisch berechenbaren Strahlungsfluss ϕ_0 um einen Beugungsanteil ε :

$$\phi = (1 + \varepsilon) \cdot \phi_0 \quad (3.18)$$

Ein für diesen Aufbau zutreffender Formalismus zur Beugungskorrektur ist in der Arbeit von M. Stock [93] gegeben. In seinem Ansatz werden die durch Beugung verursachten geringen Abweichungen durch zwei voneinander unabhängige Anteile ε_{A1} und ε_{A2} beschrieben:

$$\varepsilon_{(A1+A2)} = \varepsilon_{A1} + \varepsilon_{A2}. \quad (3.19)$$

¹⁵⁾Bzgl. Beugung: Die Abweichung von der geradlinigen Ausbreitung des Lichts wurde bereits im 17. Jahrhundert von Francesco Grimaldi genauer untersucht. Grimaldi bezeichnete den Effekt als *Diffraetio* [91].

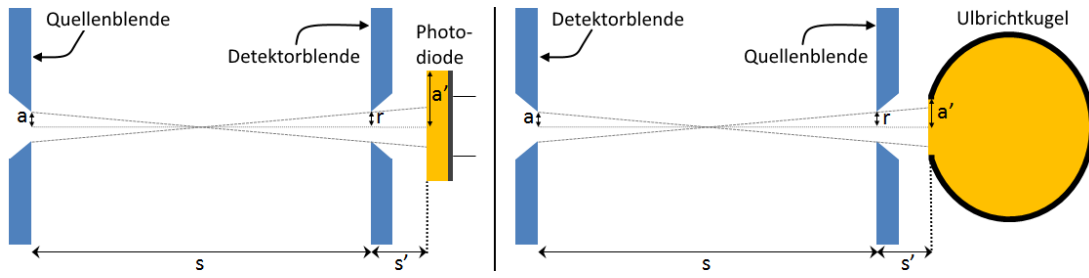


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau zur Berechnung der Beugungskorrektur nach [93].

Links: Detektorseite *Rechts:* Quellenseite

Der Abstand s beschreibt den Abstand zwischen den beiden Blenden, der Abstand s' den Abstand zwischen der Präzisionsblende und der Detektorfläche bzw. der Öffnung der Ulbrichtkugel. Die Radien r bzw. a beschreiben die Blendengrößen, während der Radius a' die runde Detektorfläche bzw. die freie Apertur der Ulbrichtkugel beschreibt.

Hierbei stellt ε_{A1} den Beugungsanteil an der Strahlungsquelle und ε_{A2} den Beugungsanteil am Empfänger dar. Für die gegebene Geometrie aus Abbildung 3.10 können die Beugungsanteile $\varepsilon_{A1/2}$ aus den Koeffizienten (u, w, w') der folgenden Gleichungen berechnet werden [93]:

$$\varepsilon_{A1/2}(u, w, w') \approx -\frac{1}{2\pi w} \ln \frac{(w' + w)^2 - u^2}{(w' - w)^2 - u^2} \quad (3.20)$$

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} r^2 \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \right) \quad w = \frac{2\pi}{\lambda} r \frac{a}{s} \quad w' = \frac{2\pi}{\lambda} r \frac{a'}{s'}. \quad (3.21)$$

Ist die Bedingung $(w' + w)^2 - u^2 > 6000$ erfüllt, so ist die relative Abweichung von der exakten Lösung mit der hier dargestellten Näherung geringer als $3 \cdot 10^{-5}$ [93]. Hierbei ist s der Abstand zwischen den Blenden und s' der Abstand zwischen der größtenbestimmenden Blendenöffnung an der Detektorfläche bzw. der Öffnung der Ulbrichtkugel. Die Radien r bzw. a beschreiben die Blendengrößen, während der Radius a' die runde Detektorfläche bzw. die freie Apertur der Ulbrichtkugel beschreibt. Für die spätere Unsicherheitsbetrachtung der angewandten Beugungskorrekturen wurden die partiellen Ableitungen (B.5) bis (B.9) von $\varepsilon_{A1/2}$ herangezogen, welche im Anhang B (S. 164) dargestellt sind. Aus den gegebenen Gleichungen (3.19–3.21) ergibt sich der Korrekturfaktor f_ϕ aus der Summe der beiden Beugungsanteile $\varepsilon_{(A1+A2)}$:

$$f_\phi = \frac{\phi_0}{\phi} = (1 + \varepsilon_{(A1+A2)})^{-1}. \quad (3.22)$$

Die Herleitung der exakten Lösung sowie die hier dargestellten Näherungen können in der Literatur [92, 93] nachvollzogen werden.

Tabelle 3.6: Auszug aus den Kalibrierdaten des IU-Wandlers „G77-03“ und des DVM „Datron 1281“

Gerät	Messbereich	Kalibrierwert R_{IUC}	rel. Standardmessunsicherheit
IU-Wandler	10 M Ω	$(10,0012 \pm 0,0007)M\Omega$	$7 \cdot 10^{-5}$
	100 M Ω	$(100,069 \pm 0,007)M\Omega$	$7 \cdot 10^{-5}$
	1 G Ω	$(999,982 \pm 0,077)M\Omega$	$7,7 \cdot 10^{-5}$
DVM	1 V		$3,5 \cdot 10^{-6}$
	100 mV		$6,5 \cdot 10^{-6}$

3.2.6 Impedanz-Korrektur des IU-Wandlers

Der von den Transferdetektoren (vgl. Abschn. 3.2.2) generierte Photostrom liegt an dem beschriebenen Messplatz in der Regel im Nanoampere-Bereich. Für die präzise und auf elektrische Normale zurückgeführte [28] Messung der Photoströme werden diese mit einem kalibrierten Transimpedanzverstärker (Typ: Vahldiek G77-03) verstärkt und in eine Spannung umgesetzt. Der Transimpedanzverstärker, im Folgenden IU-Wandler genannt, arbeitet mit einem Operationsverstärker vom Typ „AD549“ und verfügt über verschiedene wählbare Rückkopplungswiderstände, um den Verstärkungsfaktor dekadisch von 10^4 bis 10^{10} zu variieren. Mit einem kalibrierten digitalen Voltmeter (DVM) vom Typ „Datron 1281“ wird dann die Ausgangsspannung des IU-Wandlers mit geringen Unsicherheiten gemessen. Ein Auszug der Kalibrierdaten des verwendeten IU-Wandlers und DVMs ist in der Tabelle 3.6 dargestellt.

Die Kombination aus geringen Photoströmen der Transferdetektoren und den während der Vergleichsmessungen auftretenden mechanische Bewegungen der Signalkabel beim Verfahren machten den Einsatz von rauscharmen Hochfrequenz-Koaxialkabeln¹⁶⁾ notwendig. Aufgrund der unterschiedlich hohen Photoströme der Transferdetektoren wurden drei Messbereiche des IU-Wandlers und zwei Messbereiche des DVMs für die radiometrischen Kalibrierungen ausgewählt. Die relativen Standardmessunsicherheiten beider Geräte betragen weniger als $8 \cdot 10^{-5}$ (vgl. Tab. 3.6), wodurch die Gesamtmessunsicherheit für die radiometrische Kalibrierung im anvisierten Bereich von 10^{-3} nicht wesentlich beeinflusst wird.

Abweichend von idealen Photodioden (ideale Stromquelle) enthalten reale Photodioden, wie sie in den Transferdetektoren zum Einsatz kommen, u.a. einen

¹⁶⁾Verwendete Koaxialkabel: Firma Huber+Suhner, Typ: G01130HT-03

Tabelle 3.7: Korrekturfaktoren der Verstärkungsabweichung f_{IUC} des IU-Wandlers für die beiden Transferdetektoren. Die Daten zur Berechnung wurden der Tabelle 3.6 und den Datenblättern der Photodioden der Transferdetektoren [96, 97] und des im IU-Wandler verwendeten Operationsverstärkers (AD549) mit einer Leerlaufverstärkung A_{LV} von (650 ± 200) V mV^{-1} [98] entnommen. Die partiellen Ableitungen des Korrekturfaktors f_{IUC} befinden sich im Anhang B.12 (S. 165).

Transferdetektor	Messwiderstand IU-Wandler	$R_{\text{TD}} / \text{M}\Omega$	$f_{\text{IUC}} \pm u(f_{\text{IUC}})$	$u_{\text{rel}}(f_{\text{IUC}})$
Si-Trap	10 $\text{M}\Omega$	200 ± 95	$0,99999823 \pm 0,00000034$	$3,4 \cdot 10^{-7}$
	100 $\text{M}\Omega$		$0,99999615 \pm 0,00000089$	$8,9 \cdot 10^{-7}$
	1 $\text{G}\Omega$		$0,9999754 \pm 0,0000069$	$6,9 \cdot 10^{-6}$
InGaAs	10 $\text{M}\Omega$	$0,350 \pm 0,087$	$0,999955 \pm 0,000011$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
	100 $\text{M}\Omega$		$0,99956 \pm 0,00010$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
	1 $\text{G}\Omega$		$0,9870 \pm 0,0030$	$3,1 \cdot 10^{-3}$

Shunt-Widerstand. Dieser Widerstand kann in einem elektrischen Ersatzschaltbild parallel zu den Dioden angeordnet aufgefasst werden. Aufgrund dessen wird in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors des IU-Wandlers nicht der vollständige Photostrom zum IU-Wandler geleitet, da ein Teil über diesen Shunt-Widerstand abfließt. Diese Abweichung von einem idealen Verhalten kann nach [94] mit einem Korrekturfaktor f_{IUC} beschrieben werden:

$$f_{\text{IUC}} = \frac{R_{\text{TD}} \cdot A_{\text{LV}}}{R_{\text{IUC}} + R_{\text{TD}} \cdot (1 + A_{\text{LV}})}. \quad (3.23)$$

Der Korrekturfaktor ist von dem Shunt-Widerstand der Photodiode R_{TD} , dem Verstärkungswiderstand R_{IUC} des IU-Wandlers und der Leerlaufverstärkung A_{LV} des im IU-Wandler verwendeten Operationsverstärkers abhängig. Daraus ergibt sich ein ansteigender Korrekturwert f_{IUC} mit abnehmendem Innenwiderstand der Photodioden R_{TD} . Aus diesem Grund sollte der Innenwiderstand der verwendeten Dioden möglichst hoch sein, um die Korrekturen möglichst gering zu halten [95]. Der aus Gleichung (3.23) gewonnene Korrekturfaktor kann über den Zusammenhang

$$U_{\text{DVM}} = -I_{\text{ph,TD}} \cdot R_{\text{IUC}} \cdot f_{\text{IUC}} \quad \Leftrightarrow \quad I_{\text{ph,TD}} = -\frac{U_{\text{DVM}}}{R_{\text{IUC}} \cdot f_{\text{IUC}}}. \quad (3.24)$$

für die radiometrische Charakterisierung herangezogen werden. Hierbei ist $I_{\text{ph,TD}}$ der Photostrom einer idealen Photodiode und U_{DVM} die Ausgangsspannung am IU-Wandler, welche mit dem DVM gemessen wird.

In der Tabelle 3.7 sind die Korrekturfaktoren für die beiden in dieser Arbeit verwendeten Transferdetektoren in Abhängigkeit der Messbereiche des IU-Wandlers

mit den dazugehörigen Unsicherheiten angegeben. Für die Berechnung wurden die Daten der Photodioden und des in dem IU-Wandler arbeitenden Operationsverstärkers den dazugehörigen Datenblättern entnommen [96–98]. Die Werte der Rückkopplungswiderstände mit den dazugehörigen Unsicherheiten des IU-Wandlers wurden gemäß des Kalibrierscheins verwendet, welche auszugsweise in Tabelle 3.6 dargestellt sind. Die der Unsicherheitsberechnung zu Grunde liegenden partiellen Ableitungen der Korrekturfunktion aus Gleichung (3.23) sind im Anhang B.12 (S. 165) zu finden. Der als Si-Trap ausgeführte Transferdetektor verfügt über drei parallel geschaltete Photodioden. Daraus ergibt sich ein reduzierter Gesamtwiderstand, welcher für die Bestimmung der Korrekturfaktoren f_{IUC} berücksichtigt wurde.

Anhand der berechneten Korrekturfaktoren des IU-Wandlers f_{IUC} aus Tabelle 3.7 ist eine mit dem Verstärkungsfaktor ansteigende Abweichung für beide Transferdetektoren zu erkennen. Bei dem als Si-Trap ausgeführten Detektor zeigt sich für den höchsten dargestellten Verstärkungswiderstand von $1\text{ G}\Omega$ eine Abweichung vom idealen Verhalten des IU-Wandlers von etwa $2,5 \cdot 10^{-5}$, während der auf InGaAs-Photodioden basierende Detektor bei gleicher Verstärkung eine Abweichung von $1,3 \cdot 10^{-2}$ zeigt. Die relative Standardmessunsicherheit der Korrektur beträgt hierbei $3,1 \cdot 10^{-3}$ für den InGaAs-Detektor, sodass dieser Messwiderstand für die radiometrische Kalibrierung nicht verwendet werden kann. Dies begründet sich mit dem anvisierten Unsicherheitsbereich von weniger als $1 \cdot 10^{-3}$ für jedes faktoriell beitragende Element in der radiometrischen Kalibrierkette.

Eine Reduzierung der Unsicherheit der Korrektur kann durch eine genaue Bestimmung der Leerlaufverstärkung A_{LV} erreicht werden, welche derzeit die Unsicherheit mit einem Anteil von 62% dominiert.

3.3 Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle

In der Dissertationsschrift [11] wurde gezeigt, dass durch die Verwendung einer Ulbrichtkugel zur Erzeugung eines homogenen Strahlungsfeldes die resultierende Strahldichte bei der Verwendung verschiedener klassischer Strahlungsquellen zu gering ist, um absolutradiometrische Kalibrierungen gegen einen auf Primärnormale zurückgeführten Transferdetektor mit relativen Unsicherheiten im Bereich von 10^{-3} durchzuführen. Aus diesem Grund wurde hier eine neuartige La-

sertechnologie, ein Superkontinuum-Laser, zur deutlichen Erhöhung der Strahldichte eingesetzt. Dieser verbindet die Vorteile verschiedenster konventioneller Strahlungsquellen (Lampen im VIS- und NIR-Spektralbereich) wie bspw. die wählbare spektrale Breite mit den hohen spektralen Strahlungsflüssen und Strahlgeometrien eines Lasers. Aufgrund dieser Eigenschaften finden Superkontinuum-Laser vermehrt Anwendung in der Industrie und Forschung, bspw. in der Fluoreszenz-Bildgebung [99] und den Materialwissenschaften [100]. Auch sind Superkontinuum-Laser bereits in kommerziellen Geräten wie konfokale Mikroskope erfolgreich etabliert [101, 102].

Anders als klassische Laser, welche sehr schmalbandig kohärente Strahlung erzeugen, emittieren Superkontinuum-Laser ein kontinuierliches Spektrum mit geringer zeitlicher und hoher örtlicher Kohärenz [103]. Die Erzeugung eines breitbandigen Spektrums aus einem kurzen hochenergetischen Laserpuls beim Durchlaufen eines nichtlinearen Mediums¹⁷⁾ wurde erstmals im Jahr 1970 beobachtet [104] und 1971 theoretisch erklärt [105]. Als nichtlineares Medium sind u. a. verschieden strukturierte Fasern einsetzbar. Für die Generierung eines besonders breiten Spektrums kommen photonische Kristallfasern (photonic crystal fibres „PCF“) zum Einsatz, welche mit Picosekundenlasern im Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1064 nm gepumpt werden [106, 107]. Hierbei bildet der zeitlich sehr kurze Puls die Basis für die meisten Prozesse der Erzeugung des Superkontinuums. Durch die Ausnutzung verschiedener nichtlinearer Prozesse in der Faser wird die spektral schmalbandige Strahlung des Pumpasers stark verbreitert (400 nm bis 2500 nm). Die physikalischen Prozesse hängen hierbei im Wesentlichen von der chromatischen Dispersion und der Faserlänge sowie von der Pulsdauer und -energie der in die Faser induzierten Pumpstrahlung ab. Bei dem Einsatz von Femtosekundenlasern wird die spektrale Verbreiterung durch die Selbstphasenmodulation¹⁸⁾ dominiert. Weiter führt die induzierte Ramanstreuung¹⁹⁾ zu einer weiteren spektralen Verbreiterung zu größeren Wellenlängen hin. Daneben sind die Phasenanpassung und Solitonen weitere bedeutende Prozesse. Durch die verschiedenen Prozesse kommt es mit zunehmender Länge der Faser zur Konversion von der eingeleiteten gepulsten Strahlung über eine quasi kontinuierliche zu einer kontinuierlichen Strahlung, welche die Faser wieder verlässt.

¹⁷⁾Nichtlineare Optik: Der Zusammenhang zwischen der Polarisierbarkeit eines Mediums und dem elektrischen Feld ist nicht mehr linear, sondern höheren Grades.

¹⁸⁾Selbstphasenmodulation: Nichtlinearer Effekt, welcher durch eine zeitliche Amplitudenverteilung im nichtlinearen Medium hervorgerufen wird und eine spektrale Verbreiterung bewirkt.

¹⁹⁾Ramanstreuung: Unelastische Wechselwirkung, bei der die gestreute Strahlung eine andere Frequenz als die einfallende Strahlung besitzt.

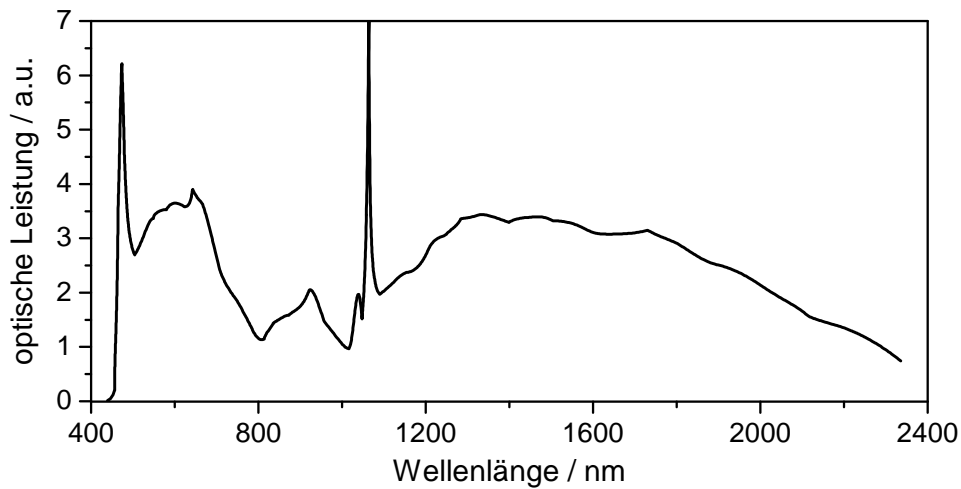


Abbildung 3.11: Emittiertes Spektrum des in dieser Arbeit verwendeten Superkontinuum-Lasers vom Typ *SuperK EXTREME EXW-12* der Firma *NKT Photonics* nach [108].

3.3.1 Superkontinuum-Laser SuperK Extreme EXW-12

In dieser Arbeit wird ein Superkontinuum-Laser vom Typ *SuperK Extreme EXW-12* der Firma *NKT Photonics* verwendet. Dieser emittiert für hohe Leistungseinstellungen annähernd unpolarisierte Strahlung über einen Spektralbereich von 450 nm bis 2,4 μm . Somit deckt dieser den relevanten spektralen Bereich für die radiometrische Kalibrierung von abbildenden Geräten für die Strahlungsthermometrie im Nieder- und Hochtemperaturbereich ab. Der optische Gesamtstrahlungsfluss des Superkontinuum-Lasers beträgt 4,5 W, wobei der spektrale Strahlungsfluss stets höher als $1 \frac{\text{mW}}{\text{nm}}$ ist. Der relative spektrale Verlauf des verwendeten Superkontinuum-Lasers ist in Abbildung 3.11 angegeben. Für die Erzeugung des breitbandigen Spektrums wird die photonische Kristallfaser im Gerät bei ca. 1060 nm mit einer Repetitionsrate von 78 MHz bei einer Pulsdauer von 5 ps gepumpt. Die Repetitionsrate kann für andere Anwendungen auf 40 MHz abgesenkt werden, wodurch sich der emittierte Strahlungsfluss entsprechend verringert. Die Leistung des Pumplasers kann in 0,5 %-Schritten eingestellt werden, um diese an die jeweilige Messbedingung anzupassen. Da die spektrale Verbreiterung der Laserstrahlung auf nichtlinearen Effekten beruht, führt eine Absenkung der Pumpleistung zu einer spektralen Veränderung des Ausgangsspektrums [108]. Weitere Eigenschaften des Laserssystems sind in der Tabelle B.2 (S. 165) zusammengefasst dargestellt.

Aufgrund des Kalibrierprinzips mit den aufeinander folgenden Vergleichsmessungen zwischen dem Transferdetektor und dem zu kalibrierenden Gerät ist

die zeitliche Stabilität der Strahldichte an der Ulbrichtkugel ein wesentlicher Bestandteil der Unsicherheitsbetrachtung. So sollte die spektrale Strahldichte möglichst keine Drift zeigen, um Korrekturen gering zu halten. Zudem sollte diese nicht stark fluktuieren, um die Messzeit möglichst gering zu halten. Der Superkontinuum-Laser verfügt über mehrere Betriebsmodi, um die Stabilität der Strahlungsleistung des Superkontinuum-Lasers zu regulieren. Die für diese Arbeit relevanten Modi mit den dazugehörigen Regelfrequenzen f_{stab} der internen Regelung wurden der Bedienungsanleitung [108] entnommen:

- *Current Mode*: Der Pumpstrom wird konstant gehalten ($f_{\text{stab}} \approx 100$ Hz).
- *Power Mode*: Die optische Leistung wird intern mit einer Photodiode erfasst und dieses Signal konstant gehalten ($f_{\text{stab}} \approx 50$ Hz).
- *External Feedback Mode*: Hierbei wird die Basiseinstellung des Current Modes genutzt, wobei das Signal von einem externen, im Messaufbau positionierten Detektor über die Variation des Pumpstroms konstant gehalten wird ($f_{\text{stab}} \approx 100$ Hz).

Für die Verwendung des *Current Modes* und des *Power Modes* gibt der Hersteller eine Leistungsstabilität von $\pm 1,5\%$ an. Bei der Verwendung des rückgekoppelten Signals eines externen Empfängers (*external Feedback Mode*) soll eine Leistungsstabilität von $\pm 0,5\%$ erreicht werden können. Die vom Hersteller angegebenen Stabilitätswerte beziehen sich auf den integralen Wert über das gesamte emittierte Spektrum bzw. über den spektralen Anteil, welcher von einem akustooptischen Modulator ausgegeben wird.

Die Ergebnisse der Stabilitätsuntersuchung und ein Verfahren zur Verbesserung der spektralen Stabilität ist in Abschnitt 3.3.6 gegeben.

3.3.2 Akustooptischer Modulator

Der Superkontinuum-Laser wird für die radiometrische Charakterisierung mit akustooptischen Modulatoren (AOMs) verwendet (vgl. Abschn. 3.2.1). Mit diesen kann ein schmaler spektraler Bereich aus dem spektralem Kontinuum des Superkontinuum-Lasers ausgewählt werden, womit u. a. das Streulicht im Monochromatoraufbau weitestgehend vermieden wird. Durch eine gekapselte Verbindung zwischen dem Laser und den AOMs kann die optische Leistung ausreichend reduziert werden, sodass bspw. Justagearbeiten mit Leistungen entsprechend der

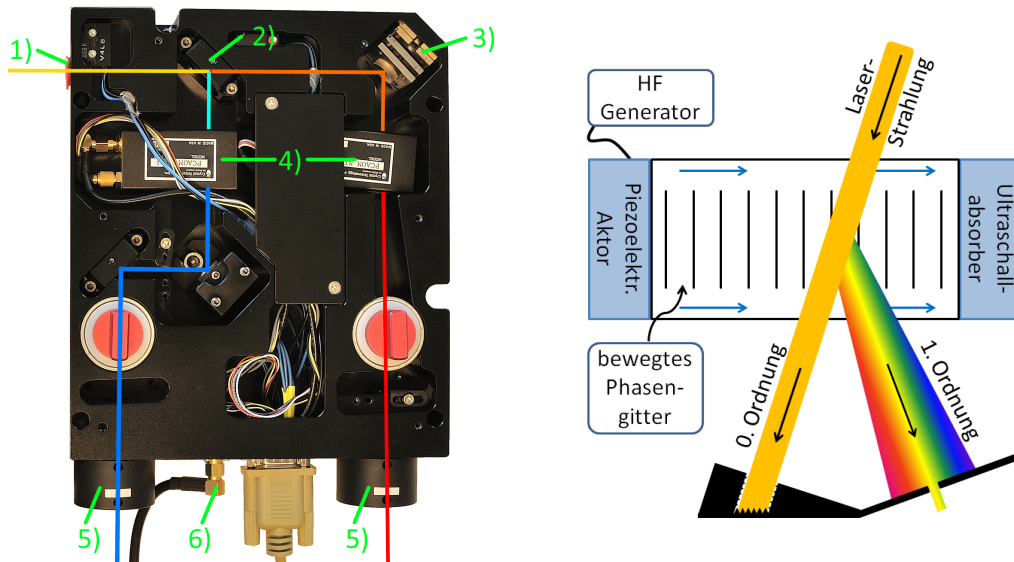


Abbildung 3.12: Aufbau eines SpektraK Dual mit zwei AOM-Kanälen (links) und schematisches Funktionsprinzip eines AOMs nach [109] (rechts)

Links: Der Superkontinuum-Laser wird mit den SpektraK Dual über eine optische Faser verbunden (1). Dessen Strahlung wird über einen dichroitischen Spiegel (2) spektral aufgeteilt. Der kurzwelligere Anteil wird zum ersten AOM geleitet, während der transmittierte Anteil über einen weiteren Spiegel (3) auf den zweiten AOM geleitet wird. Über die beiden AOMs (4) wird mittels einer angelegten Hochfrequenz (6) die so gewählte Wellenlänge über den entsprechenden Port (5) ausgegeben.

Rechts: Ein piezoelektrischer Aktor wandelt eine Hochfrequenz in eine Schallwelle um und überträgt diese auf ein anisotropes Medium. Beim Durchlaufen der Welle entsteht aufgrund einer periodischen Änderung des Brechungsindex im Medium ein Phasengitter, an dem die Superkontinuum-Laser-Strahlung gebeugt und die erste Ordnung ausgekoppelt wird. Durch eine Änderung der Hochfrequenz ändert sich die Periode des Phasengitters und damit die ausgekoppelte Wellenlänge.

Laserklasse 2 durchgeführt werden können. Zudem ist es durch die spektrale Selektion möglich, geeignete Laserschutzbrillen zu verwenden. Dies ist insbesondere wichtig, da es keine Laserschutzbrillen für Superkontinuum-Laser gibt und der Superkontinuum-Laser nicht unterhalb einer Leistungseinstellung von 6 % betrieben kann, was einer optischen Leistung von ca. 0,3 W entspricht.

Bei akustooptischen Modulatoren (AOMs) handelt es sich um regelbare optische Filter für Lasersysteme. Die Grundidee eines solchen Filters, durch Schallwellen in einem Kristall ein Phasengitter zu erzeugen und damit Strahlung zu beugen, wurde 1967 durch R. Dixon mittels einer Erweiterung der Bragg-Gleichung beschrieben und experimentell bestätigt [110]. S. Harris und R. Wallace stellten im Jahr 1969 den ersten AOM vor, welcher im Spektralbereich von 400 nm bis 700 nm arbeitete [111].

Die Funktionsweise eines AOMs lässt sich wie folgt beschreiben: Ein durch einen Hochfrequenzgenerator erzeugtes Signal wird an einen piezoelektrischen

Aktor weitergegeben. Dieser wandelt das HF-Signal in eine akustische Welle um, welche an einer Seite eines Kristalls eingepreßt wird. Die Welle durchläuft den Kristall und wird am anderen Ende vollständig absorbiert. Beim Durchlaufen der Welle bewirkt diese eine periodische Änderung der Dichte und damit eine periodische Änderung des Brechungsindex im Kristall. Auf diese Weise entsteht im Kristall ein bewegtes Phasengitter, an dem Strahlung in Abhängigkeit von der am Aktor anliegenden Hochfrequenz gebeugt werden kann. Die Amplitude der durch den Kristall laufenden Schallwelle ist mit der Beugungseffizienz verknüpft, sodass hierüber Anpassungen des Strahlungsflusses durchgeführt werden können. Die Effizienz von AOMs beträgt typischerweise zwischen 50 % und 95 %. AOMs werden in der Lasertechnik auch für diverse andere Aufgaben wie bspw. steuerbare Strahlablenkung und der spektralen Selektion bei mehrfarbigen Lasersystemen genutzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei AOTFs²⁰⁾ vom Typ „SpektraK Dual“ der Firma „NKT Photonics“ verwendet. In diesen arbeiten jeweils zwei AOMs, mit denen ein spektraler Bereich von 450 nm bis 1660 nm abgedeckt wird. Dabei steigt die Bandbreite des emittierten Spektrums von etwa 2,5 nm bei 450 nm auf 14 nm bei 1660 nm mit der Wellenlänge an. Die Strahlung verlässt die AOTFs als linear polarisierter und kollimierter Freistrahl oder über eine Faser. Durch die Verwendung von bis zu acht gleichzeitig anwendbaren Hochfrequenzen kann das ausgegebene Spektrum der AOMs verbreitert werden. Ein Beispiel für die Verbreiterung ist in Abbildung C.4 (S. 171) gegeben.

Der Aufbau eines *SpektraK Dual* mit einer schematischen Darstellung der AOM-Funktionsweise ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Der funktionelle Zusammenhang zwischen der am Aktor angelegten Hochfrequenz mit der optimalen Amplitudeneinstellung und der resultierenden Wellenlänge ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Sowohl der funktionelle Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der HF-Amplitude als auch die Werte für die optimalen HF-Amplituden wurden den Herstellerangaben entnommen. Beim Überschreiten dieser optimalen, wellenlängenabhängigen HF-Amplituden werden die den Kristall durchlaufenden Schallwellen nicht mehr vollständig am Ende absorbiert. Die zurückreflektierten Anteile stören infolgedessen das Phasengitter im Kristall, wodurch die Effizienz des AOMs vermindert und das emittierte Spektrum verändert wird.

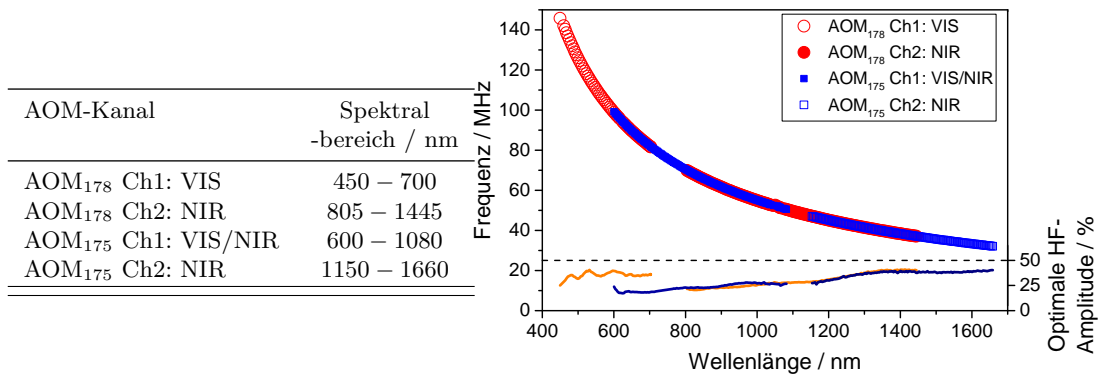


Abbildung 3.13: Spektralbereiche der vier AOMs (links) und Zusammenhang zwischen der an diesen angelegten Hochfrequenz und der emittierten Wellenlänge mit Angabe der optimalen HF-Amplitude (rechts)

Die vier AOMs arbeiten in einem Spektralbereich von 450 nm bis 1,66 μm . Die optimale HF-Amplitude gibt den Wert für eine möglichst hohe Ausgangsleistung an.

3.3.3 Superkontinuum-Laser als durchstimmbare Strahlungsquelle

Um erste Untersuchungen durchzuführen, wurde eine durchstimmbare Strahlungsquelle (Abb. 3.14) aufgebaut. Diese besteht aus dem genannten Superkontinuum-Laser, den beiden AOTFs mit den vier integrierten AOMs, einer Ulbrichtkugel und einer antireflexionsbeschichteten und strahlaufweitenden Optik, welche zwischen dem AOTF und der Ulbrichtkugel positioniert ist. Die Strahlaufweitung sorgt dafür, dass der kollimierte Laserstrahl auf einen größeren Bereich der Kugeloberfläche trifft und somit die Reflexion gerichteter Strahlung minimiert und die Homogenität der strahlenden Öffnung verbessert. Die Ulbrichtkugel verfügt über einen Innendurchmesser von 150 mm und wurde für radiometrische Untersuchungen im Frontbereich geschwärzt und mit einem Blendensystem ausgestattet. Dieses Blendensystem erlaubt die Verwendung der hierfür hergestellten und geschwärzten Blenden mit Aperturen von 3 mm bis 60 mm im Durchmesser und kann zudem Präzisionsblenden mit einem Außendurchmesser von 18 mm aufnehmen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit für die radiometrischen Kalibrierungen eingesetzt werden. Mit den AOTFs kann der Superkontinuum-Laser im Spektralbereich von 450 nm bis 1660 nm durchgestimmt werden. Mit diesem Aufbau wurden u. a. Untersuchungen bezüglich der Stabilität des Superkontinuum-Lasers und des spektralen Verhaltens bei Änderungen der HF-Amplitude als auch der Laserleistung durchgeführt. Auf die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse wird im Abschnitt 3.3.6 näher eingegangen.

²⁰⁾AOTF: Acousto Optic Tunable Filter: Akustooptischer durchstimmbarer Filter

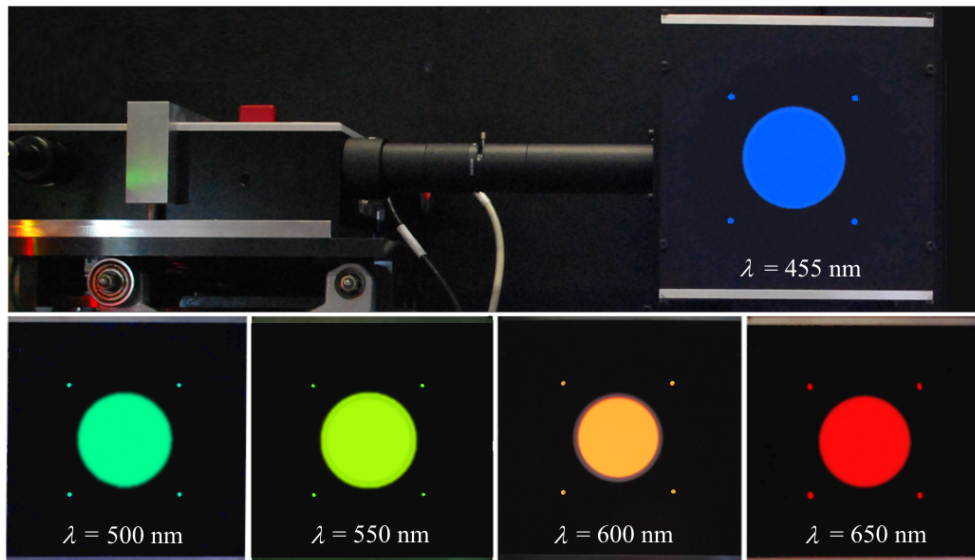


Abbildung 3.14: Superkontinuum-Laser mit AOTF als spektral durchstimmbarer Strahler

Unter der Verwendung des Superkontinuum-Lasers und den vier verschiedenen akustooptischen Modulatoren kann der Superkontinuum-Laser im Spektralbereich von 450 nm bis 1660 nm durchgestimmt werden. Mit der hier dargestellten Kombination mit einer Ulbrichtkugel mit einem Innendurchmesser von 150 mm und einem geschwärzten Blendensatz mit Aperturen von 3 mm bis 60 mm können verschiedene radiometrische Untersuchungen durchgeführt werden. Vor dem Eintritt in die Ulbrichtkugel wird die Laserstrahlung mit einer entspiegelten Optik aufgeweitet.

3.3.4 Anpassung der Laserstrahlung an den Messplatz

Der Superkontinuum-Laser kann wegen der kollimierten Strahlung nicht direkt an dem Monochromator basierten Messplatz (vgl. Abb. 3.2, S. 47) für radiometrische Kalibrierungen eingesetzt werden. Um die kollimierte Strahlung an den Akzeptanzwinkel des Monochromators anzupassen wurden zwei Methoden untersucht:

- Abbildung eines bestrahlten Diffusors auf den Eintrittsspalt
- Fokussierung in die Eintrittsspaltebene

Abbildung eines bestrahlten Diffusors auf den Eintrittsspalt: Die Strahlung des Superkontinuum-Lasers ist kollimiert und verlässt den akustooptisch durchstimmbaren Filter (AOTF) ebenfalls kollimiert. Um diese auf den Eintrittsspalt des Monochromators abzubilden, wurde der Superkontinuum-Laser zusammen mit den AOTFs (vgl. Abb. 3.14) in Kombination mit einer kleineren Ulbrichtkugel ($\varnothing = 1,3 \text{ cm}$) als durchstimmbare Lambert'sche Quelle verwendet. Der Ausgangsport der Ulbrichtkugel wurde über zwei Spiegel auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Der Vorteil einer solchen Integration in den Messaufbau besteht in der weitgehend unveränderten Verwendung des klassischen Aufbaus

[73] für typische Quellen (Lampen), sodass hierfür keine nennenswerten Umbauten aufgrund der gleichen geometrischen Abbildung notwendig sind. Als Nachteil stellt sich die deutliche Reduzierung des Strahlungsflusses durch den Monochromator heraus, welche aufgrund der Lambert'schen Abstrahlcharakteristik der Ulbrichtkugel (als Quelle) hervorgerufen wird (vgl. Abschn. 3.2.1). Daraus resultiert im Vergleich zu den klassischen Strahlungsquellen kein wesentlicher Vorteil bezüglich des spektralen Strahlungsflusses durch den Monochromator.

Fokussierung in die Eintrittsspaltebene: Die Laserstrahlung kann mittels verschiedener optischer Elemente wie Spiegel oder Linsen an das Öffnungsverhältnis des Monochromators angepasst werden. Das Öffnungsverhältnis des verwendeten Monochromators vom Typ *SPM2* (siehe Abschn. 3.2.1, S. 48) beträgt laut Datenblatt 1:8,4 [112]. Aufgrund nicht vollständig vermeidbarer Justageungenauigkeiten in der praktischen Anwendung wurde ein Öffnungsverhältnis im Bereich zwischen 1:8,7 und 1:9,0 für den spektralen Bereich von 450 nm bis 2400 nm gewählt. Somit wird u. a. ein Überstrahlen der verwendeten Reflexionsgitter aus Tabelle 3.2 im Monochromator vermieden. Dabei entspricht das Öffnungsverhältnis o dem Kehrwert der Blendenzahl k und berechnet sich nach:

$$o(\lambda) = \frac{1}{k(\lambda)} = \frac{d(\lambda)}{f(\lambda)} \quad (3.25)$$

Hierbei ist d der wirksame Strahldurchmesser und $f(\lambda)$ die Brennweite der Optik. Die Wellenlängenabhängigkeit des Strahldurchmessers $d(\lambda)$ der Laserstrahlung muss für die Berechnungen berücksichtigt werden, da ein möglichst hoher Durchsatz der kollimierten Laserstrahlung durch den Monochromator bei gleichzeitiger idealer Ausleuchtung des Reflexionsgitters zu erzielen ist.

Der Strahldurchmesser steigt mit der Wellenlänge an und beträgt nach Herstellerangaben bei einer Wellenlänge von 530 nm etwa 1 mm und bei einer Wellenlänge von 2 μm etwa 3 mm [108]. Die Wellenlängenabhängigkeit wurde mit einem Polynom zweiter Ordnung für die Berechnungen der Brennweiten zur Realisierung eines konstanten Öffnungsverhältnisses von 1:9 angenähert und ist in der Abbildung 3.15 (oben) dargestellt.

Für die Strahlanpassung wurde der Spektralbereich des Superkontinuum-Lasers aufgrund des sich mit der Wellenlänge ändernden Strahldurchmessers in acht Bereiche eingeteilt. Für jeden dieser Bereiche wurde die Strahlanpassung mit ent-

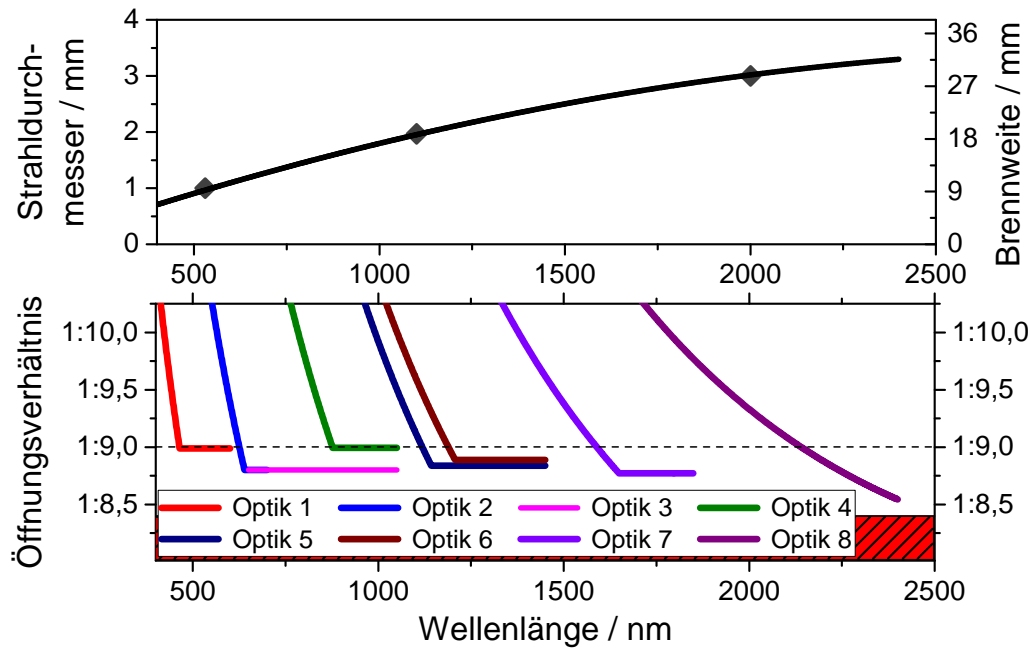


Abbildung 3.15: Laserstrahldurchmesser und die daraus resultierende Brennweite in Abhängigkeit der Wellenlänge für ein Öffnungsverhältnis von 1:9 (oben). Realisierte Öffnungsverhältnisse der entwickelten Anpassungsoptiken (unten).

Oben: Dargestellt ist der wellenlängenabhängige Durchmesser der Laserstrahlung, welcher mit einem Polynom zweiten Grades an drei Stützpunkten [108] approximiert wurde. Die hierzu korrespondierenden Brennweiten nach Gleichung 3.25 zur Anpassung der Laserstrahlung an das Öffnungsverhältnis von 1:9 des Monochromators in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt die Notwendigkeit einer Strahlanpassung, um Bereiche konstanter Brennweiten zu erhalten.

Unten: Das Öffnungsverhältnis 1:9 wurde durch den Einsatz optischer Linsen mit unterschiedlichen Brennweiten und Antireflexionsbeschichtungen in Kombination mit angepassten Blenden mit Durchmessern von 0,92 mm bis 3,34 mm nahezu über den gesamten Spektralbereich des Superkontinuum-Lasers erreicht. Die horizontalen Verläufe stellen die Bereiche dar, an denen der Laserstrahl räumlich begrenzt wird und so eine optimale Ausleuchtung des Reflexionsgitters im Monochromator erreicht wird. Die genaue Dimensionierung der Linsen und Blenden sind in der Tabelle B.3 (S. 166) dargestellt.

spiegelten optischen Linsen umgesetzt, welche jeweils mit einer Blende in einem Tubus montiert sind. Der genaue Aufbau einer solchen Optik sowie Fotografien von drei Optiken sind in der Abbildung 3.16 dargestellt. Die Blendengröße wurde für jede Linse für den entsprechenden Spektralbereich zur Einhaltung des genannten Öffnungswinkelbereichs berechnet und in der PTB gefertigt. Die Blenden haben die Aufgabe, den Strahldurchmesser zu beschränken und so das Öffnungsverhältnis konstant zu halten. Die realisierten Öffnungsverhältnisse über den gesamten Wellenlängenbereich des Superkontinuum-Lasers von 450 nm bis 2,4 μm sind in der Abbildung 3.15 (unten) dargestellt. Die waagerechten Verläufe der Öffnungsverhältnisse stellen somit die jeweiligen Spektralbereiche dar, unter welchen das Reflexionsgitter im Monochromator optimal ausgeleuchtet wird. Der durch die jeweilige Blende auftretende Strahlungsflussverlust kann je nach Optik

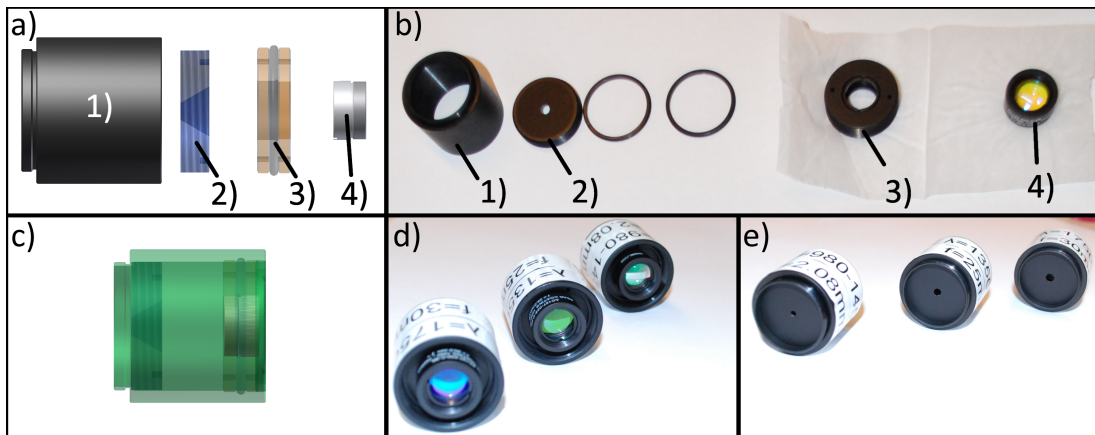


Abbildung 3.16: *Optiken zur Anpassung der kollimierten Laserstrahlung an das Öffnungsverhältnis des Monochromators mit 1) Tubus 2) Blende 3) Linsenadapter 4) Linse*
 a) Explosionszeichnung b) Bauteile c) Zusammenbau der Optik d) Vorderansicht von drei Optiken mit Sicht auf die Linse e) mit Sicht auf die Rückseite mit der Blende

Die optischen Linsen sind mit einer dem Wellenlängenbereich angepassten Antireflexionsbeschichtung versehen. Die angefertigten Blenden sind mit Durchmessern von 0,92 mm bis 3,34 mm derart ausgelegt, dass die Laserstrahlung ein Öffnungsverhältnis von etwa 1:9 erreicht und ab dieser Stelle strahlbegrenzend wirken. Die genau Dimensionierungen der Linsen und Blenden sind in der Tabelle B.3 (S. 166) zusammengefasst dargestellt.

bis zu 30 % bei der individuellen maximalen Wellenlänge betragen. Im sichtbaren Spektralbereich werden einfache sphärische Linsen verwendet, während im NIR-Spektralbereich achromatische Linsen Anwendung finden. Die technischen Daten der verwendeten optischen Linsen mit den in der PTB gefertigten Blenden sind in der Tabelle B.3 (S. 166) dargestellt. Die dort angegebenen Blendengrößen (0,92 mm bis 3,34 mm) wurden mit einem Lichtmikroskop in der PTB bestimmt und für die Berechnungen berücksichtigt.

Die so entstandenen acht Optiken ermöglichen die Nutzung des gesamten vom Superkontinuum-Laser emittierten Spektrums und können theoretisch für die ungefilterte Strahlung des Superkontinuum-Lasers eingesetzt werden. Die einzelnen Optiken verfügen über ein Gewinde für eine einfache Montage an einem dafür entwickelten Halter, wodurch ein schnelles Wechseln der Optiken ermöglicht wird. Dieser Halter ist in der Abbildung 3.17 (S. 81) zu sehen. Ein an dem Halter fixierter Faltenbalg schließt nach der Justage der Optik die Lücke zwischen der Optik und dem Monochromator, um das Eindringen von Fremdlicht in den Monochromator zu unterbinden und zusätzlich dem Laserschutz Genüge zu tun. Dieser Halter verfügt über drei Translations- und drei Rotationsfreiheitsgrade um die eingesetzte Optik vor den Monochromatorspalt präzise auszurichten.

Der Einsatz der acht Optiken beschränkt sich nicht ausschließlich auf die in Abbildung 3.15 bzw. in Tabelle B.3 angegebenen Spektralbereiche, sondern ist auch zu höheren Wellenlängen hin möglich. Hierbei verringert sich jedoch der Strahlungsfluss stetig mit zunehmender Wellenlänge aufgrund der Blendendimensionierung und der reduzierten Wirksamkeit der Antireflexionsbeschichtung.

3.3.5 Optische Leistung des Lasersystems

Wie zu Beginn dieses Abschnittes 3.3 beschrieben wurde, war eine leistungsfähigere Strahlungsquelle im Vergleich zu den klassischen Strahlungsquellen notwendig, um absolutradiometrische Kalibrierungen von abbildenden Temperaturmessgeräten durchführen zu können. Die Anpassung der kollimierten Laserstrahlung an das Öffnungsverhältnis des Monochromators über verschiedene, dem jeweiligen Wellenlängenbereich angepasste Optiken (Abb. 3.15 und 3.16) wurde im vorigen Abschnitt beschrieben. Die Laserstrahlung, welche den durchstimmbaren akustooptischen Filter (AOTF) kollimiert verlässt, kann wahlweise über eine Single-Mode-Faser in der fasergekoppelten Konfiguration (Abb. 3.17, links) oder als Freistrahls in der Freistrahls-Konfiguration (Abb. 3.17, rechts) genutzt werden. In beiden Konfigurationen wird die Strahlung über die beschriebenen Optiken in den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Diese beiden Betriebsmodi, deren Anwendbarkeit und die Untersuchung der Kopplungseffizienz werden im Folgenden näher beschrieben.

Fasergekoppelte Konfiguration: Unter der fasergekoppelten Konfiguration wird hier die komplette Führung der Strahlung bis hin zum Monochromatorspalt mit einer Faser verstanden. Hierbei wird der Superkontinuum-Laser in Kombination mit einem AOTF betrieben und der Ausgang des AOTFs mittels einer Single-Mode-Faser mit dem Halter der Anpassungsoptik verbunden, wie in Abbildung 3.17 (links) zu sehen ist. Der Optikhalter wurde hierfür präzise in der PTB gefertigt, sodass mit dem passgenauen Fasereinschubkanal die optischen Achsen der Laserstrahlung, Blenden und Linsen identisch sind. Diese vollständige Führung der Strahlung reduziert den Justageaufwand, da die Strahlungsquelle selbst nicht mehr justiert werden muss und vereinfacht den Umgang mit dem Superkontinuum-Laser aufgrund der Reduzierung der Laserklasse am Messplatz von der Klasse 4 auf die Klasse 1. Durch die Verwendung einer zusätzlichen Faser kommt es dagegen zu einer Verminderung des Strahlungsflusses aufgrund von Kopplungsverlusten beim Übergang der Strahlung von der Luft in die Glasfaser.

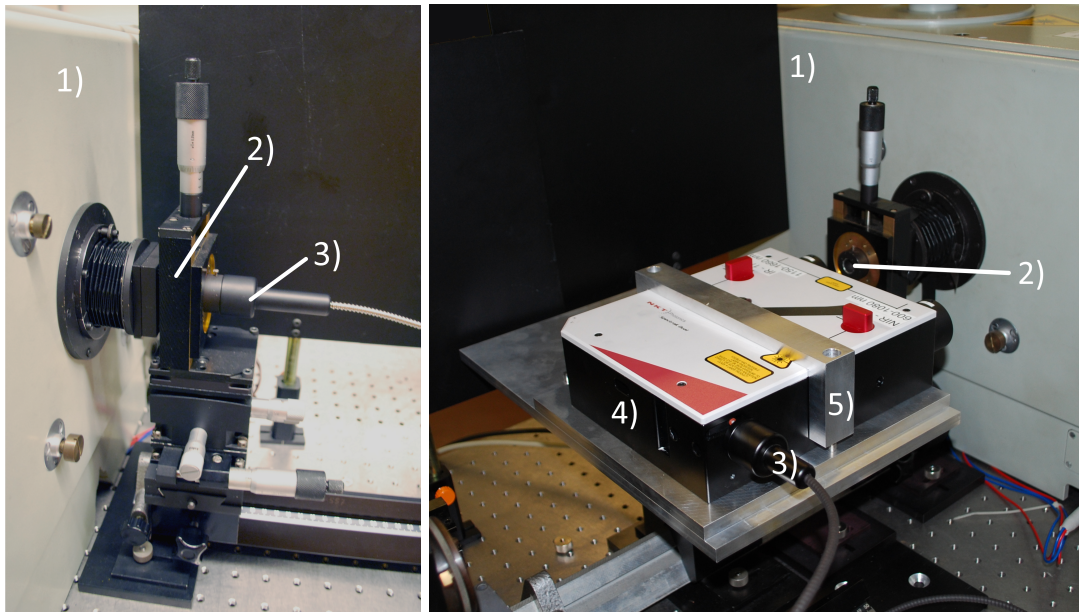


Abbildung 3.17: Einkopplung der mit einem AOTF (4) spektral vorgefilterten Laserstrahlung in den Monochromator (1) (vgl. Abschn. 3.3.4, S. 76)

Links: Freistrah-Konfiguration: Die vom AOTF kommende Single-Mode-Faser (3) wird direkt in den Halter (2) eingeführt und mit einer Schraube fixiert. Der Halter trägt die Optik zur Anpassung der Laserstrahlung an den Öffnungswinkel des Monochromators und verfügt über drei Rotations- und drei Translationsfreiheitsgrade.

Rechts: Fasergekoppelte Konfiguration: Die Strahlung aus dem AOTF (4) wird direkt, ohne die Verwendung einer Faser, über eine in dem Halter befindliche Optik an den Öffnungswinkel des Monochromators (1) angepasst. Hierfür wurde ein AOTF-Halter (5) entwickelt, welcher wie der Halter der Optik (2) über drei Rotations- und drei Translationsfreiheitsgrade verfügt. Durch diesen Aufbau entstehen somit keine durch eine zusätzliche Faser verursachten Kopplungsverluste.

Weiter können optische Leiter dämpfend wirken, wodurch der Strahlungsfluss weiter reduziert werden würde.

Freistrah-Konfiguration: Unter der Freistrah-Konfiguration wird in dieser Arbeit die direkte Verwendung der aus dem AOTF tretenden kollimierten Strahlung verstanden, ohne dass diese über eine weitere Faser zu der Anpassungsoptik geleitet wird. Auf diese Weise lassen sich die Verluste, welche durch eine weitere Glasfaser entstehen würden, vermeiden und ein möglichst hoher Strahlungsfluss durch den Monochromator realisieren. Im Vergleich zu der fasergekoppelten Konfiguration steht somit ein höherer Strahlungsfluss zur Verfügung, jedoch erhöht sich der Justageaufwand, um die Strahlung bezüglich der Anpassungsoptiken zu justieren. Für die Realisierung der Freistrah-Konfiguration wurde ein AOTF-Halter entwickelt, welcher über drei Translations- und drei Rotationsfreiheitsgrade für die Justage vor dem Optikhalter verfügt. Der in Abbildung 3.17 (rechts) zu sehende Halter besteht neben den Justageelementen aus einer Grundplatte mit vier

eingepressten Stiften und zwei „Käfigen“ für die Montage der beiden AOTFs. Die Käfige verfügen über zwei Bohrungen an der Unterseite, welche eine passgenaue Positionierung auf den Stiften der Grundplatte an zwei Positionen erlaubt. Dieser Abstand zwischen den Stiften entspricht dem Abstand der beiden Austrittsports eines AOTFs von 12,4 cm (vgl. Abb. 3.12 (2; 3), S. 73). Somit erlaubt der Halter ein schnelles und einfaches Wechseln sowohl zwischen den AOTF-Kanälen als auch zwischen den beiden AOTFs.

Kopplungseffizienz zwischen den AOTF-Kanälen und den Fasern: Die beiden genannten Konfigurationen der Laserstrahleinbringung über die Anpassungsoptiken in den Monochromator unterscheiden sich im Wesentlichen durch den Einsatz einer Faser. Während die fasergekoppelte Konfiguration eine einfache Justage der Strahlungsquelle erlaubt, sollte die Freistrah-Konfiguration einen höheren Strahlungsfluss ermöglichen und somit zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis während des Kalibrierprozesses aus Abschnitt 3.2 führen. Um die Verluste bei der Verwendung der vom Hersteller gegebenen Single-Mode-Fasern, welche für die jeweiligen AOTF-Kanäle bzw. deren Wellenlängenbereiche optimiert sind, zu beziffern und damit eine Wahl für eine bevorzugte Messkonfiguration bezüglich der Einbringung der Laserstrahlung zu treffen, wurden die Verluste bei der Verwendung dieser Fasern näher untersucht. Für alle Messungen wurde der Superkontinuum-Laser bei der maximalen Leistung und die AOTFs bei deren optimaler HF-Amplitude betrieben. Vor dem Beginn der Untersuchungen wurden die in Abbildung 3.12 (2–3) zu sehenden Spiegel im inneren der AOTFs neu justiert, um eine bestmögliche Kopplung der Strahlung in die jeweilige Faser zu gewährleisten.

Für die Messungen mit der Faser befand sich das Faserende ca. 5 cm vom Leistungsmesskopf entfernt. Bei den Messungen ohne Faser wurde der Messkopf mit dem selben Abstand von ca. 5 cm hinter den Ausgang der AOTFs positioniert. Die Strahlungsleistung für jeden AOTF-Kanal wurde über dessen gesamten Spektralbereich in 5 nm-Schritten gemessen. Hierfür kam ein kalibriertes Strahlungsflussmessgerät der Firma Ophir (Typ: 3A-P-REFLECTIVE ROHS) zum Einsatz, dessen Unsicherheit über den gesamten genutzten Spektralbereich etwa 5 % beträgt, welche für diese relative Vergleichsmessung ausreichend ist. Die vollständigen Ergebnisse der Leistungsuntersuchung sind in Abbildung C.7 (S. 173) über die Wellenlänge grafisch dargestellt. Diese Messungen erlauben jedoch keinen direkten Rückschluss auf den absoluten spektralen Strahlungsfluss, da die spek-

Tabelle 3.8: Optische Leistung der beiden AOTFs (Nr. 178 und Nr. 175), welche mit jeweils zwei AOMs bestückt sind in der fasergekoppelten- und in der Freistrah-Konfiguration mit Angabe der mittleren Kopplungseffizienz. Der Laser wurde bei maximaler Leistung und die AOMs mit der nach Herstellerangaben gegebenen optimalen HF-Frequenz betrieben. Die vollständigen Ergebnisse der Leistungsuntersuchung in einem 5 nm Intervall sind in Abbildung C.7 (S. 173) grafisch dargestellt.

AOM-Kanal	Spektralbereich / nm	$P_{\max}(\lambda_x)$ Freistrah	$P_{\max}(\lambda_x)$ Fasergekoppelt	Kopplungseffizienz
AOM ₁₇₈ Ch1: VIS	450 – 700	16,4 mW	6,1 mW	≈ 36 %
AOM ₁₇₈ Ch2: NIR	805 – 1445	22,8 mW	4,7 mW	≈ 35 %
AOM ₁₇₅ Ch1: VIS/NIR	600 – 1080	10,3 mW	5,1 mW	≈ 43 %
AOM ₁₇₅ Ch2: NIR	1150 – 1660	22,4 mW	6,9 mW	≈ 31 %

trale Breite der Strahlung mit zunehmender Wellenlänge ebenfalls zunimmt (vgl. Abschn. 3.3.2, S. 72). Aus diesen Messungen ergab sich eine mittlere Kopplungseffizienz über den gesamten nutzbaren Spektralbereich der AOTFs von etwa 36 %. Dies zeigt, dass rund zwei Drittel der optischen Leistung zwischen den AOTFs und dem eigentlichen Messaufbau durch den Einsatz der Fasern verloren gehen. Ein Auszug der Ergebnisse bezüglich der maximalen Strahlungsleistung sowie die mittlere Kopplungseffizienz für jeden AOM-Kanal sind in in der Tabelle 3.8 dargestellt.

Strahldichtevergleichsmessung an einer Ulbrichtkugel bei Verwendung einer Halogenlampe und eines Lasersystems als Strahlungsquelle: Ziel dieser Untersuchung ist ein Strahldichtevergleich zwischen einer etablierten Strahlungsquelle, einer Halogenlampe und dem Superkontinuum-Laser, welcher eine potentiell höhere Strahldichte generiert. Hierfür wurde der Messaufbau zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit aus Abbildung 3.2 (S. 47) verwendet. Verglichen wurde die Strahldichte an der Ulbrichtkugel (Abb. 3.2 (8)) bei der Verwendung verschiedener Spaltbreiten des Monochromators.

Die unterschiedliche Art der Beleuchtung des Monochromatoreintrittspaltes für die beiden Strahlungsquellen erfordert die Betrachtung der Auswirkung auf die generierte Strahldichte. An dieser Stelle werden symmetrisch und gleichförmig öffnende Spalte des Monochromators vorausgesetzt, wie sie an dem verwendeten und in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Monochromator gegeben sind. Im Allgemeinen kann die Gerätefunktion eines Monochromators als mathematische Faltung des Eintrittspaltes mit dem Austrittsspalt interpretiert werden [69, 113]. Wird eine Quelle auf den Spalt abgebildet und füllt diesen in der Breite homogen vollständig aus, so resultiert daraus als Gerätefunktion eine Dreiecksfunktion als Ergebnis

einer Faltung zweier gleich breiter Rechteckfunktionen. Entsprechend nimmt mit zunehmender Breite der Spalte die Fläche unter dem Dreieck und damit auch der transportierte Strahlungsfluss quadratisch zu. Wird hingegen eine Quelle in die Eintrittsspaltebene fokussiert und füllt diesen nicht vollständig in der Breite aus, so ist die wirksame Spaltbreite durch die Breite des Fokuspunktes gegeben. Näherungsweise kann daher der Fokuspunkt als kleine, feste Spaltbreite betrachtet werden, welcher sich nicht mit der Spaltbreite am Ausgang des Monochromators verändert. Daraus resultiert eine trapezförmige Monochromatorfunktion, deren Fläche und somit die transportierte Leistung nicht quadratisch, sondern in erster Näherung linear mit der eingestellten Monochromatorspaltbreite wächst. Daraus folgt, dass der Strahlungsfluss näherungsweise linear von der Spaltbreite des Monochromators abhängt.

Die Gerätefunktion des Monochromators wurde für die beiden Konfigurationen mit dem unstabilisierten HeNe-Laser, welcher auch für die Initialisierung des Monochromators verwendet wird (vgl. Abschn. 3.2.1, S. 48), gemessen und ist in der Abbildung 3.18 (links) dargestellt. Für die Lampen-Konfiguration, in der typischerweise eine Halogenlampe auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet wird, wurde die HeNe-Laserstrahlung vor dem Monochromator in eine Ulbrichtkugel geleitet und der Austrittsport dieser Ulbrichtkugel auf den Monochromatoreintrittsspalt über ein Spiegelsystem abgebildet. Für die Laserkonfiguration wurde der HeNe-Laser mit der entsprechenden Anpassungsoptik Nr. 3 aus Tabelle B.3 (S. 166) in die Spaltebene fokussiert. Für diese beiden Konfigurationen zeigen sich die zu erwartenden Bandpassfunktionen als Dreiecksfunktion für die Lampen-Konfiguration und als Trapezfunktion für die Laser-Konfiguration. Der hier auftretende Prozess der Faltung wird im Abschnitt 3.4 in Bezug auf eine spektrale Verschmierung bei der Bestimmung der absoluten spektralen Empfindlichkeit eines Messgerätes und der daraus resultierenden Abweichungen für Temperaturmessungen näher beschrieben.

Der Vergleich der Strahldichte der Ulbrichtkugel nach der spektralen Selektion durch den Monochromator beim Einsatz der beiden Quellen wurde an zwei für diese Arbeit relevanten Wellenlängen (650 nm und 1550 nm) über die Monochromatorbandbreite durchgeführt. Im Vergleich mit der Halogenlampe zeigt sich bei der Verwendung des Lasersystems eine deutliche Steigerung der Strahldichte an der Ulbrichtkugel bei kleinen Bandbreiten, welche mit zunehmender Band-

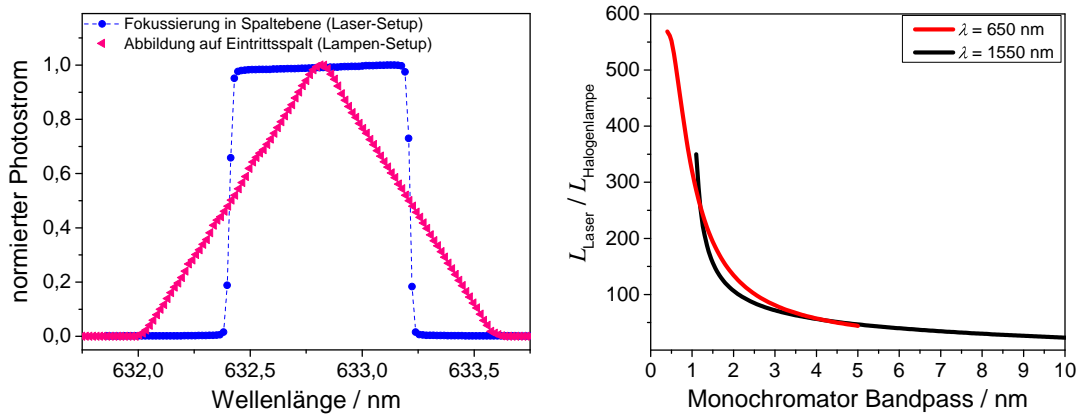


Abbildung 3.18: Vergleich von Gerätefunktionen des Monochromators (links) und Leistungsvergleich (rechts) zwischen dem Lasersystem und einer Halogenlampe

Links: Bestimmung der Bandpassfunktionen mit einem HeNe-Laser. Wird eine Strahlungsquelle auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet und leuchtet sie diesen vollständig aus, so erhält man eine Dreiecksfunktion als Gerätefunktion. Wird der Laser in der Ebene des Eintrittspaltes fokussiert, so kann dies als unsymmetrische Spaltbreiten (Eintritts- und Austrittsspalt) angesehen werden, wodurch eine Trapezfunktion als Gerätefunktion resultiert.

Rechts: Strahldichtevergleich zwischen dem Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle (Freistrah-Konfiguration) und der klassischen Halogenlampe in Abhängigkeit der Monochromatorbandbreite. Der Vergleich fand an zwei für diese Arbeit relevanten Wellenlängen statt. Für typische Monochromatorbandbreiten an diesem Messaufbau von weniger als 2 nm erreicht das Lasersystem eine Steigerung der Strahldichte um mehr als zwei Größenordnungen. Der Abfall zu höheren Bandbreiten basiert im Wesentlichen auf den unterschiedlichen Monochromatorbandpassfunktionen, welche näherungsweise für die Lampen-Konfiguration quadratisch und für die Laser-Konfiguration linear mit dieser ansteigen.

breite des Monochromators abnimmt (siehe Abb. 3.18, rechts). Dies begründet sich im Wesentlichen mit den beschriebenen unterschiedlichen Bandpassfunktionen am Monochromator. Für spektrale Bandbreiten von weniger als 2 nm, wie sie typischerweise für die spektrale Charakterisierung von Temperaturmessgeräten in deren Bandpassbereichen verwendet werden, wird eine Steigerung der Strahldichte an der Ulbrichtkugel um mehr als zwei Größenordnungen erzielt, wodurch radiometrische Kalibrierungen von abbildenden Temperaturmessgeräten mit Unsicherheiten von weniger als 0,1 % ermöglicht werden können. Weiter erlaubt die höhere Strahldichte bei Nutzung des Superkontinuum-Lasers die Verwendung größerer Ulbrichtkugeln, um einerseits die Inhomogenität bei gleicher Austrittsapertur zu verbessern und andererseits eine größer Apertur einzusetzen, welches insbesondere für bildgebende Geräte Vorteile bietet.

Bei der Verwendung größerer Monochromatorbandbreiten, welche bspw. durch andere als die hier gewählten Reflexionsgitter (vgl. Tab. B.1, S. 164) möglich sind, ist zusätzlich die spektrale Bandbreite der AOTFs aus Abschnitt 3.3.2 (S. 72) zu betrachten, welche stets deutlich größer sein muss, als die am Monochromator eingesetzte Bandbreite.

3.3.6 Stabilität der spektralen Strahldichte

Im vorigen Abschnitt wurde die notwendige und realisierte deutliche Steigerung der nutzbaren Strahldichte an der Ulbrichtkugel hinter dem Monochromator (Abb. 3.2 (8)) beim Einsatz des Superkontinuum-Lasers gezeigt. Für die spektralen Vergleichsmessungen zwischen dem zu kalibrierenden abbildenden Messgerät und dem Transferdetektor ist neben der Steigerung der nutzbaren Strahldichte deren zeitliche Stabilität von besonderer Bedeutung. Die Vergleichsmessungen dauern je nach Anzahl der Strahldichtemessungen bzw. Bestrahlungsstärkemessungen, Anzahl der Wiederholungen und der gewählten Stabilitätskriterien typischerweise zwischen vier Minuten und 20 Minuten für jede Wellenlängeneinstellung (vgl. Abschn. 3.5, S. 107). Über diesen Zeitraum sollte die Strahldichte an der Ulbrichtkugel möglichst konstant sein und keine Fluktuationen oder eine Drift aufweisen. Mit einer an der Ulbrichtkugel montierten Monitordiode kann eine Strahldichte-Drift der Strahlungsquelle, hier der Austrittsport der Ulbrichtkugel, während der Vergleichsmessungen bestimmt und für eine Korrektur herangezogen werden. Diese Korrekturen können signifikant zur Messunsicherheit beitragen, da die verwendeten Monitordioden in der Regel nicht vollständig charakterisiert sind. Aus diesem Grunde soll der Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle eine relative Stabilität der spektralen Strahldichte an der Ulbrichtkugel von $\pm 0,1\%$ nicht überschreiten, wie sie auch mit klassischen Halogenlampen erreicht werden. Dies soll durch eine aktive Regelung erfolgen. Der ständige Wellenlängenwechsel während der Kalibrierung fordert von der Regelung, dass diese sich für jede neue Wellenlängeneinstellung auf den neuen Signalwert reinitialisieren lässt und die transiente Zeit bis zum Erreichen der genannten Stabilität möglichst gering ist. Dies ist notwendig, um die über viele Stunden andauernden Vergleichsmessungen über einen weiten Spektralbereich nicht signifikant zu verlängern. Die Anforderungen an die Strahlungsquelle lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Stabilität der spektralen Strahldichte $< \pm 0,1\%$
- geringe Fluktuationen von weniger als $\pm 0,1\%$
- keine Drift
- Einlaufzeit möglichst gering ($t \ll 1$ min)
- Pausier- und Reinitialisierbarkeit der Regelung bei Wellenlängenänderung
- Regelung über alle einstellbaren Wellenlängen anwendbar

Zur Überwachung der Stabilität der Strahldichte wurden die beiden hier verwendeten Ulbrichtkugeln mit hochwertigen Monitordioden ausgestattet (vgl. Abschn. 3.2.1, S. 52). Der Photostrom der Monitordioden wird mit einem Photostrommessgerät vom Typ *I1000* der Firma *LMT Lichtmesstechnik GmbH* mit einer Ausleserate von 20 Hz gemessen, über einen PC ausgelesen und ausgewertet. Die relative Standardmessunsicherheit des gemessenen Photostroms für die Stabilitätsbewertung liegt im Bereich von $\pm 1,4 \cdot 10^{-5}$ bis $\pm 1,4 \cdot 10^{-4}$, womit eine relative Beurteilung der geforderten Stabilität der Strahldichte von $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ gegeben ist.

Im Folgenden werden zwei Betriebsmodi des Superkontinuum-Lasers für einen stabilen Betrieb (vgl. Abschn. 3.3.1, S. 71) auf deren Wirksamkeit bei Verwendung eines zusätzlichen spektral selektiven Elements hin überprüft, welches hier als Monochromator gegeben ist. Die vom Hersteller angegebenen Stabilitäten betragen $\pm 1,5\%$ für die interne Regelung (*Power Mode*) und $\pm 0,5\%$ bei der Verwendung eines externen Detektors (*External Feedback Mode*). Bei Verwendung des *External Feedback Modes* wird das Photostromsignal der Monitordiode über das genannte Photostrommessgerät gemessen und über dessen analogen Ausgang als Spannungssignal an den Superkontinuum-Laser weitergegeben.

Überprüfung der Strahldichtestabilität

Um die Stabilität der Strahldichte an der Ulbrichtkugel zu überprüfen, wurde das Lasersystem in der fasergekoppelten Konfiguration (vgl. Abschn. 3.3.5, S. 80) in den genannten Betriebsmodi *Power Mode* und *External Feedback Mode* des Lasersystems (vgl. Abschn. 3.3.1, S. 71) am Monochromator bei einer Wellenlänge von 650 nm und einer typischen Bandbreite des Monochromators im VIS-Spektralbereich von 1 nm betrieben. Das Lasersystem wurde vor der Untersuchung mindestens eine Stunde betrieben, um mögliche thermische Effekte ausschließen zu können. Für die Untersuchung wurde am AOM die Frequenz für die Wellenlänge und die optimale HF-Amplitude erneut gesetzt und anschließend die interne Regelung aktiviert.

Die Stabilität der spektralen Strahldichte nach der spektralen Selektion durch den Monochromator ist für die beiden Betriebsmodi des Superkontinuum-Lasers in Abbildung 3.19 über eine Dauer von 30 min nach dem Beginn der Messung

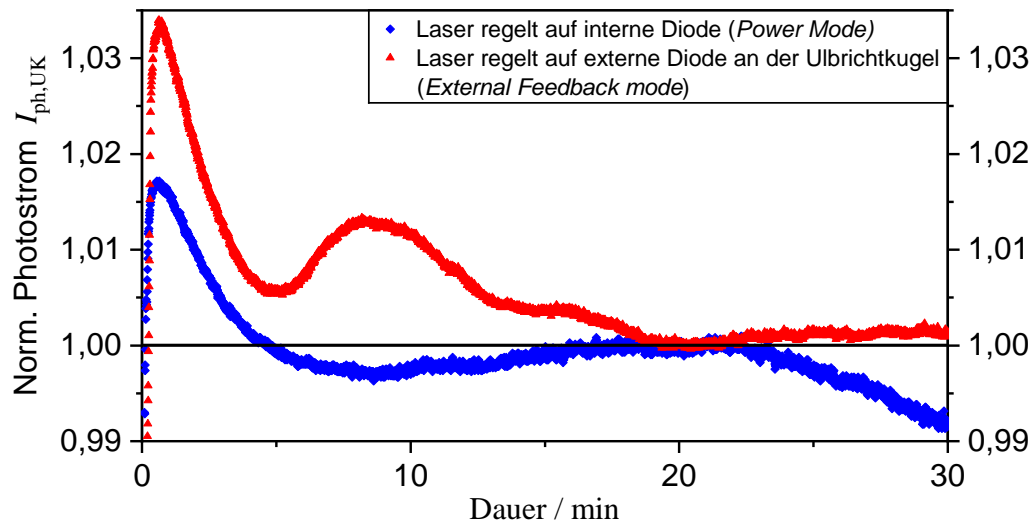


Abbildung 3.19: Zeitlicher Verlauf der normierten spektralen Strahldichte an der Ulbrichtkugel nach der spektralen Selektion durch den Monochromator unter Verwendung des Superkontinuum-Lasers im stabilisierten Betrieb

Dargestellt ist für eine Wellenlänge von 650 nm und einer spektralen Breite des Monochromators von 1 nm über eine Dauer von 30 Minuten der jeweilige normierte Photostrom für die Betriebsmodi *Power Mode* (—) und *External Feedback Mode* (—) des Superkontinuum-Lasers (vgl. Abschn. 3.3.1). Bei der Verwendung der beiden Modi wird die geforderte Stabilität von $\pm 0,1\%$ nicht erreicht. Weiter zeigt sich ein für die Vergleichsmessungen zu langsamer Einschwingprozess, welcher die spektrale Kalibrierung über die vielen Wellenlängeneinstellungen deutlich verlängern würde.

dargestellt. Für diesen Vergleich wurden die Verläufe relativ zu dem vorliegenden Photostromwert der Monitorodiode bei einer Dauer von 20 min dargestellt.

Für die beiden Betriebsmodi (*Power Mode* und *External Feedback Mode*) zeigt sich nach der Aktivierung des entsprechenden Betriebsmodus ein Signalanstieg um mehrere Prozent. Für den *Power Mode* (—) zeigt sich anschließend ein Abfall des Signals über den hier frei gewählten Wert für eine Normierung hinaus mit anschließender Annäherung in diesen. Nach einer Dauer von 20 min fällt der Signalwert erneut ab. Weitere in dieser Arbeit nicht näher beschriebene Untersuchungen zeigten, dass dieses hier dargestellte Verhalten des Einlaufens in den ersten Minuten typisch sind, jedoch der anschließende Verlauf keinem erkennbaren Muster folgt. Der Signalverlauf bei der Verwendung des *External Feedback Modes* (—) zeigt einen Einschwingprozess über eine Dauer von 20 min, welcher anschließend mit ca. $\pm 0,2\%$ eine fast ausreichend hohe Stabilität erreicht.

Somit zeigt die Untersuchung, dass die vom Hersteller gegebenen Stabilisierungsmethoden bei der Anwendung einer spektralen Selektion die hier genannten Anforderungen an die Strahlungsquelle nicht erfüllen. Dies trifft insbesondere auf

die geforderte Stabilität von $\pm 0,1\%$ zu. Weiter ist die mit 20 min lang andauernde Einschwingphase für den *External Feedback Mode* für die spektrale Kalibrierung nicht akzeptabel, da diese für jede neue Wellenlängeneinstellung den Prozess der radiometrischen Kalibrierung deutlich verlängern würde. Aus diesen Gründen wurde ein neues Stabilisierungsverfahren entwickelt, welches im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

Entwicklung eines Verfahrens zur Stabilisierung des Lasersystems

Grundsätzlich bieten sich drei Möglichkeiten der Realisierung für eine Stabilisierung der Laserstrahlung an. Die Stabilisierung kann über eine Strahlungsflussmanipulation zwischen dem Monochromator und der Ulbrichtkugel in der Messkabine [12], einer Leistungsregelung des Superkontinuum-Lasers [74] oder über eine Anpassung der Effizienz der AOMs realisiert werden. Die ersten beiden Varianten werden im Folgenden kurz besprochen und die realisierte Regelung über eine Anpassung der Effizienz der AOMs durch eine Regelung der HF-Amplitude ausführlich beschrieben.

Manipulation des Strahlungsflusses nach der spektralen Selektion: Eine Manipulation des Strahlungsflusses nach der spektralen Selektion durch den Monochromator wurde in dieser Arbeit nicht näher verfolgt, da hierfür zusätzliche mechanische Hardwarekomponenten in den Strahlengang gebracht werden müssen, welche bspw. Streulicht in der Messkabine hervorrufen können. Eine mögliche Realisierung wäre bspw. durch einen Strahlteiler Aufbau möglich, wobei ein geringer Anteil aus dem Strahlengang auskoppelt und dieser über einen steuerbaren Spiegel anteilig mit dem Primärstrahl in die Ulbrichtkugel wieder eingekoppelt wird.

Leistungsanpassung des Superkontinuum-Lasers: Eine Regelung über den direkten Eingriff in die Leistung des Superkontinuum-Lasers wurde näher betrachtet. So wurde u. a. das lineare Verhalten des den AOTF verlassenden Ausgangsspektrums bei der eingestellten Wellenlänge von 650 nm mit einem einfachen Array-Spektrometer untersucht. Es zeigt sich ein lineares Verhalten zwischen der eingestellten Leistung des Superkontinuum-Lasers und der Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 650 nm (vgl. Abb. 3.20, oben) sowie über das gesamte emittierte Spektrum (Abb. C.9, S. 174). Eine Stabilisierung der Laserstrahlung auf mindestens 0,1% über mehrere Minuten konnte aufgrund von zwei wesentli-

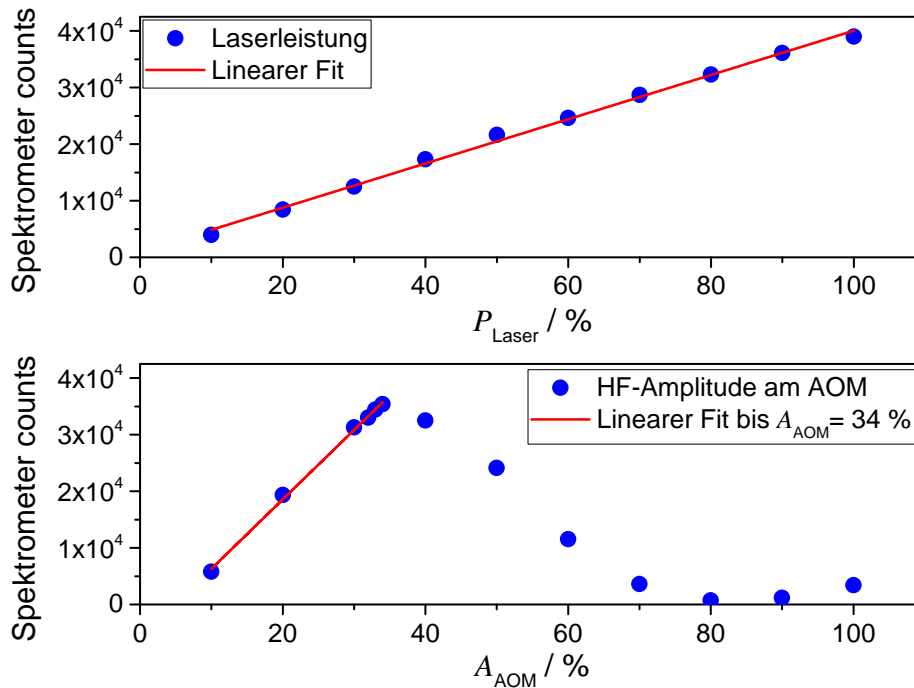


Abbildung 3.20: Untersuchung möglicher Stabilisierungsparameter des Superkontinuum-Lasers (Laserleistung, HF-Amplitude)

Oben: Bei der Variation der Laserleistung wurde der im AOTF befindliche AOM bei einer Wellenlänge von 650 nm und dessen optimalen HF-Amplitude von 33 % betrieben. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der eingestellten Laserleistung und der resultierenden Leistung. **Unten:** Bei der Variation der HF-Amplitude wurde der Laser bei einer Leistung von 80 % betrieben. Hier zeigt sich bis zum Erreichen der optimalen HF-Amplitude ein linearer Zusammenhang zwischen der eingestellten HF-Amplitude und der resultierenden Leistung. Eine Auswahl der gemessenen Spektren ist in Abbildung C.9 (S. 174) dargestellt.

chen herstellerbedingten Eigenschaften des verwendeten Lasersystems (vgl. Abschn. 3.3.1, S. 71) nicht erreicht werden. So arbeitet der Superkontinuum-Laser in einem einstellbaren Leistungsbereich von 6 % bis 100 %, welcher lediglich in 0,5 %-Schritten eingestellt werden kann. Weiter zeigte sich, dass die Dauer vom Senden eines Befehls zur Leistungsänderung bis zu dessen Umsetzung mit etwa 1 s nicht ausreichend schnell ist, um die notwendige Stabilität zu erreichen.

Amplitudenanpassung der akustooptischen Welle am AOM: Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Regelung entwickelt, welche die Amplitude des HF-Signals am AOM bzw. die Amplitude der akustooptischen Welle als Stellgröße vorsieht.

Hierfür wurde das spektrale Verhalten der die AOTFs verlassenden Strahlung bei Verwendung verschiedener HF-Amplituden bei konstanter Laserleistungseinstellung mit einem Array-Spektrometer an einer externen Ulbrichtkugel untersucht. Der Superkontinuum-Laser mit AOTF in Kombination mit einer Ulbrichtkugel als spektral durchstimmbarer Ulbrichtkugelstrahler ist in der Ab-

bildung 3.14 zu sehen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind für eine Wellenlängeneinstellung von 650 nm in Abbildung 3.20 (unten) sowie über das gesamte emittierte Spektrum in Abbildung C.9 (S. 174) dargestellt. Es zeigt sich ein lineares Verhalten zwischen der HF-Amplitude und dem resultierenden spektralen Fluss bis zum Erreichen der in Abschnitt 3.3.2 (S. 72) beschriebenen optimalen HF-Amplitude. Das obere Ende der linearen Beziehung zwischen dieser HF-Amplitude und der resultierenden Leistung bei der gewünschten Wellenlänge wird hier analog zu den Herstellerangaben als optimale HF-Amplitude bezeichnet. Beim Überschreiten dieser optimalen HF-Amplitude verringert sich der spektrale Fluss bei der gewählten Wellenlänge, da ein Teil der Energie in die Seitenbänder (engl. side loops) transferiert wird. Weiter kommt es zu Störungen des Phasengitters aufgrund von nicht vollständig absorbierten Anteilen der akustooptischen Welle am Absorber des AOMs, wodurch das emittierte Spektrum beeinflusst wird. Der funktionale Zusammenhang zwischen der eingepprägten Frequenz und der resultierenden Wellenlänge sowie die optimalen Amplitudeneinstellungen für jede Wellenlängeneinstellung sind in der Abbildung 3.13 (S. 75) für die vier in dieser Arbeit verwendeten AOM-Kanäle der beiden AOTFs dargestellt.

Die realisierte Regelung wurde in der Software LabVIEW umgesetzt. Zentrales Element ist ein PID-Regler²¹⁾, welcher mit relativen Photostromwerten der an der Ulbrichtkugel montierten Monitordiode versorgt wird. Zur Schaffung eines ausreichenden Bereichs zur Regelung werden die AOMs mit einer nominell um 3% geringeren HF-Amplitude als der optimalen betrieben. Diese herabgesetzten HF-Amplitudenverläufe wurden mit einem Polynom neunter Ordnung angenähert, um für jede Wellenlängeneinstellung eine geeignete HF-Amplitude $A_{\text{AOM}}(f_{\text{AOM}})$ bezüglich einer optimalen Regelung berechnen zu können. Hierbei wird zudem der Regelbereich über eine minimale HF-Amplitude $A_{\text{AOM,min}}$ und eine maximale HF-Amplitude $A_{\text{AOM,max}}$ festgelegt. Dies gewährleistet, dass die optimale nicht überschritten und die optische Leistung nicht zu stark abfallen kann.

²¹⁾PID-Regler (Proportional-Integral-Differential-Regler): Dieser vereint die drei Regleranteile: [114]

P-Anteil: Der Proportionalitäts-Anteil passt über den Regelparameter K_p unverzögert die Stellgröße an und bestimmt sich aus dem Quotienten der Ausgangsgröße und der Eingangsgröße.

I-Anteil: Der Integral-Anteil wirkt aufgrund seiner zeitlichen Integration über t_i dämpfend auf die Stellgröße, sodass sich Ausgangs- und Eingangsgröße stetig, aber nicht sprunghaft nähern.

D-Anteil: Der differenzierende Anteil kann nur in Kombination mit einem P- und / oder I-Anteil eingesetzt werden. Dessen Ausgangsgröße ist proportional zu der zeitlichen Änderung des Eingangssignals und hängt demnach nicht von der Regelabweichung ab. Er dient dem Verbessern des Ansprechverhaltens des Regelkreises.

Beim Starten der Stabilisierung wird der zu diesem Zeitpunkt an der Ulbrichtkugel vorherrschende Photostromwert $I_{\text{ph,UK}}$ der Monitordiode als Referenzwert gesetzt ($I_{\text{ph,UK}} = I_{\text{ph,UK,soll}}$) und alle folgenden Messwerte relativ zu diesem betrachtet. Demnach hat der PID-Regler die Aufgabe den Eingangswert durch eine Anpassung der HF-Amplitude auf den Sollwert von 1 zu stabilisieren. Für jeden Durchlauf i der Regelschleife wird aus dem aktuellen Photostromwert $I_{\text{ph,UK}}$ der relative Wert zum Sollwert $I_{\text{ph,UK,soll}}$ an der Ulbrichtkugel nach der folgenden Gleichung bestimmt und dem PID-Regler als Eingangsgröße zugeführt.

$$f_{I_{\text{ph,rel}}} = \frac{I_{\text{ph,UK}}}{I_{\text{ph,UK,soll}}} \stackrel{!}{=} 1. \quad (3.26)$$

Diese während einer Messung ermittelten relativen Abweichungen $f_{I_{\text{ph,rel}}}$ dienen sowohl dem PID-Regler als Eingangsgröße als auch der Bestimmung von Korrekturfaktoren, welche hier als Stabilitätsfaktoren bezeichnet werden. Diese ergeben sich aus der Mittelwertbildung aller während einer Messreihe aus m -Einzelmessungen auftretenden Werte für den Transferdetektor $f_{\text{TD}}(I_{\text{ph,UK}})$ und dem zu kalibrierenden Detektor $f_{\text{KG}}(I_{\text{ph,UK}})$:

$$f_{\text{TD,KG}}(I_{\text{ph,UK}}) = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m f_{I_{\text{ph,rel},i}}. \quad (3.27)$$

Die bei jedem Durchlauf der Regelschleife neu bestimmte Änderung der HF-Amplitude ΔA_{AOM} wird nach der Gleichung (3.28) zu der aktuell eingestellten HF-Amplitude $A_{\text{AOM,alt}}$ nach Gleichung (3.29) addiert. Die so neu generierte HF-Amplitude $A_{\text{AOM,neu}}$ wird bei Einhaltung der Grenzen (Gl. (3.29)) des Regelbereichs gesetzt.

$$A_{\text{AOM,neu}} = A_{\text{AOM,alt}} + \Delta A_{\text{AOM}} \quad (3.28)$$

$$\text{zulässiger Regelbereich: } A_{\text{AOM,min}} \leq A_{\text{AOM,neu}} \leq A_{\text{AOM,max}} \quad (3.29)$$

Mit dieser realisierten Regelung werden alle in diesem Abschnitt 3.3.6 genannten Anforderungen erfüllt. Die realisierte Regelung arbeitet mit einer Wiederholrate von 20 Hz, welche durch das verwendete Photostrommessgerät gegeben ist. Die erreichte spektrale Strahldichtestabilität ist am Beispiel der beiden Wellenlängen 650 nm und 1,55 μm über eine Dauer von 25 min in der Abbildung 3.21 dargestellt. So zeigt sich eine realisierte Stabilität, welche innerhalb der geforderten $\pm 0,1\%$ liegt und keine größeren Fluktuationen aufzeigt. Auch wurde die in Abbildung 3.19 dargestellte, vorhandene Drift des Messsignals vollständig kompensiert. Die Einlaufzeit der Regelung ist vernachlässigbar, wobei nach dem Set-

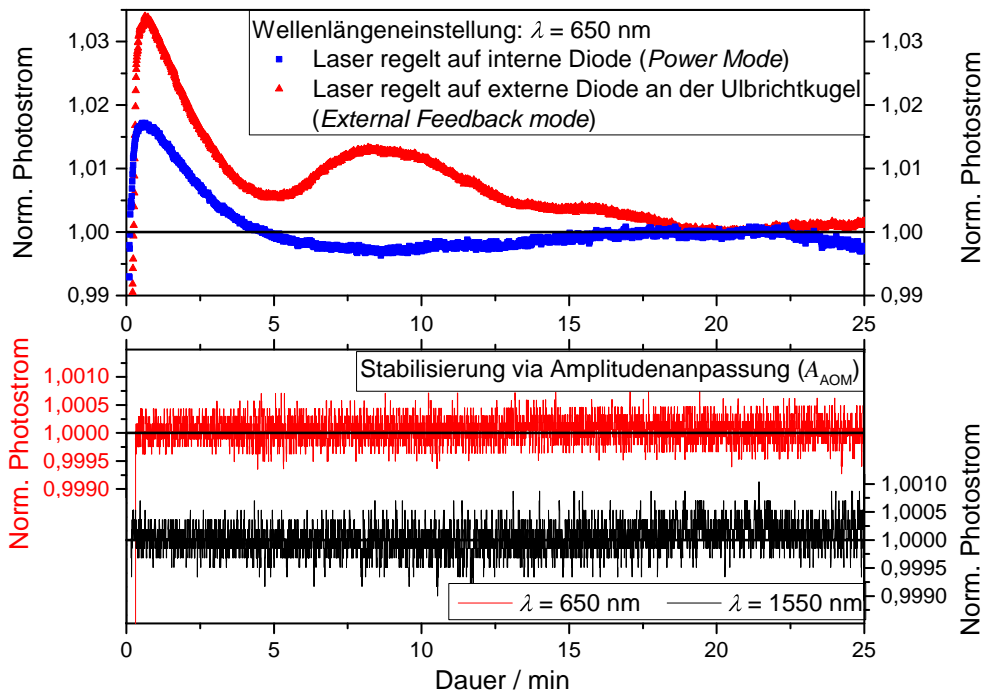


Abbildung 3.21: Vergleich zwischen der in Abbildung 3.19 dargestellten zeitlichen Stabilität der spektralen Strahldichte (oben) mit der über ein neu entwickeltes Verfahren realisierten zeitlichen Stabilität (unten)

Im oberen Diagramm ist der normierte Photostrom, welcher an der Ulbrichtkugel nach der spektralen Selektion durch den Monochromator gemessen wurde, für die Betriebsmodi *Power Mode* und *External Feedback mode* des Superkontinuum-Lasers dargestellt. Für beide Modi zeigt sich eine unzureichende zeitliche Stabilität der spektralen Strahldichte, wodurch die Entwicklung eines Verfahrens zur Stabilisierung notwendig wurde. Das realisierte Verfahren zur Stabilisierung der spektralen Strahldichte basiert auf einer Amplitudenmodulation des HF-Signals am AOM. Die Effektivität dieser Regelung ist im unteren Diagramm an zwei ausgewählten Wellenlängen dargestellt. Mit der entwickelten Regelung wird eine spektrale Strahldichtestabilität von besser als $\pm 0,1\%$ erreicht, welche auch die vorher vorhandene Drift aus dem oberen Diagramm kompensiert und alle in diesem Abschnitt genannten Anforderungen erfüllt.

zen der AOM-Werte eine Dauer von fünf Sekunden abgewartet wird, bis der Referenzwert aufgenommen und die Regelung aktiviert wird.

Integration der Stabilisierung in den Prozess der Kalibrierung: Für die Kalibrierung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit, welche vollautomatisch über einen weiten spektralen Bereich durchgeführt wird, muss diese Regelung zuverlässig funktionieren. Daher wird die Stabilität kontinuierlich überwacht und ausgewertet, sodass Messungen automatisch wiederholt werden, bei denen die gewählten Stabilitätskriterien nicht erfüllt wurden oder der PID-Regler den zulässigen Regelbereich verlassen hat. Ein Auszug der softwareseitigen Realisierung der Stabilisierung ist als Ablaufdiagramm in Abbildung 3.22 dargestellt, welche parallel zu dem in Abschnitt 3.5 beschriebenen Messablauf ausgeführt

wird. Die experimentell ermittelten Parameter der Regelung sind in der Tabelle B.4 (S. 166) dargestellt.

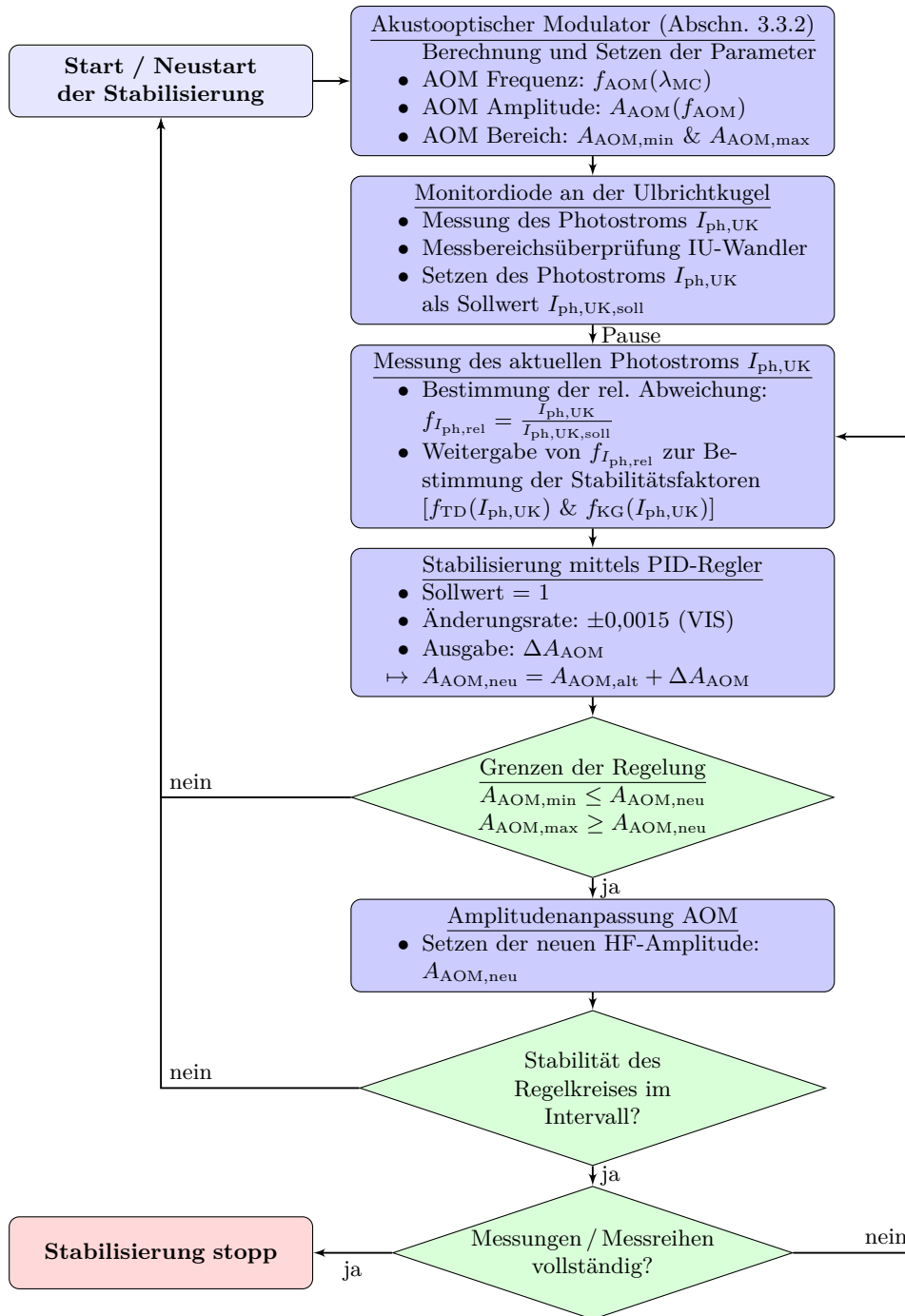


Abbildung 3.22: Ablaufdiagramm der Stabilisierung des Superkontinuum-Lasers (Auszug)

3.4 Bandbreiteneffekt

Bandbreiteneffekte betreffen alle spektral aufgelösten Messungen wie bspw. bei der Verwendung eines Monochromators oder eines Spektrometers, sowohl in der Radiometrie als auch in der Photometrie [69, 70, 113]. Während in der radiometrischen Temperaturmessung breitbandige Strahlung in Form der thermischen Strahlung (vgl. Abb. 2.1, S. 23) zu betrachten ist, kommen in der Photometrie zunehmend Lichtquellen mit verschiedenster spektraler Zusammensetzung zum Einsatz. Für die Bestimmung von integralen Größen wie der Strahldichte respektive der Leuchtdichte, Farbkoordinaten und der für diese Arbeit relevanten thermodynamischen Temperatur als abgeleitete Größe bedarf es der genauen Kenntnis über die absolute spektrale Empfindlichkeit des Messgeräts. Diese Empfindlichkeit ließe sich theoretisch mit durchstimmbaren, extrem schmalbandigen Quellen, wie bspw. durchstimmbaren Lasersystemen, gegen absolut kalibrierte Transferdetektoren sehr genau bestimmen [6, 115]. Diese Strahlungsquellen können hingegen Effekte im optischen System hervorrufen, wie bspw. eine sich auswirkende Kohärenz (vgl. Abschn. 3.1) [6, 11]. Ein monochromatorbasiertes System, wie es im Rahmen dieser Arbeit am beschriebenen Messplatz (Abschn. 3.2.1, S.46) zum Einsatz kommt, erlaubt hingegen durch eine gezielte Wahl der Bandbreite des Monochromators eine deutliche Verminderung bis hin zur Vermeidung derartiger Effekte. Weiter lässt sich der Strahlungsfluss und damit die Strahldichte an der Ulbrichtkugel (vgl. Abb. 3.2 (8), S. 47) durch die Wahl einer größeren Monochromator-Bandbreite steigern.

Während für spektrale Messungen die Auswirkungen des Bandbreiteneffekts zu signifikanten Abweichungen führen können, werden die Auswirkungen bei integralen Messungen mit schmalbandigen Filtern in Kombination mit thermischen Quellen als gering beschrieben [69]. Dieser Sachverhalt wird im Folgenden an zwei für diese Arbeit relevanten Beispielen überprüft. Bei diesen handelt es sich zum einen um eine im VIS-Spektralbereich bei etwa 650 nm arbeitende Strahldichtemesskamera und zum anderen um ein im NIR-Spektralbereich bei ca. 1,55 μm arbeitendes Filtrradiometer. Die spektrale Breite des Transmissionsbereichs der Strahldichtemesskamera beträgt etwa 11 nm und die des Filtrradiometers etwa 35 nm.

Bei dieser Untersuchung wird der Einfluss verschiedener Bandbreiten des Monochromators mit Halbwertsbreiten λ_{MC} von 1 nm bis 10 nm auf den spektralen Empfindlichkeitsverlauf, sowie die daraus resultierenden Abweichungen in Bezug auf die radiometrische Temperaturbestimmung untersucht und eine Möglichkeit der Korrektur mittels einer spektralen Entfaltung nach der Richardson-Lucy Methode (RLM) dargestellt. Neben den folgenden virtuellen Experimenten, welche die Isolierung des Bandbreiteneffekts von messtechnischen Einflüssen ermöglicht, wurden zusätzlich Messungen bezüglich des Bandbreiteneffekts durchgeführt (vgl. Abb. C.10 und Abb. C.11, S. 174), welche hier nicht weiter diskutiert werden.

3.4.1 Ursache des Bandbreiteneffekts

Die Ursache des Bandbreiteneffekts bei der radiometrischen Kalibrierung liegt in der Verwendung eines spektral ausgedehnten Wellenlängenintervalls, bedingt durch die Bandbreite des Monochromators. Dies führt zu einer mit der Bandpassfunktion des Monochromators gewichteten Mittelwertbildung der spektralen Empfindlichkeit bei der gewählten Wellenlänge mit den spektralen Empfindlichkeiten bei den umliegenden Wellenlängen. Die Bandpassfunktion²²⁾ eines Monochromators entsteht bei der Abbildung des Eintrittsspalt über das Reflexionsgitter auf den Austrittsspalt. Bei der Rotation des Reflexionsgitters im Monochromator zur Selektion der transmittierten Wellenlänge wird das (spektrale) Bild des ersten Spaltes über den zweiten „geschoben“, was mathematisch als Faltungsoperation beschrieben werden kann [113]:

$$\Delta\lambda_{MC}(\lambda) = \Delta\lambda_1(\lambda) * \Delta\lambda_2(\lambda) = \int_0^\lambda \Delta\lambda_1(\tilde{\lambda}) \cdot \Delta\lambda_2(\lambda - \tilde{\lambda}) d\tilde{\lambda}. \quad (3.30)$$

Die Bandpassfunktion des Monochromators $\Delta\lambda_{MC}$ ergibt sich aus der Faltung der beiden spektralen Breiten $\Delta\lambda_{1,2}$ (vgl. Abb. 3.23 a). Die spektralen Breiten ergeben sich wiederum aus dem Produkt der Spaltbreiten des Monochromators und der linearen Dispersion der einzelnen Monochromator-Gitter Konfigurationen aus Tabelle 3.2 (S. 49). Die maximale spektrale Breite der Bandpassfunktion des Monochromators setzt sich aus der Summe der beiden spektralen Breiten $\Delta\lambda_1$ und $\Delta\lambda_2$ zusammen (vgl. Abb. 3.23). Für gleiche Spaltbreiten (1:1 Abbildung vorausgesetzt) bzw. gleiche spektrale Breiten ($\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2$) resultiert unter

²²⁾Bandpassfunktion eines Monochromators: Die Bandpassfunktion hängt von der linearen Dispersion, den Spaltbreiten und der Beleuchtung ab und kann für jede Konfiguration durch den Einsatz spektral schmaler (Dirac-ähnlicher) Quellen, wie bspw. Laser und Spektrallampen, bestimmt werden.

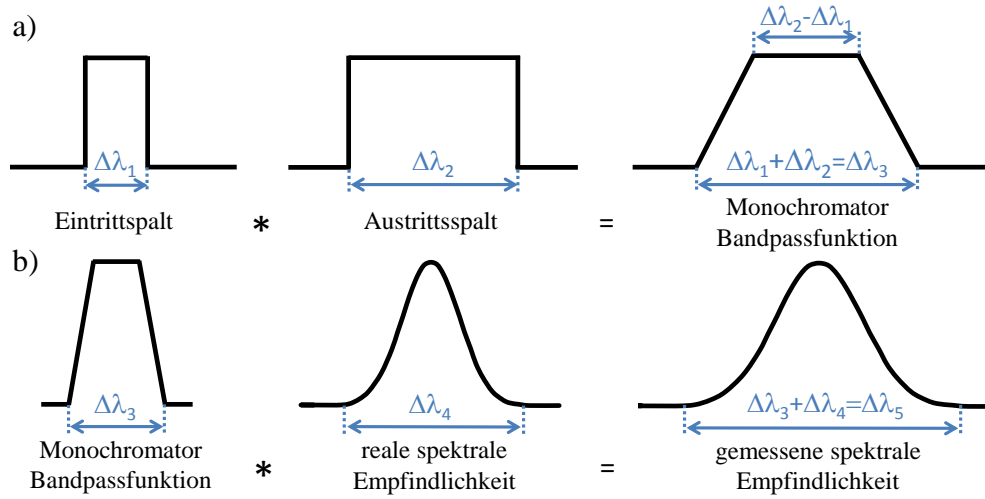


Abbildung 3.23: Schematische Darstellung des Faltungsprozesses am Monochromator (a) und des daraus folgenden Bandbreiteneffekts, welcher zu einer spektralen Verschmierung bei der Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit führt (b).

a) Die spektralen Breiten $\Delta\lambda_1$ und $\Delta\lambda_2$ ergeben sich aus dem Produkt der Spaltbreiten des Monochromators und der linearen Dispersion der einzelnen Monochromator-Gitter Konfigurationen aus Tabelle 3.2. Sind beide Spaltbreiten gleich breit ($\Delta\lambda_2 - \Delta\lambda_1 = 0$), so entsteht eine Dreiecksfunktion als Monochromator Bandpassfunktion. Sind diese hingegen unterschiedlich breit, so ergibt sich eine Trapezfunktion als Ergebnis der Faltung. **b)** Die gemessene spektrale Empfindlichkeit entspricht nicht exakt der realen spektralen Empfindlichkeit, da diese über eine mathematische Faltung mit der Bandpassfunktion des Monochromators verknüpft ist. Die gemessene spektrale Breite $\Delta\lambda_5$ ergibt sich aus der Summe der beiden Einzelbreiten $\Delta\lambda_3$ und $\Delta\lambda_4$.

idealen Bedingungen (keine Beugung, Streuung, Aberration) eine Dreiecksfunktion als Monochromator Bandpassfunktion, da $\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2 = 0$. Analog hierzu resultieren gleichschenklige trapezförmige Bandpassfunktionen für zwei ungleiche Spaltbreiten, dessen Plateaubreite sich aus dem Betrag der Differenz der beiden spektralen Breiten ($|\Delta\lambda_2 - \Delta\lambda_1|$) ergibt.

Die spektrale Breite der Monochromator-Bandpassfunktion $\Delta\lambda_{MC}$ wirkt sich auf die zu bestimmende spektrale Strahldichteempfindlichkeit s_λ^L aus, da die einzelnen spektralen Empfindlichkeitswerte über ein Wellenlängenintervall bestimmt werden. Dieses Verhalten kann analog zu der Faltungsoperation am Monochromator (Gl. (3.30)) für die Messung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_\lambda^{\tilde{L}}(\lambda)$ angewandt werden:

$$s_\lambda^{\tilde{L}}(\lambda) = s_\lambda^L(\lambda) * \Delta\lambda_{MC} = \int_0^\lambda s_\lambda^L(\tilde{\lambda}) \cdot \Delta\lambda_{MC}(\tilde{\lambda} - \lambda) d\tilde{\lambda} \quad (3.31)$$

Die gemessene spektrale Strahldichteempfindlichkeit $s_\lambda^{\tilde{L}}(\lambda)$ ist demnach das Ergebnis der Faltung zwischen der wahren spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_\lambda^L(\lambda)$ und der Monochromator Bandpassfunktion $\Delta\lambda_{MC}$ [113]. Dieser Zusammen-

hang ist schematisch in Abbildung 3.23 b) dargestellt. Für sehr kleine Bandbreiten des Monochromators $\Delta\lambda_{\text{MC}}$ im Vergleich zu der spektralen Halbwertsbreite der Empfindlichkeit des optischen Messgeräts $s_{\lambda,\text{FWHM}}^L$ entspricht die gemessene spektrale Strahldichteempfindlichkeit $s_{\lambda}^{\tilde{L}}(\lambda)$ näherungsweise der realen spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_{\lambda}^L(\lambda)$:

$$s_{\lambda}^L(\lambda) \approx s_{\lambda}^{\tilde{L}}(\lambda) \quad \text{für} \quad \Delta\lambda_{\text{MC}} \ll s_{\lambda,\text{FWHM}}^L . \quad (3.32)$$

3.4.2 Einfluss des Bandbreiteneffekts auf den spektralen Verlauf

Die absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit der Strahldichtemesskamera $s_{\lambda}^L(\lambda)$ und die absolute spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Filterradiometers $s_{\lambda}^E(\lambda)$ wurden mit dreieckförmigen Bandpassfunktionen mit Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{\text{MC}}$ von 1 nm bis 10 nm mathematisch gefaltet.

Der Bandbreiteneffekt führt zum einen zu einer Verbreiterung des gemessenen spektralen Empfindlichkeitsverlaufs um die Bandpassbreite des Monochromators und zum anderen zu einer Glättung des gemessenen spektralen Verlaufs an den Stellen, welche nicht linear über die Breite des Bandpasses verlaufen. Die Auswirkungen des Bandbreiteneffekts nehmen mit zunehmender Bandbreite des Monochromators zu, was grafisch an den in Abbildung 3.24 (links) dargestellten spektralen Empfindlichkeitsverläufen ersichtlich und konform zu der Theorie aus dem vorigen Abschnitt ist.

Die spektrale Verschmierung ist vorwiegend bei den Untersuchungen der Strahldichtemesskamera zu erkennen, bei der die volle spektrale Bandbreite des Monochromators ($2 \cdot \Delta\lambda_{\text{MC}}$) die spektrale Breite des Empfindlichkeitsbereichs von 11 nm überschreitet. In diesem Fall verringert sich scheinbar die maximale Empfindlichkeit des Messgerätes in dessen zentralem Empfindlichkeitsbereich um etwa 25 %. Im Gegensatz hierzu steigt die Empfindlichkeit im unteren Bereich der beiden Flanken bei 640 nm und 660 nm um das Zehnfache an. Die Auswirkung des Bandbreiteneffekts an dem Filterradiometer zeigen sich insbesondere an dem Glätten der Strukturen in dessen Bandpassbereich. Die Amplitude der Empfindlichkeit zeigt im zentralen Bereich eine relative Abweichung von etwa 3 % im Vergleich zum Referenzspektrum, während es im unteren Bereich der beiden Flanken zu einer scheinbaren Vervierfachung der Empfindlichkeitswerte kommt.

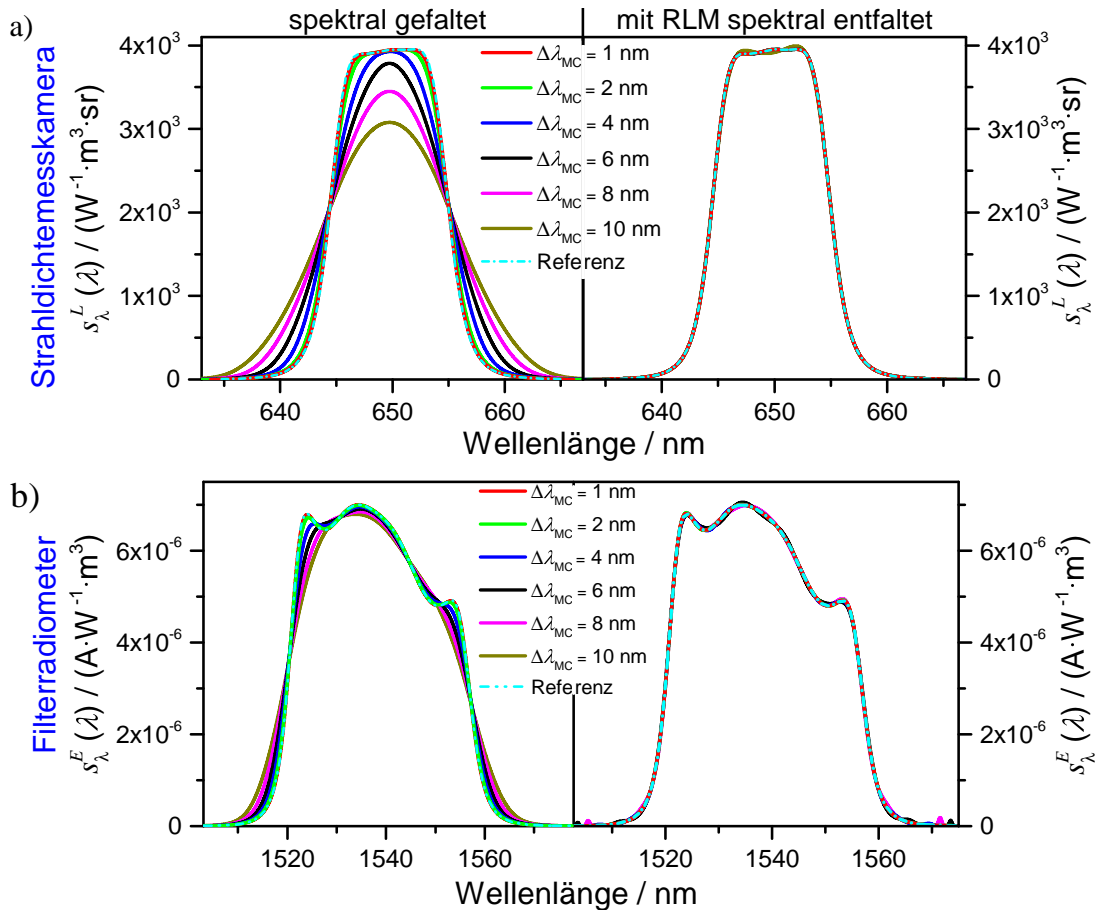


Abbildung 3.24: Einfluss des Bandbreiteneffekts auf die Verläufe der absoluten spektralen Empfindlichkeiten (links) und Anwendung der Richardson-Lucy Methode (RLM) für die spektrale Entfaltung (rechts), dargestellt am Beispiel der absoluten spektralen Strahl-dichteempfindlichkeit einer Strahl-dichtemesskamera s_{λ}^L (a) und der absoluten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit eines Filterradiometers s_{λ}^E (b). Als Monochromator-Bandpassfunktionen wurden Dreiecksfunktionen mit den dargestellten Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{MC}$ verwendet.

Links: Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf die spektralen Empfindlichkeitsverläufe. Der Bandbreiteneffekt zeigt sich in Form einer spektralen Verschmierung, welche sich insbesondere in den stark ansteigenden Flanken der Originalverläufe (Referenz) und in deren Strukturen auswirkt.

Rechts: Dargestellt sind die mit der RLM entfalteten spektralen Verläufe der linken Seite. Die Auswirkungen des Bandbreiteneffekts werden deutlich reduziert, sodass eine gute Übereinstimmung mit den Originalverläufen (Referenz) wiederhergestellt wird.

Da die Monochromator-Bandpassfunktionen im Sinne der mathematischen Faltung einen integralen Wert von eins aufweisen, ist der integrale Wert der zu bestimmenden spektralen Empfindlichkeit eines Messgerätes vom Bandbreiteneffekt unabhängig. Auch kommt es zu keiner spektralen Verschiebung des Schwerpunktes, da die simulierten wie auch am Messplatz vorhandene Monochromator-Bandpassfunktionen symmetrisch sind.

3.4.3 Korrektur des Bandbreiteneffekts

Eine Korrektur des Bandbreiteneffekts wird hier über eine Entfaltung der spektralen Verläufe mittels der Richardson-Lucy-Methode (RLM) durchgeführt [116, 117]. Hierfür wurde eine in der Arbeitsgruppe 8.42 der PTB entwickelte Software eingesetzt. Bei der RLM handelt es sich um ein iteratives Verfahren zur spektralen Entfaltung, welches ursprünglich für die digitale Bildbearbeitung entwickelt wurde. Dieses Verfahren wurde in Kooperation zwischen der PTB²³⁾ und der Firma *Technoteam Bildverarbeitung GmbH* für die Korrektur spektraler Messungen u. a. bezüglich verschiedener Abbruchkriterien hin erweitert und der Öffentlichkeit zugänglich gemacht. Dieses erweiterte Verfahren wurde über virtuelle Experimente und Untersuchungen an Messdaten validiert [113]. Neben der RLM gibt es noch weitere in der Literatur beschriebene Verfahren der spektralen Entfaltung [70].

Die im vorigen Abschnitt ermittelten und in Abbildung 3.24 (links) dargestellten Verläufe der spektralen Empfindlichkeiten wurden mit der Kenntnis über die Bandpassfunktion des Monochromators unter Anwendung der RLM korrigiert [116, 117]. Die maximale Anzahl der Iterationen wurde hierfür auf 50 limitiert. Die Ergebnisse der entfalteten spektralen Empfindlichkeitsverläufe sind in der Abbildung 3.24 (rechts) dargestellt. Der Einsatz der RLM reduziert deutlich die durch den Bandbreiteneffekt hervorgerufenen Abweichungen, sodass die entfalteten spektralen Verläufe sich deutlich dem Verlauf des Referenzspektrums annähern. Dies betrifft auch feinere Strukturen, wie sie insbesondere beim Filterradiometer zu erkennen sind. Für Monochromator-Bandbreiten von größer als 5 nm sind nach der Entfaltung Oszillationen zu erkennen. Diese führen zu spektralen Abweichungen von bis zu $\pm 1\%$ um den Referenzwert im Bandpassbereich der Messgeräte.

3.4.4 Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf Temperaturmessungen

Die in den vorangegangenen Abschnitten ermittelten Verläufe der spektralen Empfindlichkeiten, dargestellt in Abbildung 3.24, werden hier bezüglich der Auswirkung auf die zu messende Strahldichte und der daraus resultierenden Abweichung in der zu bestimmenden thermodynamischen Temperatur betrachtet. Die Auswertung der spektralen Daten für die spektral gefalteten und für die mittels RLM entfalteten spektralen Empfindlichkeitsverläufe über die zu bestimmenden

²³⁾Beteiligte Arbeitsgruppen der PTB: [AG 8.42](#): Datenanalyse und Messunsicherheit, AG 7.31: Hochtemperaturskala, AG 4.12: Photometrie

Tabelle 3.9: Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf die maximale Strahldichteänderung $\Delta L/L$ und der damit verbundenen Temperaturabweichung ΔT und Betrachtung der Wirksamkeit einer spektralen Entfaltung nach der RLM für ausgewählte Monochromatorbandbreiten $\Delta\lambda_{MC}$. Diese Bandbreiten stellen sowohl die typischen als auch die maximalen Bandbreiten am Messplatz für die Bestimmung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Messgeräten in der Radiometrie dar. Dies ist hier am Beispiel einer Strahldichtemesskamera und eines Filtrradiometers mit deren Schwerpunktwellenlängen λ_c unter Angabe der jeweiligen Temperaturbereiche dargestellt. Die vollständigen Daten sind in der Abb. 3.25 (S. 103) grafisch dargestellt.

Gerät	Temperaturbereich / K	$\Delta\lambda_{MC}$ / nm	spektral gefaltet		spektr. entfaltet	
			max. $\Delta L/L$	max. ΔT	max. $\Delta L/L$	max. ΔT
Strahldichtemesskamera $\lambda_c = 650$ nm	1000 – 3000	1	$1,3 \cdot 10^{-6}$	2,3 mK	$3,3 \cdot 10^{-8}$	0,6 mK
		2	$5,1 \cdot 10^{-6}$	9,1 mK	$3,3 \cdot 10^{-8}$	0,6 mK
		6	$4,6 \cdot 10^{-5}$	81,9 mK	$3,3 \cdot 10^{-8}$	0,6 mK
Filterradiometer $\lambda_c = 1,55$ μ m	500 – 1500	1	$3,5 \cdot 10^{-8}$	0,8 mK	$7,0 \cdot 10^{-8}$	0,7 mK
		2	$2,7 \cdot 10^{-7}$	1,7 mK	$1,5 \cdot 10^{-7}$	1,5 mK
		10	$1,1 \cdot 10^{-5}$	18,0 mK	$1,2 \cdot 10^{-6}$	12,0 mK

Temperaturen ist in der Abbildung 3.25 dargestellt. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse ist in der Tabelle 3.9 gegeben. In Abhängigkeit der spektralen Verteilung der radiometrisch zu bestimmenden thermodynamischen Temperatur (vgl. Abb. 2.1, S.23) existieren zwei Temperaturen T_b , bei denen sich der Bandbreiteneffekt nicht auf den integralen Wert und somit auch nicht auf die Messgröße des Temperaturmessgeräts I_{ph} auswirkt, sodass bei diesen gilt:

$$I_{ph} = \int_0^{\infty} L_{\lambda,S}(\lambda, T_b) \cdot s_{\lambda}^L(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} L_{\lambda,S}(\lambda, T_b) \cdot s_{\lambda}^{\tilde{L}}(\lambda) d\lambda \quad (3.33)$$

$$= \int_0^{\infty} L_{\lambda,S}(\lambda, T_b) \cdot (s_{\lambda}^L(\lambda) * \Delta\lambda_{MC}) d\lambda. \quad (3.34)$$

Die Messgröße I_{ph} ist demnach bei diesen Temperaturen T_b unabhängig von der während der Kalibrierung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit $s_{\lambda}^{\tilde{L}}$ verwendeten Bandbreite des Monochromators $\Delta\lambda_{MC}$, sodass dort keine Abweichung in der thermodynamischen Temperaturbestimmung zu verzeichnen ist. In dem von den beiden Temperaturen T_b eingeschlossenen Temperaturbereich wird die zu messende Temperatur überbewertet und außerhalb von diesem Bereich unterbewertet.

Für die beiden untersuchten Geräte ergeben sich für typische Monochromatorbandbreiten $\Delta\lambda_{MC}$ von bis zu 2 nm relative Abweichungen in der zu messenden Strahldichte von weniger als $6 \cdot 10^{-6}$ für die Strahldichtemesskamera und $3 \cdot 10^{-7}$ für das Filtrradiometer (vgl. Tab. 3.9). Die korrespondierenden Temperaturab-

weichungen betragen 10 mK respektive 2 mK über die jeweiligen Anwendungsbereiche von 1000 K bis 3500 K respektive 500 K bis 1500 K. Für die am verwendeten Monochromator maximal möglichen Bandpassbreiten sind die relativen Abweichungen in der Strahldichtemessung geringer als $5 \cdot 10^{-5}$, sodass die maximalen Temperaturabweichungen weniger als 100 mK betragen. Diese schon geringen Abweichungen in der Strahldichtemessung und der Temperaturbestimmung können durch den Einsatz der RLM deutlich auf unter $4 \cdot 10^{-8}$ bzw. $2 \cdot 10^{-7}$ reduziert werden, wodurch die Temperaturabweichung verringert wird.

Die Gradienten der spektralen Strahldichte über die Empfindlichkeitsbereiche der Messgeräte sowie deren Änderung in Abhängigkeit der Temperatur sorgen für die unterschiedlich ausgeprägten Einflüsse des Bandbreiteneffekts für die beiden Messgeräte. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung C.5 (S. 172) die relativen Änderungen der spektralen Strahldichte nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz bezogen auf die beiden Schwerpunktswellenlängen 650 nm und 1,55 μm über die spektralen Empfindlichkeitsbereiche von Silizium- und InGaAs-Empfängern dargestellt.

Die Auswirkung des Bandbreiteneffekts für schmalbandige Messgeräte in Kombination mit breitbandiger Strahlung, welche näherungsweise linear über die Filterfunktion verläuft, ist für Temperaturmessung gering. Mit relativen Abweichungen in der Strahldichtebestimmung von weniger als $4 \cdot 10^{-5}$ für die größtmöglichen Bandbreiten des Monochromators besteht für die beiden hier dargestellten Messgeräte keine Notwendigkeit für eine spektrale Entfaltung zum Erreichen einer Gesamtmessunsicherheit der radiometrischen Kalibrierung von weniger als $1 \cdot 10^{-3}$.

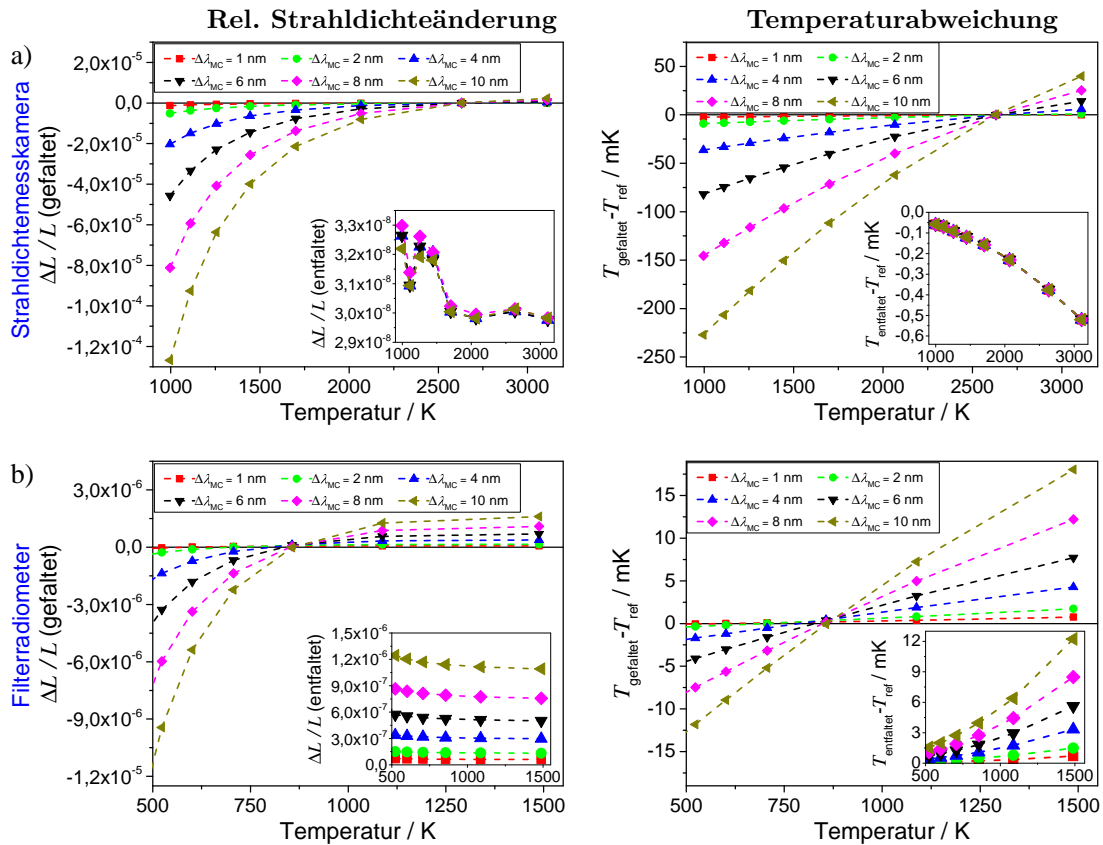


Abbildung 3.25: Auswertung der spektralen Daten aus Abb. 3.24 bezüglich des Bandbreiteneffekts und deren Korrektur über eine spektrale Entfaltung nach der Richardson-Lucy Methode (RLM)

Als Monochromator-Bandpassfunktionen wurden Dreiecksfunktionen mit Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{MC}$ von 1 nm bis von 10 nm verwendet. Im oberen Bereich (a) befinden sich die Daten für eine Strahlrichtmesskamera (LMK) und im unteren Bereich (b) befinden sich die Daten für ein Filtrerradiometer. Die LMK arbeitet bei einer Schwerpunktwellenlänge von etwa 650 nm mit einer Halbwertsbreite von ca. 11 nm, während das Filtrerradiometer mit einer Schwerpunktwellenlänge bei etwa 1550 nm und einer Halbwertsbreite von ca. 35 nm arbeitet. Über die zu messende Temperatur sind die relativen Strahlungsänderungen $\frac{\Delta L}{L}$ (links) und die daraus resultierende Temperaturabweichung $T_{gefaltet} - T_{ref}$ (rechts) dargestellt. Jedes Diagramm beinhaltet im rechten unteren Bereich ein weiteres Diagramm mit den korrespondierenden Auswertungen der mittels RLM entfalteten spektralen Empfindlichkeitsverläufe.

3.4.5 Anforderungen an die Messunsicherheit im Out-of-Band-Spektralbereich

Die spektrale Empfindlichkeit von den Temperaturmessgeräten wird im Wesentlichen durch den meist spektral schmalen optischen Filter bestimmt. Außerhalb des schmalen Empfindlichkeitsbereichs wird in der Regel eine hohe Unterdrückung von mindestens fünf Größenordnungen in dem sogenannten „out-of-band“-Bereich erreicht. Der Anteil des Empfindlichkeitsbereichs eines Strahlrichtmessgerätes an dem gesamten spektralen Empfindlichkeitsbereich des ungefilterten Sensors beträgt somit nur wenige Prozent. Die Genauigkeiten, mit

welcher die spektralen Strahldichteempfindlichkeiten in den verschiedenen Bereichen ermittelt werden müssen, um eine Gesamtmessunsicherheit von weniger als 0,1 % zu erzielen, wird daher im Folgenden betrachtet.

Für die integrale Beschreibung der Messunsicherheit aus den spektralen Daten gibt es keinen allgemein gültigen Formalismus. Neben der üblichen Darstellung der Messunsicherheit an der Stelle der Schwerpunktwellenlänge, welche i. d. R. repräsentativ für den gesamten Bandpassbereich ist, wird hier eine neue Methode zur Abschätzung der Messunsicherheit im „out-of-band“-Bereich vorgestellt. Diese Methode basiert auf der Zerlegung des Integrals (Gl. 3.1) in drei Teilintegrale, welche die Messgröße I_{ph} beschreiben. Diese sind der Bandpassbereich und die beiden diesen umgebenden „out-of-band“-Bereiche mit den Anteilen k_o an der Messgröße $I_{\text{ph},o}$:

$$I_{\text{ph}}(T) = \underbrace{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,\text{S}}(\lambda, T) \cdot s_{\lambda}^L(\lambda) d\lambda}_{I_{\text{ph},1}} + \underbrace{\int_{\lambda_2}^{\lambda_3} L_{\lambda,\text{S}}(\lambda, T) \cdot s_{\lambda}^L(\lambda) d\lambda}_{I_{\text{ph},2}} + \underbrace{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} L_{\lambda,\text{S}}(\lambda, T) \cdot s_{\lambda}^L(\lambda) d\lambda}_{I_{\text{ph},3}} \quad (3.35)$$

$$\Rightarrow k_1(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2) \cdot u_{\text{ph},1} \quad \Rightarrow k_2(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3) \cdot u_{\text{ph},2} \quad \Rightarrow k_3(\lambda_3 \rightarrow \lambda_4) \cdot u_{\text{ph},3}$$

Die jeweiligen relativen Anteile k_o an dem Gesamtsignal I_{ph} dienen der Wichtung der einzelnen Messunsicherheitsbeiträge $u_{\text{ph},n}$ für die jeweiligen Spektralbereiche:

$$k_o(T) = \frac{I_{\text{ph},o}(T)}{I_{\text{ph}}(T)} \quad \text{mit } o = 1, 2, 3. \quad (3.36)$$

Mit diesen relativen Anteilen k_o können die minimalen Anforderungen an die Messunsicherheiten in den „out-of-Band“-Bereichen mit der im Bandpass vorliegenden Messunsicherheit gewichtet werden:

$$u_{\text{ph}} = \sqrt{(k_1 \cdot u_{\text{ph},1})^2 + (k_2 \cdot u_{\text{ph},2})^2 + (k_3 \cdot u_{\text{ph},3})^2} \quad \text{mit } \sum_{o=1}^3 k_o = 1. \quad (3.37)$$

Die Anteile werden in Abhängigkeit der iterativ bestimmten radiometrischen Temperatur für die drei beschriebenen Bereiche bestimmt und deren Beiträge zur Standardmessunsicherheit auf die Temperaturmessung angenähert.

Die Messunsicherheit, mit welcher die spektrale Empfindlichkeit im „out-of-band“-Bereich bestimmt werden muss, hängt im Wesentlichen von der Schwerpunktwellenlänge des spektralen Filters ab und wo dieser Schwerpunkt im spektralen Empfindlichkeitsbereich des Sensors liegt. Der Einfluss einer Struktur mit geringerem Blockungsvermögen im langwelligeren Spektralbereich als Bandpassbereich wird in Abschnitt 4.1 am konkreten Beispiel diskutiert.

Die Untersuchungen fanden an den beiden verwendeten Transferdetektoren statt. Hierbei wird zum einen die spektrale Verteilung für den spektral nicht gefilterten Fall für Temperaturmessungen betrachtet und zum anderen eine spektrale Filterung mit einer „out-of-band“-Unterdrückung von fünf Größenordnungen (hier als OD5 bezeichnet) mit den für Temperaturmessungen typischen spektralen Breiten.

Als spektrale Empfindlichkeitsbereiche wurde für den Silizium-Trap-Detektor der Spektralbereich von 640 nm bis 660 nm und für den InGaAs-Detektor der Spektralbereich von 1,53 μm bis 1,57 μm ausgewählt. Somit befindet sich der Bandpassbereich für den Si-Detektor etwa spektral mittig im Empfindlichkeitsbereich vom Silizium, während der gewählte Messbereich für den InGaAs-Detektor verhältnismäßig nah an dessen Bandkante liegt. Entsprechend unterschiedlich fallen die Anforderungen an die Genauigkeiten der drei Bereiche aus, welche durch den spektralen Gang der thermischen Strahlung über mehrere Größenordnungen dominiert werden.

So wird das Messsignal im Wesentlichen im langwelligen Spektralbereich erzeugt, wobei der relative Anteil aus dem kurzwelligeren Bereich mit ansteigender Temperatur zunimmt. Hieraus folgt im Allgemeinen, dass mit zunehmender Wellenlängen die Messunsicherheiten stetig abnehmen müssen. Die maximal erlaubte Messunsicherheit für den kurzwelligen Spektralbereich resultieren aus der höchsten zu messenden Temperatur, während für den langwelligen Spektralbereich die Messunsicherheit durch die niedrigsten Temperaturen gegeben ist. Dieser Sachverhalt ist in der Tabelle 3.10 an zwei Beispielen zu sehen.

Si-Trap-Detektor: Der zum Messsignal beitragende Anteil aus dem langwelligeren Spektralbereich beträgt maximal 1,5 % für die geringste Temperatur von 1000 K, während der maximale Anteil im kurzwelligen Spektralbereich für die

Tabelle 3.10: Darstellung der spektralen Strahldichteanteile über die Empfindlichkeitsbereiche von Silizium- und InGaAs-Detektoren in Abhängigkeit der Temperatur. Der jeweils obere Tabellenabschnitt zeigt die spektrale Verteilung, wenn keine spektrale Filterung durchgeführt wird. Typische spektrale Filter verfügen im sichtbaren Spektralbereich über eine Breite im Bandpassbereich von etwa 20 nm bei einer Unterdrückung außerhalb des Bereichs von mindestens fünf Größenordnungen. Im NIR-Spektralbereich haben die optischen Filter eine spektrale Breite von etwa 40 nm und verfügen über eine „out-of-band“-Unterdrückung von fünf Größenordnungen. Eine solche Filterung ist in den jeweils unteren Tabellenabschnitten betrachtet worden. Die spektralen Verläufe der ungefilterten Spektren sind in der Abb. C.6 (S. 172) dargestellt.

Detektor- typ	Spektral- bereich / nm	spektrale Filterung	Signalanteil in Abh. der Temperatur in %				
			1000 K	1500 K	2000 K	2500 K	3000 K
Silizium	300 - 640		0,08	1,44	6,46	15,46	26,31
	640 - 660	NEIN	0,07	0,73	2,24	4,01	5,42
	660 - 1100		99,85	97,83	91,30	80,53	68,26
(Rechteck: $\lambda_c = 650$ nm $\Delta\lambda = \pm 10$ nm)	300 - 640	OD5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	640 - 660	OD0	98,56	99,87	99,96	99,98	99,98
	660 - 1100	OD5	1,44	0,13	0,04	0,02	0,01
			Signalanteil in Abh. der Temperatur in %				
			500 K	750 K	1000 K	1300 K	1600 K
InGaAs	900 - 1530		14,41	19,61	23,27	26,70	29,50
	1530 - 1570	NEIN	23,44	25,64	26,28	26,32	26,05
	1570 - 1700		62,16	54,75	50,45	46,98	44,45
(Rechteck: $\lambda_c = 1,55$ μ m $\Delta\lambda = \pm 20$ nm)	900 - 1530	OD5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	1530 - 1570	OD0	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
	1570 - 1700	OD5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

höchste Temperatur (3000 K) mit 0,003 % gegeben ist. Ausgehend von einer relativen Messunsicherheit der spektralen Empfindlichkeit für die Temperaturbestimmung von weniger als $1 \cdot 10^{-3}$ resultiert im „out-of-band“-Bereich bei einer Filterung mit einer Blockung von fünf Größenordnungen eine mittlere relative Messunsicherheit von 700 % im langwelligeren und 2061 % im kurzwelligeren Spektralbereich.

InGaAs-Detektor: Im Vergleich zu dem Si-Detektor ist der signalbeitragende Anteil im Bandpassbereich mit durchschnittlich rund 25 % höher, sodass die Anforderungen an die Messunsicherheit im „out-of-band“-Bereich bei einer Filterung mit einer Blockung von fünf Größenordnungen geringer ausfallen. Für den gefilterten InGaAs-Detektor mit einer „out-of-band“-Unterdrückung von fünf Größenordnungen ergibt sich eine mittlere relative Messunsicherheit von 3771 % im langwelligeren und 8830 % im kurzwelligeren Spektralbereich.

Die so bestimmten mittleren Messunsicherheiten können somit als Mindestmaß an die Messunsicherheit im „out-of-band“-Bereich bei einer Unterdrückung von fünf Größenordnungen während der Bestimmung der absoluten spektralen Empfindlichkeit angesehen werden.

3.5 Durchführung einer Messung

Der Messplatz zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit, welcher in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, soll zukünftig auch für weitere Kalibrierungen Verwendung finden. Daher wurde eine leicht zu erweiternde Messplatzsoftware in *LabVIEW 2010* der Firma *National Instruments* realisiert. Diese vereint die Initialisierung und Steuerung aller Geräte mit der Stabilisierung des Strahlungsflusses des Superkontinuum-Lasers. In diesem Abschnitt wird auf die wesentlichen Bestandteile des Kalibrierprozesses und der Software eingegangen sowie ein auf das Wesentliche reduziertes Ablaufdiagramm (Abb. 3.26) dargestellt.

Vorbereitungen: Vor jeder Kalibrierung wird der Strahlengang des unstabilisierten HeNe-Lasers und des spektral gefilterten Superkontinuum-Lasers auf deren identischen Weg bis zum Eingangsport der Ulbrichtkugel hin überprüft und gegebenenfalls nachjustiert. Die Initialisierung der Wellenlängenskala erfolgt über einen unstabilisierten HeNe-Laser (vgl. Abschn. 3.2.1). Die Positionierung und Ausrichtung des Transferdetektors, dargestellt in Abschnitt 3.2.2, wird über die in Abschnitt 3.2.4 beschriebene Vorrichtung realisiert und die Positionierung anschließend mittels taktiler Messungen überprüft. Für die bestimmte Messposition wird anschließend der Abstand zwischen der Ulbrichtkugel- und der Transferdetektorblende taktil mit dem auch für die Justage verwendeten Aufbau an zwei Positionen bestimmt. Die Positionierung und Ausrichtung des zu kalibrierenden Messgerätes wird über den Rückreflex des bidirektionalen Lasers und optisch über die Möglichkeiten des Gerätes realisiert, wie bspw. mit einem Okular am Strahlungsthermometer oder über die Auswertung eines Bildes bei einem bildgebenden Gerät.

Programmablauf: Nach der Initialisierung aller benötigten Schnittstellen und der angeschlossenen Geräte werden diese auf die jeweiligen Messbereiche voreingestellt. Zu diesen Geräten gehören u. a. zwei IU-Wandler, welche der Stabilisierung des Superkontinuum-Lasers (siehe Abschn. 3.3.6) und der Verstärkung sowie Umsetzung des Photostromes vom Transferdetektor in eine Ausgangsspannung (siehe Abschn. 3.2.6) dienen. Eine Messbereichsumschaltung während einer Wellenlängeneinstellung ist theoretisch möglich, ist jedoch durch eine hohe Stabilität der Strahldichte an der Ulbrichtkugel und der für jede Wellenlängeneinstellung

neu ermittelten Messbereiche unwahrscheinlich. Weiter wurde eine Hysterese-funktion für die Umschaltung der Messbereiche integriert.

Nach der Initialisierung aller motorisierten Elemente werden diese auf die jeweilig eingestellte Position verfahren. So wird das Reflexionsgitter in die Position der ersten Wellenlängeneinstellung gedreht und der Transferdetektor an dessen Messposition vor der Ulbrichtkugel verfahren. Währenddessen wird die Wellenlänge des Superkontinuum-Lasers über den AOTF eingestellt. Die genaue Einstellung der Laserwellenlänge wird über die angelegte Frequenz geregelt (vgl. Abschn. 3.3.2), wofür die genaue Wellenlängeneinstellung des Monochromators notwendig ist. Die Monochromatorwellenlänge wird hierbei für jede Messung aus der aktuellen Schrittposition neu berechnet. Dies begründet sich aus der Tatsache, dass eine frei wählbare Wellenlänge des Monochromators bedingt durch die diskrete Schrittweite des Monochromatorantriebes nicht exakt eingestellt werden kann und somit minimal von der gewählten Wellenlänge abweichen kann.

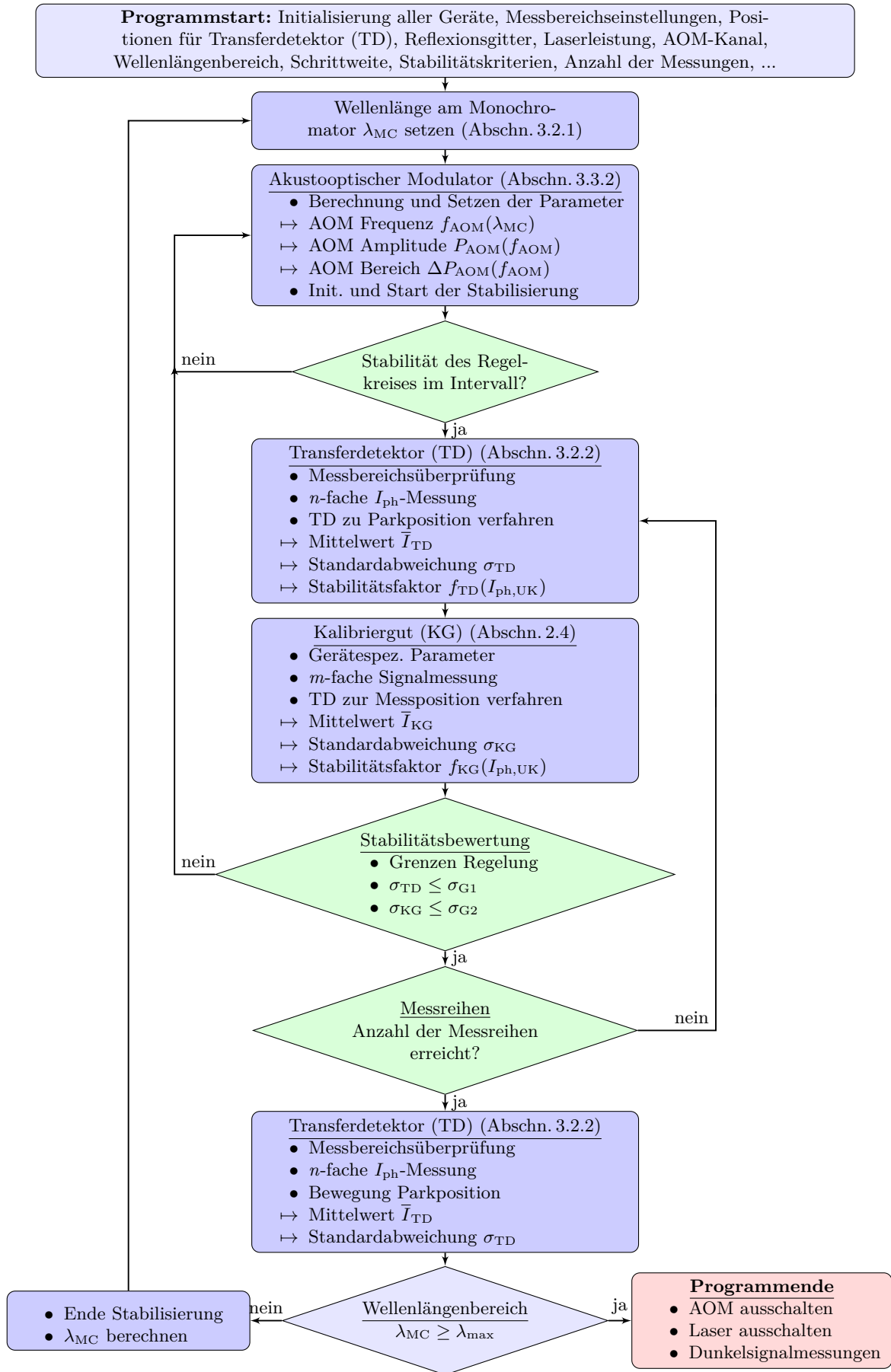
Durch verschiedene Einstellmöglichkeiten kann die zu erreichende Messunsicherheit der radiometrischen Kalibrierung im gewissen Maße vorgegeben werden. Zu den Einstellmöglichkeiten zählen u. a. die Anzahl der Messungen des Photostroms des Transferdetektors und des zu kalibrierenden Detektors, die Häufigkeit der alternierenden Messungen für jede Wellenlängeneinstellung sowie verschiedene Stabilitätskriterien. So sind die Stabilitätskriterien an die spektrale Strahldichte der Ulbrichtkugel sowohl vor jeder Messung als auch während der Messungen für jede Wellenlängeneinstellung wichtige Parameter des Kalibrierprozesses. Nach dem Setzen der Wellenlänge des Monochromators und des Lasersystems wird eine kurze definierte Zeit im Bereich von bis zu fünf Sekunden abgewartet, um mögliche Einschwingprozesse abzuwarten. In diesem Zeitintervall werden u. a. die Messbereiche der Geräte automatisch überprüft und ggf. angepasst. Im Anschluss gilt es in einem festgelegten Zeitintervall das Stabilitätskriterium zu erfüllen und somit die Messungen zu beginnen.

Dieses Stabilitätskriterium gilt auch über die Zeiträume der Messungen des Transferdetektors und des zu kalibrierenden Detektors. Wird dieses bspw. aufgrund einer kurzen zeitlichen Fluktuation überschritten, wird die Messung automatisch wiederholt. Als Standardeinstellung ist ein Wert von $\pm 0,1\%$ um den in der Regelung hinterlegten Wert gesetzt. Für jede Messung werden Stabilitäts-

faktoren ($f_{\text{TD}}(I_{\text{ph,UK}})$, $f_{\text{KG}}(I_{\text{ph,UK}})$) für spätere Korrekturen bestimmt. Diese haben typischerweise einen Wert zwischen 0,9998 und 1,0002 und sind am Beispiel der Kalibrierung des Strahlungsthermometers für dessen Bandpassbereich in Abbildung C.12 (S. 175, rechts) gegeben.

Neben den Stabilitätsfaktoren werden auch die Mittelwerte (\bar{I}_{TD} , \bar{I}_{KG}) und Standardabweichungen der Messgeräte (σ_{TD} , σ_{KG}) nach jeder Messung ausgewertet. Liegen diese nicht in dem voreingestellten Bereich, so wird die Messung wiederholt. Weiter führt auch ein Verlassen des Regelbereichs der Stabilisierung (vgl. Abschn. 3.3.6, S. 86) über die Anpassung der HF-Leistung zu einer Reinitialisierung der Regelung und damit automatisch zu einer Wiederholung der Messung. Nach Beendigung der Messungen über den eingestellten Spektralbereich mit den gesetzten Schrittweiten wird der Superkontinuum-Laser automatisch ausgeschaltet und die Dunkelsignalmessungen für alle verwendeten Bereiche und Geräte durchgeführt. So werden bspw. bei der Kalibrierung einer Strahldichtemesskamera die Dunkelsignale für alle verwendeten Integrationszeiten gemessen.

Nachbereitung: Nach Beendigung des Kalibrierprozesses wird der Abstand zwischen der Transferdetektorblende und der Ulbrichtkugelblende erneut gemessen und ausgewertet sowie die Wellenlängenskala mittels des unstabilisierten HeNe-Lasers überprüft. Wird eine Abweichung in der Wellenlängenskala ermittelt, wird diese als vollständig mit der Wellenlänge korreliert betrachtet und in dem Messunsicherheitsbudget berücksichtigt.



110Abbildung 3.26: Ablaufdiagramm: Bestimmung der spektralen Strahllichtempfindlichkeit

3.6 Nichtlinearität und Umfeldfaktor

Die Nichtlinearität (NL) und der Umfeldfaktor (SSE) sind für viele optische Messgeräte quantitativer Messungen von großer Relevanz, da diese Einfluss auf die eigentliche Messgröße haben [28]. Am Beispiel eines sehr schmalbandig arbeitenden Strahlungsthermometers, welches näherungsweise nach der Gleichung 2.20 (S. 35) über eine Schwerpunktwellenlänge beschrieben werden kann, verändert die NL die Proportionalität zwischen der einfallenden Strahlung und dem resultierenden Messsignal. Dies führt insbesondere im Hochtemperaturbereich der ITS-90 bei der Extrapolation zu Abweichungen in der Temperaturbestimmung. Im gleichen Maße trifft dies auch auf die radiometrische Temperaturmessung zu, da hier zum einen die gleiche hohe Dynamik in der Strahldichte bzw. im Messsignal vorliegt und zum anderen für die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit (Kap. 3, S. 41) auch Messsignale unterhalb des „normalen Arbeitsbereichs“ des Messgerätes genutzt werden. Eine NL führt folglich zu einer Verschmierung des gemessenen spektralen Strahldichteempfindlichkeitsverlaufs.

Die Ursachen für eine NL können sehr vielseitig sein. So kann bspw. die dem Detektor nachgeschaltete Elektronik zur Signalverstärkung und -auswertung das lineare Verhalten beeinflussen [64, 118]. Weiter gibt es zahlreiche physikalische Ursachen für eine NL. So hängt u. a. die Eindringtiefe in den Halbleiter-Detektor von der Wellenlänge ab, sodass die Elektronen-Loch-Paare in Abhängigkeit der Wellenlänge nicht nur im Zentrum der Raumladungszone generiert werden, sondern auch in den Randbereichen. Weiter kann es zu einem sublinearen Verhalten aufgrund von Sättigungseffekten bei hohen Strahlungsflüssen kommen. Hierbei kommt es zur Kopplung von Strahlungsleistung und Quanteneffizienz. Entgegen einer Reduzierung der Quanteneffizienz kann es auch zur Steigerung dieser kommen, wie es bspw. für Silizium-Detektoren bei hohen Strahlungsintensitäten im nahinfraroten Spektralbereich bekannt ist [119].

Der Umfeldfaktor, auch Size-of-Source Effect (SSE) genannt, beschreibt den Einfluss der Umgebungsstrahlung auf das Messsignal, welches nicht aus dem Messfeld selbst kommt. Der SSE entsteht aufgrund von Streuung, Beugung und Reflexionen innerhalb des optischen Systems des Messgeräts. Dies führt dazu, dass ein Teil der Strahlung aus dem Messfeld im optischen System „verloren“

geht, während Anteile der Umgebungsstrahlung zusätzlich auf den Detektor gelangen. Somit hängt das Messsignal nicht nur von dem zu messenden Objekt im Messfeld, sondern auch von dessen Umgebung ab. Dieser Effekt kann je nach Strahlungsthermometer einige Prozent betragen, sodass der SSE eine wesentliche Eigenschaft in der Präzisions-Radiometrie ist. Der somit linear zur Strahldichte eingehende Korrekturfaktor kann daher wesentlich zur Messunsicherheit bei Temperaturmessungen beitragen und muss dementsprechend besonders sorgfältig bestimmt werden [28].

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Verfahren zur Bestimmung der NL und des SSE mit den dazugehörigen Messplätzen näher beschrieben.

3.6.1 Verfahren zur Bestimmung der Nichtlinearität in Abhängigkeit des Strahlungsflusses respektive der Strahldichte

In der Praxis zeigen auch die hochwertigsten Detektoren ein gewisses Maß an nichtlinearem Verhalten, welche für präzise Temperaturmessungen jeglicher Realisierung in den wenigsten Fällen zu vernachlässigen ist. Die Nichtlinearität (NL) muss für die absolutradiometrische Kalibrierung sowohl für die Messsignale innerhalb des zu verwendenden Temperaturbereichs als auch bis zu den niedrigsten Signalen wohl bekannt sein. Dies folgt aus dem Verlauf der spektralen Empfindlichkeit, welcher typischerweise fünf bis sechs Größenordnungen in der Empfindlichkeit umfasst und dessen niedrigste Signale durch das Dunkelsignal des Messgerätes gegeben sind. Für die Bestimmung der NL von optischen Detektoren gibt es viele verschiedene Methoden. Die Wesentlichen sind in den Publikation [120–122] beschrieben, wobei das Fluss-Verdoppelungs/-Vervielfachungs Verfahren nach dem Superpositionsprinzip am weitesten verbreitet ist. Die Methode basiert auf der Tatsache, dass ein perfekt lineares Gerät ein doppelt so hohes Messsignal bei Verdoppelung des Strahlungsflusses des Messobjektes ausgibt [123]. Die Realisierung ist häufig durch einen Strahlteiler Aufbau mit mehreren Strahlungsquellen nach Erminy [124] realisiert. Neben den meist thermischen Quellen kommen auch Lasersysteme und auf LED-Technik basierende Ulbrichtkugelstrahler zum Einsatz [125].

Das hier beschriebene Verfahren ist an einem Messplatz der PTB, welcher schematisch in Abbildung 3.27 dargestellt ist, umgesetzt. Eine Draufsicht auf den realen Messplatz ist in Abbildung C.8 (S. 173) gegeben. Bei diesem wird eine

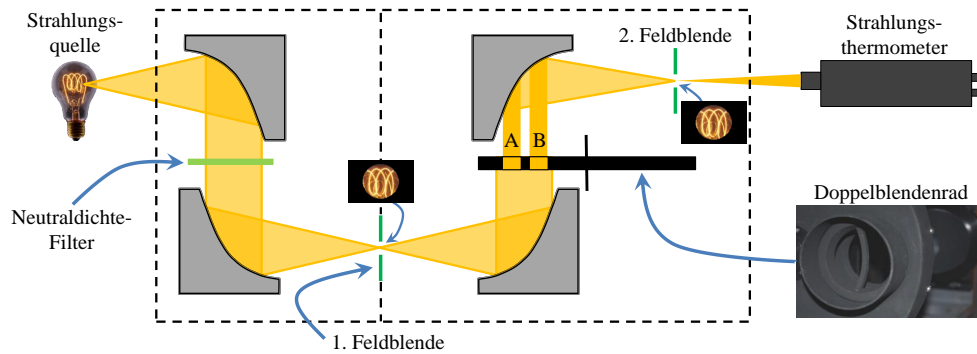


Abbildung 3.27: Schematischer Aufbau des Messplatzes zur Bestimmung der Nichtlinearität von abbildenden und nicht-abbildenden Detektoren nach [126]

Die Strahlungsquelle wird über zweier Off-Axis Parabolspiegel auf die erste Feldblende und anschließend wieder über zwei Off-Axis Parabolspiegel auf die zweite Feldblende abgebildet. Im ersten parallelen Strahlengang kann der Strahlungsfluss mittels Neutralsdichtefiltern reduziert werden. Ein Doppelblendenrad ist im zweiten parallelen Strahlengang positioniert und erlaubt die Anwendung des Strahlungsfluss-Verdoppelungs-Prinzips.

Strahlungsquelle mittels zwei Off-Axis Parabolspiegel auf die erste Feldblende und anschließend über zwei weitere Off-Axis Parabolspiegel auf die zweite Feldblende abgebildet. Im ersten parallelen Strahlengang befindet sich eine Halterung zur Einbringung von Graugläsern. Diese ermöglichen die Reduzierung des Strahlungsflusses, um einen weiten Dynamikbereich des Gerätes vermessen zu können. Im zweiten parallelen Strahlengang befindet sich das Doppelblendenrad, welches durch Teilung der Strahlung das Messprinzip ermöglicht. Das Doppelblendenrad besteht aus einer feststehenden Blende und einem drehbaren Blendenrad. Die feststehende Blende ist mit einem mittleren Steg ausgestattet, welcher diese in zwei gleichgroße Flächen aufteilt. Das dahinterliegende Blendenrad ermöglicht durch entsprechendes Abdecken der einzelnen Öffnungen die Veränderung des Strahlungsflusses (100 %, 50 %, 0 %), ohne die Abbildung der Strahlungsquelle selbst zu verändern. Um Streulicht der Quelle zu vermeiden, ist der erste Teil räumlich vom zweiten getrennt.

Für nicht abbildende Geräte wird der zu charakterisierende Detektor in die Ebene der zweiten Feldblende positioniert und die Abbildung auf den Detektor über die erste Feldblende so eingestellt, dass dieser vollständig ausgeleuchtet wird. Abbildende Geräte werden hingegen ihres Messabstandes entsprechend so positioniert, dass die Blendenebene der zweiten Feldblende scharf zu erkennen ist, ohne das Messfeld dabei einzuschränken.

Die NL-Messung erfolgt dann nach einem verhältnismäßig einfachen Verfahren. Die Blende im Doppelblendenrad unterteilt wie beschrieben den Strahlungsfluss in die beiden Teilflüsse ϕ_A und ϕ_B (vgl. Abb. C.8). Während der Charakterisierung wird das Blendenrad nach jeder Messreihe automatisch weitergedreht, sodass zuerst nur der Teilfluss ϕ_A die Blende passieren kann und anschließend der Teilfluss ϕ_B . In der nächsten Position sind dann beide Seiten der Apertur geöffnet, sodass der gesamte Fluss ϕ_{A+B} durchgeleitet wird, also beide Teilflüsse sich nach dem Superpositionsprinzip zusammenfügen. Die vierte Position ermöglicht das Verschließen beider Teilhälften, sodass die Dunkelmessung durchgeführt werden kann. Bei den einzelnen Schritten werden die entsprechenden Photoströme des zu charakterisierenden Gerätes I_{ph,ϕ_A} , I_{ph,ϕ_B} , $I_{\text{ph},\phi_{A+B}}$ und das Dunkelsignal $I_{\text{ph},\text{ds}}$ gemessen. Für die Reduzierung des Gesamtflusses werden verschiedene Grauglasfilter in den Strahlengang eingebracht und die Messung anschließend bis zum Erreichen eines noch vom Dunkelsignal unterscheidbaren Signals wiederholt. Die Berechnung jedes einzelnen NL-Wertes $\text{NL}(I_{\text{ph},\phi_{A+B}})$ bestimmt sich nach der Gleichung 3.38. Bei dieser Methode müssen die Messsignale für die Teilströme ϕ_A und ϕ_B annähernd gleich sein, um eine Vergleichbarkeit der Signale zu gewährleisten. Eine Abweichung hiervon würde zu einer Unterbewertung der NL führen.

$$\text{NL}(I_{\text{ph},\phi_{A+B}}) = \frac{I_{\text{ph},\phi_A} + I_{\text{ph},\phi_B} - 2 \cdot I_{\text{ph},\text{ds}}}{I_{\text{ph},\phi_{A+B}} - I_{\text{ph},\text{ds}}} \quad \text{mit} \quad I_{\text{ph},\phi_A} \approx I_{\text{ph},\phi_B} \quad (3.38)$$

Eine NL liegt dann vor, wenn die ermittelten NL-Werte eine systematische Abweichung von dem Wert 1 zeigen, auch wenn diese innerhalb der jeweiligen Unsicherheit liegen. Unter Berücksichtigung der Korrelation der einzelnen Werte ist dann eine NL-Korrekturfunktion in Abhängigkeit des Messsignals zu erstellen, wie sie u. a. in [121] beschrieben wird.

3.6.2 Verfahren zur Bestimmung des Umfeldfaktor (SSE)

Der Umfeldfaktor (SSE) gehört neben der Nichtlinearität zu den wichtigsten Eigenschaften von abbildenden Strahldichtemessgeräten und kann signifikant zur Messunsicherheit bei Präzisionsmessungen beitragen. Der SSE wirkt sich insbesondere in Anwendungsgebieten mit großflächigen Objekten aus, welche deutlich von den Kalibrierbedingungen mit meist kreisrunden Quellen bei einem Durchmesser im Zentimeter-Bereich abweichen.

Für die Bestimmung des SSE werden im metrologischen Umfeld im Wesentlichen drei Methoden angewendet. Dabei handelt es sich um die direkte Methode, die indirekte/differentielle Methode und die Scanning-Methode [127–130]. In dieser Arbeit wurden die direkte und die indirekte Methode angewendet, sodass diese beiden Verfahren im Folgenden näher beschrieben werden.

Der Vorteil der direkten und der indirekten Methode liegt in der verhältnismäßig einfachen Realisierbarkeit bei gleichzeitiger hoher Genauigkeit. Gemessene Abweichungen zwischen diesen Verfahren im Bereich von bis zu wenigen $1 \cdot 10^{-3}$ werden in der Literatur diskutiert, wobei sich diese Unterschiede physikalisch über Interreflexionen im optischen System, Inhomogenitäten und unterschiedliche spektrale Eigenschaften der Quellen erklären lassen [131].

Im Allgemeinen gibt es keinen gültigen Formalismus zur Beschreibung einer Korrekturfunktion, welche bei jedem abbildenden Gerät angewendet werden kann, obwohl bspw. die durch Beugung hervorgerufenen Anteile theoretisch berechenbar und korrigierbar sind [61, 132]. Eine solche Modellierung ist jedoch sehr aufwendig und kann in der Regel die Messung des Umfeldfaktors nicht ersetzen, weshalb dieser für jedes individuelle Gerät neu bestimmt werden muss [40]. In Präzisionsstrahlungsthermometern werden häufig Achromaten in Kombination mit einer Blende in der Zwischenbildebene eingesetzt, wodurch der SSE auf weniger als $5 \cdot 10^{-5}$ reduziert werden kann. Die in der Zwischenbildebene eingesetzte Blende wird nach dessen Erfinder Lyot-Blende genannt und entfernt das von der Objektivöffnung generierte Streulicht [40, 133]. Entsprechend der verwendeten Messapparaturen mit runden Aperturen können die ermittelten Korrekturwerte auch nur für solche kreisrunden Messbedingungen angewendet werden.

Direkte Methode

Bei der direkten Methode wird die Öffnung einer homogenen, zeitlich stabilen und Lambert'sch abstrahlenden Strahlungsquelle mittels einer Irisblende oder verschiedenen dimensionierten Blenden variiert. Für jede Aperturgröße d_a wird das Messsignal $I_{\text{ph}}(d_a)$ ermittelt und unter Berücksichtigung des Dunkelsignals $I_{\text{ph,ds}}$ als Funktionswert der Aperturgröße dargestellt. Der resultierende Verlauf hat typischerweise eine Form, welche durch eine Funktion in der Form von $f_{\text{SSE}} \propto e^{-\left(\frac{1}{d_a}\right)}$ angenähert werden kann.

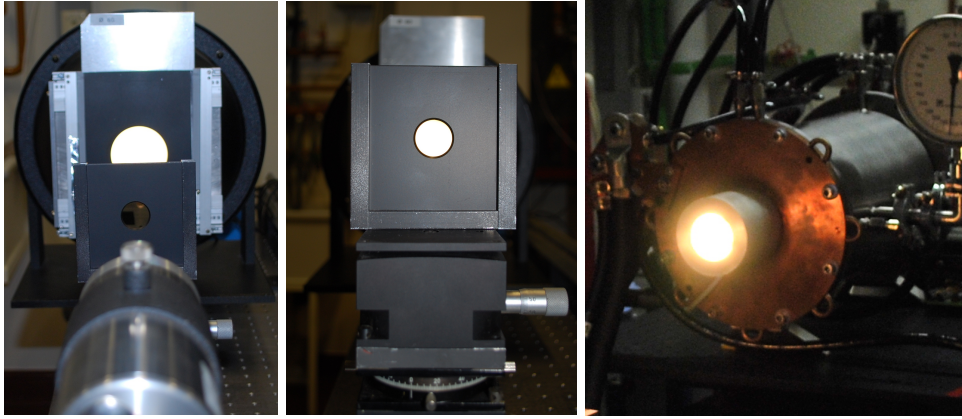


Abbildung 3.28: Aufbauten zur Bestimmung des SSE nach der Direkten Methode

Links: Blendensystem direkt an dem Leuchtdichtenormal

Mitte: Blendensystem im Abstand von 10 cm vor dem Leuchtdichtenormal

Rechts: Hohlraumstrahler als homogene Strahlungsquelle

Unter Berücksichtigung der Referenzblendengröße $I_{\text{ph}}(d_{\text{ref}})$ werden gemäß der Gleichung 3.39 die Stützstellen für eine Korrekturfunktion ermittelt. Die Referenzblendengröße ist durch die bei der Kalibrierung eingesetzte Blende gegeben.

$$f_{\text{SSE}}(d_a, d_{\text{ref}}) = \frac{I_{\text{ph}}(d_a) - I_{\text{ph,ds}}}{I_{\text{ph}}(d_{\text{ref}}) - I_{\text{ph,ds}}} \quad (3.39)$$

Bei der direkten Methode für Hochtemperaturmessgeräte werden üblicherweise Hohlraumstrahler als Strahlungsquellen eingesetzt, wodurch die maximal mögliche Aperturgröße in der Regel auf weniger als 50 mm im Durchmesser begrenzt ist. Für die Realisierung größerer homogener Quellen werden u. a. auch Ulbrichtkugelstrahler sowohl mit thermischen als auch LED-Quellen eingesetzt. In dieser Arbeit werden ein Hohlraumstrahler (vgl. Abb. 3.28, rechts) und ein modifiziertes Leuchtdichtenormal vom Typ LN3 der Firma LMT (vgl. Abb. 3.28, links, mitte) als Quellen eingesetzt. Das Leuchtdichtenormal emittiert ein Spektrum, welches nach Normlichtart A mit einer Farbtemperatur von 2856 K spezifiziert ist und über eine Leuchtdichte von 1000 cd/m^2 verfügt.

Indirekte Methode

Wie auch bei der direkten Methode werden bei der indirekten Methode u. a. kleine Signaländerungen gemessen und ausgewertet. Bei der indirekten Methode liegt das durch den SSE hervorgerufene Signal auf dem Dunkelsignal, während es bei der direkten Methode auf einem sehr hohen Messsignal liegt. So wird bei der indirekten Methode das Messgerät auf eine große, homogene und diffus strahlende Quelle ausgerichtet, welche mit einer verschiebbaren transparenten Platte

ausgerüstet ist. In dieser Platte befindet sich ein kleiner schwarzer, als Hohlraum ausgeführter Bereich, welcher die eigentliche Messregion ausblendet. Dieser ist idealerweise als Hohlraum ausgeführt und etwas größer als das Messfeld des Messgerätes. Durch Verschieben der transparenten Platte kann der Hohlraum aus dem freien Aperturbereich des Leuchtdichtenormals geschoben werden, wobei dieser stets vollständig von der transparenten Platte „bedeckt“ bleibt. In dieser Position wird das „Hellsignal“ ermittelt. Das Messsignal besteht aus dem Dunkelsignal und dem Signal, welches durch von außen in das Messfeld gebeugte und gestreute Strahlung entsteht.

Bei dem verwendeten Aufbau (Abb. 3.29) wird die freie Apertur des Leuchtdichtenormals durch die Verwendung verschiedener Blenden mit den Durchmessern d_a im Bereich von 3 mm bis 75 mm variiert. Interreflexionen zwischen den verschiedenen Blenden und dem Messgerät sowie eine Rückwirkung dieser Blenden auf die Strahldichte der Ulbrichtkugelquelle werden durch eine schwarze Beschichtung der Blenden minimiert. Für jede eingesetzte Blende wird das „Hellsignal“ I_{ph} und das Signal beim Messen des Hohlraums $I_{\text{ph,bb}}$ nach dem Verschieben der transparenten Platte gemessen. Unter Berücksichtigung des Dunkelsignals $I_{\text{ph,ds}}$ werden die Koeffizienten σ_{I} gemäß der Gleichung 3.40 bestimmt. Der sich ergebende Verlauf sollte sich einem Wert annähern, welcher häufig für Korrekturen als Referenzwert herangezogen wird. Im Falle dieser Arbeit wird hingegen der Verlauf auf die Blendengröße nach Gleichung 3.41 bezogen, welche bei der Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit genutzt wurde. Hierbei ist $\sigma_{\text{I,ref}}$ der Koeffizient für die Blendengröße, welche entsprechend bei der Kalibrierung Anwendung findet. Die so gewonnenen Punkte können i. d. R. mit einer Polynom- oder auch mit einer Spline-Funktion angenähert und interpoliert werden, da keine Unstetigkeiten zu erwarten sind. Somit können die jeweiligen Korrekturfaktoren f_{SSE} direkt bestimmt und angewandt werden.

$$\sigma_{\text{I}}(d_a, d_{\text{bb}}) = \frac{I_{\text{ph}}(d_a) - I_{\text{ph,bb}}(d_a)}{I_{\text{ph}}(d_a) - I_{\text{ph,ds}}} \quad (3.40)$$

$$f_{\text{SSE}}(\sigma_{\text{I}}, \sigma_{\text{I,ref}}) = \frac{\sigma_{\text{I}}}{\sigma_{\text{I,ref}}} \quad (3.41)$$

Aufgrund der geringen Signaldifferenz zwischen dem Messsignal für den Hohlraum $I_{\text{ph,bb}}$ und dem Dunkelsignal $I_{\text{ph,ds}}$ ist diese Methode nicht für alle konventionell erhältlichen Geräte anwendbar. Eine hohe Signalaufösung und eine hohe Genauigkeit werden hier als Anforderung genannt.

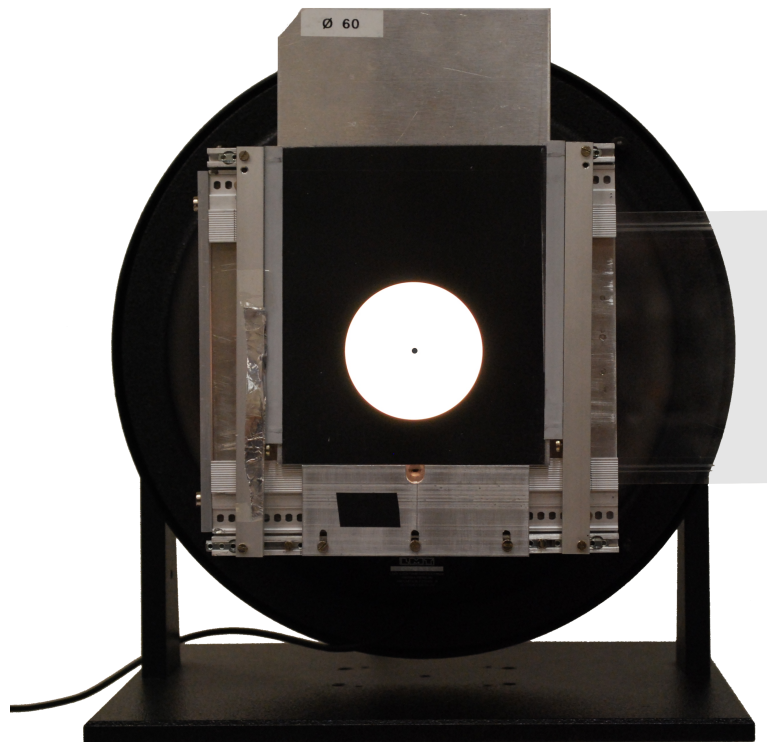


Abbildung 3.29: Aufbau zur Bestimmung des Umfeldfaktors (SSE) nach der indirekten Methode

Als Strahlungsquelle dient ein modifiziertes Leuchtdichtennormal vom Typ LN3 der Firma LMT. Variation der Apertur durch Einsatz verschiedener Blenden. Das eigentliche Messfeld wird durch einen geschwärzten zylindrischen Hohlraum ($\varnothing = 2\text{ mm}$) im Zentrum „ausgeblendet“.

4 Charakterisierung und Kalibrierung von abbildenden Temperaturmessgeräten

Die Genauigkeit radiometrischer Temperaturmessungen mit abbildenden Temperaturmessgeräten wie Strahlungsthermometern hängt von einer Vielzahl an Umgebungsbedingungen und Geräteeigenschaften ab. Wesentliche Einflussfaktoren sind der Emissionsgrad bzw. die Reflektivität des Messobjektes, atmosphärische Absorptionen, der spektrale Empfindlichkeitsbereich und die Temperatur des Messgerätes [115].

Neben diesen Eigenschaften können weitere gerätespezifische Eigenschaften sowie die Nichtlinearität (NL), der Umfeldfaktor (SSE) und auch zusätzlich für bildgebende Geräte die Ungleichförmigkeit der Empfindlichkeit (PRNU) und des Dunkelsignals (DSNU) einen wesentlichen Beitrag zur Messunsicherheit liefern, wie es in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wurde. Daher ist die präzise Bestimmung dieser Eigenschaften ein wesentlicher Bestandteil einer radiometrischen als auch thermometrischen Kalibrierung von abbildenden Messgeräten. Die Bestimmung dieser Eigenschaften und deren Einfluss auf die Messunsicherheit wird in diesem Kapitel exemplarisch anhand zweier abbildender Messgeräte durchgeführt: Einer im visuellen Spektralbereich arbeitenden Strahldichtemesskamera und einem im nahen infraroten Spektralbereich arbeitenden Strahlungsthermometer.

Im Anschluss an die jeweiligen Charakterisierungen werden die radiometrischen Kalibrierungen der beiden Temperaturmessgeräte bezüglich deren absoluter spektraler Strahldichteempfindlichkeit mit Angabe des jeweiligen Unsicherheitsbudgets dargestellt. Die abschließende Validierungen der radiometrischen Kalibrierungen fand an primären- und sekundären Normalen der ITS-90 statt, welche als sehr gute Approximation der thermodynamischen Temperatur im Rahmen der zu erzielenden Unsicherheiten hinreichend genau sind.

4.1 Strahldichtemesskamera LMK 98-4 Color (VIS)

Bei der zu kalibrierenden und charakterisierenden Strahldichtemesskamera handelt es sich um eine modifizierte Leuchtdichtemesskamera vom Typ *LMK-98-4 Color* der Firma TechnoTeam Bildverarbeitung GmbH. Diese arbeitet mit einem Silizium CCD-Sensor und verfügt über ein Filtrerrad, welches mit sechs schmalbandigen Interferenzfiltern für Temperaturmessungen bestückt wurde. Die Interferenzfilter wurden im Fachbereich 7.3 der PTB vor dem Einbau in die LMK bezüglich deren spektraler Transmissionsgrade umfangreich charakterisiert. Die spektralen Transmissionsgrade sind in der Abbildung C.13 (S. 176) dargestellt. Weitere Informationen zu dem verwendeten Kameratyp sind in der Tabelle B.5 (S. 167) aufgeführt.

Wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wurde, kann die Strahldichtemesskamera in zwei Messmodi betrieben werden. Im LSB-Modus werden die unkorrigierten Messwerte I_{LSB} (Grauwerte) von einem internen Analog-Digital-Wandler ausgegeben. Im zweiten Modus, dem L- bzw. strahldichteäquivalenten Modus, werden die Grauwerte I_{LSB} jedes einzelnen Pixels nach

$$I_{\text{CCD}} = \frac{1}{A_{\text{p}} \cdot f_{\text{PRNU}}} \cdot k_{\text{L}} \cdot \frac{f_{\text{NL}} \cdot (I_{\text{LSB}} - I_{\text{LSB,DS}} - f_{\text{DSNU}})}{k_{\text{sys}} \cdot t_{\text{int}}} \quad (4.1)$$

u. a. mit intern hinterlegten Matrizen bezüglich der Ungleichförmigkeit des Dunkelsignals (f_{DSNU}) und der Ungleichförmigkeit der Pixelempfindlichkeiten (f_{PRNU}) korrigiert [134]. Hierbei werden neben dem eigentlichen Messsignal I_{LSB} ein globales Dunkelsignal $I_{\text{LSB,DS}}$, eine Nichtlinearitätskorrektur f_{NL} und die Integrationszeit t_{int} berücksichtigt, sodass nach Gleichung (2.22) die resultierenden Werte für jedes individuelle Pixel I_{CCD} analog zu einem Photostrom eines Photodetektors behandelt werden können. Weitere Korrekturen und Anpassungen werden mit einem Kalibrierfaktor k_{L} , einem Systemübertragungsfaktor k_{sys} und einem Gebietsfaktor A_{p} durchgeführt, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter diskutiert werden.

4.1.1 Dunkelsignal und dessen Ungleichförmigkeit (DSNU)

Wie eingangs in Abschnitt 2.4.2 erläutert wurde, beschreibt die Dunkelsignalungleichförmigkeit (DSNU) die additiven Unterschiede im Dunkelsignal der einzelnen Pixel bezogen auf den Mittelwert aller Pixel-Dunkelsignale [68]. Die DSNU kann als lokale Streuung des Dunkelsignals betrachtet werden, bei der statistisch verteiltes Rauschen der einzelnen Pixelwerte durch arithmetische Mittelwertbildung über Vielfachmessungen reduziert werden kann.

Die radiometrische Kalibrierung der Strahldichtemesskamera findet im strahldichteäquivalenten Modus (L-Modus) statt, in dem verschiedene Korrekturen aus Gleichung (4.1), wie die des Dunkelsignals und dessen Ungleichförmigkeit, automatisch angewandt werden. Um für die Korrekturen einen Unsicherheitsbeitrag zu bestimmen bzw. abzuschätzen, werden in diesem Abschnitt die unkorrigierten Grauwertbilder (LSB-Modus) von Dunkelsignalmessungen näher betrachtet. In diesem Zusammenhang wurde das Verhalten des Dunkelsignals in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur und der Integrationszeit über die CCD-Sensorfläche näher untersucht. Diese Untersuchungen fanden in einer temperierbaren Kammer bei Temperaturen zwischen 15 °C und 35 °C über den gesamten nutzbaren Integrationszeitbereich von 10 µs bis 15 s bei abgedecktem Objektiv statt.

Die Wiederholbarkeit wurde über Messungen an verschiedenen Tagen bei einer Umgebungstemperatur von 25 °C überprüft. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung C.14 (S. 176) zu sehen. Hierbei zeigte sich eine Wiederholbarkeit der einzelnen Grauwerte von weniger als 0,5 LSB, was geringer als eine Quantisierungsstufe (1 LSB) des CCD-AD-Wandlers ist. Diese hohe Wiederholbarkeit erlaubt die Modellierung des Dunkelsignals in Abhängigkeit der Integrationszeit und der Umgebungstemperatur, welche in Abschnitt A.1 (S. 157) beschrieben wird.

Die Untersuchung des Dunkelsignals im LSB-Modus über den CCD-Sensor zeigt eine homogene Grauwertverteilung entlang der CCD-Register (vertikal), während orthogonal zu den CCD-Registern ein Gradient in der horizontalen Ebene von etwa 3% vom zentralen Punkt zur linken Seite zu erkennen ist. Diese Verteilung ist in der Abbildung 4.1 (links) dargestellt. Der Gradient an der linken Seite lässt sich mit der Positionierung der CCD-Elektronik zur Signalverstärkung und Auswertung erklären, welche den CCD-Sensor einseitig erwärmt. Die ermittelten Dunkelsignale im LSB-Modus in Abhängigkeit der Integrationszeit und der

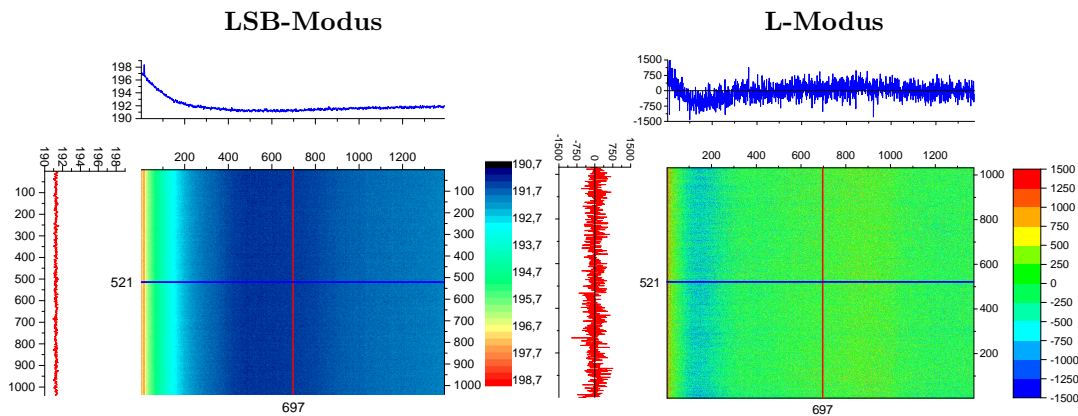


Abbildung 4.1: Verteilung des Dunkelsignals über die CCD-Sensorfläche im LSB-Modus (Grauwerte) und im L-Modus (strahldichteäquivalente Werte) für eine Integrationszeit von einer Millisekunde.

Links: Die Grauwertverteilung entlang der Register (vertikal) ist homogen, während orthogonal zu den Registern am linken Rand eine Erhöhung der Signale zu erkennen ist. Diese Erhöhung ist mit der dort positionierten CCD-Elektronik erklärbar, welche den Sensor einseitig erwärmt. Der Anteil des Dunkelsignals am Gesamtsignal beträgt bei einer maximalen Aussteuerung der CCD etwa 5%.

Rechts: Verteilung des verbliebenen Dunkelsignals im L-Modus über die Fläche der CCD. Die Dunkelsignale inklusive dem im LSB-Bild sichtbaren Gradienten zur linken Seite werden annähernd vollständig kompensiert, sodass das verbliebene Messsignal statistisch um einen Wert von Null mit einer Standardabweichung von 510 verteilt ist.

Umgebungstemperatur liegen in einem LSB-Wertebereich von 191,8 bis 201,6. Die Strahldichtemesskamera arbeitet mit einem 12-bit-AD-Wandler, sodass der höchste Grauwert 4096 beträgt. Der Anteil des Dunkelsignals am Gesamtsignal beträgt somit bei einer maximalen Aussteuerung des CCD-Sensors etwa 5%.

Im strahldichteäquivalenten L-Modus wird für die Dunkelsignalkorrektur eine im Gerät hinterlegte DSNU-Matrix in Kombination mit einem globalen Dunkelsignalwert verwendet. Der globale Dunkelsignalwert wird über ein abgedecktes Register am Rand der CCD während der eigentlichen Strahldichtemessung ermittelt, sodass die Einflüsse aufgrund der Integrationszeit und der Umgebungstemperatur inhärent sind. Somit wird erreicht, dass die Dunkelsignale inkl. dem im LSB-Bild sichtbaren Gradienten annähernd vollständig kompensiert werden. Dies ist am Beispiel einer Messung mit einer Integrationszeit von 1 ms in Abbildung 4.1 (rechts) dargestellt. Dort zeigen sich die Messwerte statistisch um einen Wert von Null mit einer Standardabweichung von 510 verteilt. Eine wie in diesem Beispiel verwendete Integrationszeit wird für Temperaturmessungen oberhalb von 1300 K eingesetzt, bei welcher Messwerte I_{CCD} von mehr als $1,9 \cdot 10^5$ zu erwarten sind. Das verbliebene Dunkelsignal bzw. dessen Verteilung führt somit zu einem relativen Unsicherheitsbeitrag $u(\text{DSNU})$ von $2,7 \cdot 10^{-3}$ für Strahldichtemessungen bei der Verwendung des L-Modus.

4.1.2 Ungleichförmigkeit der Empfindlichkeit über die CCD (PRNU)

Die Empfindlichkeits-Ungleichförmigkeit oder auch Photo-Response-Non-Uniformity (PRNU) genannt, beschreibt die Unterschiede in der Empfindlichkeit der einzelnen Pixel untereinander über den CCD-Sensor (vgl. Abschnitt 2.4.2). Im Allgemeinen wird die PRNU durch die Abbildungseigenschaften des optischen Systems und durch Inhomogenitäten der optischen Filter bestimmt. Diese Ungleichförmigkeit kann an einer homogenen, zeitlich stabilen und hinreichend großen diffus strahlenden Fläche bestimmt werden. Das an dieser Strahlungsquelle aufgenommene Bild dient als Basis zur Erstellung der PRNU-Matrix, indem alle Pixel-Werte relativ zu dem Mittelwert über die Fläche betrachtet werden. Die resultierende Matrix bildet die pixelbezogene Korrektur f_{PRNU} , durch welche das Grauwert-Bild einer Messung nach Gleichung (4.1) mathematisch korrigiert wird.

Als eine solche Strahlungsquelle kam eine große Ulbrichtkugel (LAVRAS¹) variabler Strahldichte mit einer freien Apertur von 40 cm zum Einsatz, welche in Abbildung C.15 (S. 177) dargestellt ist. Die Inhomogenität dieser Ulbrichtkugel beträgt weniger als 0,6% über die Messfeldgröße der Strahldichtemesskamera von ca. 53 mm x 40 mm [135]. An dieser Ulbrichtkugel wurden die Untersuchungen der PRNU bei der Verwendung verschiedener Interferenzfilter im LSB-Modus und im L-Modus durchgeführt, wobei hier der Einsatz des 650 nm Interferenzfilters behandelt wird. Die Untersuchungen ermöglichen eine Bestimmung bzw. Abschätzung der Unsicherheit bei der Verwendung der Strahldichtemesskamera im L-Modus.

Das Ergebnis der PRNU-Untersuchung bei Verwendung des LSB-Modus ist in der Abbildung 4.2 (links) dargestellt. Hier erkennt man den typischen radialen Abfall vom zentralen Bereich der CCD-Matrix zu den Rändern hin mit einer relativen Abweichung von $\pm 4\%$ bezogen auf den Mittelwert. Im L-Modus wird der im LSB-Bild zu erkennende radiale Abfall weitgehend auf unterhalb von $\pm 1\%$ über die CCD-Sensor-Fläche korrigiert. Die Standardabweichung des resultierenden Bildes der homogenen Strahlungsquelle über die gesamte CCD-Sensorfläche beträgt $1,6 \cdot 10^{-2}$. Für das mittlere aus $1,9 \cdot 10^5$ Pixeln bestehende Feld beträgt die Standardabweichung $0,9 \cdot 10^{-2}$, welche für den Unsicherheitsbeitrag $u(\text{PRNU})$ der PRNU für die radiometrische Kalibrierung herangezogen wird.

¹LAVRAS: large-aperture variable-radiance source [135]

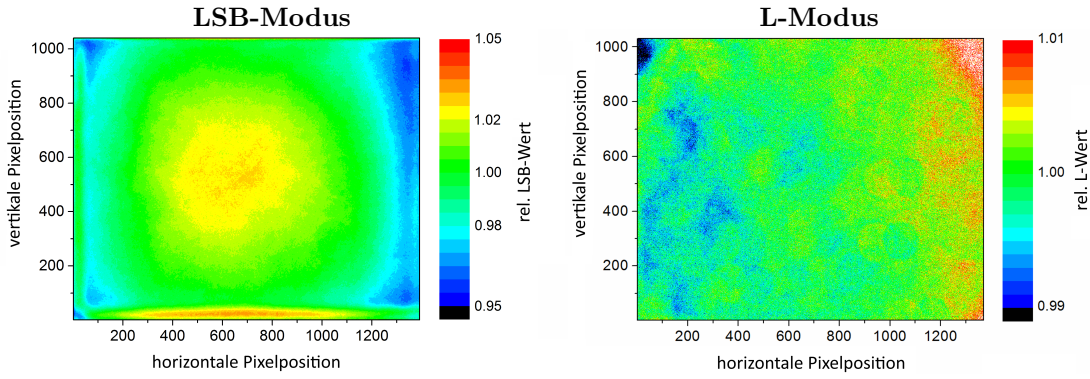


Abbildung 4.2: Empfindlichkeits-Ungleichförmigkeit (PRNU) der Strahldichtemesskamera bei der Verwendung des 650 nm-Interferenzfilters

Links: PRNU dargestellt für den LSB-Modus. Es zeigt sich der typische radiale Signalabfall vom zentralen Bereich zu den Rändern hin mit einer relativen Abweichung von $\pm 4\%$ bezogen auf den Mittelwert.

Rechts: PRNU für den L-Modus. Der radiale Signalabfall zu den Rändern wird weitgehend auf unterhalb von $\pm 1\%$ relativ zum Mittelwert korrigiert.

4.1.3 Nichtlinearität der Strahldichtemesskamera

Für die absolutradiometrische Kalibrierung eines optischen Temperaturmessgeräts muss die Nichtlinearität (NL) nicht nur über dessen Temperatur-Messbereich, sondern auch für die Messsignale bis zum Dunkelsignal bekannt sein. Die spektralen Empfindlichkeitsverläufe erstrecken sich hierbei typischerweise über fünf bis sechs Größenordnungen und enden naturgemäß im Dunkelsignal. Diesbezüglich werden CCD-basierte Messgeräte in der Literatur als annähernd ideale und über mehrere Größenordnungen lineare Systeme beschrieben. Die Ursachen für ein nichtlineares Verhalten können sowohl die Höhe des Strahlungsflusses als auch die elektronischen Komponenten, wie beispielsweise die Signalverstärker sein [64, 118].

Die durch den Strahlungsfluss während einer diskreten Integrationszeit erzeugten Ladungen in den einzelnen Pixeln eines CCD-Sensors werden in den Potentialtöpfen gesammelt bzw. gespeichert. Dies macht neben der Untersuchung der Nichtlinearität in Abhängigkeit von der Höhe des Strahlungsflusses $f_{\text{NL}}(L)$ eine Untersuchung der Nichtlinearität in Abhängigkeit der Integrationszeit $f_{\text{NL}}(t_{\text{int}}, t_0)$ notwendig. Die beiden Anteile der Nichtlinearität können nach folgender Gleichung zu einem Korrekturfaktor $f_{\text{NL}}(L, t_{\text{int}}, t_0)$ zusammengefasst werden:

$$f_{\text{NL}}(L, t_{\text{int}}, t_0) = f_{\text{NL}}(L) \cdot f_{\text{NL}}(t_{\text{int}}, t_0) \quad (4.2)$$

Hierbei ist t_{int} eine frei wählbare Integrationszeit, t_0 eine Integrationszeit zur Festlegung des Referenzsignals und L die Strahldichte der Strahlungsquelle.

Nichtlinearität in Abhängigkeit der Integrationszeit

Der von der Integrationszeit abhängige Anteil der Nichtlinearität $f_{\text{NL}}(t_{\text{int}}, t_0)$ wurde an der Ulbrichtkugelquelle LAVRAS (Abb. C.15, S. 177) untersucht. Bei konstanter Strahldichte der Ulbrichtkugel wurden Messungen mit verschiedenen Integrationszeiten t_{int} durchgeführt. Als Bezugswert dient der bei der längsten Integrationszeit t_{max} ermittelte Wert, bei dem eine Aussteuerung des CCD-Sensors von 90 % erreicht wird. Ausgehend von dieser höchsten Integrationszeit wurde diese Zeit schrittweise bis zum Erreichen des Dunkelsignals reduziert. Für die Betrachtung der Nichtlinearität im LSB-Modus erfolgte stets eine Normierung auf die Integrationszeit. Die Bestimmung der Nichtlinearität im LSB-Modus $f_{\text{NL,LSB}}(t_{\text{int}}, t_0)$ unter Berücksichtigung des Dunkelsignals $I_{\text{LSB,DS}}$ und strahldichteäquivalenten L-Modus erfolgt nach:

$$f_{\text{NL,LSB}}(t_{\text{int}}, t_0) = \frac{[I_{\text{LSB}}(t_{\text{int}}) - I_{\text{LSB,DS}}(t_{\text{int}})] \cdot t_0}{[I_{\text{LSB}}(t_0) - I_{\text{LSB,DS}}(t_0)] \cdot t_{\text{int}}} \quad (4.3)$$

$$f_{\text{NL,L}}(t_{\text{int}}, t_0) = \frac{I_{\text{CCD}}(t_{\text{int}})}{I_{\text{CCD}}(t_0)}. \quad (4.4)$$

Für verschiedene Strahldichteinstellungen der großflächigen LAVRAS-Quelle zeigt sich ein nichtlineares Verhalten in Form eines relativen Signalabfalls mit zunehmender Integrationszeit von bis zu 2 % für jede Strahldichteinstellung der Strahlungsquelle und dem Einsatz des 650 nm Interferenzfilters (vgl. Abb. 4.3, links). Dieses Verhalten kann in erster Näherung als unabhängig von der Strahldichteinstellung der Quelle angesehen werden, womit sich diese Form der NL dominant gegenüber der möglichen NL in Abhängigkeit der Höhe der zu messenden Strahldichte zeigt.

Weiter zeigt sich ein nichtlineares Verhalten in Abhängigkeit des verwendeten Interferenzfilters, welches in Abbildung 4.3 (rechts) zu sehen ist. Mit zunehmender Schwerpunktwellenlänge, welche durch den verwendeten Interferenzfilter gegeben ist, erhöht sich der Einfluss der Nichtlinearität. Dies kann bspw. durch die wellenlängenabhängige Eindringtiefe in den Silizium-Sensor erklärt werden. Bei dem Einsatz des 650 nm Interferenzfilters erkennt man ein mit der Aussteuerung abnehmendes relatives Messsignal. Die maximale Abweichung relativ zu einer Aussteuerung von 90 % beträgt ca. 5 % über die gesamten Integrationszeiten für beide Betriebsmodi der Strahldichtemesskamera. Im relevanten Aussteuerungsbereich der Temperaturmessung von 50 % bis 90 % beträgt die NL rund 0,5 %. Für die Auswertung von Strahldichtebildern mit unterschiedlichen CCD-

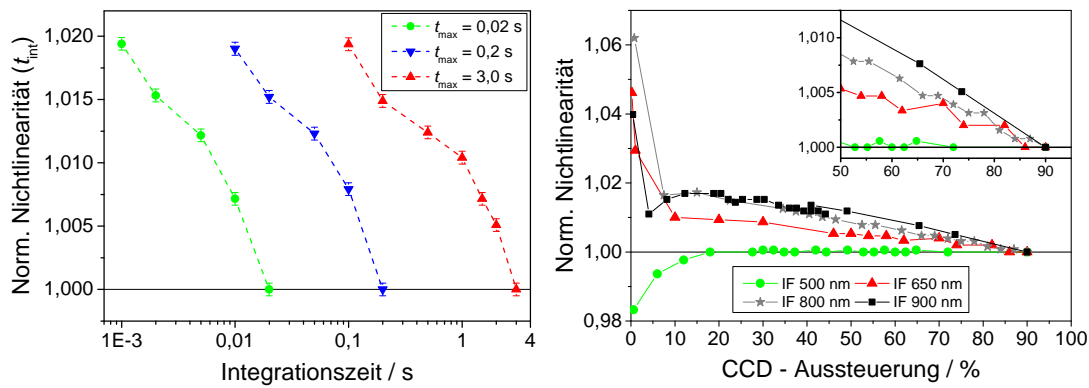


Abbildung 4.3: Nichtlinearität der Strahldichtemesskamera in Abhängigkeit der Integrationszeit respektive der Aussteuerung.

Links: Nichtlinearität in Abhängigkeit der Integrationszeit (t_{int}) bei Verwendung des 650 nm Interferenzfilters.

Rechts: Nichtlinearität in Abhängigkeit der mit der Integrationszeit gekoppelten Aussteuerung des CCD-Sensors für vier verschiedene Interferenzfilter.

Aussteuerungen kann eine filterabhängige Korrektur der Messsignale auf Basis der in Abbildung 4.3 gezeigten Daten angewandt werden.

Die NL in Abhängigkeit von der Integrationszeit bzw. der Aussteuerung der Pixel ist bei Einhaltung einer gleichen bzw. sehr ähnlicher Aussteuerung der Pixel während der Kalibrierung und der messtechnischen Anwendung der LMK vernachlässigbar. Für die Sicherstellung einer gleichmäßigen Aussteuerung während der Kalibrierung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit wird daher eine in der Kamerasoftware verfügbare Funktion genutzt, welche die Integrationszeit automatisch auf einen Aussteuerungsbereich anpasst. Im „out-of-band“-Bereich der LMK wirkt diese automatische Anpassung nicht mehr, da hier die Aussteuerung durch die maximale Integrationszeit von 15 Sekunden begrenzt ist.

Nichtlinearität in Abhängigkeit der Strahldichte

Die Untersuchung der Nichtlinearität (NL) in Abhängigkeit der Intensität der Strahldichte fand an dem schematisch in Abschnitt 3.6.1 (S. 112) dargestellten Messaufbau mit dem dort beschriebenen Verfahren statt. Als Strahlungsquelle kam eine Ulbrichtkugelquelle zum Einsatz, welche mit vier Halogenlampen mit je 50 W ausgestattet ist. Diese ermöglicht einen hohen Strahlungsfluss durch die Messapertur und stellt gleichzeitig eine ausreichend große und homogen strahlende Fläche für die Untersuchung des gesamten CCD-Sensors der Strahldichtemesskamera (LMK) zur Verfügung. Der Strahlungsfluss wurde innerhalb des Messauf-

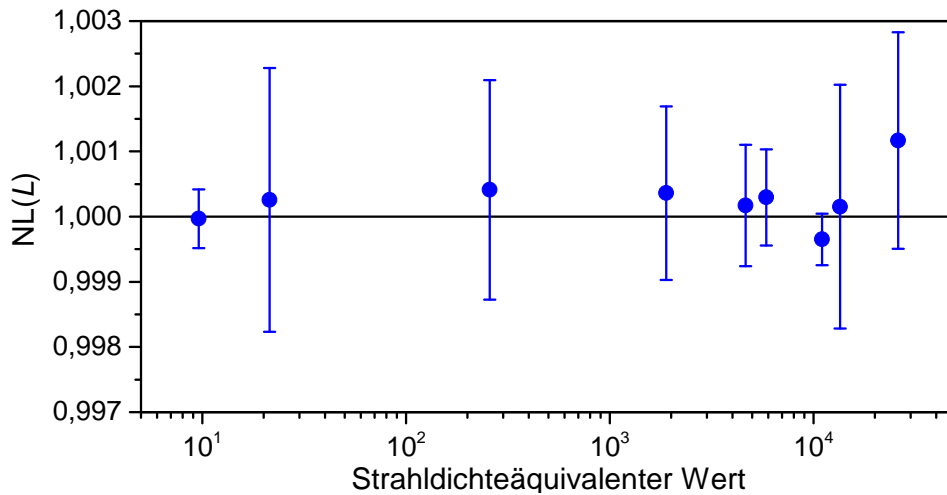


Abbildung 4.4: *Nichtlinearität der Strahldichtemesskamera in Abhängigkeit der zu messenden Strahldichte*

Im Rahmen der Messunsicherheiten ist keine signifikante Abweichung von einem linearen Verhalten des CCD-Sensors für strahldichteäquivalente Werte I_{CCD} zwischen 9 und 26100 vorhanden.

baus mit verschiedenen Graugläsern abgeschwächt, um NL-Messungen über einen weiten Dynamikbereich durchzuführen. Bei ersten Untersuchungen zeigte sich eine Inkonsistenz zwischen dem homogenen Feld in der Position der zweiten Feldblende und den von der Strahldichtemesskamera aufgenommenen Strahldichtebildern. Dieser Sachverhalt wird in Abschnitt A.2 (S. 158) näher beschrieben und dargestellt. Um an dem NL-Messplatz die Charakterisierung der LMK durchzuführen, wurde das Objektiv der LMK entfernt und die LMK in der Ebene der zweiten Feldblende so positioniert, dass die Strahlungsquelle scharf auf dem CCD-Sensor abgebildet wurde. In dieser Konfiguration konnte eine homogene und mit der Blendenradeinstellung auch homogen manipulierbare Bestrahlungsstärke auf dem CCD-Sensor erreicht werden. Der Einsatz einer Ulbrichtkugel an der Position der zweiten Feldblende zur Erzeugung eines homogenen Strahlungsfeldes wurde in Betracht gezogen, aber aufgrund des damit einhergehenden Strahlungsverlustes wieder verworfen.

Für die Entkopplung der NL in Abhängigkeit der CCD-Aussteuerung von der hier zu bestimmenden NL wurde die Integrationszeit für die Messungen der beiden Teilflüsse verdoppelt. Die Ergebnisse der NL-Untersuchung sind in der Abbildung 4.4 dargestellt und zeigen im Rahmen der Messunsicherheiten keine signifikanten Abweichungen von einem linearen Verhalten des CCD-Sensors für strahldichteäquivalente Werte I_{CCD} im Bereich von 9 bis 26100. Für Messwerte unterhalb von 9 konnte das Verfahren der Flussverdoppelung nicht mehr ange-

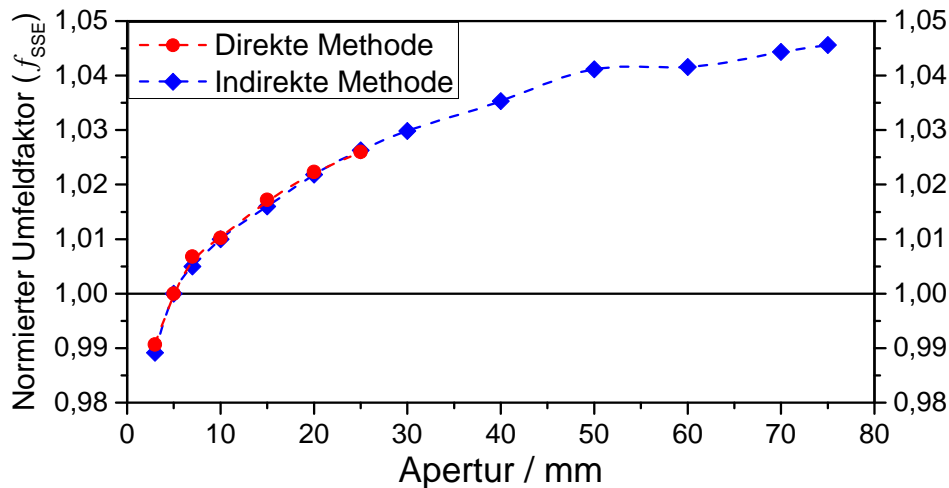


Abbildung 4.5: Umfeldfaktor (SSE) der Strahldichtemesskamera

Dargestellt sind die ermittelten Umfeldfaktoren der Strahldichtemesskamera (L-Modus) bei der Verwendung des 650 nm Interferenzfilters, normiert auf eine Apertur von 5 mm, welche bei der radiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera Anwendung findet. Hierbei kamen die direkte und die indirekte Methode zur Bestimmung des SSEs zum Einsatz.

wandt werden, da die maximale Integrationszeit der Strahldichtemesskamera von 15 Sekunden erreicht wurde und somit die Messwerte nicht mehr unabhängig von der NL in Abhängigkeit der CCD-Aussteuerung waren.

4.1.4 Umfeldfaktor der Strahldichtemesskamera

Der Umfeldfaktor (SSE) der Strahldichtemesskamera (LMK) wurde gemäß den beiden in Abschnitt 3.6.2 (S. 114) beschriebenen Verfahren nach der direkten Methode an einem Hohlraumstrahler mit variabler Irisblende und nach der indirekten Methode an einem modifizierten Leuchtdichtenormal (LMT-LN3) ermittelt. Die Irisblende ermöglicht eine Apertur von bis zu 25 mm, während das Blendensystem an dem modifizierten Leuchtdichtenormal eine maximale Apertur von 75 mm nutzbar macht. Für die Messung und Auswertung wurden die Pixel-signale der zentralen Region des CCD-Sensors genutzt, welche bei dem kleinsten untersuchten Quellendurchmesser von 3 mm vollständig ausgeleuchtet wurde.

Der SSE in Abhängigkeit der Aperturgröße wurde für die direkte Methode nach der Gleichung (3.39) und für die indirekte Methode nach den Gleichungen (3.40) und (3.41) bestimmt. Als Referenzdurchmesser d_{ref} wurde eine Apertur von 5 mm gewählt, welche später bei der radiometrischen Kalibrierung Anwendung findet. Die in Abbildung 4.5 dargestellten Ergebnisse der SSE-Untersuchung zeigen konsistente Ergebnisse für die beiden Methoden. So zeigt sich ein relativer Signal-

anstieg mit zunehmender Apertur von bis zu 4,5 % für die größte verwendete Apertur von 75 mm. Die relative Unsicherheit für eine SSE-Korrektur f_{SSE} der LMK wurde konservativ mit 25 % angesetzt:

$$u(f_{\text{SSE}}) = |f_{\text{SSE}} - 1| \cdot 0,25. \quad (4.5)$$

Dies begründet sich mit dem starken Gradienten im Bereich der Referenzapertur bei gleichzeitiger Verwendung eines nicht physikalisch motivierten Modells der Interpolation, den nicht absolut bekannten Flächen der verwendeten Aperturen und der in der Praxisanwendung nicht immer eindeutig bestimmbar Größe der zu messenden strahlenden Quelle.

4.1.5 Bestimmung der absoluten spektralen Empfindlichkeit der Strahldichtemesskamera (LMK)

Die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit der LMK wurde an dem in Abschnitt 3.2 (S. 46) beschriebenen Messplatz mit dem dort beschriebenen Verfahren im zentralen Bereich der CCD über 6940 Pixel durchgeführt. Als Strahlungsquelle kam der Superkontinuum-Laser in der fasergekoppelten Konfiguration zum Einsatz, da zum dortigen Zeitpunkt die Freistrahlfunktion noch nicht zur Verfügung stand. wie er in Abschnitt 3.3.5 beschrieben wurde. Die radiometrische Kalibrierung wurde über einen spektralen Bereich von 455 nm bis 900 nm unter Verwendung der beiden Reflexionsgitter Nr. 1 und Nr. 2 aus Tabelle 3.2 (S. 49) durchgeführt. Hierbei wurde eine Bandbreite des Monochromators von 0,8 nm für den Bandpassbereich der LMK und von 4 nm für deren „out-of-band“-Bereich gewählt. Zur Generierung der homogenen und Lambert'sch abstrahlenden Fläche wurde die mit der Präzisionsblende Nr. 4 aus Tabelle 3.4 (S. 61) ausgestattete Ulbrichtkugel Nr. 1 (vgl. Tab. 3.3) eingesetzt. Die spektrale Strahldichte der Ulbrichtkugel wurde mit dem absolut bekannten Si-Trap-Detektor (vgl. Abschn. 3.2.2), ausgestattet mit der Präzisionsblende Nr. 3, und den zu bestimmenden Geometriefaktor G aus Abschnitt 3.2.3 (S. 59) für jede Wellenlängeneinstellung bestimmt. Ein wesentlicher Parameter des Geometriefaktors ist durch den Abstand zwischen den beiden Präzisionsblenden gegeben. Das hier angewandte Verfahren der Abstandsbestimmung weicht von dem in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen ab und ist in Abschnitt A.3 (S. 159) näher beschrieben.

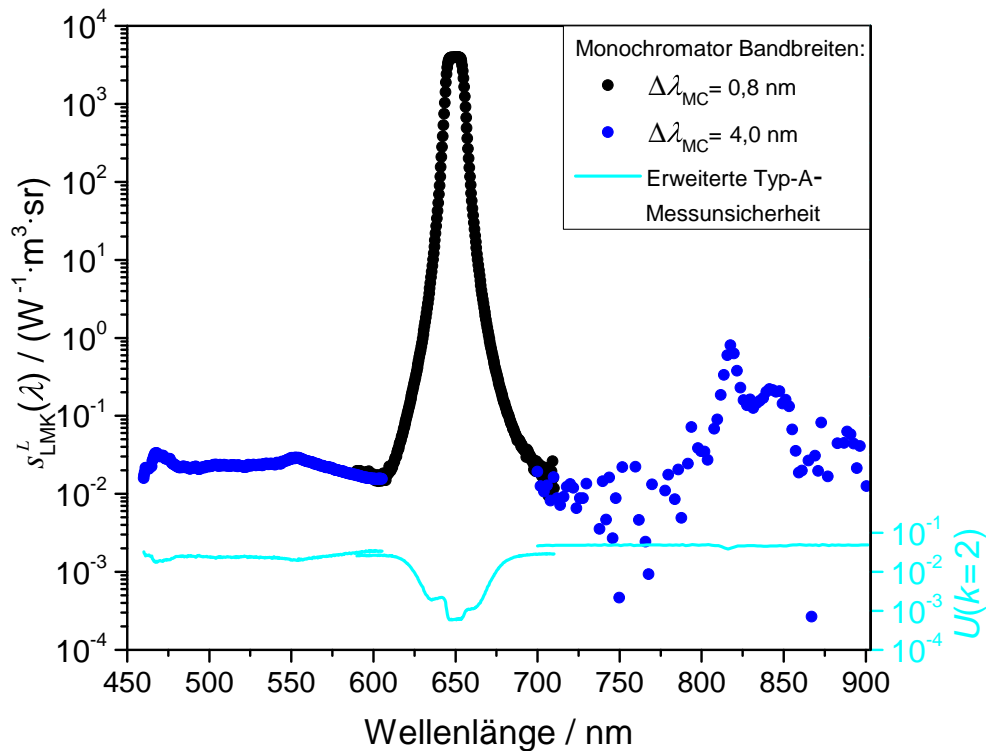


Abbildung 4.6: Absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit der Strahldichtemesskamera

Dargestellt ist die am Messplatz aus Abschnitt 3.2 bestimmte absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit s_{LMK}^L der Strahldichtemesskamera mit Angabe der Typ-A-Messunsicherheit. Die Empfindlichkeit wurde bei Verwendung des 650 nm-Interferenzfilters der LMK eine Monochromator-Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{MC}}$ von 0,8 nm und in deren out-of-band-Bereich eine von 4 nm verwendet. Die spektrale Strahldichteempfindlichkeit hat eine Schwerpunktwellenlänge von $649,74 \text{ nm} \pm 0,03 \text{ nm}$ bei einer Halbwertsbandbreite von 10,7 nm.

Die so an dem Messplatz bestimmte absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit der Strahldichtemesskamera s_{LMK}^L mit der Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit ist in der Abbildung 4.6 über der Wellenlänge dargestellt. Die ermittelte spektrale Strahldichteempfindlichkeit erstreckt sich über fünf Größenordnungen in der Empfindlichkeit. Der Bandpassbereich der LMK lässt sich durch dessen Schwerpunktwellenlänge bei $649,74 \text{ nm} \pm 0,03 \text{ nm}$ mit einer Halbwertsbandbreite von 10,7 nm beschreiben. Neben dem Bandpassbereich ist im langwelligeren „out-of-band“-Bereich bei etwa 825 nm eine weitere Struktur zu erkennen, bei der die relative „out-of-band“-Empfindlichkeit auf $5 \cdot 10^{-4}$ reduziert ist. Betrachtet man diesbezüglich den spektralen Verlauf der Planck’schen Strahlung in Abhängigkeit der zu messenden Temperatur, dargestellt in Abbildung C.6 (S. 172), so trägt diese Struktur bei einer zu messenden schwarzen Temperatur T_{S} von 1000 K mit einem relativen Signalanteil von $2,2 \cdot 10^{-2}$ am integralen Wert bei. Mit steigender Temperatur vermindert sich der relative Anteil

am Gesamtsignal, sodass dieser bei einer schwarzen Temperatur von 2000 K auf $1,8 \cdot 10^{-3}$ reduziert wird.

Nach der folgenden Betrachtung verschiedener Regionen innerhalb des absolut radiometrisch kalibrierten Bereichs des CCD-Sensors bezüglich der spektralen Strahldichteempfindlichkeit wird das Unsicherheitsbudget dieser absolutradiometrischen Kalibrierung der LMK dargelegt.

Betrachtung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit in unterschiedlichen Regionen innerhalb des absolutradiometrisch kalibrierten Bereichs des CCD-Sensors

Die mittlere spektrale Strahldichteempfindlichkeit der zentralen CCD-Region über 6940 Pixel aus dem vorigen Abschnitt ist in der Abbildung 4.6 dargestellt. Die während der Kalibrierung aufgenommenen Strahldichtebilder der einzelnen Wellenlängeneinstellung am Laser-/Monochromatorsystem werden hier in 14 Regionen aufgeteilt und separat bezüglich der Strahldichteempfindlichkeitswerte bei einer Wellenlänge von 649,82 nm, einer Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge $\Delta\lambda_c$ und der spektralen Halbwertsbreite des Empfindlichkeitsverlaufs $\Delta\lambda_{FWHM}$ hin untersucht (vgl. Abb. 4.7).

Die spektralen Empfindlichkeitsverläufe der 14 Regionen für den Bandpassbereich sind in der Abbildung C.16 (S. 177) dargestellt. Die Region 14 besteht aus 6940 Pixel und stellt die Region der radiometrischen Kalibrierung dar. Innerhalb der gesamten beleuchteten Region wurden 13 weitere kreisförmige Regionen (1–13) angeordnet, welche jeweils aus 315 Pixel bestehen.

Es zeigt sich, dass die Strahldichteempfindlichkeitswerte der einzelnen Regionen um bis zu 1,2% bezogen auf die Referenzregion 14 abweichen. Weiter zeigen sich Abweichungen in der Schwerpunktwellenlänge $\Delta\lambda_c$ von bis zu 10 pm und in der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ von bis zu 32 pm. Eine nicht konstante Schwerpunktwellenlänge der Empfindlichkeit kann einerseits aus einer Inhomogenität des Interferenzfilters und andererseits durch die unterschiedlichen Einfallswinkel β in den Interferenzfilter hervorgerufen werden. Eine Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge in Abhängigkeit des Einfallswinkel wird in der Literatur [136] beschrieben:

$$\lambda(\beta) = \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\sin(\beta)}{n}\right)^2} \quad (4.6)$$

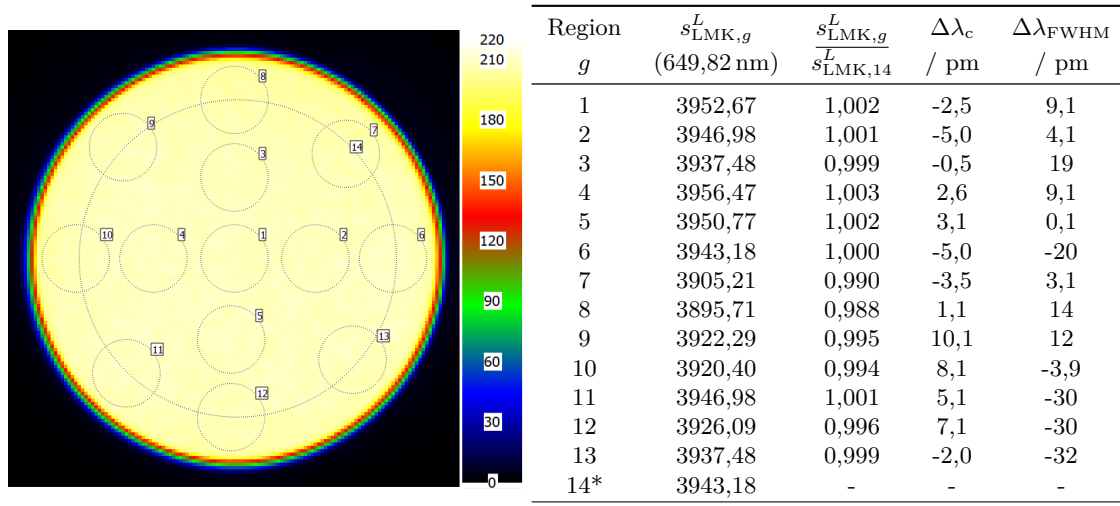


Abbildung 4.7: Spektrale Strahldichteempfindlichkeit in Abhängigkeit des Ortes, die zur Auswertung herangezogenen spektralen Verläufe sind in Abb. C.16 (S. 177) dargestellt.

Links: Darstellung der 14 Messregionen an einem Strahldichtebild der spektralen Kalibrierung bei einer Wellenlängeneinstellung von 649,82 nm und einer Monochromatorbandbreite von 0,8 nm. Die Region 14 wurde für die Kalibrierung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit herangezogen und dient als Referenz für die Regionen 1 bis 13.

Rechts: Die Regionen 1 bis 13 bestehen aus jeweils 315 Pixel, während die Region 14 aus 6940 Pixel besteht. Es zeigt sich, dass die Empfindlichkeitswerte der einzelnen Regionen um bis zu 1,2% von der Referenz abweichen. Zudem sind Abweichungen in der Schwerpunktwellenlänge $\Delta\lambda_c$ von bis zu 10 pm und der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ von bis zu 32 pm zu erkennen.

Hierbei ist λ_0 die transmittierte Schwerpunktwellenlänge des Interferenzfilters für den orthogonalen Einfall der Strahlung auf den Filter, $\lambda(\beta)$ die transmittierte Wellenlänge in Abhängigkeit des Einfallswinkels β und n der Brechungsindex des Interferenzfilters. Mit zunehmenden Einfallswinkel verschiebt sich demnach die transmittierte Wellenlänge in den kurzwelligeren Spektralbereich.

Die Unterschiede in der Strahldichteempfindlichkeit zwischen der absolut kalibrierten Region (14) und dessen Teilregionen liegen innerhalb der für die Empfindlichkeits-Ungleichförmigkeit (PRNU) aus dem Abschnitt 4.1.2 bestimmten Unsicherheit. Dies erlaubt die Verwendung kleinerer Regionen innerhalb des kalibrierten Bereichs für radiometrische Temperaturmessungen mit dem im folgenden beschriebenen Unsicherheitsbudget.

4.1.6 Unsicherheitsbetrachtung der absolutradiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera

Das Modell für die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit der Strahldichtemesskamera (LMK) s_{LMK}^L und dessen Messunsicherheit

wurde durch ein Erweitern der Gleichung (3.11) um die Korrekturen aus den Gleichungen (3.13) bis (4.5) erstellt:

$$s_{\text{LMK}}^L(\lambda) = s_{\text{TD}}^E(\lambda, d_2) \cdot G(d_1, d_2, d_F, \underbrace{d_{\text{Ims}}, d_{\text{bh1}}, d_{\text{bh2}}}_{d_0}) \cdot \frac{I_{\text{CCD}}}{(U_{\text{TD}} - U_{\text{TD,ds}}) \cdot \frac{-1}{R_{\text{IUC}}}} \cdot f_{\text{kor}} \quad (4.7)$$

$$f_{\text{kor}} = \frac{f_{\phi}(a, r, s, s', a') \cdot f_{\text{Bbe}}(\Delta\lambda_{\text{MC}}, T)}{f_{\text{IUC}}(R_{\text{IUC}}, R_{\text{TD}}, A_{\text{LV}})} \cdot f_{\text{TD}}(\lambda) \cdot f_{\text{DSNU}} \cdot f_{\text{PRNU}}. \quad (4.8)$$

Hierbei ist s_{TD}^E die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transferdetektors, G der Geometriefaktor (Gl. 3.13), I_{CCD} das Messsignal der LMK im L-Modus, U_{TD} die gemessene Spannung des mit dem Verstärkungswiderstand des IU-Wandlers R_{IUC} verstärkten und in eine Spannung umgesetzten Photostroms des Transferdetektors und $U_{\text{TD,ds}}$ dessen Dunkelsignal. Der Faktor f_{kor} fasst hierbei die Korrekturen bezüglich der Beugung an den Präzisionsblenden f_{ϕ} (Gl. 3.22), der Impedanz des IU-Wandlers f_{IUC} (Gl. 3.23) und den für jede Wellenlängeneinstellung ermittelten Stabilitätsfaktor f_{TD} (Gl. 3.27) zusammen und beinhaltet die Unsicherheitsbeiträge aufgrund des Bandbreiteneffekts f_{Bbe} (Abschn. 4.2.5), der Dunkelsignalungleichförmigkeit f_{DSNU} (Abschn. 4.1.1) und der unterschiedlichen Empfindlichkeit der einzelnen Pixel f_{PRNU} (Abschn. 4.1.2).






















Das vollständige Messunsicherheitsbudget der spektralen Strahldichteempfindlichkeit der LMK ist in der Tabelle 4.1 für dessen Schwerpunktwellenlänge angegeben, welche repräsentativ für den gesamten Bandpassbereich der LMK ist. Basis des Budgets ist das Gauß'sche Fortpflanzungsgesetz, welches auf die Gleichung (4.7) angewandt wurde. Die partiellen Ableitungen dieser Gleichung können analog zu den im Anhang B (S. 163 – S. 165) dargestellten partiellen Ableitungen des Geometriefaktors G , der beiden Anteile der Beugungskorrektur $\varepsilon_{\text{A1/2}}$ und des Korrekturfaktors des IU-Wandlers f_{IUC} bestimmt werden und sind hier nicht explizit dargestellt.

Die absolute Strahldichteempfindlichkeit der LMK wurde mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $9,6 \cdot 10^{-3}$ für die Zentralwellenlänge bestimmt. Die beiden Hauptkomponenten basieren auf Eigenschaften der LMK. So ist der höchste Beitrag zur Messunsicherheit durch die Ungleichförmigkeit der Empfindlichkeit der Pixel untereinander (PRNU) mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $8,9 \cdot 10^{-3}$ gegeben, welche in Abschnitt 4.1.2 bestimmt wurde. Die zweithöchste Komponente mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von

$2,8 \cdot 10^{-3}$ stellt die Ungleichförmigkeit des Dunkelsignals (DSNU) dar, welche in Abschnitt 4.1.1 bestimmt wurde. Die Signifikanz dieser beiden Beiträge zeigt sich bei der Betrachtung der möglichen relativen Standardmessunsicherheit von $2,2 \cdot 10^{-3}$ für die Bestimmung der Strahldichteempfindlichkeit bei Vernachlässigung dieser beiden Beiträge. Der dritthöchste Unsicherheitsbeitrag ist durch das Dunkelsignal des Transferdetektors ($U_{TD,ds}$) mit $1,3 \cdot 10^{-3}$ gegeben. Dieser Beitrag resultiert aus einem geringen Abstand zwischen dem eigentlichen Messsignal (U_{TD}) und dem Dunkelsignal. Diese Komponente ließe sich durch einen höheren Strahlungsfluss durch den Monochromator verringern, wie er bspw. bei Verwendung der „Freistrah-Konfiguration“ des Superkontinuum-Lasers aus Abschnitt 3.17 oder auch durch die Verwendung einer höheren Monochromatorbandbreite realisiert werden kann.

Auf eine Korrektur des Bandbreiteneffekts wurde aufgrund der verhältnismäßig geringen Auswirkungen auf die integrale Bestimmung der spektralen Strahldichte ($\frac{\Delta L}{L} < 1,3 \cdot 10^{-6}$) und der damit korrespondierenden Abweichung in der thermodynamischen Temperaturbestimmung ($\Delta T < 2,3 \text{ mK}$) verzichtet.

Tabelle 4.1: Unsicherheitsbudget der absolutradiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera (LMK), angegeben für die Schwerpunktwellenlänge λ_c von 649,74 nm. Dieses Budget beinhaltet die Unsicherheitsbeiträge mit Angabe der Verteilung bezüglich des Bandbreiteneffekts f_{Bbe} , des Stabilitätsfaktors f_{TD} , der Beugungskorrektur f_ϕ , der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transferdetektors s_{TD}^E , den Verstärkungswiderstand des IU-Wandlers R_{IUC} , den Shunt-Widerstand der Photodioden des Transferdetektors R_{TD} , die Leerlaufverstärkung des IU-Wandlers A_{LV} , die gemessene Spannung des verstärkten und umgesetzten Photostroms des Transferdetektors U_{TD} sowie dessen Dunkelsignal $U_{\text{TD,ds}}$, die Blendendurchmesser d_1 und d_2 sowie die Komponenten der Abstandsmessung d_{ImS} , d_{F} , d_{bh1} , d_{bh2} , das Messsignal der LMK I_{CCD} , die Beiträge bezüglich der Dunkelsignalungleichförmigkeit f_{DSNU} und der unterschiedlichen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel f_{PRNU} .

Unsicherheitsbeitrag	Wert	Standardmessunsicherheit	Verteilung	rel. Standardmessunsicherheit
Messaufbau:				
effektive Wellenlänge	1	$1,9 \cdot 10^{-4}$		$1,9 \cdot 10^{-4}$
räumliche Homogenität	1	$1,15 \cdot 10^{-3}$		$1,1 \cdot 10^{-3}$
Strahldichtestabilität	1	$5,8 \cdot 10^{-4}$		$5,9 \cdot 10^{-4}$
f_{Bbe}	1	$1,3 \cdot 10^{-6}$		$1,3 \cdot 10^{-6}$
f_{TD}	0,99973	$7,0 \cdot 10^{-5}$		$7,0 \cdot 10^{-5}$
f_ϕ	0,99913	$2,9 \cdot 10^{-4}$		$2,8 \cdot 10^{-4}$
$s_{\text{TD}}^E(\lambda) / (\text{A/W})$	0,52236	$1,4 \cdot 10^{-4}$		$2,6 \cdot 10^{-4}$
Elektrische Komponenten:				
$R_{\text{IUC}} / (\text{V/A})$	$999,982 \cdot 10^6$	$45 \cdot 10^3$		$4,5 \cdot 10^{-5}$
$R_{\text{TD}} / (\text{V/A})$	$6,67 \cdot 10^6$	$1,83 \cdot 10^6$		$5,9 \cdot 10^{-5}$
$A_{\text{LV}} / (\text{V/V})$	$650 \cdot 10^3$	$202 \cdot 10^3$		$8,4 \cdot 10^{-6}$
U_{TD} / V	0,2412021	$42 \cdot 10^{-6}$		$1,7 \cdot 10^{-4}$
$U_{\text{TD,ds}} / \text{V}$	$-5,231 \cdot 10^{-3}$	$3,13 \cdot 10^{-4}$		$1,3 \cdot 10^{-3}$
Geometrische Komponenten:				
d_1 / m	$4,9761 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$		$6,1 \cdot 10^{-4}$
d_2 / m	$5,0046 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$		$5,9 \cdot 10^{-4}$
$d_{\text{ImS}} / \text{m}$	0,20130	$7 \cdot 10^{-5}$		$6,6 \cdot 10^{-4}$
d_{F} / m	0	$20 \cdot 10^{-6}$		$1,8 \cdot 10^{-4}$
$d_{\text{bh1}} / \text{m}$	$3,030 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-6}$		$5,6 \cdot 10^{-5}$
$d_{\text{bh2}} / \text{m}$	$3,070 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-6}$		$5,6 \cdot 10^{-5}$
Strahldichtemesskamera Komponenten:				
I_{CCD}	207,8	$1 \cdot 10^{-1}$		$4,9 \cdot 10^{-4}$
f_{DSNU}	1	$2,7 \cdot 10^{-3}$		$2,8 \cdot 10^{-3}$
f_{PRNU}	1	$9,0 \cdot 10^{-3}$		$8,9 \cdot 10^{-3}$
Relative Standardmessunsicherheit $u(s_{\text{LMK}}^L)$:				$9,6 \cdot 10^{-3}$

4.1.7 Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera (s_{LMK}^L)

Die Validierung der radiometrischen Kalibrierung fand an einem Hochtemperatur-Hohlraumstrahler (HTBB) über Vergleichsmessungen gegen ein Strahlungsthermometer²⁾ als Transferstandard der ITS-90 und an einem ITS-90 Kupfer-Temperaturfixpunkt-Hohlraumstrahler (Cu-FP-Strahler³⁾) statt.

Die freien Aperturen dieser beiden Hohlraumstrahler weichen mit 30 mm für den HTBB und 17 mm für den Cu-FP-Strahler von der während der Bestimmung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit eingesetzten Apertur von 5 mm ab. Die zusätzlichen Korrekturen aufgrund des Umfeldfaktors f_{SSE} , welcher in Abschnitt 4.1.4 (S. 128) beschrieben wurde, betragen $1,030 \pm 0,008$ für die Messungen am HTBB und $1,018 \pm 0,005$ für die Messung am Cu-FP-Strahler. Diese SSE-Korrekturen führen zu einer Erhöhung der relativen Standardmessunsicherheit von $9,6 \cdot 10^{-3}$ auf $1,2 \cdot 10^{-2}$ für die thermodynamische Temperaturbestimmung am HTBB und auf $1,1 \cdot 10^{-2}$ am Cu-FP-Strahler. Unter Berücksichtigung eines Emissionsgrades ε von 0,999 für beide Temperaturstrahler wurde die thermodynamische Temperatur T_{rad} iterativ nach folgender Gleichung bestimmt:

$$I_{\text{CCD}}(\lambda, T_{\text{rad}}) = \varepsilon \cdot f_{\text{SSE}} \cdot \int_{455 \text{ nm}}^{900 \text{ nm}} s_{\text{LMK}}^L(\lambda) \cdot L_{\lambda, \text{S}}(\lambda, T_{\text{rad}}) d\lambda. \quad (4.9)$$

Hierbei ist I_{CCD} das Messsignal der LMK im L-Modus, ε der temperaturunabhängige und über den Bandpassbereich der LMK konstante Emissionsgrad der beiden Temperaturstrahler, s_{LMK}^L die in Abschnitt 4.1.5 bestimmte absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit der LMK und $L_{\lambda, \text{S}}$ die nach Gleichung (2.1) berechenbare spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers.

Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen am HTBB über einem Temperaturbereich von 1250 K bis 1800 K und der Messung am Cu-FP-Strahler⁴⁾ bei einer Temperatur von 1357,77 K sind in der Abbildung 4.8 dargestellt. Dort zeigt sich eine gute Übereinstimmung im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit ($k=2$) zwischen den radiometrisch bestimmten und den ITS-90-Temperaturen.

²⁾Strahlungsthermometer vom Typ LP3 (Linear Pyrometer 3) des Herstellers KE-Technologie GmbH

³⁾Eingesetzt wurde ein Kupfer-Temperaturfixpunkt-Hohlraumstrahler vom Typ IR-R0A der Firma CHINO [137]. Die erweiterte Messunsicherheit der Fixpunkttemperatur $U(T_{\text{Cu}})$ wird mit 0,1 K ($k=2$) angesetzt.

⁴⁾Die Fixpunkttemperatur von Kupfer ist für den Übergang von der flüssigen in die feste Phase nach der ITS-90 mit einer Temperatur T_{90} von 1357,77 K definiert.

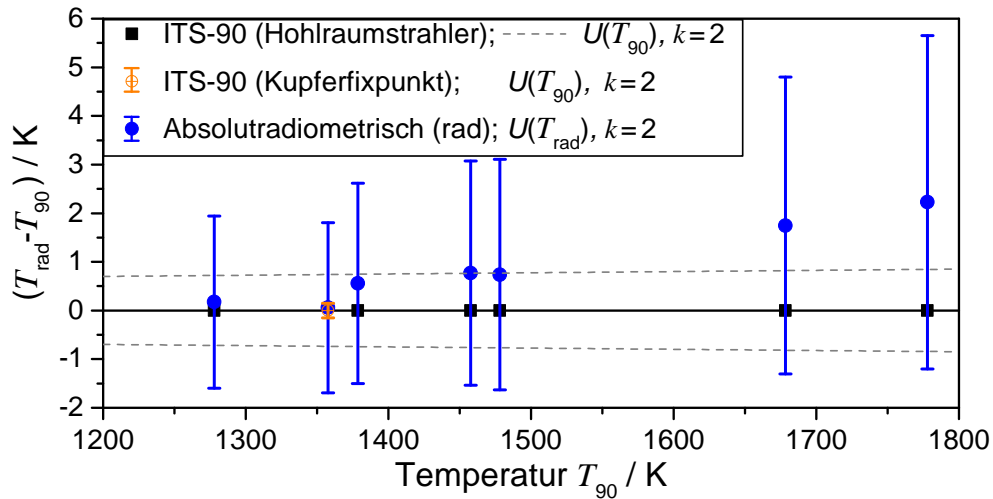


Abbildung 4.8: Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera

Die Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung fand an einem Hohlraumstrahler über Vergleichsmessungen mit einem gemäß der ITS-90 kalibrierten Strahlungsthermometer als Transferstandard und an einem ITS-90 Kupfer-Fixpunkt-Hohlraumstrahler statt. Dargestellt sind die Abweichungen zwischen den radiometrisch bestimmten thermodynamischen Temperaturen (T_{rad}) und den gemäß ITS-90 ermittelten Temperaturen (T_{90}) unter Angabe der erweiterten Standardmessunsicherheiten ($k=2$).

Aus den Messungen an dem Cu-FP-Strahler resultiert eine thermodynamische Temperatur von 1357,88 K mit einer Standardabweichung von 0,03 K für die beiden gemessenen Erstarrungsplateaus. Mit einer Temperaturdifferenz von 0,11 K zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der ITS-90-Temperatur des Kupferfixpunktes im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit von $\pm 1,83$ K ($k=2$) der absolutradiometrisch bestimmten Temperatur. Die für die Auswertung herangezogenen zeitlich aufgelösten Temperatur-Fixpunkt-Messungen sind in der Abbildung C.17 (S. 178) zu sehen. Im Rahmen der gegebenen Messunsicherheiten sind die Abweichungen zwischen der thermodynamischen und der ITS-90-Temperatur von etwa 50 mK [31] bei der Fixpunkttemperatur von Kupfer zu vernachlässigen.

4.2 Strahlungsthermometer LP5 (NIR)

Es handelt sich bei dem zu charakterisierenden und kalibrierenden Strahlungsthermometer um ein sehr hochwertiges Messgerät für metrologische Anwendungen. Dieses ist vom Typ LP5 (Linear Pyrometer 5, Nr. 8051B) des Herstellers KE-Technologie GmbH und ist schematisch in Abbildung 2.4 (S. 33) dargestellt. Um den hohen Anforderungen für metrologische Anwendungen gerecht zu werden, ist dessen Gehäuse und alle relevanten Teile wie die messfeldbestimmende Feldblende, die optischen Filter und die Elektronik (27 bit AD/Wandler) temperaturstabilisiert. Weiter ist dieses Gerät mit einem InGaAs-Photodetektor, einem Interferenzfilter mit einer Schwerpunktwellenlänge von etwa $1,57\ \mu\text{m}$ und einem für den nahen infraroten Spektralbereich optimierten Apochromaten (Typ: F143) [138] ausgestattet. Das Messfeld des Strahlungsthermometers hat einen Durchmesser von etwa 2 mm bei einem Messabstand von 750 mm.

Neben der Darstellung der Untersuchungen der Nichtlinearität (NL), des Umfeldfaktors (SSE), der Messbereichsanpassung und der Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit mit der anschließenden Validierung wird im Abschnitt A.4 (S. 161) die Untersuchung des „distance-effects“ behandelt.

4.2.1 Nichtlinearität des Strahlungsthermometers LP5

Die Nichtlinearität (NL) des Strahlungsthermometers wurde in Abhängigkeit der zu messenden Strahldichte für die beiden relevanten Messbereiche (R1 und R2) an dem in Abschnitt 3.6.1 (S. 112) dargestellten Messplatz unter Anwendung des dort beschriebenen Verfahrens der Flussaddition untersucht und nach Gleichung (3.38) berechnet. Als Strahlungsquelle kam eine Bandlampe mit einer elektrischen Leistung von 25 W zum Einsatz. Diese stellt eine ausreichend große und homogene Fläche von hinreichend hoher Strahldichte für die Charakterisierung zur Verfügung.

Die Ergebnisse der NL-Untersuchungen für beide Messbereiche sind in der Abbildung 4.9 mit Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit dargestellt. Im Rahmen der Messunsicherheiten konnten keine signifikanten Abweichungen von einem linearen Verhalten des Strahlungsthermometers für die Verwendung beider Messbereiche über den Photostrombereich von $1 \cdot 10^{-12}\ \text{A}$ bis $3 \cdot 10^{-7}\ \text{A}$ nachgewiesen werden. Daher sind keine Korrekturen für die zu bestimmende absolute

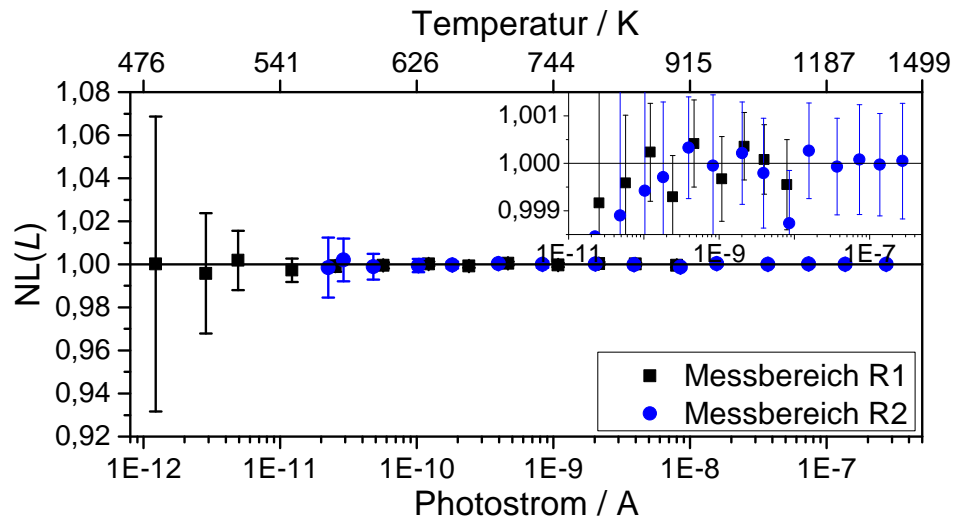


Abbildung 4.9: Nichtlinearität des Strahlungsthermometers LP5-8051B

Die Nichtlinearität wurde nach dem Prinzip der Flussaddition für beide Messbereiche (R1 und R2) bestimmt und mit der Typ-A-Standardmessunsicherheit über den Photostrom des Strahlungsthermometers und der dazugehörigen thermodynamischen Temperatur dargestellt. Im Rahmen der Messunsicherheiten konnten keine signifikanten Abweichungen von einem linearen Verhalten des Strahlungsthermometers über den Photostrombereich von $1 \cdot 10^{-12}$ A bis $3 \cdot 10^{-7}$ A nachgewiesen werden.

spektrale Strahldichteempfindlichkeit und für die späteren Temperaturmessungen im Bereich schwarzer Temperaturen von 480 K bis 1500 K notwendig.

4.2.2 Umfeldfaktor des Strahlungsthermometers LP5

Der Umfeldfaktor (SSE) des Strahlungsthermometers LP5 wurde gemäß des in Abschnitt 3.6.2 (S. 114) beschriebenen Verfahrens nach der direkten Methode an einem modifizierten Leuchtdichtenormal (LMT-LN3) durchgeführt, welches in der Abbildung 3.28 (mitte) zu sehen ist. Vor dieser Strahlungsquelle wurde für die Variation der Aperturgröße in einem Abstand von 10 cm ein neues, geschwärztes Blendensystem positioniert, um eine Rückwirkungen der eingesetzten Blenden auf die Höhe der Strahldichte der Strahlungsquelle zu minimieren und so verlässliche und reproduzierbare Daten für SSE-Messungen im Bereich von wenigen $1 \cdot 10^{-4}$ zu ermöglichen. Der hierfür gefertigte Blendensatz besteht aus 12 geschwärzten⁵⁾ Blenden mit freien Aperturen zwischen 3 mm und 60 mm.

Der SSE in Abhängigkeit des Aperturdurchmessers (d_a) wurde für die angewandte direkte Methode nach der Gleichung (3.39) bestimmt. Das Ergebnis dieser Bestimmung mit Angabe der Standardmessunsicherheit für Quellen mit einer runden Apertur ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Als Referenzdurchmesser d_{ref}

⁵⁾Verwendeter schwarzer Lack: Senotherm Ofenspray Schwarz, Typ: 17-1644-702.338

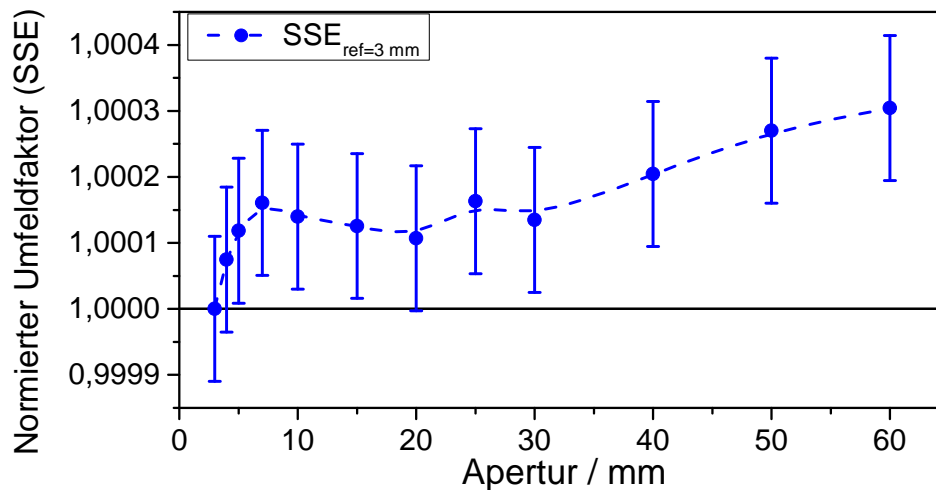


Abbildung 4.10: Umfeldfaktor des Strahlungsthermometers LP5-8051B

Der Umfeldfaktor (SSE) wurde nach der direkten Methode an einem Leuchtdichtenormal als Strahlungsquelle bestimmt. Das Ergebnis wurde auf eine Apertur von 3 mm gemäß den Kalibrierbedingungen bei der Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit des Strahlungsthermometers normiert.

wurde eine Apertur von 3 mm gewählt, welche während der radiometrischen Kalibrierung zum Einsatz kommt. Es zeigt sich ein SSE von bis zu $3 \cdot 10^{-4}$ für die größte untersuchte Apertur von 60 mm in Bezug auf die Referenzapertur mit einem Durchmesser von 3 mm. Die Unsicherheit der SSE-Korrektur wird nach der Gleichung (4.5), wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, mit 25 % des Korrekturwertes bewertet.

4.2.3 Konsistenz der beiden Messbereiche des Strahlungsthermometers LP5

Das Strahlungsthermometer verfügt über zwei Messbereiche, mit denen Temperaturmessungen im Bereich von 500 K bis 1600 K (schwarze Temperatur T_S) durchgeführt werden können. Der erste Messbereich R1 arbeitet mit einer Transimpedanz von 1 G Ω und ermöglicht die Messung von Photoströmen im Bereich von 1,00 pA bis 7,95 pA ($475 \text{ K} \leq T_S \leq 895 \text{ K}$). Im zweiten Messbereich R2 wird eine Transimpedanz von 10 M Ω zur Messung von Photoströmen im Bereich von 2 nA bis 795 nA eingesetzt, sodass schwarze Temperaturen von bis zu 1600 K gemessen werden können [139].

In Abhängigkeit der zu messenden Temperatur werden beide Messbereiche genutzt und ggf. zwischen diesen umgeschaltet. Dies und auch die Tatsache, dass die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit in dem

Tabelle 4.2: Bestimmung des Messbereichsanpassungs-Faktors f_{MB} an drei Temperaturen T . Aus den ermittelten Photoströmen I_{LP5} der beiden Messbereiche R1 und R2 resultiert unter Berücksichtigung der jeweiligen Standardabweichungen $\sigma_{I_{\text{LP5}}}$ und Dunkelsignale $I_{\text{LP5,ds}}$ eine relative Abweichung im gemessenen Photostrom von $0,999065 \pm 0,000129$ ($k=2$). Dieser Korrekturwert wird für Messungen im Messbereich R2 angewendet.

T / K	$I_{\text{LP5,R1}} / \text{A}$	$\sigma_{I_{\text{LP5,R1}}} / \text{A}$	$I_{\text{LP5,ds,R1}} / \text{A}$	$\sigma_{I_{\text{LP5,ds,R1}}} / \text{A}$
773	$1,590368 \cdot 10^{-9}$	$4,6 \cdot 10^{-14}$	$2,41 \cdot 10^{-13}$	$0,29 \cdot 10^{-13}$
823	$3,277797 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^{-14}$	$2,34 \cdot 10^{-13}$	$0,27 \cdot 10^{-13}$
873	$6,200099 \cdot 10^{-9}$	$6,6 \cdot 10^{-14}$	$2,26 \cdot 10^{-13}$	$0,28 \cdot 10^{-13}$
T / K	$I_{\text{LP5,R2}} / \text{A}$	$\sigma_{I_{\text{LP5,R2}}}$	$I_{\text{LP5,ds,R2}} / \text{A}$	$\sigma_{I_{\text{LP5,ds,R2}}}$
773	$1,596342 \cdot 10^{-9}$	$1,14 \cdot 10^{-13}$	$4,820 \cdot 10^{-12}$	$0,111 \cdot 10^{-12}$
823	$3,285343 \cdot 10^{-9}$	$1,24 \cdot 10^{-13}$	$4,764 \cdot 10^{-12}$	$0,119 \cdot 10^{-12}$
873	$6,210902 \cdot 10^{-9}$	$1,46 \cdot 10^{-13}$	$4,771 \cdot 10^{-12}$	$0,115 \cdot 10^{-12}$
T / K	$\frac{I_{\text{LP5,R1}} - I_{\text{LP5,ds,R1}}}{I_{\text{LP5,R2}} - I_{\text{LP5,ds,R2}}}$			
773	$0,999123 \pm 0,000021$			
823	$0,999080 \pm 0,000110$			
873	$0,998992 \pm 0,000064$			
Bereichsanpassungs-Faktor f_{MB} ($k=2$):				$0,999065 \pm 0,000129$

Messbereich R1 durchgeführt wird, macht die Untersuchung bezüglich einer möglichen Diskontinuität zu dem zweiten Messbereich R2 notwendig. Eine Diskontinuität würde bei der Bestimmung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit zu unterschiedlichen Amplitudenwerten des spektralen Empfindlichkeitsverlaufs in Abhängigkeit des Messbereichs führen, welche sich als konstanter Faktor über alle Wellenlängen beschreiben ließe. Um die Konsistenz des Photostromes des LP5 in Abhängigkeit des Messbereiches zu überprüfen, wurden Messungen an dem thermisch hochstabilen PTB Doppel-Wärmerohr-Hohlraumstrahler (LABB) [140] durchgeführt, welcher mit einer Apertur von 20 mm ausgestattet wurde.

Die Untersuchung an drei Temperaturen (773 K, 823 K, 873 K) ergab einen Messbereichsanpassungs-Faktor f_{MB} von $0,999065 \pm 0,000129$ ($k=2$) bei der Verwendung des Messbereiches R2. Die am LABB für die verschiedenen Temperaturen gemessenen Photoströme I_{LP5} der beiden Messbereiche sind in der Tabelle 4.2 mit den dazugehörigen Standardabweichungen $\sigma_{I_{\text{LP5}}}$ und Dunkelsignalen $I_{\text{LP5,ds}}$ dargestellt.

4.2.4 Bestimmung der absoluten spektralen Empfindlichkeit des Strahlungsthermometers LP5

Analog zu der Kalibrierung der Strahldichtemesskamera aus Abschnitt 4.1.5 fand die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit des Strahlungsthermometers LP5 an dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Messplatz unter Anwendung des dort beschriebenen Verfahrens statt. Der sensitivere Messbereich R1 des LP5 wurde für die Kalibrierung gewählt, um ein möglichst hohes Messsignal zur Verfügung zu haben.

Als Strahlungsquelle kam der Superkontinuum-Laser in der Freistrah-Konfiguration zum Einsatz, wie er in Abschnitt 3.3.5 beschrieben wurde. Die Kalibrierung fand über den Spektralbereich von 1300 nm bis 1700 nm unter Verwendung des Reflexionsgitters Nr. 3 aus Tabelle 3.2 statt. Die Monochromatorbandbreite wurde zu 1,3 nm im Bandpassbereich des LP5 und zu 10 nm in dessen out-of-band Bereich gewählt. Zur Generierung der homogenen und Lambert'sch abstrahlenden Fläche für die spektralen Vergleichsmessungen wurde die mit der Präzisionsblende Nr. 2 aus Tabelle 3.4 (S. 61) ausgestattete Ulbrichtkugel Nr. 2 (vgl. Tab. 3.3) eingesetzt. Zur Messung der spektralen Strahldichte der Ulbrichtkugel kam der absolut bekannte InGaAs-Detektor „F1“ (vgl. Abschn. 3.2.2) zum Einsatz, welcher mit der Präzisionsblende Nr. 1 ausgestattet wurde. Der Transferdetektor wurde für die Kalibrierung um einen Winkel α von einem Grad geneigt, um Interreflexionen zwischen den annähernd vollständig abgedeckten Präzisionsblenden zu eliminieren. Die Stabilität der Strahldichte an der Ulbrichtkugel bzw. die für jede Wellenlängeneinstellung individuell ermittelte Korrektur der Messsignale (Stabilitätsfaktoren $f_{TD/KG}$) beträgt im arithmetischen Mittel $1+5,6 \cdot 10^{-7}$ und ist in der Abbildung C.12 (S. 175) dargestellt.

Der Blendenabstand d_0 (Ulbrichtkugel \leftrightarrow Transferdetektor) wurde mit der in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Einheit zu 218,105 mm mit einer Standardmessunsicherheit von $2 \cdot 10^{-3}$ mm bestimmt. Zu dieser Messunsicherheit wird auch die relative Unsicherheit der Realisierung d_F der Abstandsmessung von $2 \cdot 10^{-5}$ berücksichtigt. Aus den geometrischen Parametern resultiert ein Geometriefaktor G von $149,165 \cdot 10^{-6}$ mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $2,3 \cdot 10^{-4}$. Die Daten der Abstandsbestimmung sind in der Tabelle C.1 (S. 169) zu sehen. Weiter wurde eine Beugungskorrektur nach Abschnitt 3.2.5 um den Faktor 0,9983 und eine Impedanz-Korrektur des IU-Wandlers um den Faktor 0,99956 durchgeführt, welche in Abschnitt 3.2.6 beschrieben steht.

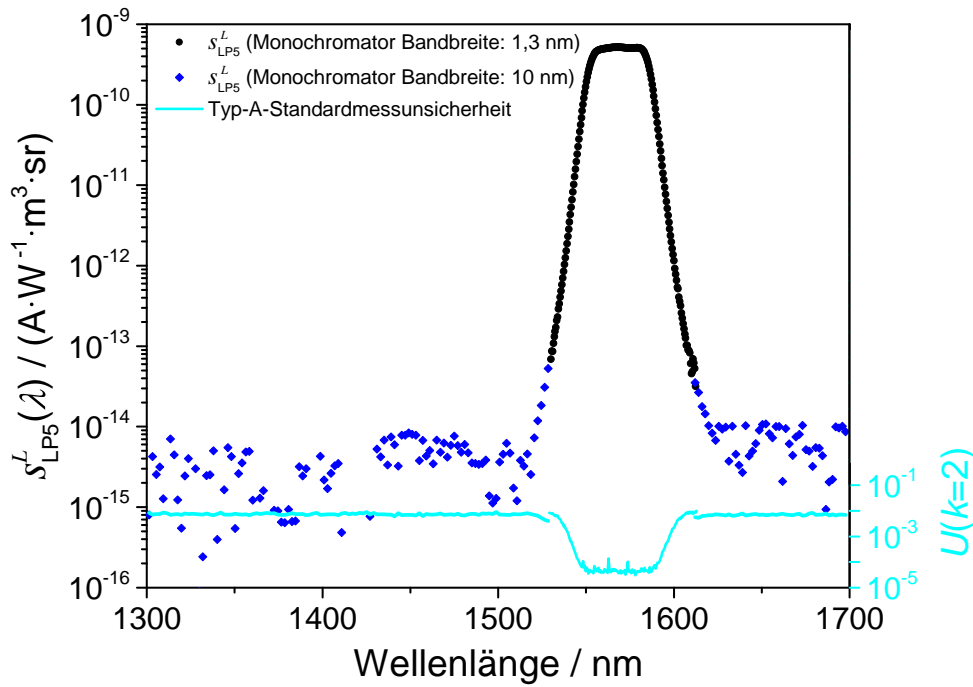


Abbildung 4.11: Absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit des Strahlungsthermometers LP5

Dargestellt ist die am Messplatz aus Abschnitt 3.2 bestimmte absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit s_{LP5}^L des Strahlungsthermometers LP5-8051B mit Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit. Im Bandpassbereich des LP5 wurde eine Monochromatorbandbreite $\Delta\lambda_{MC}$ von 1,3 nm und in dessen „out-of-band“-Bereich eine von 10 nm verwendet. Die spektrale Strahldichteempfindlichkeit hat eine Schwerpunktwellenlänge von 1569,05 nm \pm 0,09 nm bei einer Halbwertsbandbreite (FWHM) von 35 nm.

Die so bestimmte absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit des LP5 (s_{LP5}^L) mit der Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit ist in Abbildung 4.11 über der Wellenlänge dargestellt. Die ermittelte spektrale Strahldichteempfindlichkeit erstreckt sich über fünf Größenordnungen in der Empfindlichkeit. Der Bandpassbereich des LP5 lässt sich durch dessen Schwerpunktwellenlänge bei 1569,05 nm \pm 0,09 nm mit einer Halbwertsbandbreite von 35,0 nm beschreiben. Das zu der Kalibrierung gehörige Unsicherheitsbudget wird nach der Validierung dieser radiometrischen Kalibrierung dargelegt.

4.2.5 Unsicherheitsbetrachtung der absolutradiometrischen Kalibrierung des Strahlungsthermometers LP5

Das Modell für die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit des Strahlungsthermometers (LP5) s_{LP5}^L und dessen Messunsicherheit wurde analog zu dem der Strahldichtemesskamera aus Abschnitt 4.1.6 durch ein Erweitern der Gleichung (3.11) um die Korrekturen aus den Gleichungen (3.13) bis (4.5) erstellt:

$$s_{LP5}^L(\lambda) = s_{TD}^E(\lambda, d_2) \cdot G(d_1, d_2, d_F, \underbrace{d_{ms}, d_{ft1}, d_{ft2}}_{d_0}) \cdot \frac{(I_{LP5} - I_{LP5,ds}) \cdot \cos(\alpha)}{(U_{TD} - U_{TD,ds}) \cdot \frac{-1}{R_{IUC}}} \cdot f_{kor} \quad (4.10)$$

$$f_{kor} = \frac{f_\phi(a, r, s, s', a') \cdot f_{Bbe}(\Delta\lambda_{MC}, T) \cdot f_{TD}(\lambda)}{f_{IUC}(R_{IUC}, R_{TD}, A_{LV}) \cdot f_{LP5}(\lambda)}. \quad (4.11)$$






















Hierbei ist s_{TD}^E die spektrale Bestrahlungsstarkeempfindlichkeit des Transferdetektors, G der Geometriefaktor, I_{LP5} das Messsignal des LP5, $I_{LP5,ds}$ das Dunkelsignal des LP5, α der Neigungswinkel des Transferdetektors, U_{TD} die gemessene Spannung des mit dem Verstarkungswiderstands des IU-Wandlers R_{IUC} verstärkten und in eine Spannung umgesetzten Photostroms des Transferdetektors und $U_{TD,ds}$ dessen Dunkelsignal. Der Faktor f_{kor} fasst hierbei die Korrekturen bezüglich der Beugung an den Präzisionsblenden f_ϕ , der Impedanz des IU-Wandlers f_{IUC} und die für jede Wellenlängeneinstellung ermittelten Stabilitätsfaktoren f_{TD} und f_{LP5} zusammen und beinhaltet die Unsicherheitsbeiträge aufgrund des Bandbreiteneffekts f_{Bbe} .

Das vollständige Messunsicherheitsbudget der spektralen Strahldichteempfindlichkeit des LP5 ist für dessen Schwerpunktwellenlänge in der Tabelle 4.3 gegeben, welche repräsentativ für den gesamten Bandpassbereich des LP5 ist. Das Budget gliedert sich in vier Hauptgruppen, welche die Unsicherheitsbeiträge dem Messaufbau, dem Strahlungsthermometer, den elektrischen Komponenten und den geometrischen Komponenten zuordnet. Basis des Budgets ist das Gauß'sche Fortpflanzungsgesetz, welches auf die Gleichung (4.10) angewandt wurde. Die partiellen Ableitungen dieser Gleichung werden hier nicht explizit dargestellt und können analog zu den im Anhang B (S. 163 – S. 165) dargestellten partiellen Ableitungen des Geometriefaktors G , der beiden Anteile der Beugungskorrektur $\varepsilon_{A1/2}$ und des Korrekturfaktors des IU-Wandlers f_{IUC} verstanden werden.

Die absolute Strahldichteempfindlichkeit des Strahlungsthermometers wurde mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $1,1 \cdot 10^{-3}$ für die Schwerpunktwellenlänge bestimmt. Unter den 21 verschiedenen Unsicherheitsbeiträgen zeigen sich die fünf größten mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag im Bereich von $2,3 \cdot 10^{-4}$ bis $5,7 \cdot 10^{-4}$. Die beiden höchsten Komponenten sind die räumliche Homogenität der Ulbrichtkugel mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $5,7 \cdot 10^{-4}$ und die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transferdetektors mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $5,6 \cdot 10^{-4}$. Als dritthöchste Komponente stellt sich mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $3,4 \cdot 10^{-4}$ das Dunkelsignal des Transferdetektors ($U_{TD,ds}$) dar. Dieser Beitrag resultiert aufgrund eines geringen Abstandes zwischen dem eigentlichen Messsignal (U_{TD}) und dem Dunkelsignal. Diese Komponente ließe sich durch einen höheren Strahlungsfluss durch den Monochromator verringern, wie er bspw. durch die Verwendung einer höheren Monochromatorbandbreite umgesetzt werden könnte. Alternativ bzw. zusätzlich hierzu ließe sich auch ein Weißlichtlaser neuester Generation mit einer gesteigerten optischen Leistung einsetzen. Mit den relativen Unsicherheitsbeiträgen von $2,9 \cdot 10^{-4}$ und $2,3 \cdot 10^{-4}$ sind noch die Verstärkungsimpedanz des IU-Wandlers und die Wellenlängengenauigkeit zu nennen.

Das Unsicherheitsbudget zeigt, wie dicht die einzelnen Unsicherheitsbeiträge beieinander liegen. Eine signifikante Verringerung der erreichten Standardmessunsicherheit kann nicht durch die Verbesserung nur einiger weniger Komponenten erreicht werden. Die derzeitige Rückführung, bspw. auf die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit, erfolgt durch die Verwendung eines Transferdetektors, der bereits auf höchstem metrologischem Niveau zurückgeführt ist.

Tabelle 4.3: Unsicherheitsbudget der absolutradiometrischen Kalibrierung des Strahlungsthermometers LP5, angegeben für die Schwerpunktwellenlänge λ_c von 1569,05 nm. Dieses Budget beinhaltet die Unsicherheitsbeiträge bezüglich des Bandbreiteneffekts f_{Bbe} , den Stabilitätsfaktoren f_{TD} und f_{LP5} , der Beugungskorrektur f_ϕ , der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Transferdetektors s_{TD}^E , den Verstärkungswiderstand des IU-Wandlers R_{IUC} , den Shunt-Widerstand der Photodioden des Transferdetektors R_{TD} , die Leerlaufverstärkung des IU-Wandlers A_{LV} , die gemessene Spannung des verstärkten und umgesetzten Photostroms des Transferdetektors U_{TD} sowie dessen Dunkelsignal $U_{\text{TD,ds}}$, die Blendendurchmesser d_1 und d_2 sowie die Komponenten der Abstandsmessung d_0 , d_F , den Neigungswinkel des Transferdetektors α , das Messsignal des LP5 I_{LP5} und den Messbereichsanpassungsfaktor f_{MB} bei Verwendung des zweiten Messbereiches (R2) des LP5.

Unsicherheitsbeitrag	Wert	Standardmessunsicherheit	Verteilung	rel. Standardmessunsicherheit
Messaufbau				
effektive Wellenlänge	1	$2,3 \cdot 10^{-4}$		$2,3 \cdot 10^{-4}$
räumliche Homogenität	1	$5,8 \cdot 10^{-4}$		$5,7 \cdot 10^{-4}$
Strahldichtestabilität	1	$2,9 \cdot 10^{-4}$		$2,9 \cdot 10^{-4}$
f_{Bbe}	1	$3,2 \cdot 10^{-7}$		$3,2 \cdot 10^{-7}$
f_{TD}	1,000021	$5 \cdot 10^{-6}$		$5,0 \cdot 10^{-6}$
f_{LP5}	1,000022	$5 \cdot 10^{-6}$		$5,0 \cdot 10^{-6}$
f_ϕ	0,9983	$2 \cdot 10^{-4}$		$1,9 \cdot 10^{-4}$
$s_{\text{TD}}^E(\lambda) / (\text{A/W})$	1,14	$6,39 \cdot 10^{-4}$		$5,6 \cdot 10^{-4}$
Elektrische Komponenten				
$R_{\text{IUC}} / (\text{V/A})$	$100,07 \cdot 10^6$	$34,6 \cdot 10^3$		$2,9 \cdot 10^{-4}$
$R_{\text{TD}} / (\text{V/A})$	$350 \cdot 10^3$	$86,6 \cdot 10^3$		$1,2 \cdot 10^{-4}$
$A_{\text{LV}} / (\text{V/V})$	$650 \cdot 10^3$	$202 \cdot 10^3$		$1,5 \cdot 10^{-4}$
U_{TD} / V	-0,23	$5,6 \cdot 10^{-6}$		$2,5 \cdot 10^{-5}$
$U_{\text{TD,ds}} / \text{V}$	$904,7 \cdot 10^{-6}$	$77,2 \cdot 10^{-6}$		$3,4 \cdot 10^{-4}$
Geometrische Komponenten				
d_1 / m	$3,0059 \cdot 10^{-3}$	$300 \cdot 10^{-9}$		$1,9 \cdot 10^{-4}$
d_2 / m	$3,0068 \cdot 10^{-3}$	$275 \cdot 10^{-9}$		$1,8 \cdot 10^{-4}$
$\alpha / ^\circ$	1,00	$5 \cdot 10^{-2}$		$3,1 \cdot 10^{-5}$
d_0 / m	0,218105	$2 \cdot 10^{-6}$		$1,4 \cdot 10^{-4}$
d_F / m	$0 \cdot 10^{-6}$	$20 \cdot 10^{-6}$		$1,8 \cdot 10^{-4}$
Strahlungsthermometer Komponenten				
$I_{\text{LP5}} / \text{A}$	$988,0542 \cdot 10^{-12}$	$14,5 \cdot 10^{-15}$		$1,5 \cdot 10^{-5}$
$I_{\text{LP5,ds}} / \text{A}$	$220,6 \cdot 10^{-15}$	$28,1 \cdot 10^{-15}$		$2,9 \cdot 10^{-5}$
$f_{\text{MB}} = \frac{I_{\text{LP5,R1}}}{I_{\text{LP5,R2}}}$	0,999065	$76 \cdot 10^{-6}$		$7,7 \cdot 10^{-5}$
Relative Standardmessunsicherheit $u(s_{\text{LP5}}^L)$:				$1,1 \cdot 10^{-3}$

4.2.6 Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung des Strahlungsthermometers LP5

Die Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung des Strahlungsthermometers erfolgte analog zu der Strahldichtemesskamera aus Abschnitt 4.1.7. Für die Vergleichsmessungen kamen hier zwei Hohlraumstrahler zum Einsatz, an denen Temperaturen gemäß der ITS-90 mit geringsten Unsicherheiten für strahlungsthermometrische Aufgaben weitergegeben werden können. Bei dem ersten Strahler handelt es sich um den nationalen Standard für Temperaturstrahlung im Bereich von 774 K bis 1235 K [141]. Die Temperatur T_{90} von diesem Natrium-Wärmerohr-Hohlraumstrahler (Na-WR-Strahler) wird über kalibrierte Platin-Widerstandsthermometer (PRTs) sichergestellt. Bei dem zweiten Hohlraumstrahler handelt es sich um den deutschen ITS-90-Primärstandard für die Realisierung der Erstarrungstemperatur von Gold bei 1337,33 K [26], den Gold-Fixpunkt-Hohlraumstrahler (Au-FP-Strahler).

Die Vergleichsmessungen wurden am Na-WR-Strahler an vier Temperaturen [142] und am Au-FP-Strahler an dessen Erstarrungstemperatur durchgeführt. Hierbei unterscheiden sich die freien Aperturen dieser beiden Hohlraumstrahler mit 20 mm für den Na-WR-Strahler und 40 mm für den Au-FP-Strahler von der während der Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit eingesetzten Apertur von 3 mm. Die zusätzlichen Korrekturen aufgrund des Umfeldfaktors f_{SSE} , welcher in Abschnitt 4.2.2 (S. 139) beschrieben wurde, betragen $1,00010 \pm 0,00003$ für die Messungen am Na-WR-Strahler und $1,00020 \pm 0,00005$ für die Messung am Au-FP-Strahler. Unter Berücksichtigung der Korrektur für die Verwendung des zweiten Messbereiches f_{MB} des Strahlungsthermometers von 0,999065 und eines Emissionsgrades ε von 0,9996 für den Na-WR-Strahler und 0,99999 für den Au-FP-Strahler wurden die thermodynamischen Temperaturen T_{rad} iterativ nach folgender Gleichung bestimmt:

$$I_{ph}(\lambda, T_{rad}) = \varepsilon \cdot f_{SSE} \cdot f_{MB} \cdot \int_{\lambda=1300 \text{ nm}}^{1700 \text{ nm}} s_{LP5}^L(\lambda) \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T_{rad}) d\lambda. \quad (4.12)$$

Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen am Na-WR-Strahler über einem Temperaturbereich von 773 K bis 1223 K und der Messung am Au-FP-Strahler sind in der Abbildung 4.12 dargestellt. Dort zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit ($k=2$) zwischen den

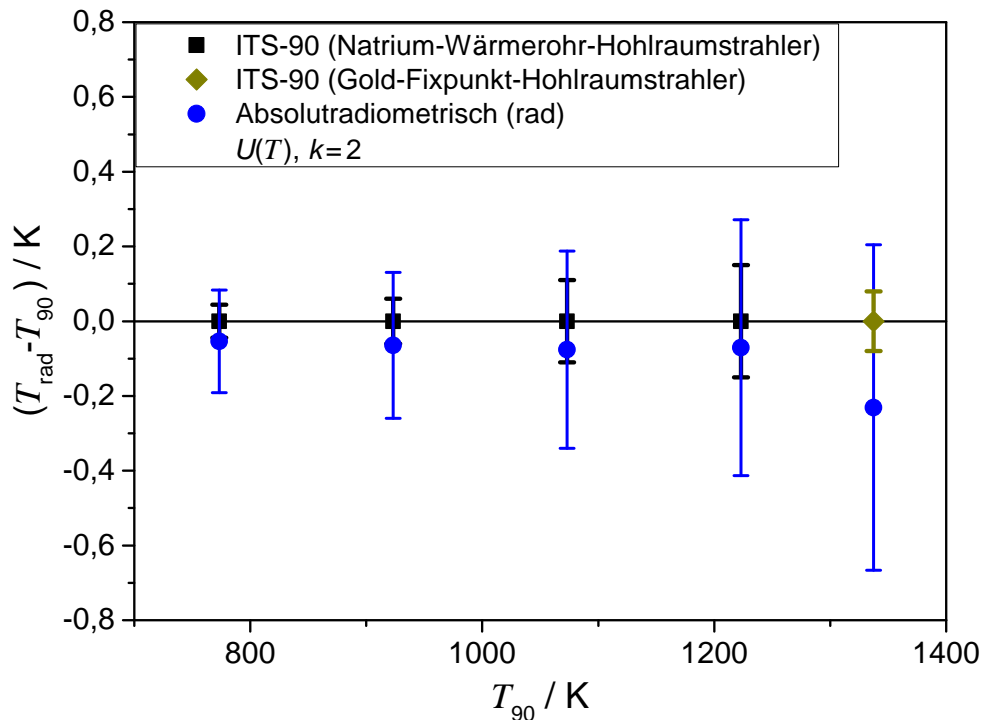


Abbildung 4.12: Validierung der absolutradiometrischen Charakterisierung und Kalibrierung des Strahlungsthermometers LP5-8051B

Die Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung fand an einem Natrium-Wärmerohr-Hohlraumstrahler, rückgeführt über Platin-Widerstandsthermometer, und am nationalen ITS-90 Gold-Fixpunkt-Hohlraumstrahler statt. Dargestellt sind die Abweichungen zwischen den radiometrisch bestimmten thermodynamischen Temperaturen (T_{rad}) und den gemäß ITS-90 ermittelten Temperaturen (T_{90}) unter Angabe der erweiterten Standardmessunsicherheit ($k=2$).

absolutradiometrisch bestimmten und den ITS-90-Temperaturen.

Aus den Messungen an dem Au-FP-Strahler resultiert eine thermodynamische Temperatur von 1337,10 K mit einer relativen Standardabweichung im Messsignal von $7,8 \cdot 10^{-6}$ für das gemessene Erstarrungsplateau⁶⁾. Mit einer Temperaturdifferenz von 0,23 K zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der ITS-90-Temperatur des Goldfixpunktes im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit von $\pm 0,43$ K ($k=2$) der absolutradiometrisch bestimmten Temperatur. Das für die Auswertung herangezogene, zeitlich aufgelöste Erstarrungsplateau der Messung am Gold-Fixpunktstrahler ist in Abbildung C.18 (S. 179) dargestellt.

⁶⁾Die Fixpunkttemperatur von Gold ist für den Übergang von der flüssigen in die feste Phase nach der ITS-90 mit einer Temperatur T_{90} von 1337,33 K definiert. Die erweiterte Messunsicherheit der Fixpunkttemperatur $U(T_{90,\text{Au}})$ an dem Au-FP-Strahler beträgt 0,08 K ($k=2$).

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die „*mise en pratique* for the definition of the kelvin“ (*MeP-K*) ermöglicht die Realisierung einer auf primärthermometrischen Methoden basierenden Temperaturskala. Die hier vorgestellte radiometrische Methode ist Teil der *MeP-K* und basiert auf der genauen Kenntnis der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit abbildender Radiometer und der damit möglichen direkten Messung thermodynamischer Temperaturen als eine primärthermometrische Methode. Somit ist diese Methode unabhängig von Temperaturfixpunkten und damit frei von unsicherheitsbehafteten Verfahren der Inter- und Extrapolation, wie sie beispielsweise Basis der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) sind.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Themenschwerpunkte. Der erste Themenschwerpunkt war die Entwicklung, Optimierung und Charakterisierung eines Messplatzes zur absolutradiometrischen Kalibrierung von abbildenden und bildgebenden Radiometern für die radiometrische Messung von thermodynamischen Temperaturen. Der zweite Schwerpunkt lag in der Nutzung des entwickelten Messplatzes für zwei weltweit bisher nicht erreichte absolutradiometrische Kalibrierungen. Hierfür wurde eine im VIS-Spektralbereich mit einem CCD-Sensor arbeitende Strahldichtemesskamera und ein im NIR-Spektralbereich empfindliches Strahlungsthermometer ausgewählt. Im Folgenden werden die wesentlichen Arbeiten und Ergebnisse dieser beiden Themenschwerpunkte kurz zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

5.1 Aufbau, Optimierung und Charakterisierung des Messplatzes

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiger Messplatz mit einem Superkontinuum-Laser als Strahlungsquelle für die hochgenaue Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Radiometern entwickelt, charakterisiert, optimiert und angewendet. Das Verfahren dieser absolut-

radiometrischen Kalibrierung basiert auf spektralen Vergleichsmessungen an einer Ulbrichtkugel (UK) als homogene und Lambert'sch abstrahlende Quelle zwischen dem zu kalibrierenden abbildenden Radiometer und einem nicht abbildenden Transferdetektor mit absolut bekannter spektraler Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit. Die zentralen Arbeiten bezüglich des Messplatzes werden im Folgenden zusammenfasst dargestellt.

Superkontinuum-Laser: Um eine ausreichend hohe Strahldichte an der Ausgangsapertur der UK für die Vergleichsmessungen zu generieren, war es einerseits notwendig eine leistungsfähigere Strahlungsquelle als eine für spektroskopische Aufgaben etablierte Halogenlampe einzusetzen und andererseits eine Quelle zu finden, welche keine Kohärenzeffekte in den optischen Systemen hervorruft. Zudem sollte diese Strahlungsquelle die Anforderungen einer sogenannten „Turn-Key-Lösung“ erfüllen, welche kompakt, wartungsarm und leicht zu handhaben ist. Als eine solche Strahlungsquelle konnte ein Superkontinuum-Laser an dem Messplatz etabliert werden, welcher ein spektral breitbandiges Kontinuum von 450 nm bis 2,4 μm erzeugt. Der Superkontinuum-Laser wurde in Kombination mit akustooptischen Modulatoren (AOM) eingesetzt, mit denen die breitbandige Laserstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 450 nm bis 1,66 μm durchgestimmt werden konnte.

Die Anpassung der über die AOMs spektral vorselektierten Laserstrahlung an den Akzeptanzwinkel des Monochromators erfolgte über acht, den Wellenlängenbereichen angepasste Optiken. Die in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Optiken gewährleisten einen möglichst hohen Strahlungsfluss durch den Monochromator bei gleichzeitig optimaler Ausleuchtung des Reflexionsgitters unter Berücksichtigung des mit zunehmender Wellenlänge auch zunehmenden Laserstrahldurchmessers. In dieser Konfiguration konnte die notwendige Steigerung der Strahldichte um mehr als zwei Größenordnungen an dem Austrittsport der UK für Monochromator-Bandbreiten von weniger als 2 nm im Vergleich zu der etablierten Halogenlampen-Konfiguration bei gleichzeitiger Vermeidung von Kohärenzeffekten in dem optischen System erzielt werden. Mit dieser Steigerung werden die inhärenten Leistungsverluste bei Verwendung einer für die Kalibrierung von abbildenden und bildgebenden Radiometern notwendigen UK mehr als kompensiert, wodurch absolutradiometrische Kalibrierungen gegen Transferdetektoren mit geringsten Unsicherheiten möglich wurden.

Neben dieser Strahldichteerhöhung ist die zeitliche Stabilität der Strahldichte aufgrund der vergleichenden Kalibrieremethode von entscheidender Bedeutung. Hinsichtlich der unzureichenden Stabilität der Strahldichte bei Verwendung laserinterner kommerzieller Betriebsmodi musste ein neues Verfahren zur Stabilisierung entwickelt werden. Mit diesem in Abschnitt 3.3.6 beschriebenen Verfahren konnte an der UK eine relative Stabilität der Strahldichte von deutlich besser als $\pm 0,1\%$ erfolgreich über den gesamten nutzbaren Spektralbereich der AOMs realisiert werden. Die Effektivität dieser Regelung konnte anhand der sich binnen Sekunden einstellenden und deutlich länger als die durch das vergleichende Messverfahren geforderten 20 Minuten pro Wellenlänge anhaltende hohe Stabilität dargelegt werden.

Messgeometrie: Die genaue Kenntnis der Messgeometrie ist essenziell für die präzise Strahldichtebestimmung der UK unter Verwendung eines nicht abbildenden Transferdetektors. Die Messgeometrie wurde über zwei Präzisionsblenden und den axialen Abstand zwischen diesen beiden Blenden bestimmt. Die Präzisionsblenden definierten hierbei die abstrahlende Fläche der UK und die Empfängerfläche des Transferdetektors. Unter Berücksichtigung der auf höchstem metrologischen Niveau kalibrierten Präzisionsblenden wurde eine neue Mess- und Justageeinheit für die präzise Abstandsbestimmung im Bereich von 205 mm bis 229 mm mit einer geringen Messunsicherheit von $12\ \mu\text{m}$ entwickelt. Diese in Abschnitt 3.2.4 beschriebene Einheit ermöglichte in Kombination mit den für die taktile Messung neu konstruierten Blendenhaltern die Bestimmung des Geometriefaktors mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $6,5 \cdot 10^{-4}$, welche mit 96,4 % nahezu vollständig durch die Unsicherheitsbeiträge der beiden Blendenflächen dominiert wurde.

Spektral durchstimmbare Vergleichsquelle: Als spektral durchstimmbare Vergleichsquelle dienten zwei Ulbrichtkugeln (UK) mit Innendurchmessern von jeweils 5,08 cm. Während bei einer UK auf bereits vorhandene Daten zurückgegriffen werden konnte, wurde die zweite UK vor ihrem Einsatz bezüglich der räumlichen Homogenität und deren Lambert'schen Abstrahlcharakteristik untersucht. Die messtechnischen Untersuchungen über die vollständig freie Apertur der UK aus Abschnitt 3.2.1 ergaben eine örtliche Inhomogenität von weniger als 0,1 % und eine Lambert'sche Abstrahlcharakteristik über einen Winkelbereich

von mindestens $\pm 4,3^\circ$. Innerhalb des relevanten Winkelbereichs von $\pm 1,4^\circ$ der zu kalibrierenden Temperaturmessgeräte konnte keine signifikante Abweichung bezüglich der Lambert'schen Abstrahlung nachgewiesen werden.

Die spektrale Selektion vor Eintritt der Strahlung in die UK erfolgte über einen mit drei austauschbaren und dem jeweiligen Spektralbereich zugeordneten Reflexionsgittern ausgestatteten Monochromator. Dieser wurde wie in Abschnitt 3.2.1 dargestellt über einen Spektralbereich von 370 nm bis $1,77 \mu\text{m}$ bezüglich der Wellenlängenskala mit geringen Unsicherheiten von 25 pm im sichtbaren und bis zu 85 pm im nahen infraroten Spektralbereich kalibriert.

Bandbreiteneffekt: Durch den Einsatz eines Monochromators zur spektralen Selektion trat der Bandbreiteneffekt auf, welcher Abweichungen in der thermodynamischen Temperaturmessung zur Folge hatte.

Die Ursachen des Bandbreiteneffekts wurden an zwei für diese Arbeit relevanten Beispielen beschrieben. Anschließend wurde sowohl der Einfluss auf den zu bestimmenden spektralen Empfindlichkeitsverlauf als auch die Auswirkungen auf die iterativ zu bestimmende thermodynamische Temperatur in Abschnitt 3.4 dargestellt. Hierbei konnte gezeigt werden, dass es einerseits zu einer spektralen Verbreiterung der ermittelten absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit um die Breite der Bandpassfunktion des Monochromators und andererseits zu einer Glättung des spektralen Empfindlichkeitsverlaufs kam. Aus einer Betrachtung der integralen Werte konnte die Auswirkung des Bandbreiteneffekts für spektral schmalbandige Messgeräte in Kombination mit der zu messenden breitbandigen, thermischen Strahlung als sehr gering beschrieben werden. So ergaben sich für die beiden untersuchten Geräte relative Abweichungen in der zu messenden Strahldichte von weniger als $6 \cdot 10^{-6}$ bei Verwendung typischer Monochromatorbandbreiten von weniger als 2 nm. Für die am verwendeten Monochromator maximal möglichen Bandpassbreiten wurden die relativen Abweichungen in der Strahldichtemessung als kleiner $5 \cdot 10^{-5}$ bestimmt. Weiter konnte dargelegt werden, dass diese geringen Abweichungen in der Strahldichtemessung durch eine spektrale Entfaltung mit der Richardson-Lucy Methode [113, 116, 117] auf unter $2 \cdot 10^{-7}$ reduziert werden konnten. Das Potential dieser Entfaltungsmethode ist in Abschnitt 3.4.3 an den beiden Beispielen dargestellt.

5.2 Validierung des Kalibrierverfahrens

Die Validierung des Kalibrierverfahrens zur Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit fand an den zwei abbildenden Messgeräten statt, welche im Rahmen dieser Arbeit ausführlich charakterisiert und absolut radiometrisch kalibriert wurden.

Radiometrische Kalibrierung einer Strahldichtemesskamera: Eine speziell für Temperaturmessungen mit schmalbandigen Interferenzfiltern ausgestattete Strahldichtemesskamera vom Typ „LMK 98-4 Color“ (LMK) wurde über einen spektralen Bereich von 455 nm bis 900 nm im strahldichteäquivalenten Modus (L-Modus) absolutradiometrisch kalibriert (Abschnitt 4.1). Aus der spektralen Kalibrierung konnte die Schwerpunktwellenlänge auf $649,74 \text{ nm} \pm 0,03 \text{ nm}$ mit einer Halbwertsbandbreite von 10,7 nm präzise bestimmt werden. Bei der Kalibrierung konnte eine Struktur leicht erhöhter Empfindlichkeit im langwelligeren „out-of-band“-Bereich detektiert werden, welche mit einem relativen Signalanteil von bis zu 2,2% signifikant zum integralen Wert beitrug und erst durch den hohen Strahlungsfluss des hier erstmalig verwendeten Superkontinuum-Lasers nachweisbar wurde.

Die absolute Strahldichteempfindlichkeit der LMK konnte mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $9,6 \cdot 10^{-3}$ für die Schwerpunktwellenlänge bestimmt werden. Die beiden Hauptkomponenten der Messunsicherheit waren durch Eigenschaften der LMK gegeben. Hierbei handelte es sich zum einen um die Ungleichförmigkeit der Pixelempfindlichkeiten (PRNU) mit einem Unsicherheitsbeitrag von $8,9 \cdot 10^{-3}$ und zum anderen mit einem Beitrag von $2,8 \cdot 10^{-3}$ um die Dunkelsignalungleichförmigkeit (DSNU). Somit spiegelt die hier erreichte Messunsicherheit der Kalibrierung nicht das volle Potential des Messplatzes von unter $1 \cdot 10^{-3}$ im sichtbaren Spektralbereich wieder.

Die Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung fand an einem Hochtemperatur-Hohlraumstrahler über Vergleichsmessungen gegen ein Strahlungsthermometer als Transferstandard der ITS-90 und an einem ITS-90 Kupfer-Temperaturfixpunkt-Hohlraumstrahler statt. Hierbei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit ($k=2$) zwischen den absolutradiometrisch bestimmten Temperaturen und den realisierten Temperaturen gemäß der ITS-90.

Radiometrische Kalibrierung eines NIR-Strahlungsthermometers:

Die absolute Strahldichteempfindlichkeit des NIR-Strahlungsthermometers LP5 wurde in Abschnitt 4.2 über einen spektralen Bereich von 1,3 μm bis 1,7 μm sehr genau bestimmt. Aus der spektralen Kalibrierung konnte die Schwerpunktwellenlänge des LP5 auf 1569,05 nm \pm 0,09 nm mit einer Halbwertsbandbreite von 35 nm präzise bestimmt werden. Unter Berücksichtigung aller Korrekturen und den 21 verschiedenen Unsicherheitsbeiträgen konnte eine relative Standardmessunsicherheit von $1,1 \cdot 10^{-3}$ für die Schwerpunktwellenlänge bestimmt werden. Die fünf höchsten relativen Unsicherheitsbeiträge lagen im Bereich von $2,3 \cdot 10^{-4}$ bis $5,7 \cdot 10^{-4}$. Dabei waren die beiden höchsten Beiträge die örtliche Homogenität der UK mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $5,7 \cdot 10^{-4}$ und die spektrale Strahlungsflussempfindlichkeit des Transferdetektors mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $5,6 \cdot 10^{-4}$. Als dritthöchste Komponente mit einem relativen Unsicherheitsbeitrag von $3,4 \cdot 10^{-4}$ stellte sich das Dunkelsignal des Transferdetektors heraus, welches durch den Signal-Rausch-Abstand diese Gewichtung erhielt. Das GUM konforme Unsicherheitsbudget zeigte somit, wie dicht die einzelnen Unsicherheitsbeiträge beieinander liegen. So ist eine signifikante Verringerung der erreichten Standardmessunsicherheit in diesem Spektralbereich nicht durch die Verbesserung nur einiger weniger Komponenten zu erreichen.

Die Validierung dieser absolutradiometrischen Kalibrierung wurde am nationalen deutschen Normal für Temperaturstrahlung an vier Temperaturen zwischen 500 °C und 950 °C und darüber hinaus an einem nationalen ITS-90 Primärnormal (Au-FP-Strahler) durchgeführt. Hierbei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung im Rahmen der erweiterten Standardmessunsicherheit ($k=2$) zwischen den absolutradiometrisch bestimmten Temperaturen und den realisierten Temperaturen gemäß der ITS-90.

5.3 Fazit und Ausblick

Fazit: Die im Rahmen dieser Arbeit realisierte primäre Methode einer absolutradiometrischen Kalibrierung basiert gemäß der „mise en pratique for the definition of the kelvin“ (*MeP-K*) auf der Kenntnis der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden Radiometern. Der hierfür entwickelte, charakterisierte und optimierte Messplatz eignet sich für die absolutradiometrische Kalibrierung von abbildenden und bildgebenden Radiometern über einen weiten spektralen Bereich von 450 nm bis 1,66 μm mit geringsten Unsicherheiten von weniger als $1 \cdot 10^{-3}$. Ein wesentlicher Schritt zum Erreichen dieser geringen Unsicherheit bei guter Praktikabilität des Messplatzes war die Integration und Stabilisierung eines Superkontinuum-Lasers als optische Strahlungsquelle, wodurch einerseits vergleichbare Unsicherheiten mit den klassischen, relativen Extrapolationsverfahren der ITS-90 oberhalb der Erstarrungstemperatur des Silbers (961,78 °C) erreicht wurden und andererseits ein alternatives Verfahren für die Messung thermodynamischer Temperaturen unterhalb des Silberfixpunkts realisiert werden konnte, wie bspw. die Erstarrungstemperatur von Zinn bei 231,928 °C. Hierfür wurden die relevanten Unsicherheitsbeiträge vollständig identifiziert und der Messplatz daraufhin optimiert. Der Messplatz ist damit die erste Kalibriereinrichtung für die hochgenaue Bestimmung der spektralen Strahldichteempfindlichkeit von bildgebenden Radiometern zur Temperaturmessung an einem Staatsinstitut auf der Grundlage eines Superkontinuum-Lasers. Mit einem hohen Maß an Praktikabilität und Automatisierung steht jetzt eine gut verfügbare und kosteneffiziente Alternative zu den komplexen lasergestützten Anlagen [6–10] mit vergleichbaren Messunsicherheiten zur Verfügung, ohne dabei deren inhärentes Problem mit Kohärenzeffekten zu haben. Zudem ist ein routinemäßiger Einsatz zur Kalibrierung von abbildenden Radiometern möglich. Die Leistungsfähigkeit des Messplatzes und die Verlässlichkeit des aufgestellten Messunsicherheitsbudgets wurde anhand eines NIR-Strahlungsthermometers (Abschnitt 4.2) und einer VIS-Strahldichtemesskamera (Abschnitt 4.1) demonstriert.

Mit Anwendung der absolutradiometrischen Methode ermöglichte dieser Messplatz die direkte Bestimmung thermodynamischer Temperaturen. Dies kann insbesondere zur Festlegung der Phasenübergangstemperaturen neuartiger Hochtemperaturfixpunkte (HTFP) für die zukünftige praktische Temperaturskala genutzt werden.

Ausblick: Die Bestimmung der absoluten spektralen Strahldichteempfindlichkeit von abbildenden und bildgebenden Radiometern mit kleinstmöglichen Unsicherheiten konnte bisher für den wichtigen spektralen Bereich von 450 nm bis 1,66 μm realisiert werden. Unterhalb dieses spektralen Bereichs wird derzeit die Empfindlichkeit relativ bestimmt und an den absoluten Verlauf angepasst. Durch den Einsatz einer weiteren Strahlungsquelle, wie bspw. einer laserinduzierten Plasmaquelle (LDLS) [143], kann die untere Grenze bis in den Spektralbereich des UV erweitert werden. Eine spektrale Erweiterung auf bis zu 2,4 μm kann durch den Einsatz eines weiteren, für den Spektralbereich geeigneten AOM umgesetzt werden. Auch ist die Nutzung der spektral über AOMs nicht vorselektierten Superkontinuum-Strahlung denkbar, wobei dann ein neues Verfahren der Stabilisierung zu erarbeiten ist.

Mit dem eingesetzten Superkontinuum-Laser wurden radiometrische Kalibrierungen abbildender und bildgebender Radiometer auf höchstem metrologischen Niveau möglich. Durch eine weitere Steigerung des Strahlungsflusses ließe sich der messbare Dynamikbereich erweitern und die Signal-Rausch-Abstände vergrößern. Dies würde die Verwendung größerer Ulbrichtkugeln (UK) und eine weitere Reduzierung der erzielten Messunsicherheiten ermöglichen. Eine größere UK verbessert einerseits die Homogenität der Strahldichte an der Austrittsblende und ermöglicht andererseits die Nutzung größerer Präzisionsblenden, welche insbesondere für die Kalibrierung bildgebender Radiometer von Vorteil sind. Eine Steigerung kann durch die Verwendung eines leistungsfähigeren Superkontinuum-Lasers neuester Generation, die Nutzung des Lasers ohne AOM oder auch durch die simultane Nutzung mehrerer HF-Kanäle der AOMs bei großen Monochromator-Bandbreiten realisiert werden.

Neben der Steigerung des Strahlungsflusses bietet auch die Rückführung der Wellenlängenskala Optimierungspotential. Zurzeit basiert die Wellenlängenskala des Monochromators auf bekannten Spektrallinien von zehn verschiedenen Spektrallampen und einer Interpolation zwischen diesen Stützstellen. Eine vielversprechende Möglichkeit der Skalenrückführung besteht in der Verwendung eines Fourier-Transform-Spektrometers, welches für jede Wellenlängeneinstellung das Spektrum an der UK messen kann. Eine weitere Möglichkeit der Rückführung besteht in der Winkelmessung der Drehachse des Reflexionsgitters, wie sie mit einem kalibrierten Winkelencoder umgesetzt werden könnte.

A Ergänzungen zu ausgewählten Abschnitten

A.1 Modellierung des Dunkelsignals der Strahldichtemesskamera

Für die Modellierung des Dunkelsignals im LSB-Modus in Abhängigkeit der Integrationszeit t_{int} und der Umgebungstemperatur T_{amb} wurde der zentrale Bereich mit $1,9 \cdot 10^5$ Pixeln gewählt, welcher den absolutradiometrisch zu kalibrierenden Bereich einschließt. Die Untersuchungen fanden in einer temperierbaren Kammer bei Temperaturen T_{amb} zwischen 15°C und 35°C über den gesamten Integrationszeitbereich der Strahldichtemesskamera von $10\ \mu\text{s}$ bis $15\ \text{s}$ bei abgedecktem Objektiv statt (vgl. Abb. A.1, links). Das Ergebnis der Modellierung ist in Abbildung A.1 (rechts) dargestellt. Die aus den Messungen hervorgegangenen Daten wurden wie folgt angenähert:

$$I_{\text{LSB,DS}}(T_{\text{amb}}, t_{\text{int}}) = a(T_{\text{amb}}) \cdot t_{\text{int}} + b(T_{\text{amb}}). \quad (\text{A.1})$$

Das Dunkelsignal $I_{\text{LSB,DS}}$ wurde in einen von der Integrationszeit t_{int} abhängigen Anteil $a(T_{\text{amb}})$ und in einen von der Integrationszeit unabhängigen Anteil $b(T_{\text{amb}})$ separiert. Der integrationszeitabhängige Anteil beinhaltet die in dieser Zeit thermisch erzeugten Ladungen. Der von der Integrationszeit unabhängige Anteil basiert im Gegensatz hierzu vorwiegend auf den durch die Vorspannung am CCD-Detektors erzeugten Ladungen. Mit der Gleichung A.2 wird der linear mit der Integrationszeit verknüpfte Anteil des Dunkelsignals $a(T_{\text{amb}})$ in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur beschrieben. Die Hauptkomponente des Dunkelsignals $b(T_{\text{amb}})$ in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur wird durch die Gleichung A.3 beschrieben.

$$a(T_{\text{amb}}) \approx 0,025 \cdot e^{0,0918\ \text{K}^{-1} \cdot T_{\text{amb}}} \quad (\text{A.2})$$

$$b(T_{\text{amb}}) \approx 0,010\ 34\ \text{K}^{-1} \cdot T_{\text{amb}} + 191,7 \quad (\text{A.3})$$

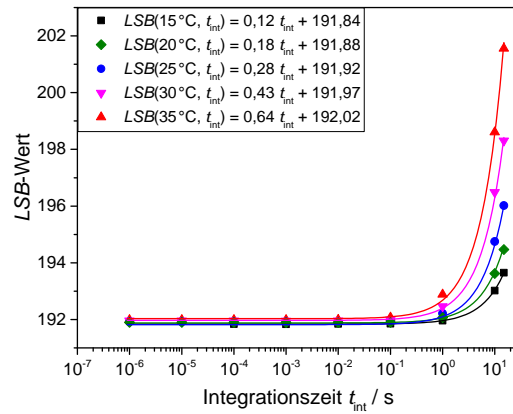
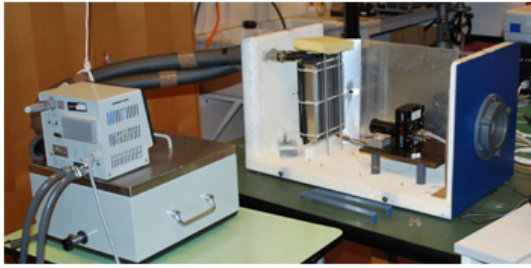


Abbildung A.1: Links ist die geöffnete Messkabine variabler Temperatur mit der montierten Strahldichtemesskamera dargestellt. Das über den zentralen Bereich mit $1,9 \cdot 10^5$ Pixelsignalen gemittelte Dunkelsignal in Abhängigkeit der Integrationszeit ist für verschiedene Umgebungstemperaturen im Diagramm (rechts) mit linearen Anpassungsfunktionen dargestellt.

Dieser Ansatz zur Berechnung des Dunkelsignals in Abhängigkeit der Integrationszeit und der Umgebungstemperatur erlaubt neben der globalen Betrachtung auch eine Anwendung auf jedes individuelle Pixelelement. Die Anwendung des Formalismus wurde aufgrund der Kalibrierung der Strahldichtemesskamera im strahldichteäquivalenten Modus (L-Modus) mit der hinreichenden automatischen Korrektur der Dunkelsignale im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

A.2 Auftretender Effekt bei einer NL-Untersuchung abbildender Messgeräte

Für die Untersuchung der Nichtlinearität in Abhängigkeit der Höhe der Strahldichte wurde der schematisch in Abschnitt 3.6.1 dargestellte Messaufbau mit dem dort beschriebenen Messverfahren eingesetzt. Während in der Fokusebene eines zu charakterisierenden abbildenden Temperaturmessgerätes eine homogen strahlende Fläche an der Position der zweiten Feldblende vorliegt, „sehen“ abbildende Messgeräte aufgrund deren Schärfereichs weitere Teile des Messaufbaus. Dies führt dazu, dass das Kamerasystem keine homogene Fläche variabler Strahldichte, sondern einen Gradienten über die Fläche in Abhängigkeit der Öffnung im Blendenrad „sieht“. Dies ist am Beispiel einer Messreihe mit verschiedenen Blendeneinstellungen mit der Strahldichtemesskamera in Abbildung A.2 dargestellt. An den Strahldichtebildern erkennt man den Einfluss des Doppelblendenrades, welches sich in einem parallelen Strahlengang des Messaufbaus befindet. Betrachtet man hierzu die Signalverläufe in der horizontalen Ebene (Abb. A.2, unten), so erkennt man, dass für punktförmige Messgeräte die Messsignale für (b) und (c) identisch

sind. Dies erlaubt die Anwendung des Messplatzes für die Bestimmung der NL für Einpunktmessgeräte unter den Voraussetzungen, dass die Empfindlichkeit des Detektors über dessen Fläche homogen und dessen Messfeld hinreichend klein ist. Für bildgebende Messgeräte resultiert hingegen mit zunehmendem Abstand der Pixel vom Zentrum eine Unterinterpretation der bestimmten NL aufgrund einer nicht gegebenen Aufteilung der Messsignale von 50:50 für (b) und (c), wie es das Verfahren der Flussverdoppelung vorschreibt.

Der Einsatz einer Ulbrichtkugel zur Erzeugung eines homogenen Strahlungsfeldes an der Position der zweiten Feldblende eliminiert diesen Effekt und ermöglicht so die Bestimmung der NL an dem Messplatz für bildgebende Messgeräte. Der durch den Einsatz der Ulbrichtkugel eintretende Strahlungsflussverlust (vgl. Abschn. 2.2) reduziert hingegen das Messsignal deutlich, sodass der zu untersuchende Dynamikbereich des Temperaturmessgerätes eingeschränkt wird.

Für die NL-Untersuchung der Strahldichtemesskamera wurde das Objektiv entfernt und die Kamera an der Position der zweiten Feldblende so positioniert, dass ein scharfes Bild der Quelle auf dem CCD-Sensor abgebildet wurde. Die NL-Bestimmung in dieser Konfiguration ist in Abschnitt 4.1.3 (S. 126) beschrieben.

A.3 Bestimmung des Blendenabstandes für die radiometrische Kalibrierung der Strahldichtemesskamera

Für die radiometrische Kalibrierung der Strahldichtemesskamera (LMK) aus Abschnitt 4.1.5 wurde der axiale Abstand zwischen den Präzisionsblenden der Ulbrichtkugel und des Transferdetektors über drei verschiedene Messungen bestimmt. Diese Bestimmung weicht von dem in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Verfahren ab, da zum Zeitpunkt dieser absolutradiometrischen Kalibrierung die dort beschriebene Mess- und Justageeinheit mit den hierfür entwickelten Blendenhaltern noch nicht zur Verfügung stand.

Die beiden Präzisionsblenden sind von deren Blendenhaltern umschlossen, sodass die Materialstärke, welche auf der Blendenfläche aufliegt, separat ermittelt werden muss. Zur Messung der Materialstärken d_{bh1} und d_{bh2} wurde eine Bügelmessschraube eingesetzt, während der Abstand zwischen den Blendenhaltern d_{lms} mit einer Innenmessschraube bestimmt wurde. Der Blendenabstand d_0 ergibt sich

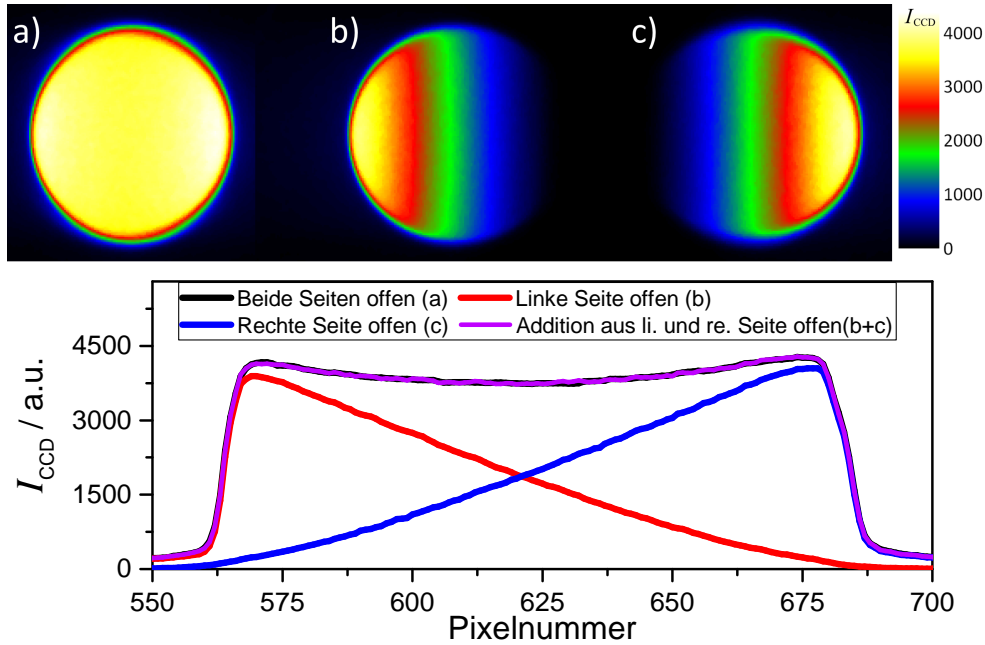


Abbildung A.2: Effekt bei der Nichtlinearitätsbestimmung von abbildenden Geräten nach dem Prinzip der Flussaddition an dem in Abschn. 3.6.1 (S. 112) beschriebenen Messplatz. Bei diesem Messplatz befindet sich ein Doppelblendenrad in einem parallelen Strahlengang, um den Strahlungsfluss durch verschiedenes Abdecken der beiden Blendenhälften zu manipulieren, ohne dabei die homogene Abbildung der Quelle an der Position der zweiten Feldblende zu beeinflussen.

Hierbei bedeuten a) beide Seiten sind offen; b) linke Seite ist offen; c) rechte Seite ist offen. **Oben:** Strahldichtebilder für die einzelnen Blendeneinstellungen: Man erkennt, welche Seite des Doppelblendenrades abgedeckt ist.

Unten: Auswertung des horizontalen Profils: Ein näherungsweise linearer Gradient entsteht, wenn eine Hälfte des Doppelblendenrades abgedeckt wird. Aus der Betrachtung der integralen Werte, welche messtechnisch aus (a) ermittelt wurden und welche aus der Summe der einzelnen Messungen (b+c) entstehen, resultiert, dass das Messprinzip für örtlich homogen empfindliche Detektoren und hinreichend kleine Messfelder seine Gültigkeit behält. Für bildgebende Messgeräte resultiert mit zunehmendem Abstand der Pixel vom Zentrum eine Unterinterpretation der bestimmten NL aufgrund einer nicht gegebenen Aufteilung der Signale von 50:50 für (b) und (c), wie es das Verfahren der Flussverdoppelung vorschreibt.

demnach aus der Summe der drei Abstandsmessungen:

$$d_0 = d_{\text{Ims}} + d_{\text{bh1}} + d_{\text{bh2}}. \quad (\text{A.4})$$

Der Abstand zwischen den beiden Blendenhaltern (d_{Ims}) wurde aus acht Messungen zu 201,301 mm mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $7 \cdot 10^{-5}$ bestimmt. Die beiden Materialstärken der Blendenhalter ergaben sich zu 3,03 mm für d_{bh1} und 3,07 mm für d_{bh2} mit der jeweiligen Standardmessunsicherheit von 0,01 mm.

Es ergibt sich ein Blendenabstand von 207,40 mm mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $3,5 \cdot 10^{-4}$ unter Einbeziehung der Genauigkeit der Innen-

messschraube von $40\ \mu\text{m}$. Unter Berücksichtigung der beiden verwendeten Präzisionsblenden Nr. 3 und Nr. 4 (vgl. Tab. 3.4, S. 61) ergibt sich nach Gleichung 3.12 ein Geometriefaktor G von $457,17 \cdot 10^{-6}$ mit einer relativen Standardmessunsicherheit von $9,3 \cdot 10^{-4}$.

A.4 Einfluss des Messabstandes auf die Temperaturmessung bei Verwendung des Strahlungsthermometers LP5

Der „distance-effect“ beschreibt eine Abweichung im Messsignal bei Veränderung des Messabstandes in Bezug auf die Kalibrierbedingung. Das zu untersuchende Strahlungsthermometer verfügt über ein Fixfokus-Objektiv, sodass eine Refokussierung für abweichende Abstände nicht durchgeführt werden konnte. Hiervon unabhängig kann ein Unsicherheitsbeitrag für die Justage vor einer homogenen Strahlungsquelle abgeleitet werden.

Das Strahlungsthermometer wurde für die Untersuchung auf eine optische Bank vor dem PTB Doppel-Wärmerohr-Hohlraumstrahler (LABB) [140] im Messabstand von $75\ \text{cm}$ montiert. Ausgehend von diesem Abstand wurden Messungen in einem Bereich von $\pm 30\ \text{cm}$ um diesen durchgeführt. Der LABB stellte das notwendige, sehr stabile und homogene Strahlungsfeld bei einer Temperatur von $898,93\ \text{K}$ zur Verfügung. Die Temperaturabweichung ΔT in Abhängigkeit der Abstandsänderung um den idealen Messabstand ist in der Abbildung A.3 mit der Typ-A-Standardmessunsicherheit dargestellt. Für dieses Strahlungsthermometer kann der „distance-effect“ mit einer linearen Funktion über einen Bereich von $\pm 30\ \text{cm}$ angenähert werden. Für diesen Bereich ergibt sich eine Abweichung in der Temperaturbestimmung von $0,22\ \text{mK cm}^{-1}$ mit der korrespondierenden relativen Abweichung von $2,3 \cdot 10^{-6}\ \text{cm}^{-1}$ in der Strahldichtebestimmung. Dieser Unsicherheitsbeitrag ist im Vergleich zu den anderen (vgl. Tab. 4.1, S. 135) für Messungen an homogenen Strahlungsquellen bei einer adäquaten Ausrichtung des Strahlungsthermometers über das Okular vernachlässigbar.

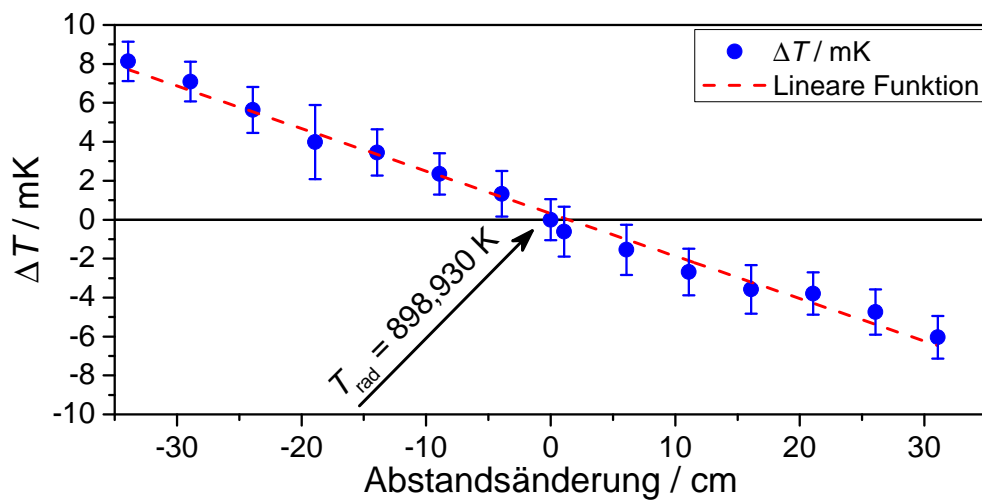


Abbildung A.3: Einfluss des Messabstandes auf die Temperaturbestimmung

Bestimmt am Doppel-Wärmerohr-Hohlraumstrahler (LABB) ohne Nachjustierung des Fokus mit Angabe der Typ-A-Standardmessunsicherheit. Der nominelle Messabstand des Strahlungsthermometers LP5-8051B beträgt 750 mm.

B Technische Daten und partielle Ableitungen

Partielle Ableitungen des Geometriefaktors (Abschn. 3.2.3, S. 59)

$$\frac{\partial G}{\partial r_1} = \frac{4\pi r_1}{\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2} + r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2} - \frac{2\pi r_1^2 \left(\frac{4r_1(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2) - 8r_1 r_2^2}{2\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} + 2r_1 \right)}{\left(\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2} + r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2 \right)^2} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial G}{\partial r_2} = -\frac{2\pi r_1^2 \left(\frac{4r_2(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2) - 8r_1^2 r_2}{2\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} + 2r_2 \right)}{\left(\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2} + r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2 \right)^2} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial G}{\partial d_0} = -\frac{2\pi r_1^2 \left(\frac{2(d_0 + d_F)(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)}{\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} + 2(d_0 + d_F) \right)}{\left(\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2} + r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2 \right)^2} \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial G}{\partial d_F} = -\frac{2\pi r_1^2 \left(\frac{2(d_0 + d_F)(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)}{\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} + 2(d_0 + d_F) \right)}{\left(\sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2} + r_1^2 + r_2^2 + (d_0 + d_F)^2 \right)^2} \quad (\text{B.4})$$

Tabelle B.1: Polynom-Koeffizienten für die drei eingesetzten Reflexionsgitter im Monochromator SPM2 (Abschnitt: 3.2.1, S. 46)

Koeffizienten	Gitter Nr. 1 (VIS)	Gitter Nr. 2 (VIS/NIR)	Gitter Nr. 3 (NIR)
a_0	-288311,68319	$1,358\,42 \cdot 10^6$	$1,541\,52 \cdot 10^6$
a_1	5247,56353	-17271,61413	-9766,92534
a_2	-44,10483	95,66411	26,36576
a_3	0,21492	-0,30434	-0,04012
a_4	$-6,622\,93 \cdot 10^{-4}$	$6,139 \cdot 10^{-4}$	$3,7802 \cdot 10^{-5}$
a_5	$1,339\,78 \cdot 10^{-6}$	$-8,143\,49 \cdot 10^{-7}$	$-2,259\,91 \cdot 10^{-8}$
a_6	$-1,781\,07 \cdot 10^{-9}$	$7,104\,61 \cdot 10^{-10}$	$8,377\,33 \cdot 10^{-12}$
a_7	$1,501\,81 \cdot 10^{-12}$	$-3,931\,49 \cdot 10^{-13}$	$-1,761\,47 \cdot 10^{-15}$
a_8	$-7,294\,99 \cdot 10^{-16}$	$1,252\,41 \cdot 10^{-16}$	$1,609\,26 \cdot 10^{-19}$
a_9	$1,556\,54 \cdot 10^{-19}$	$-1,750\,28 \cdot 10^{-20}$	0

Mit: $\lambda(x) = a_9 \cdot x^9 + a_8 \cdot x^8 + a_7 \cdot x^7 + a_6 \cdot x^6 + a_5 \cdot x^5 + a_4 \cdot x^4 + a_3 \cdot x^3 + a_2 \cdot x^2 + a_1 \cdot x + a_0$

Partielle Ableitungen der Beugungskorrektur (Abschn. 3.2.5, S. 65)

$$\frac{\partial \varepsilon_{A1/2}}{\partial a} = \frac{\lambda s (ss'a - rs' - s^2a' - rs) (ss'a - rs' + s^2a' - rs) (ss'a + rs' - s^2a' + rs)}{4\pi^2 r a^2 (ss'a - rs' - s^2a' - rs) (ss'a - rs' + s^2a' - rs)} \cdot \frac{(ss'a + rs' + s^2a' + rs) \ln \left(\frac{(ss'a - rs' + s^2a' - rs)(ss'a + rs' + s^2a' + rs)}{(ss'a - rs' - s^2a' - rs)(ss'a + rs' - s^2a' + rs)} \right)}{(ss'a + rs' - s^2a' + rs) (ss'a + rs' + s^2a' + rs)} + \frac{\lambda s (4s^5 a' s'^3 a^3 + 4s^3 a' s' (rs' - s^2a' + rs) (rs' + s^2a' + rs) a)}{4\pi^2 r a^2 (ss'a - rs' - s^2a' - rs) (ss'a - rs' + s^2a' - rs)} \cdot \frac{1}{(ss'a + rs' - s^2a' + rs) (ss'a + rs' + s^2a' + rs)} \quad (B.5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{A1/2}}{\partial s} = \frac{-\lambda (a's^2 - as's - rs - rs') (a's^2 - as's + rs + rs') (a's^2 + as's - rs - rs')}{4\pi^2 ar (a's^2 - (as' - r) s + rs')} \cdot \frac{(a's^2 + as's + rs + rs') \ln \left(\frac{(a's^2 + as's - rs - rs')(a's^2 + as's + rs + rs')}{(a's^2 - as's - rs - rs')(a's^2 - as's + rs + rs')} \right)}{(a's^2 + (as' - r) s - rs') (a's^2 - (as' + r) s - rs') (a's^2 + (as' + r) s + rs')} + \frac{\lambda (-4aa'^3 s' s^7 + 4aa' s' (as' - r) (as' + r) s^5 - 16ar^2 a' s'^2 s^4 - 12ar^2 a' s'^3 s^3)}{4\pi^2 ar (a's^2 - (as' - r) s + rs')} \cdot \frac{1}{(a's^2 + (as' - r) s - rs') (a's^2 - (as' + r) s - rs') (a's^2 + (as' + r) s + rs')} \quad (B.6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{A1/2}}{\partial a'} = \frac{\lambda s^4 s' (s^4 a'^2 + (r^2 - a^2 s^2) s'^2 + 2r^2 s s' + r^2 s^2)}{\pi^2 r (s^2 a' + (-as - r) s' - rs) (s^2 a' + (r - as) s' + rs')} \cdot \frac{1}{(s^2 a' + (as - r) s' - rs) (s^2 a' + (as + r) s' + rs')} \quad (B.7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{A1/2}}{\partial d_{s'}} = \frac{\lambda s^4 a' ((a^2 s^2 - r^2) s'^2 - s^4 a'^2 + r^2 s^2)}{\pi^2 r ((as - r) s' - s^2 a' - rs) ((as - r) s' + s^2 a' - rs)} \cdot \frac{1}{((as + r) s' - s^2 a' + rs) ((as + r) s' + s^2 a' + rs)} \quad (B.8)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{A1/2}}{\partial \lambda} = \frac{-s \ln \left(\frac{(ass' - rs' + s^2 a' - rs)(ass' + rs' + s^2 a' + rs)}{(ass' - rs' - s^2 a' - rs)(ass' + rs' - s^2 a' + rs)} \right)}{4\pi^2 ar} \quad (B.9)$$

Tabelle B.2: Ausgewählte Eigenschaften des Superkontinuum-Lasers *SuperK Extreme EXW-12* von der Firma *NKT Photonics* (vgl. Abschnitt 3.3.1, S. 71) [108, 144]

Merkmale	
Optische Gesamtleistung	4,5 W
Optische Leistung (350 nm - 850 nm)	1,2 W
Repetitionsrate	40 - 78 MHz
Pulsdauer	<5 ps
Strahlausgang	kollimiert, single mode
Polarisation	unpolarisiert
Beugungsmaßzahl M^2	< 1,1
Strahldurchmesser*	1 mm bei 530 nm 2 mm bei 1100 nm 3 mm bei 2000 nm
Strahldivergenz	< 5 mrad
Strahllagestabilität	< 50 μ rad
Typ. Leistungsstabilität	$\pm 1,5\%$
Typ. Leistungsstabilität (Ext. Feedback)	$\pm 0,5\%$

Partielle Ableitungen des Korrekturfaktors des IU-Wandlers (Abschn. 3.2.6, S. 67)

$$\frac{\partial f_{IUC}}{\partial R_{TD}} = \frac{A_{LV} \cdot R_{IUC}}{((A_{LV} + 1) R_{TD} + R_{IUC})^2} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial f_{IUC}}{\partial A_{LV}} = \frac{R_{TD} (R_{IUC} + R_{TD})}{(R_{TD} \cdot A_{LV} + R_{IUC} + R_{TD})^2} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial f_{IUC}}{\partial R_{IUC}} = -\frac{R_{TD} \cdot A_{LV}}{(R_{IUC} + R_{TD} (A_{LV} + 1))^2} \quad (\text{B.12})$$

Tabelle B.3: Dimensionierung der Optiken zur Anpassung der Laserstrahlung an den Akzeptanzwinkel des Monochromators. Der mit der Wellenlänge zunehmende Strahldurchmesser des Lasers macht die Verwendung von Blenden zur Strahlbegrenzung notwendig, um das Reflexionsgitter im Monochromator nicht zu überstrahlen. Den Wellenlängenbereichen entsprechend wurden verschiedene achromatische und asphärische Linsen mit entsprechenden Antireflexionsbeschichtungen gewählt, um Verluste bei der Einkopplung der Strahlung zu minimieren. In Abbildung 3.15 (S. 78) sind die realisierten Öffnungsverhältnisse über die Wellenlänge und in Abbildung 3.16 (S. 79) ist der mechanische Aufbau der Optiken dargestellt.

Optik-Nr.	Typenbezeichnung	Brennweite / mm	Antireflexionsbeschichtung / nm	Wellenlängenbereich / nm	Blendendurchmesser / mm
1	A240TM-A	8	350 - 700	420 - 600	0,92
2	A397TM-A	11	350 - 700	560 - 700	1,22
3	C220TME-B	11	600 - 1050	650 - 1050	1,25
4	C260TME-B	15,29	600 - 1050	780 - 1050	1,70
5	AC127-019-C-ML	19	1050 - 1620	980 - 1450	2,08
6	AC080-020-C-ML	20	1050 - 1620	1050 - 1450	2,18
7	AC127-025-C-ML	25	1050 - 1620	1350 - 1850	2,84
8	AC127-030-C-ML	30	1050 - 1620	1750 - 2400	3,34

Tabelle B.4: Typische Parameter (Ausgangsbereich, K_c , t_i , t_d) des Software PID-Reglers (LabVIEW PID.VI) für die Stabilisierung der Laserstrahlung. Für große Bandbreiten des Monochromators kann die Stabilität von $\pm 0,1\%$ über eine Anpassung des hier angegebenen Ausgangsbereiches sichergestellt werden. Die Stabilisierung der Laserstrahlung wird in Abschnitt 3.3.6 (S. 86) behandelt.

AOM-Kanal	Spektralbereich / nm	Ausgangsbereich	K_c	t_i / min	t_d / min
AOM ₁₇₈ Ch1: VIS	450 - 700	$\pm 0,0015$	1	0,001	0,2
AOM ₁₇₈ Ch2: NIR	805 - 1445	$\pm 0,0020$	1	0,001	0,2
AOM ₁₇₅ Ch1: VIS/NIR	600 - 1080	$\pm 0,0025$	1	0,001	0,2
AOM ₁₇₅ Ch2: NIR	1150 - 1660	$\pm 0,0030$	1	0,001	0,2

Tabelle B.5: Eigenschaften der Strahldichtemesskamera *LMK-98-4-Color* [67] (Abschnitt 4.1, S. 120). In der Standardausstattung der Strahldichtemesskamera werden vier Farbfilter und zwei angepasste Vollglasfilter für die Leuchtdichtemessung anstatt der hier verwendeten fünf Interferenzfilter (IF) und des Glasfilters eingesetzt.

Sensor	CCD Sony [ICX 285 AL (2/3")]
Auflösung	1380 x 1030 pixel
A/D-Wandlung	12 bit
Messbereich (Integrationszeit)	10 μ s ... 15 s
Objektiv Eigenschaften	
Messabstand	800 mm
Brennweite	100 mm
Blende	fixiert
Betriebsmodi	LSB - A/D Wandler (Grauwerte) Modus L - Strahldichte äquivalenter Modus
Wiederholbarkeit	$\Delta L < 0,1 \%$
Gleichförmigkeit	$\Delta L < 2 \%$
Optische Filter	Glas IF 450 nm IF 500 nm IF 650 nm IF 800 nm IF 300 nm
Analyse Software	LMK LabSoft Standard Active X [145]

C Abbildungen und technische Zeichnungen

Tabelle C.1: *Bestimmung des Blendenabstandes für die Kalibrierung des Strahlungsthermometers*

Der Abstand zwischen den beiden Blenden wurde unter Einsatz der Messeinheit aus Abschnitt 3.2.4 (S. 62) taktil gemessen. Mit einem Messschieber wurden die beiden Feintaster zu einem Abstand d_{ms} initialisiert. Relativ zu dieser Position messen die Feintaster die relativen Abstände $d_{\text{ft}1}$ und $d_{\text{ft}2}$ zwischen den Blenden. Der Mittelwert aus den Messungen der rechten und der linken Seite, sowohl vor als auch nach der Kalibrierung, wurden für die Berechnung des Geometriefaktors der Kalibrierung aus Abschnitt 4.2.4 (S. 142) herangezogen.

		vor Kalibrierung	nach Kalibrierung
Initialisierung	d_{ms} (Messschieber) / mm	218,04	218,26
rechte Blendenseite	$d_{\text{ft}1}$ (Taster 1) / mm	-0,0965	-0,0915
	$d_{\text{ft}2}$ (Taster 2) / mm	0,100	-0,0875
linke Blendenseite	$d_{\text{ft}1}$ (Taster 1) / mm	-0,0723	-0,0625
	$d_{\text{ft}1}$ (Taster 2) /mm	0,0037	-0,1085
Abstand rechts / mm		218,044	218,081
Abstand links / mm		218,047	218,089

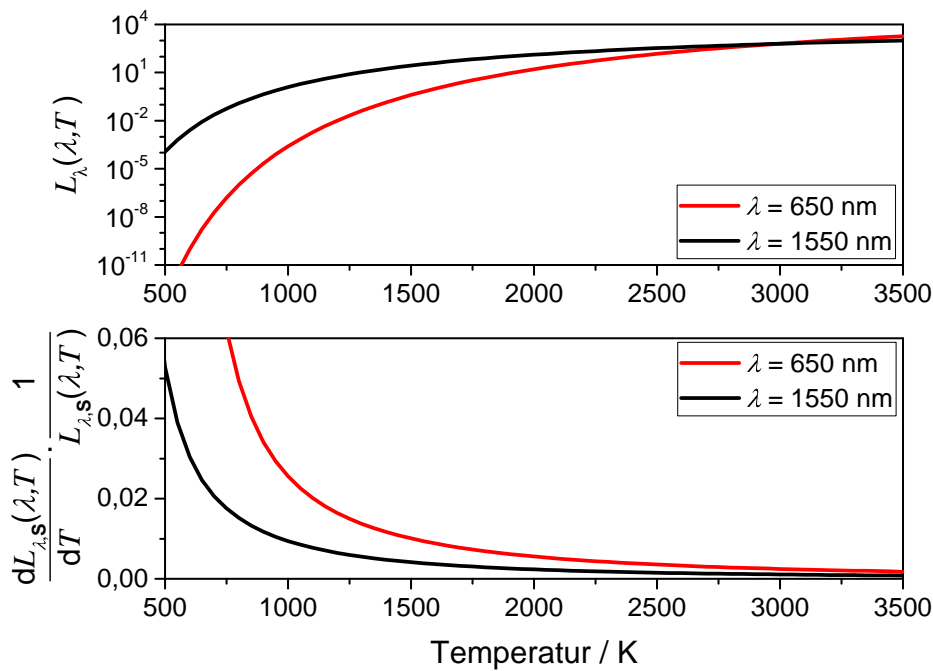


Abbildung C.1: Strahldichte und dessen relative Änderung an zwei Wellenlängen über die Temperatur

Oben: Spektrale Strahldichte an zwei prominenten Wellenlängen über die Temperatur

Unten: Relative Strahldichteänderung über die Temperatur an zwei prominenten Wellenlängen; mit steigender Temperatur erkennt man eine deutliche Reduzierung der relativen Strahldichteänderung, wodurch die Temperaturauflösung reduziert wird (vgl. Abschn. 2.4.1, S. 33).

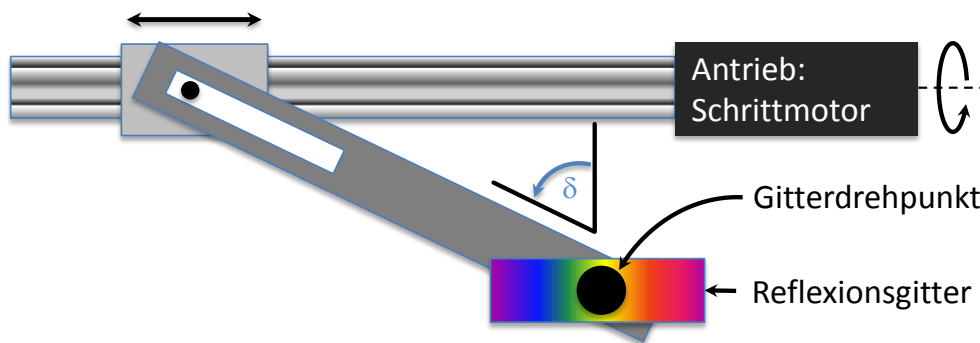


Abbildung C.2: Schematische Darstellung eines Sinusantriebes für Monochromatoren nach [146]

Über einen Schrittmotor wird ein Verschiebetisch linear bewegt. An diesem befindet sich ein an der Rotationsachse des Reflexionsgitters fixierter Arm. Bewegt sich die Platte, so bewegt sich dieser Arm, durch eine Nut geführt, am Schlitten und dreht dabei das Gitter um den Winkel δ . Dieser Winkel verändert sich somit sinusförmig in Abhängigkeit mit der Plattenposition respektive der Motordrehung (vgl. Abschn. 3.2.1, S. 46).

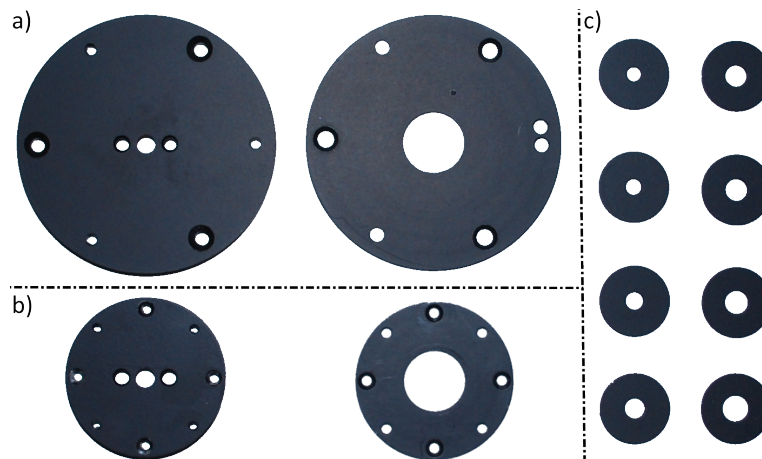


Abbildung C.3: Blendenhalter für Ulbrichtkugel und Transferdetektor: Gezeigt sind die Vorder- und Rückseite des Halters sowie acht Zwischenblenden (vgl. Abschn. 3.2.4, S. 62). Eine Explosionszeichnung ist in Abb. 3.9 (rechts: 8–11) enthalten.

- a) Blendenhalter für InGaAs Transferdetektor zur Aufnahme einer 3 mm Blende
- b) Blendenhalter für Spectralon Ulbrichtkugel zur Aufnahme einer 3 mm Blende
- c) Geschwärzte Zwischenblenden mit Durchmessern von 3,3 mm bis 6,3 mm für die Reduzierung vom Einfluss der blanken Blenden auf die Ulbrichtkugel bzw. auf den Detektor. Diese definieren auch die Ebene und Fläche für die in Abschnitt 3.2.5 beschriebene Beugungskorrektur.

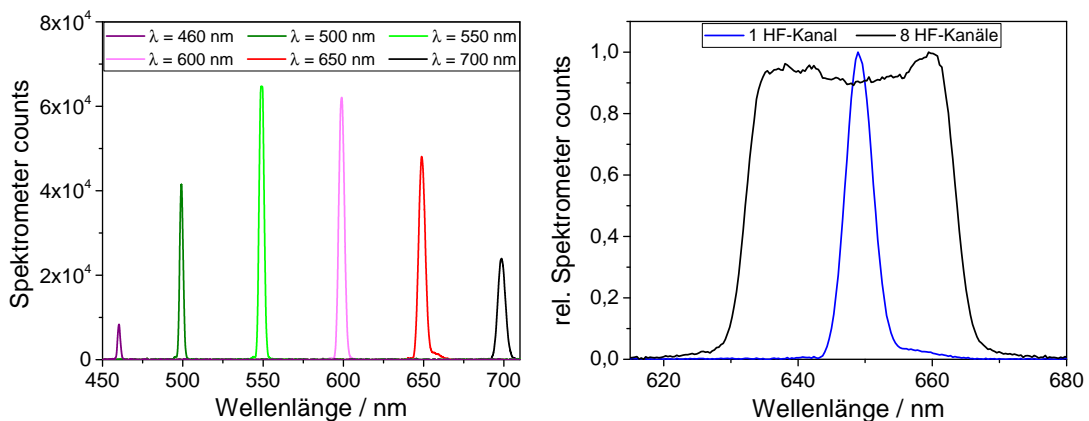


Abbildung C.4: Gleichzeitige Nutzung verschiedener HF-Kanäle am AOTF (vgl. Abschnitt: 3.3.2, S. 72)

Die Verwendung von bis zu acht Hochfrequenzkanälen erlaubt die simultane Erzeugung verschiedener gaußförmiger Ausgangsspektren (**links**), welche durch eine gezielte Wahl zu einem breiten Ausgangsspektrum zusammengefügt werden können (**rechts**). Bei einer eingestellten Wellenlänge von 650 nm hat die resultierende Strahlung eine Halbwertsbreite von ca. 6 nm, welche durch den Einsatz weiterer Kanäle auf ca. 20 nm verbreitert werden kann.

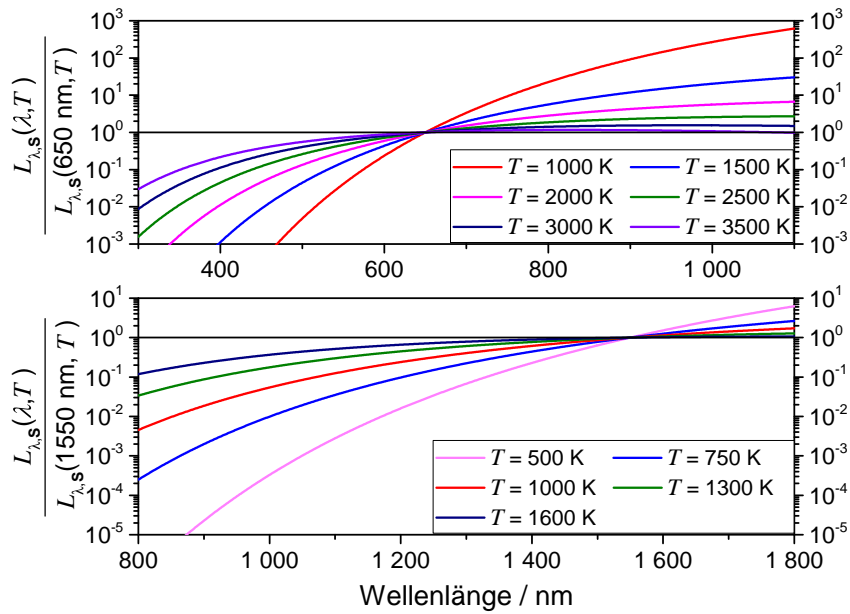


Abbildung C.5: Relative Änderung der spektralen Strahlendichte nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz bezogen auf die Wellenlängen 650 nm (*oben*) und 1550 nm (*unten*) über die Empfindlichkeitsbereiche von Silizium- und InGaAs-Empfängern (vgl. Abschn. 3.3.4, S. 76).

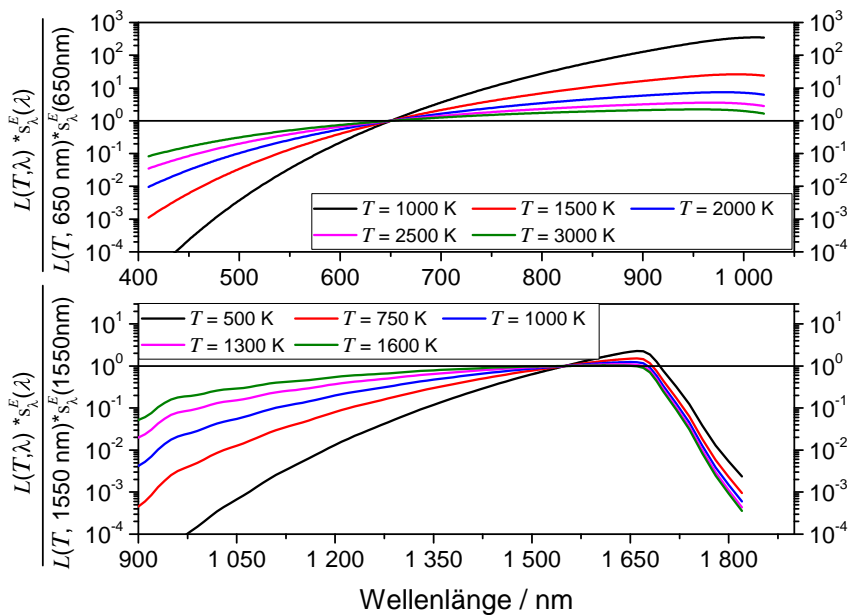


Abbildung C.6: Relative spektrale Anteile des Messsignals der Transferdetektoren in Abhängigkeit der Temperatur. Dargestellt ist das Produkt aus der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit der Transferdetektoren (vgl. Abschn. 3.3.4, S. 76) mit dem Planck'schen Strahlungsgesetz für verschiedene Temperaturen

Oben: Relativ zu einer Wellenlänge von 650 nm

Unten: Relativ zu einer Wellenlänge von 1,55 μm

Die spektralen Verteilungen dienen der Interpretation der Bedeutung der out-of-band-Bereiche, welche in Tabelle 3.10 (S. 106) zusammengefasst sind.

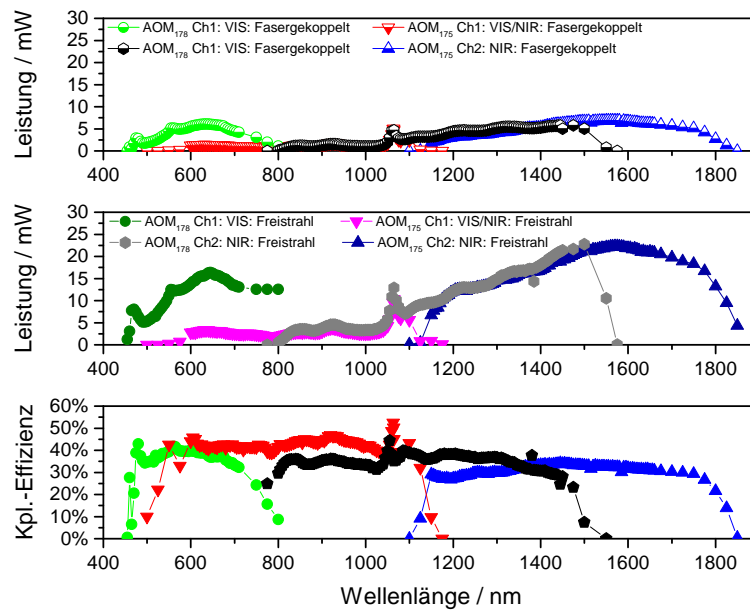


Abbildung C.7: *Optische Leistung hinter den AOTFs in der fasergekoppelten und Freistrah-Konfiguration und deren Kopplungseffizienz; die Kopplungseffizienz (Kpl.-Effizienz) liegt im Bereich von 30 % bis 50 % (vgl. Abschn. 3.3.5, S. 80).*

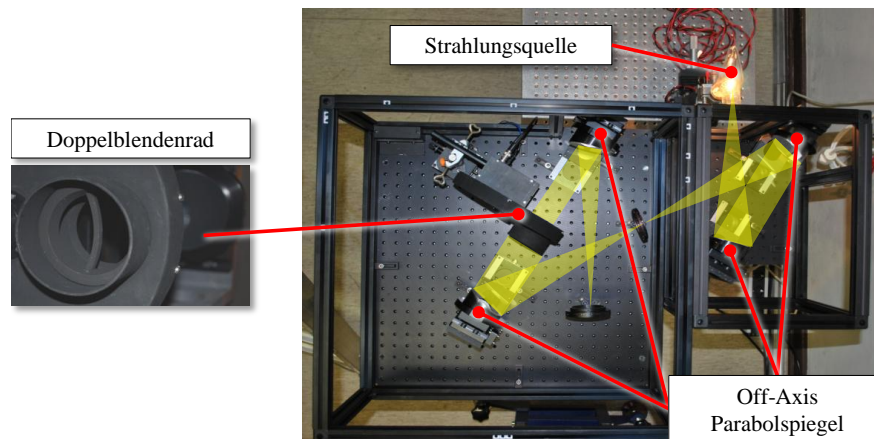


Abbildung C.8: *Aufbau zur Bestimmung der NL nach dem Prinzip der Flussverdoppelung nach [126]*

Die Strahlungsquelle wird über zwei Off-Axis Parabolspiegel auf die erste Feldblende und anschließend wieder über zwei Off-Axis Parabolspiegel auf die zweite Feldblende abgebildet. Im ersten parallelen Strahlengang kann der Strahlungsfluss mittels Neutralfiltern reduziert werden. Ein Doppelblendenrad ist im zweiten parallelen Strahlengang positioniert und erlaubt die Anwendung des Strahlungsfluss-Verdoppelungs-Prinzips (vgl. Abschnitt: 3.6.1, S. 112).

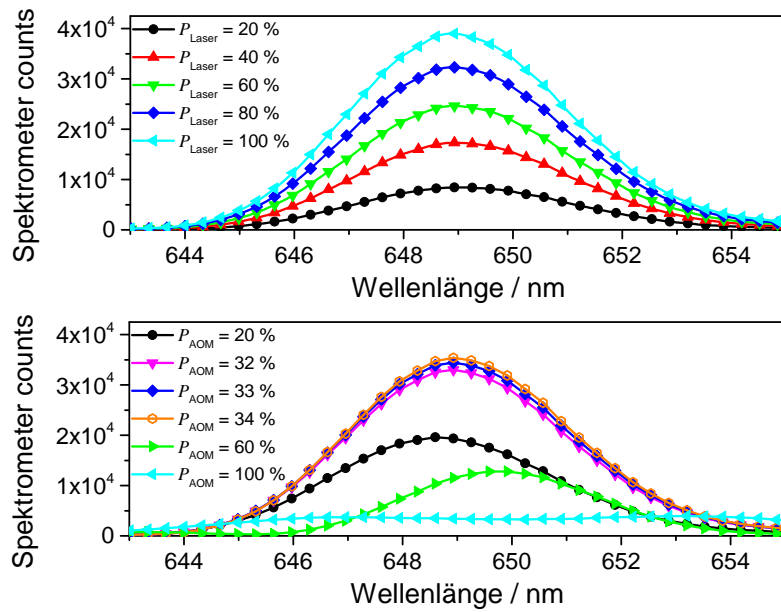


Abbildung C.9: Spektrales Verhalten des Lasersystems (vgl. Abschnitt 3.3.6, S. 86) bei Änderung der Pumpleistung (*oben*) und der AOM-Amplitude (*unten*)

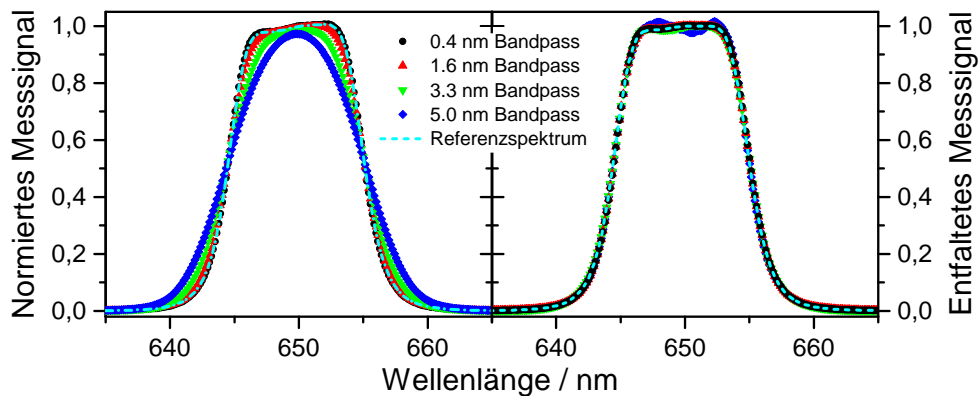


Abbildung C.10: Faltung am Beispiel von Empfindlichkeitsmessungen der Strahldichtemesskamera bei verschiedenen Bandbreiteneinstellungen am Monochromator (vgl. Abschn. 3.4.2, S. 98)

Links: Gemessene relative Empfindlichkeitsverläufe der Strahldichtemesskamera; der Bandbreiteneffekt zeigt sich anhand der spektralen Verschmierung mit zunehmender Bandbreite des Monochromators.

Rechts: Dargestellt sind die mit der Richardson-Lucy Methode entfalteten spektralen Verläufe, welche auf der linken Seite dargestellt sind. Der Effekt der spektralen Verschmierung wird deutlich reduziert, sodass es eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Referenzspektrum gibt. Mit zunehmender Bandbreite sind Oszillationen auf dem Plateau des spektralen Empfindlichkeitsverlaufs zu erkennen.

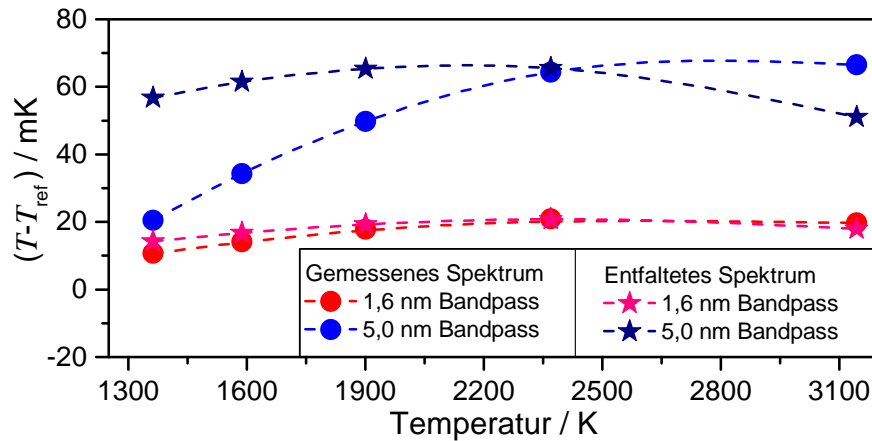


Abbildung C.11: Auswertung der Messungen zum Bandbreiteneffekt (vgl. Abschn. 3.4.2, S. 98)

Die dargestellten Temperaturabweichungen ($T - T_{\text{ref}}$) ergeben sich aus den iterativ bestimmten Temperaturen nach Gleichung (3.1) (S. 48) bei der Verwendung der absoluten Kalibrierung (Referenz) und den relativ bestimmten spektralen Verläufen bei größeren Bandbreiten, welche auf dieselbe Fläche der Referenzempfindlichkeit skaliert wurden. Es zeigt sich für eine Monochromatorbandbreite von 1,6 nm ein Offset von ca. 20 mK und für eine Bandbreite von 5 nm ein Offset von ca. 66 mK. Dies entspricht relativen Abweichungen im Messsignal von $1,3 \cdot 10^{-6}$ und $2,3 \cdot 10^{-5}$, welche bspw. mit einer Wellenlängenabweichung erklärbar sind. Hiervon unabhängig zeigt sich der typische Verlauf mit einem Abfall zu geringeren Temperaturen, welcher sich durch die Entfaltung dem idealen, waagerechten Verlauf wieder nähert. Somit zeigt sich, dass die Auswirkung des Bandbreiteneffekts auf die Temperaturmessung unter Verwendung eines schmalbandigen optischen Filters nicht isoliert von anderen Einflussgrößen aufgrund dessen geringen Beitrags betrachtet werden kann.

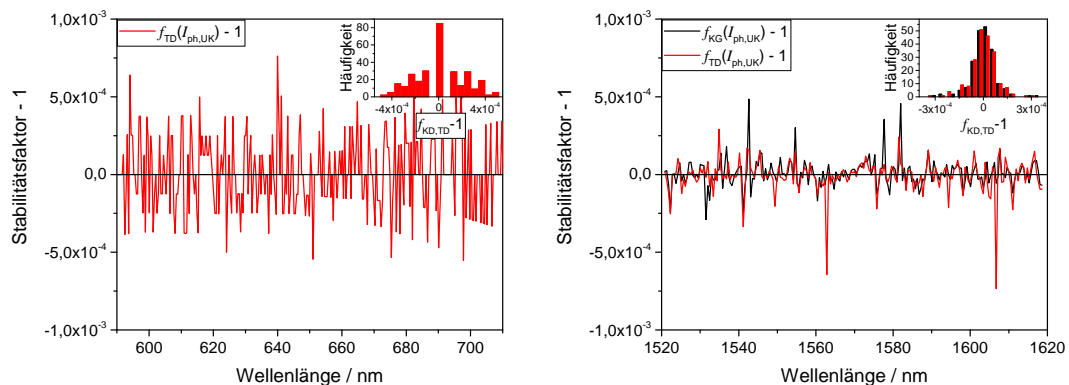


Abbildung C.12: Stabilitätsfaktoren für die Transferdetektoren $f_{\text{TD}}(I_{\text{ph,UK}})$ und den zu kalibrieren Detektoren $f_{\text{KG}}(I_{\text{ph,KG}})$ mit Darstellung der Häufigkeitsverteilung; diese wurden während der radiometrischen Kalibrierung der Strahllichtmesskamera und des Strahlungsthermometers ermittelt.

Links: Darstellung des ermittelten Stabilitätsfaktors für die Strahllichtempfindlichkeitskalibrierung der VIS-Strahllichtmesskamera im Bandpassbereich von 590 nm bis 710 nm bei einer Monochromatorbandbreite von 0,8 nm aus Abschnitt 4.1.5 (S. 129). Der Korrekturfaktor wurde über die Signale der an der Ulbrichtkugel montierten Photodiode ermittelt. Zum Zeitpunkt dieser Messung war die Stabilitätsauswertung während der Messung des zu kalibrierenden Detektors noch nicht in die Software integriert. **Rechts:** Darstellung der ermittelten Stabilitätsfaktoren für die Strahllichtempfindlichkeitskalibrierung des NIR-Strahlungsthermometers *LP5-8051B* im Bandpassbereich von 1520 nm bis 1620 nm bei einer Monochromatorbandbreite von 1,3 nm aus Abschnitt 4.2.4 (S.142).

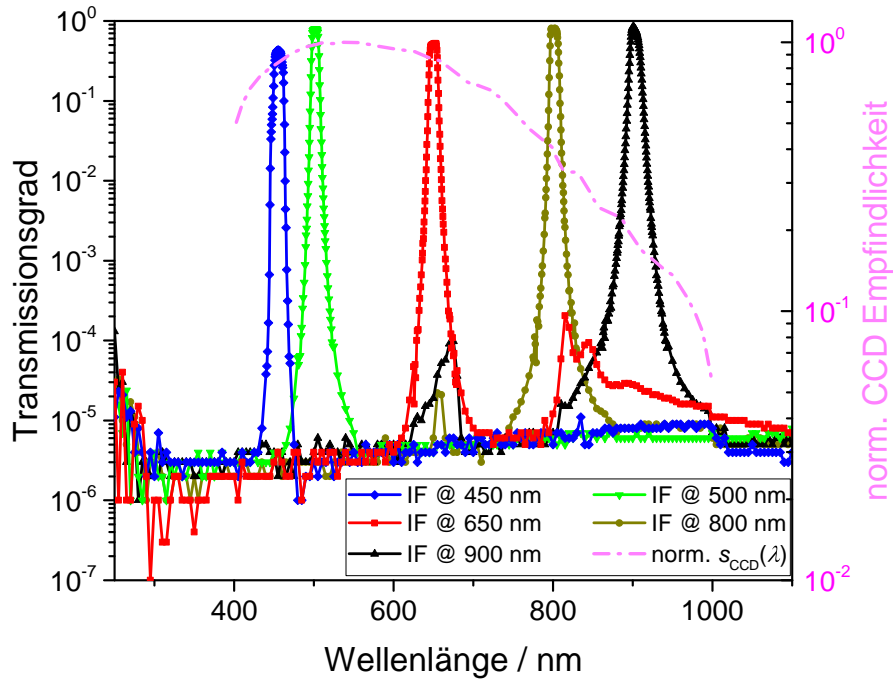


Abbildung C.13: Spektrale Transmissionsgrade der in der Strahldichtemesskamera eingebauten Interferenzfilter und relativer spektraler Empfindlichkeitsverlauf des CCD-Empfängers (vgl. Abschn. 4.1, S.120).

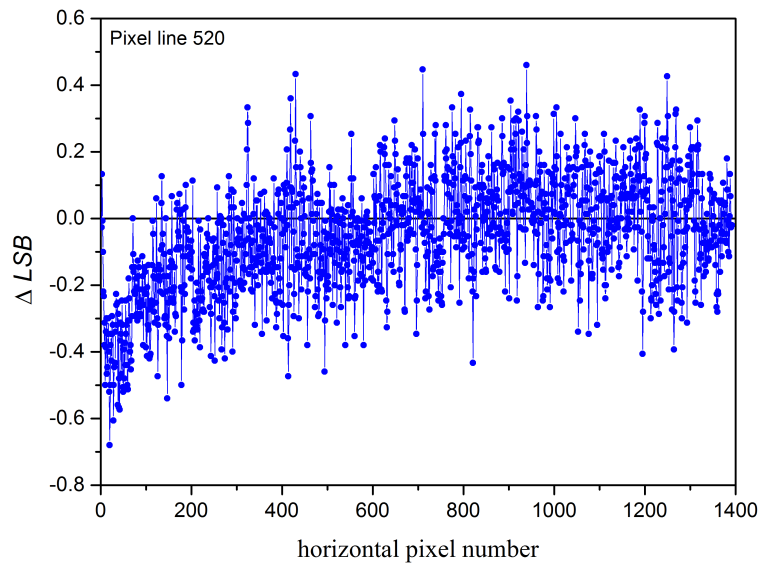


Abbildung C.14: Wiederholbarkeit Dunkelsignalungleichförmigkeit (DSNU) (LMK 98-4 Color) am Beispiel der mittleren Zeile Nr. 520

Die Wiederholbarkeit liegt im Bereich von weniger als $0,5 I_{LSB}$ und ist damit geringer als eine Quantisierungsstufe des AD-Wandlers des CCD-Empfängers. Dies ermöglicht das Erstellen eines verlässlichen Modells zur Beschreibung des Dunkelsignals in Abhängigkeit der Integrationszeit und der Umgebungstemperatur (vgl. Abschn. 4.1.1, S. 121).

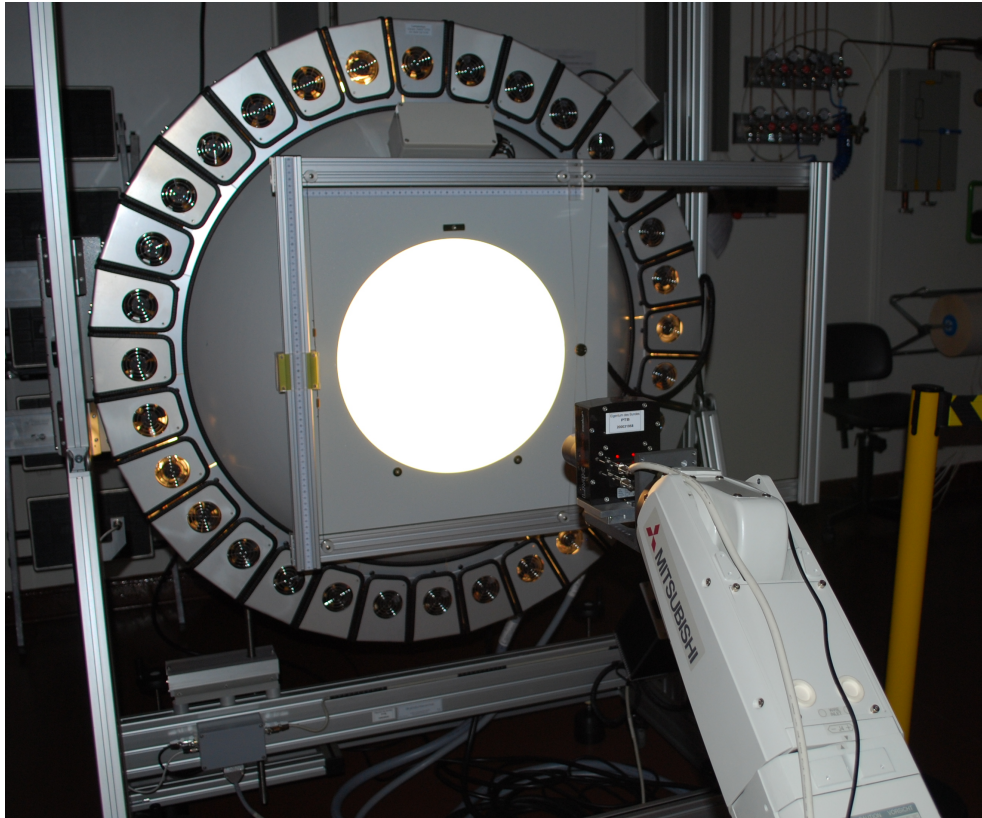


Abbildung C.15: Untersuchung der PRNU an einer Ulbrichtkugel (vgl. Abschn. 4.1.2, S. 123)
 Die Strahldichtemesskamera ist vor einer Ulbrichtkugel (LAVRAS) mit einer freien Apertur von 40 cm aufgebaut. An dieser Ulbrichtkugel wurden die Empfindlichkeitsunterschiede der einzelnen Pixel untersucht. Diese Unterschiede werden im Wesentlichen durch Abbildungseigenschaften des Objektivs und durch Inhomogenitäten in den optischen Filtern bestimmt.

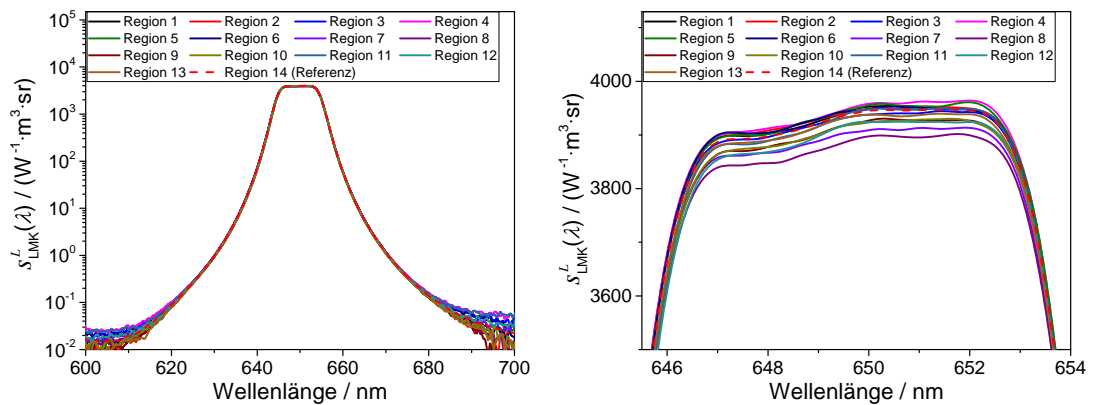


Abbildung C.16: Abhängigkeit der spektralen Strahldichteempfindlichkeit der Strahldichtemesskamera vom Ort (siehe Abschnitt 4.1.5, S. 131)
Links: Logarithmische Darstellung des Bandpassbereichs der 14 Regionen
Rechts: Ausschnitt aus den links dargestellten spektralen Verläufen in linearer Skalierung; man erkennt eine Änderung der spektralen Empfindlichkeit in Abhängigkeit des Ortes.

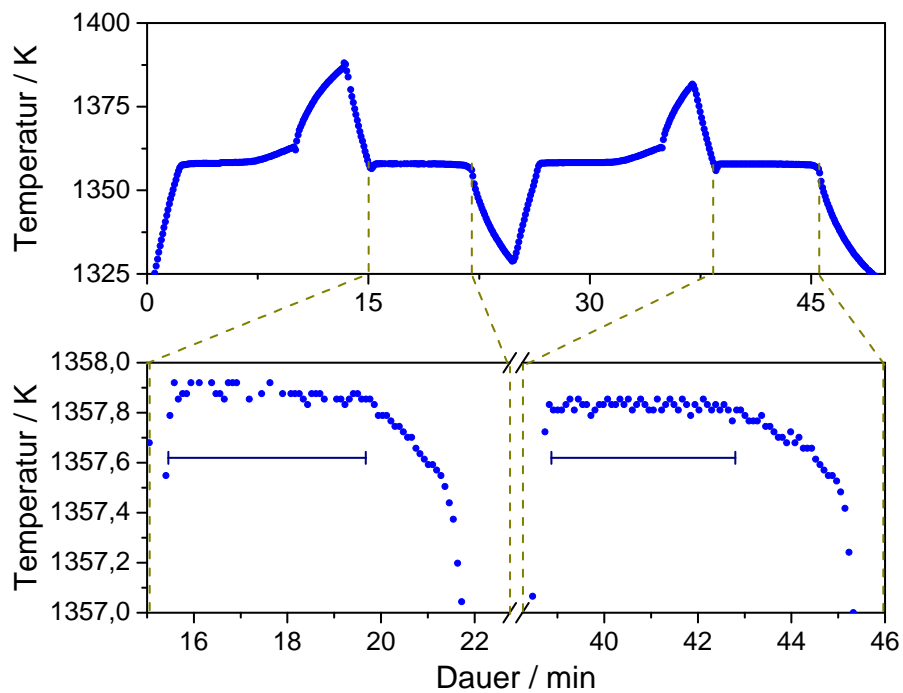


Abbildung C.17: Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung der Strahldichtemesskamera über Messungen an einem ITS-90 Kupfer-Fixpunkt-Hohlraumstrahler (vgl. Abschn. 4.1.7, S. 136)

Dargestellt sind zwei aufeinanderfolgende Messreihen, bei denen im vorderen Bereich die Phasenübergänge von fest nach flüssig und im hinteren Bereich von flüssig nach fest zu erkennen sind. Die Fixpunkttemperatur von Kupfer ist für den Phasenübergang von der flüssigen in die feste Phase nach der ITS-90 mit einer Temperatur T_{90} von 1357,77 K definiert. Aus den radiometrischen Messungen resultiert eine thermodynamische Temperatur von 1357,88 K mit einer Standardabweichung von 0,03 K. Hierfür wurden die Temperaturplateaus in den mit —|— markierten Bereichen ausgewertet.

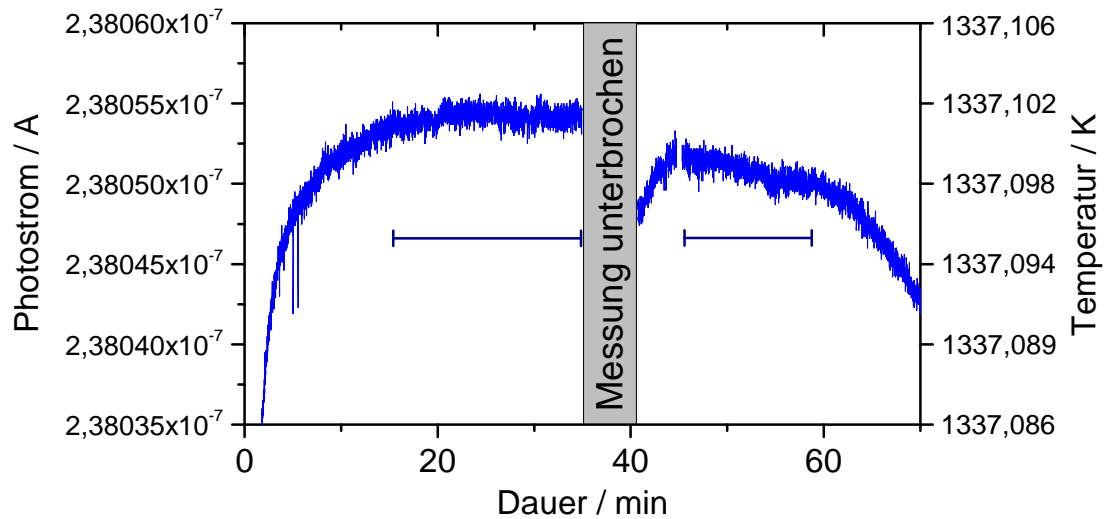


Abbildung C.18: Zeitaufgelöste Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung des Strahlungsthermometers über eine Messung am ITS-90 Gold-Fixpunkt-Hohlraumstrahler (vgl. Abschn. 4.2.6, S. 147)

Dargestellt ist das Erstarrungsplateau nach der Unterkühlung des flüssigen Golds. Nach etwa 35 min wurde eine Dunkelsignalmessung des Strahlungsthermometers durchgeführt, sodass über rund 6 Minuten die Messung am Fixpunkt unterbrochen ist. Im anschließenden weiterführenden Verlauf ist ein Abfall im Messsignal bzw. der thermodynamischen Temperatur zu erkennen, welcher ca. 5 mK entspricht und auf thermische Effekte des Strahlungsthermometers zurückzuführen ist. Die Fixpunkttemperatur von Gold ist für den Phasenübergang von der flüssigen in die feste Phase nach der ITS-90 mit einer Temperatur T_{90} von 1337,33 K definiert. Aus den radiometrischen Messungen resultiert eine thermodynamische Temperatur von 1337,10 K mit einer relativen Standardabweichung im Messsignal von $7,8 \cdot 10^{-6}$. Hierfür wurde das Temperaturplateau in den mit --- markierten Bereichen ausgewertet.

D Publikationsliste

Teile dieser Dissertation wurden in Fachzeitschriften, Tagungsbänden und auf Konferenzen veröffentlicht.

Fachzeitschriften und Tagungsbände

- [147] Bünger, L. ; Taubert, R. D. ; Gutschwager, B. ; Anhalt, K. ; Briaudeau, S. ; Sadli, M.: Absolute radiation thermometry in the NIR. In: *Int J Thermophys* 38 (2017), 2, Nr. 4, 61. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-017-2199-5>. - ISSN 0195-928X
- [148] Bünger, L. ; Taubert, R. D. ; Anhalt, A.: Spectrally resolved radiometric characterisation and calibration using supercontinuum laser in the NIR. In: *IRS² Conference* (2015), <http://dx.doi.org/10.5162/irs2015/1.2>
- [149] Bünger, L. ; Anhalt, K. ; Taubert, R. D. ; Krüger, U. ; Schmidt, F.: Traceability of a CCD-Camera System for High-Temperature Measurements. In: *Int J Thermophys* 36 (2015), 1-19. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-015-1915-2>
- [150] Bünger, L. ; Anhalt, K. ; Taubert, D. R. ; Eichstädt, S. ; Schmähling, F.: Comparison of measured and deconvolved relative spectral responsivities of a CCD-Camera by using the Richardson-Lucy method. In: *Proceedings of NEWRAD 2014* (2014), 281-283. http://newrad2014.aalto.fi/Newrad2014_Proceedings.pdf
- [113] Eichstädt, S. ; Schmähling, F. ; Wübbeler, G. ; Anhalt, K. ; Bünger, L. ; Krüger, U. ; Elster, C.: Comparison of the Richardson-Lucy method and a classical approach for spectrometer bandpass correction. In: *Metrologia* 50 (2013), Nr. 2, 107. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/50/2/107>

Konferenzteilnahmen

- 2016 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.: Applying a supercontinuum laser for absolute radiation thermometry. *Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science (Tempmeko 2016)* (2016-06 Zakopane) - Vortrag
- 2015 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.: Spectrally resolved radiometric characterisation and calibration using supercontinuum laser in the NIR. *14th international conferences SENSOR and Infrared Sensors and Systems IRS² (AMA Conference 2015)* (2015-05 Nürnberg) - Vortrag
- 2014 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.: Radiometrische Charakterisierung von abbildenden Temperaturmesssystemen im VIS- und NIR-Spektralbereich. *VDI/VDE-GMA (Gesellschaft für Mess- und Automatisierungstechnik)* (2014-10 Berlin) - Vortrag
- 2014 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.; Eichstädt, S.; Schmähling, F.: Comparison of a measured and deconvolved relative spectral responsivity of a CCD-Camera by using the Richardson-Lucy method. *12th International Conference on New Developments and Applications in Optical Radiometry (NEWRAD 2014)* (2014-06 Helsinki) - Poster
- 2013 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.: Radiometric characterisation of imaging detectors using a characterised supercontinuum white light laser source. *Andor Seminar Modular spectroscopy with Czerny-Turner spectrographs* (2013-11 Berlin) Vortrag
- 2013 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.; Krüger, U.; Schmidt, F.: Traceability of a CCD-camera system for high-temperature measurements. *Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science (Tempmeko 2013)* (2013-10 Funchal) - Poster
- 2012 Büniger, L.; Anhalt, K.; Taubert, D. R.: Charakterisierung eines Kamerasystems im sichtbaren Spektralbereich für Temperaturmessungen. *Ortsaufgelöste Licht- und Farbmessstechnik für Kalibrierlabore* (2012-02 Ilmenau) - Vortrag

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrale Strahldichteverteilung eines Schwarzen Körpers	23
2.2	Fernfeldnäherung für eine ausgedehnte runde Quelle	29
2.3	Schematischer Aufbau eines Filterradiometers	31
2.4	Schematischer Aufbau eines hochwertigen Strahlungsthermometers	33
2.5	Schematischer Aufbau einer Leuchtdichtemesskamera	36
2.6	Darstellung Blooming und Smear-Effekt	39
3.1	Ishikawa-Diagramm über die in Kap. 3 behandelten Themen . . .	42
3.2	Messaufbau zur Bestimmung der absoluten spektr. Empfindlichkeit	47
3.3	Wellenlängenkalibrierung der Monochromator-Gitter	50
3.4	Auswirkung der Wellenlängenunsicherheiten auf L und T	51
3.5	Homogenität Ulbrichtkugel	53
3.6	Überprüfung der Lambert'schen Ausstrahlung der NIR-UK	55
3.7	Spektrale Strahlungsflussempfindlichkeit der Transferdetektoren .	57
3.8	Schematische Darstellung des Geometriefaktors	59
3.9	Einheit zur Abstandsmessung und Blendenjustage	63
3.10	Schematischer Aufbau zur Berechnung der Beugungskorrektur . .	66
3.11	Spektrum des Superkontinuum-Lasers <i>SuperK EXTREME EWX12</i>	71
3.12	SpektraK Dual mit zwei AOM-Kanälen und Funktionsprinzip . .	73
3.13	Akustooptische Modulatoren: Betriebsparameter	75
3.14	Superkontinuum-Laser mit AOTF als durchstimmbarer Strahler .	76
3.15	Laserstrahldurchmesser in Abh. von λ , Öffnungsverhältnis Optiken	78
3.16	Optiken zur Anpassung der Laserstrahlung	79
3.17	Einkopplung der Laserstrahlung in den Monochromator	81
3.18	Monochromatorbandpassfkt. und Leistungsvergleich Laser/Lampe	85
3.19	Spektrale Strahldichtestabilität an der Ulbrichtkugel	88
3.20	Stabilisierungsparameter des Superkontinuum-Lasers	90
3.21	Stabilisierung der Laserstrahlung mit entwickeltem Verfahren . . .	93
3.22	Ablaufdiagramm: Stabilisierung des Superkontinuum-Lasers . . .	94
3.23	Schem. Darst. des Bandbreiteneffekts (Faltung) am MC	97

3.24	Spektraler Einfluss des Bandbreiteneffekts und Korrektur (Bsp.)	99
3.25	Effekt der Faltung und Entfaltung auf L und T (VIS und NIR)	103
3.26	Ablaufdiagr.: Bestimmung der spektr. Strahldichteempfindlichkeit	110
3.27	Schematischer Aufbau zur Bestimmung der NL	113
3.28	Aufbauten zur Bestimmung des SSE nach der direkten Methode	116
3.29	Aufbau zur Bestimmung des SSE nach der indirekten Methode	118
4.1	Dunkesignalverteilung über die CCD-Sensorfläche (LMK 98-4)	122
4.2	Empfindlichkeits-Ungleichförmigkeit (PRNU)	124
4.3	NL in Abh. von t_{int} über CCD-Aussteuerung	126
4.4	Nichtlinearität in Abh. der Strahldichte LMK	127
4.5	Umfeldfaktor (SSE) der Strahldichtemesskamera	128
4.6	Absolute spektrale Empfindlichkeit der Kamera	130
4.7	Örtliche Variationen der spektralen Strahldichteempfindlichkeit	132
4.8	Validierung der absolutradiometrischen Kalibrierung der LMK	137
4.9	Nichtlinearität des Strahlungsthermometers LP5-8051B	139
4.10	Normierter Umfeldfaktor (SSE)	140
4.11	Absolute spektrale Strahldichteempfindlichkeit des LP5	143
4.12	Validierung der absolutradiometrischen Charakterisierung des LP5	148
A.1	Dunkelsignal in Abhängigkeit von t_{int} und T_{amb}	158
A.2	Effekt bei der Nichtlinearitätsmessung von abbildenden Geräten	160
A.3	Einfluss des Messabstandes auf die Temperaturbestimmung	162
C.1	Relative Strahldichteänderung bei 2 Wellenlängen über T	170
C.2	Schematische Darst. eines Sinusantriebs für Monochromatoren	170
C.3	Blendenhalter für Ulbrichtkugel und Transferdetektor	171
C.4	Gleichzeitige Nutzung verschiedener HF-Kanäle am AOTF	171
C.5	Relative Änderung der spektralen Strahldichte	172
C.6	Strahldichteverteilung auf Detektoren	172
C.7	Optische Leistung am AOTF-Ausgang	173
C.8	Aufbau zur Bestimmung der NL (Prinzip: Flussverdoppelung)	173
C.9	Spektrales Verhalten des Weisslichtlaser mit AOTF	174
C.10	Faltung am Beispiel von Empfindlichkeitsmessungen	174
C.11	Auswertung der Messungen zum Bandbreiteneffekt	175
C.12	Stabilitätsfaktoren für den Transferdetektor und zu kal. Detektor	175

C.13 Spektrale Transmissionsgrade der Interferenzfilter	176
C.14 Wiederholbarkeit Dunkelsignalungleichförmigkeit (LMK 98-4) . .	176
C.15 Untersuchung der Strahldichtemesskamera bezüglich PRNU . . .	177
C.16 Abhängigkeit der spektralen Strahldichteempfindlichkeit vom Ort	177
C.17 Validierung der absolutradiom. Kalibrierung der LMK am Cu-FP	178
C.18 Zeitaufgelöste Validierung am Goldfixpunkt-Hohlraumstrahler . .	179

Literaturverzeichnis

- [1] BERNHARD, F.: *Handbuch der technischen Temperaturmessung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2014 <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-24506-0>. – ISBN 978-3-642-24505-3 ↑15
- [2] KIRCHHOFF, G.: Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. In: *Annalen der Physik und Chemie* 2 (1860), S. 257–301 ↑15
- [3] HOLLANDT, J.: *PTR/PTB: 125 Jahre metrologische Forschung*. 2012. – https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/publikationen/ptb_mitteilungen/mitt2012/Heft2/PTB-Mitteilungen_2012_Heft_2.pdf ↑15
- [4] STEFAN, J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79, 1897, S. 391–428. – <http://www.ing-bueroebel.de/strahlung/Original/Stefan1879.pdf>, Abruf: 2016-06-14 ↑16
- [5] WIEN, W.: Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. In: *Ann Phys* 294 (1896), Nr. 8, 662–669. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18962940803> ↑16, ↑23, ↑35
- [6] SCHUSTER, M. ; NEVAS, S. ; SPERLING, A. ; VÖLKER, S.: Spectral calibration of radiometric detectors using tunable laser sources. In: *Appl. Opt.* 51 (2012), Apr, Nr. 12, 1950–1961. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.51.001950> ↑17, ↑44, ↑95, ↑155
- [7] SCHUSTER, M. ; NEVAS, S. ; SPERLING, A.: Validation of short-pulse-laser-based measurement setup for absolute spectral irradiance responsivity calibration. In: *Appl. Opt.* 53 (2014), May, Nr. 13, 2815–2821. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.53.002815> ↑17, ↑44
- [8] BROWN, S. W. ; EPPELDAUER, G. P. ; LYKKE, K. R.: Facility for spectral irradiance and radiance responsivity calibrations using uniform sources. In: *Appl. Opt.* 45 (2006), Nov, Nr. 32, 8218–8237. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.008218> ↑17, ↑44
- [9] YOON, H. W. ; ALLEN, D. W. ; GIBSON, C. E. ; LITORJA, M. ; SAUNDERS, R. D. ; BROWN, S. W. ; EPPELDAUER, G. P. ; LYKKE, K. R.: Thermodynamic-temperature determinations of the Ag and Au freezing temperatures using a detector-based radiation thermometer. In: *Appl. Opt.* 46 (2007), May, Nr. 15, 2870–2880. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.46.002870> ↑17, ↑44
- [10] BLATTNER, P.: Achtung: Laserstrahlung! In: *METinfo* 16 (2009), S. 7–13 ↑17, ↑44, ↑155
- [11] KEAWPRASERT, T.: *Monochromator-based absolute calibration of radiation thermometers for thermodynamic temperature measurements of high-temperature fixed-points*, TU Berlin, Diss., 2011. <http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-2927> ↑18, ↑52, ↑69, ↑95
- [12] YAMAGUCHI, Y. ; YAMADA, Y. ; ISHII, J.: Supercontinuum-Source-Based Facility for Absolute Calibration of Radiation Thermometers. In: *Int J Thermophys* 36 (2015), Nr. 8, 1825–1833. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-015-1918-z>. – ISSN 0195–928X ↑18, ↑44, ↑45, ↑89
- [13] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: Charge Coupled Semiconductor Devices. In: *At&T Tech J* 49 (1970), Nr. 4, 587–593. <http://dx.doi.org/10.1002/j.1538-7305.1970.tb01790.x>. – ISSN 1538–7305 ↑21

- [14] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: *The Nobel Prize in Physics 2009*. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/ ↑21
- [15] SAPRITSKY, V. I. ; KHLEVNOY, B. B. ; KHROMCHENKO, V. B. ; LISIANSKY, B. E. ; MEKHONTSEV, S. N. ; MELENEVSKY, U. A. ; MOROZOVA, S. P. ; PROKHOROV, A. V. ; SAMOILOV, L. N. ; SHAPOVAL, V. I. ; SUDAREV, K. A. ; ZELENER, M. F.: Precision black-body sources for radiometric standards. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Aug, Nr. 22, 5403–5408. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.36.005403> ↑22
- [16] ZHANG, Z.M. ; TSAI, B.K. ; MACHIN, G.: *Radiometric Temperature Measurements: I. Fundamentals*. Elsevier Science, 2009 (Experimental Methods in the Physical Sciences). – ISBN 9780080920627
- [17] BAUER, G. ; BISCHOFF, K.: Evaluation of the Emissivity of a Cavity Source by Reflection Measurements. In: *Appl. Opt.* 10 (1971), 2639–2643. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.10.002639> ↑22
- [18] CIDDOR, P. E.: Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. In: *Appl. Opt.* 35 (1996), Mar, Nr. 9, 1566–1573. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.35.001566> ↑22, ↑52
- [19] MOHR, P. J. ; TAYLOR, B. N. ; NEWELL, D. B.: CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010. (2012). <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/codata.pdf>. – Abruf: 01.10.2015 ↑23
- [20] SPERFELD, P.: *Entwicklung einer Empfänger gestützten spektralen Bestrahlungsstärkeskala*, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Diss., 1999 ↑23
- [21] KRENEK, Stephan: *Dynamische Emissionsgradmessung im Hochtemperaturbereich*, Diss., <http://dx.doi.org/10.7795/110.20170203>. – 289 S ↑24
- [22] KRENEK, S. ; GILBERS, D. ; ANHALT, K. ; TAUBERT, D. R. ; HOLLANDT, J.: A Dynamic Method to Measure Emissivity at High Temperatures. In: *Int J Thermophys* 36 (2015), Nr. 8, 1713–1725. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-015-1866-7>. – ISSN 0195–928X
- [23] MONTE, Ch. ; HOLLANDT, J.: The determination of the uncertainties of spectral emissivity measurements in air at the PTB. In: *Metrologia* 47 (2010), Nr. 2, S172. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/47/2/S14>
- [24] ADIBEKYAN, A. ; MONTE, C. ; KEHRT, M. ; GUTSCHWAGER, B. ; HOLLANDT, J.: Emissivity Measurement Under Vacuum from 4 μm to 100 μm and from -40°C to 450°C at PTB. In: *Int J Thermophys* 36 (2015), Nr. 2-3, 283–289. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-014-1745-7>. – ISSN 0195–928X ↑24
- [25] MEYER, C. ; REILLY, M.: Realization of the ITS-90 at the NIST in the range 0,65 K to 5,0 K using the ^3He and ^4He vapour-pressure thermometry. In: *Metrologia* 33 (1996), S. 383–389 ↑24, ↑34, ↑50
- [26] H. PRESTON-THOMAS: The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90). In: *Metrologia* 27 (1990), 3–10. <http://www.bipm.org/utils/common/pdf/its-90/ITS-90.pdf> ↑24, ↑147
- [27] SAUNDERS, P.: Uncertainty Arising from the Use of the Mean Effective Wavelength in Realizing ITS-90. In: *AIP Conf Proc* 684 (2003), Nr. 1, 639–644. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1627199> ↑25
- [28] YOON, H. ; SAUNDERS, P. ; MACHIN, G. ; TODD, A.D.: *Guide to the Realization of the ITS-90: Radiation Thermometry*. März 2015. – <http://www.bipm.org/utils/common/pdf/ITS-90/Guide-ITS-90-RadiationThermometry-2015.pdf> ↑25, ↑67, ↑111, ↑112

- [29] NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (NPL): *Temperature fixed points (of the International Temperature Scale of 1990: ITS-90)*. 2015. – <http://www.npl.co.uk/temperature-humidity/research/temperature-fixed-points-its-90> - Zugriff: 03.03.2016 ↑25
- [30] ANHALT, K.: *Radiometric measurement of thermodynamic temperatures during the phase transformation of metal-carbon eutectic alloys for a new high-temperature scale above 1000 °C*, Technische Universität Berlin, Diss., 2008. <http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-2013> ↑25
- [31] FISCHER, J. ; PODESTA, M. ; HILL, K. D. ; MOLDOVER, M. ; PITRE, L. ; RUSBY, R. ; STEUR, P. ; TAMURA, O. ; WHITE, R. ; WOLBER, L.: Present Estimates of the Differences Between Thermodynamic Temperatures and the ITS-90. In: *Int J Thermophys* 32 (2011), Nr. 1-2, 12-25. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-011-0922-1>. – ISSN 0195-928X ↑25, ↑26, ↑137
- [32] HARTMANN, J. ; ANHALT, K. ; TAUBERT, R. D. ; HOLLANDT, J.: Absolute Radiometry for the MeP-K: The Irradiance Measurement Method. In: *Int J Thermophys* 32 (2011), Nr. 7-8, 1707-1718. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-011-1018-7>. – ISSN 0195-928X ↑25, ↑31, ↑43
- [33] MACHIN, G. ; BLOEMBERGEN, P. ; ANHALT, K. ; HARTMANN, J. ; SADLI, M. ; SAUNDERS, P. ; WOOLLIAMS, E. ; YAMADA, Y. ; YOON, H.: Practical Implementation of the Mise en Pratique for the Definition of the Kelvin Above the Silver Point. In: *Int J Thermophys* 31 (2010), Nr. 8-9, 1779-1788. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-010-0834-5>. – ISSN 0195-928X ↑41
- [34] CCT-WG5: *Mise en pratique of the definition of the kelvin*. http://www.bipm.org/utils/en/pdf/MeP_K.pdf. Version:04 2006 ↑25, ↑41
- [35] CCT WORKING GROUP 4: *Supplementary Information for the Realization of the PLTS-2000*. www.bipm.org/utils/common/pdf/ITS-90/Guide-PLTS-2000.pdf ↑26
- [36] ANHALT, K. ; WANG, Y. ; YAMADA, Y. ; HARTMANN, J.: Large- and Small-Aperture Fixed-Point Cells of Cu, Pr-C, and Re-C. In: *Int J Thermophys* 29 (2008), Nr. 3, 969-983. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-007-0348-y> ↑26, ↑30
- [37] BERGMAN, L. ; SCHAEFER, C. ; GOBRECHT, H.: *Lehrbuch der Experimentalphysik. Bd. 3: Optik*. Berlin, 1978 ↑26
- [38] HARTMANN, J. ; BERNHARD, F.: Kapitel 13: Strahlungstemperaturmessung. In: BERNHARD, F. (Hrsg.): *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*. 2. Auflage. Springer Vieweg, Berlin Heidelberg, 2014. – ISBN 978-3-642-24505-3, S. 1161. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-24506-0> ↑26
- [39] BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, 2004 (Engineering online library). – ISBN 9783540401308 ↑26
- [40] BASS, M. ; DECUSATIS, C. ; ENOCH, J. ; LAKSHMINARAYANAN, V. ; LI, G. ; MACDONALD, C. ; MAHAJAN, V. ; VAN STRYLAND, E.: *Handbook of Optics, Third Edition Volume II: Design, Fabrication and Testing, Sources and Detectors, Radiometry and Photometry*. 3. New York, NY, USA : McGraw-Hill, Inc., 2010. – ISBN 0071498907, 9780071498906 ↑26, ↑36, ↑59, ↑115
- [41] DEWITT, D. P. ; NUTTER, G. D.: *Theory and Practice of Radiation Thermometry*. Wiley, 1988 (Wiley-interscience publication). <http://dx.doi.org/10.1002/9780470172575>. – ISBN 9780471610182 ↑26, ↑32
- [42] MODEST, M. F.: *Radiative Heat Transfer*. McGraw-Hill, 1993 (McGraw-Hill Series in Industrial Engineering and Management). – ISBN 9780070426757 ↑26

- [43] GALL, D.: *Grundlagen der Lichttechnik: Kompendium*. Pflaum, 2007 (Licht und Beleuchtung). – ISBN 9783790509564 ↑27
- [44] RYER, A. ; 2 (Hrsg.): *Light- Measurement- Handbook*. international light, 1997. – ISBN 0-9658356-9-3 ↑28, ↑29
- [45] LAMBERT, J. H. ; ANDING, E.: *Lamberts Photometrie: 1. Th. Das directe Licht. - 2. Th. Die Schwächung des Lichts durch durchsichtige Körper, besonders durch Glas*. Engelmann, W., 1892 (Lamberts Photometrie: Photometria, sive De mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae) ↑29
- [46] HANSSEN, L.: Integrating-sphere system and method for absolute measurement of transmittance, reflectance, and absorptance of specular samples. In: *Appl. Opt.* 40 (2001), Jul, Nr. 19, 3196–3204. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.40.003196> ↑30
- [47] VINCENT, J. D. ; HODGES, S. ; VAMPOLA, J. ; STEGALL, M. ; PIERCE, G.: *Fundamentals of Infrared and Visible Detector Operation and Testing*. Wiley, 2015 (Wiley Series in Pure and Applied Optics). <http://dx.doi.org/10.1002/9781119011897>. – ISBN 9781119011880
- [48] LABSPHERE: *Technical Guide Integrating Sphere Theory and Applications*. online, . – Zugriff: 16.12.2015, <http://www.labsphere.com/wp-content/uploads/2015/02/a-guide-to-integrating-sphere-theory-and-applications.pdf> ↑30
- [49] WOOLLIAMS, E. R. ; WINKLER, R. ; SALIM, S. G. R. ; HARRIS, P. M. ; SMITH, I. M.: The Double-Wavelength Technique - An Alternative Technique to Determine Thermodynamic Temperature. In: *Int J Thermophys* 30 (2009), Nr. 1, 144-154. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-008-0467-0>. – ISSN 0195–928X ↑30, ↑43
- [50] ANHALT, K. ; HARTMANN, J. ; LOWE, D. ; MACHIN, G. ; SADLI, M. ; YAMADA, Y.: Thermodynamic temperature determinations of Co-C, Pd-C, Pt-C and Ru-C eutectic fixed-point cells. In: *Metrologia* 43 (2006), Nr. 2, S78. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/43/2/S16>
- [51] STOCK, M. ; FISCHER, J. ; FRIEDRICH, R. ; JUNG, H. J. ; THORNAGEL, R. ; ULM, G.: Present State of the Comparison between Radiometric Scales Based on Three Primary Standards. In: *Metrologia* 30 (1993), Nr. 4, 439. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/30/4/041> ↑30
- [52] KHALIL, M. S. ; E-SHARKAWY, F. M. ; EL-SHAARAWY, M. G. ; SHASH, N. ; MAHMOUD, A.: Measurement of Luminous Intensity Using Filtered Trap Detector. In: *Int J of Optics and Applications* (2012), 43-47. <http://dx.doi.org/10.5923/j.optics.20120204.03> ↑31
- [53] VAIGU, A. ; KÜBARSEPP, T. ; MANOOCHEI, F. ; MERIMAA, M. ; IKONEN, E.: Compact two-element transmission trap detector for 1550 nm wavelength. In: *Meas Sci Technol* 26 (2015), Nr. 5, 055901. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/26/5/055901> ↑32
- [54] FOX, N. P.: Trap Detectors and their Properties. In: *Metrologia* 28 (1991), Nr. 3, 197. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.22.002867>
- [55] ZALEWSKI, E. F. ; DUDA, C. R.: Silicon photodiode device with 100% external quantum efficiency. In: *Appl. Opt.* 22 (1983), Sep, Nr. 18, 2867–2873. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.22.002867>
- [56] TAUBERT, D. R.: *Radiometrische Messung thermodynamischer Temperaturen und Vergleich mit der Internationalen Temperaturskala (ITS - 90) im Bereich von 419 °C bis 660 °C*. 2003 http://opus.kobv.de/tuberlin/volltexte/2003/573/pdf/taubert_dieter.pdf ↑32, ↑43, ↑57
- [57] SCHREIBER, E. ; MENZ, H. J.: *Linearpyrometer LP5, Operating Instruction*. Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart: KE Technologie GmbH, 2009 ↑33

- [58] SOSTMANN, H. E.: *Fundamentals of Thermometry Part I*. <http://www.its-90.com/fp1-sig.pdf>, 1990 ↑34, ↑35, ↑50
- [59] WOOLLIAMS, E.: *Development and evaluation of a high temperature blackbody source for the realisation of NPL's primary spectral irradiance scale*, University of Manchester, Diss., 2003 ↑34, ↑59
- [60] IMPAC INFRARED GMBH (Hrsg.): *Firmenschrift IMPAC Infrared GmbH: Temperaturmessung*. Kleyerstr. 90, 60326 Frankfurt: IMPAC Infrared GmbH ↑35
- [61] BLEVIN, W. R.: Diffraction Losses in Radiometry and Photometry. In: *Metrologia* 6 (1970), 39-44. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/6/2/001> ↑35, ↑65, ↑115
- [62] VDI/VDE-GMA: *Fachausschuss 8.16: Temperaturmessung mit Wärmebildkameras*. – <https://www.vdi.de/technik/fachthemen/mess-und-automatisierungstechnik/fachbereiche/optische-technologien/gma-fa-816-temperaturmessung-mit-waermebildkameras>, Zugriff: 12.01.2016 ↑35
- [63] EUROPEAN MACHINE VISION ASSOCIATION: *EMVA Standard 1288*. Nov. 2010. – <http://www.emva.org/wp-content/uploads/EMVA1288-3.0.pdf>, Zugriff: 12.01.2016 ↑35
- [64] JANESICK, J. R.: *Scientific Charge-coupled Devices*. Society of Photo Optical, 2001 (Press Monographs). <http://dx.doi.org/10.1117/12.7974139>. – ISBN 9780819436986 ↑36, ↑111, ↑124
- [65] DURACK, G. ; ROBINSON, J. P.: *Emerging Tools for Single-Cell Analysis: Advances in Optical Measurement Technologies*. Wiley, 2004 (Cytometric Cellular Analysis). <http://dx.doi.org/10.1002/0471224847>. – ISBN 9780471461005 ↑36
- [66] MESCHÉDE, D.: *Optik, Licht und Laser*. Teubner, 2005 (Lehrbuch Physik). <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9288-1>. – ISBN 9783519132486 ↑36
- [67] POSCHMANN, R. ; KRÜGER, U. ; PORSCH, T. ; KEMPE, H.: *Handbuch LMK98-4 Color*. 98693 Ilmenau: TechnoTeam Bildverarbeitung GmbH ↑36, ↑167
- [68] KRÜGER, U.: *Ausgewählte Aspekte der orts aufgelösten Erfassung stationärer Licht- und Farbverteilungen*. Der Andere Verlag, 2004. – ISBN-10: 3899591674 ↑38, ↑39, ↑40, ↑121
- [69] BOIVIN, L. P.: Study of Bandwidth Effects in Monochromator-Based Spectral Responsivity Measurements. In: *Appl. Opt.* 41 (2002), Apr, Nr. 10, 1929–1935. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.41.001929>. ↑42, ↑83, ↑95
- [70] WOOLLIAMS, E. R. ; BARIBEAU, R. ; BIALEK, A. ; COX, M. G.: Spectrometer bandwidth correction for generalized bandpass functions. In: *Metrologia* 48 (2011), Nr. 3, 164. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/48/3/010> ↑42, ↑59, ↑95, ↑100
- [71] NOULKOW, N. ; TAUBERT, R. D. ; MEINDL, P. ; HOLLANDT, J.: Infrared Filter Radiometers for Thermodynamic Temperature Determination below 660°C. In: *Int J Thermophys* 30 (2009), Nr. 1, 131-143. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-008-0458-1>. – ISSN 0195–928X ↑43, ↑57
- [72] TSAI, B. K. ; CAROL, C. B. Johnson ; SAUNDERS, R. D. ; CROMER, C. L.: Comparison of filter radiometer spectral responsivity with the NIST spectral-irradiance and illuminance scales. In: *Metrologia* 32 (1995), Nr. 6, 473. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/32/6/14> ↑43
- [73] KEAWPRASERT, T. ; ANHALT, K. ; TAUBERT, D.R. ; HARTMANN, J.: Monochromator-Based Absolute Calibration of Radiation Thermometers. In: *Int J Thermophys* 32 (2011), Nr. 7-8, 1697-1706. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-011-1031-x>. – ISSN 0195–928X ↑43, ↑52, ↑59, ↑77

- [74] LEVICK, Andrew P. ; GREENWELL, Claire L. ; IRELAND, Jane ; WOOLLIAMS, Emma R. ; GOODMAN, Teresa M. ; BIALEK, Agnieszka ; FOX, Nigel P.: Spectral radiance source based on supercontinuum laser and wavelength tunable bandpass filter: the spectrally tunable absolute irradiance and radiance source. In: *Appl. Opt.* 53 (2014), Jun, Nr. 16, 3508–3519. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.53.003508> ↑44, ↑45, ↑89
- [75] FIANIUM: *WhiteLase SC480 Ultra High-Power Supercontinuum Fiber Laser*, http://www.fianium.com/pdf/WhiteLase_SC480_BrightLase_v1.pdf. – Zugriff: 09.12.2015 ↑45
- [76] JAVAN, A. ; BENNETT, W. R. ; HERRIOTT, D. R.: Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. In: *Phys. Rev. Lett.* 6 (1961), Feb, 106–110. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.106> ↑47
- [77] GROUP, CCL-CCTF Frequency Standards W.: *Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the second.* 10 2007. – <http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html> ↑47, ↑52
- [78] STONE, J. A. ; DECKER, J. E. ; GILL, P. ; JUNCAR, P. ; LEWIS, A. ; ROVERA, G. D. ; VILIESID, M.: Advice from the CCL on the use of unstabilized lasers as standards of wavelength: the helium–neon laser at 633 nm. In: *Metrologia* 46 (2009), Nr. 1, 11. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/1/002> ↑47
- [79] FU, Q. ; RAH, S. Y. ; LU, Sh. ; WANG, Q.: Characteristics of the relation between wavelength and displacement in monochromators with a sine drive. In: *Nucl Instrum Meth A* 580 (2007), Nr. 3, 1522 - 1525. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.002>. – ISSN 0168–9002 ↑48
- [80] STIEGMAN, A. E. ; BRUEGGE, C. J. ; SPRINGSTEEN, A. W.: Ultraviolet stability and contamination analysis of Spectralon diffuse reflectance material. In: *Opt Eng* 32 (1993), Nr. 4, 799-804. <http://dx.doi.org/10.1117/12.132374>. ISBN 0091–3286 ↑52
- [81] YOON, H. W. ; GIBSON, C. E. ; EPPELDAUER, G. P. ; SMITH, A. W. ; BROWN, S. W. ; LYKKE, K. R.: Thermodynamic Radiation Thermometry Using Radiometers Calibrated for Radiance Responsivity. In: *Int J Thermophys* 32 (2011), Nr. 11, 2217–2229. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-011-1056-1>. – ISSN 1572–9567 ↑54, ↑55
- [82] WERNER, L. ; FRIEDRICH, R. ; JOHANNSEN, U. ; STEIGER, A.: Precise scale of spectral responsivity for InGaAs detectors based on a cryogenic radiometer and several laser sources. In: *Metrologia* 37 (2000), Nr. 5, 523. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/37/5/39> ↑55, ↑56, ↑57
- [83] WERNER, L. ; FISCHER, J. ; JOHANNSEN, U. ; HARTMANN, J.: Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 nm and 1015 nm using a laser-based cryogenic radiometer. In: *Metrologia* 37 (2000), Nr. 4, 279. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/37/4/3> ↑55, ↑56
- [84] PARR, A.C. ; DATLA, R. ; GARDNER, J.: *Optical Radiometry*. Elsevier Science, 2005 (Experimental Methods in the Physical Sciences). – ISBN 9780080454924 ↑56
- [85] LITTLER, I. C. M. ; ATKINSON, E. G. ; MANSON, P. J. ; BALLICO, M. ; KOSUBEK, E. ; TAUBERT, D. ; HOLLANDT, J.: Aperture area measurement using two different traceability routes. In: *Meas Sci Technol* 26 (2015), Nr. 12, 125201. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/26/12/125201> ↑60
- [86] LASSILA, A. ; TOIVANEN, P. ; IKONEN, E.: An optical method for direct determination of the radiometric aperture area at high accuracy. In: *Meas Sci Technol* 8 (1997), Nr. 9, 973. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/8/9/003> ↑60

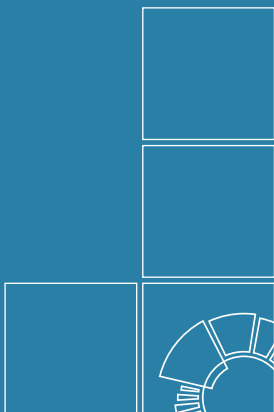
- [87] IKONEN, E. ; TOIVANEN, P. ; LASSILA, A.: A new optical method for high-accuracy determination of aperture area. In: *Metrologia* 35 (1998), Nr. 4, 369. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/35/4/25>
- [88] HARTMANN, J. ; FISCHER, J. ; SEIDEL, J.: A non-contact technique providing improved accuracy in area measurements of radiometric apertures. In: *Metrologia* 37 (2000), Nr. 5, 637. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/37/5/67>
- [89] HARTMANN, J.: Advanced comparator method for measuring ultra-small aperture areas. In: *Meas Sci Technol* 12 (2001), Nr. 10, 1678. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/12/10/309> ↑60
- [90] JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY: *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf. Version: JCGM100:2008 (2008). – Abruf: 2015-12-28 ↑60, ↑64
- [91] GROSS, R. ; MARX, A.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012. – ISBN 9783486712940 ↑65
- [92] STEEL, W. H. ; DE, M. ; BELL, J. A.: Diffraction Corrections in Radiometry. In: *J. Opt. Soc. Am.* 62 (1972), Sep, Nr. 9, 1099–1103. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.62.001099> ↑65, ↑66
- [93] STOCK, M.: *Realisierung und Vergleich von drei radiometrischen Primärnormalen im sichtbaren Spektralbereich: Kryoradiometer, Elektronenspeicherring BESSY I und Hohlraumstrahler*, Technische Universität Berlin, Diss., 1995 ↑65, ↑66
- [94] VAHLDIK, H.: *Strom/Spannungs-Wandler verarbeitet geringe Signalströme*. Elektronik: Analogtechnik, Mai 1983 ↑68
- [95] TIETZE, U. ; SCHENK, Ch.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer Berlin Heidelberg New York, 2002 ↑68
- [96] HAMAMATSU: *Data Sheet: Si Photodiode S6337-01: Large area photodiode for UV to IR, precision Photometry*. – <http://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/212393/HAMAMATSU/S6337-01.html> - Zugriff: 2015-12-29 ↑68, ↑69
- [97] FERMIONICS, Opto-Technology: *Data sheet: FD5000W Large Area InGaAs PIN Photodiodes, diameter of active area=5 mm*. – <http://www.fermionics.com/PDF2015-12-29> ↑68
- [98] ANALOG, Devices: *Data Sheet AD549: Ultralow Input Bias Current OpOpe-ration Amplifier*. – <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/datasheets/AD549.pdf> - Zugriff: 2015-12-29 ↑68, ↑69
- [99] DUNSBY, C. ; LANIGAN, P. M. P. ; MCGINTY, J. ; ELSON, D. S. ; REQUEJO-ISIDRO, J. ; MUNRO, I. ; GALLETLY, N. ; MCCANN, F. ; TREANOR, B. ; ONNFELT: An electronically tunable ultrafast laser source applied to fluorescence imaging and fluorescence lifetime imaging microscopy. In: *J Phys D Appl Phys* 37 (2004), Nr. 23, 3296. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/37/23/011> ↑70
- [100] KOCH, A. W.: *Optische Messtechnik an technischen Oberflächen: praxisorientierte laser-gestützte Verfahren zur Untersuchung technischer Objekte hinsichtlich Form, Oberflächenstruktur und Beschichtung ; mit 4 Tabellen und 418 Literaturstellen*. Expert-Verlag, 1998. – ISBN 9783816913726 ↑70
- [101] LINDFORS, K. ; KALKBRENNER, T. ; STOLLER, P. ; SANDOGHDAR, V.: Detection and Spectroscopy of Gold Nanoparticles Using Supercontinuum White Light Confocal Microscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), Jul, 037401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.037401> ↑70

- [102] EVALUATE: *Bioptigen Now Shipping Envisu XHR Extreme Resolution Oct Imaging Systems*. <http://www.evaluategroup.com/Universal/View.aspx?type=Story&id=466975>. Version: Nov. 2013. – Zugriff: 20.02.2016 ↑70
- [103] DUDLEY, J. M. ; COEN, St.: Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), Jul, Nr. 13, 1180–1182. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.27.001180> ↑70
- [104] SINGH, S. ; BONNER, W. A. ; POTOPOWICZ, J. R. ; VAN UITERT, L. G.: Nonlinear optical susceptibility of lithium formate monohydrate. In: *Appl Phys Lett* 17 (1970), Nr. 7, 292–294. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1653407> ↑70
- [105] HASEGAWA, A. ; TAPPERT, F.: Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. In: *Appl Phys Lett* 23 (1973), Nr. 3, 142–144. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1654836> ↑70
- [106] REEVES, W. H. ; SKRYABIN, D. V. ; BIANCALANA, F. ; KNIGHT, J. C. ; RUSSELL, P. St. J. ; OMENETTO, F. G. ; EFIMOV, A. ; TAYLOR, A. J.: Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres. In: *Nature* 424 (2003), Juli, Nr. 6948, 511–515. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01798>. – ISSN 0028–0836 ↑70
- [107] WADSWORTH, W. J. ; ORTIGOSA-BLANCH, A. ; KNIGHT, J. C. ; BIRKS, T. A. ; MAN, T.-P. M. ; RUSSELL, Ph. St. J.: Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 19 (2002), Sep, Nr. 9, 2148–2155. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.19.002148> ↑70
- [108] NKT, Photonics: *SuperK EXTREME High Power Supercontinuum Laser Series - Instruction Manual*, 2012 ↑71, ↑72, ↑77, ↑78, ↑165
- [109] LENZ, M.: *Prinzip eines AOMs*. – https://de.wikipedia.org/wiki/Akustooptischer_Modulator#/media/File:AOM_principle.svg, Zugriff: 07.01.2016 ↑73
- [110] DIXON, R. W.: Acoustic diffraction of light in anisotropic media. In: *Quantum Electronics, IEEE J. Quant. Electr. QE-3* 3 (1967), February, Nr. 2, 85–93. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.1967.1074447> ↑73
- [111] HARRIS, S. E. ; WALLACE, R. W.: Acousto-Optic Tunable Filter. In: *J. Opt. Soc. Am.* 59 (1969), Jun, Nr. 6, 744–747. dx.doi.org/10.1364/JOSA.59.000744 ↑73
- [112] JENA, VEB Z.: *Spiegelmonochromator SPM2* ↑77
- [113] EICHSTÄDT, S. ; SCHMÄHLING, F. ; WÜBBELER, G. ; ANHALT, K. ; BÜNGER, L. ; KRÜGER, U. ; ELSTER, C.: Comparison of the Richardson-Lucy method and a classical approach for spectrometer bandpass correction. In: *Metrologia* 50 (2013), Nr. 2, 107. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/50/2/107> ↑83, ↑95, ↑96, ↑97, ↑100, ↑152, ↑181
- [114] ZACHER, S. ; REUTER, M.: *Regelungstechnik für Ingenieure: Analyse, Simulation und Entwurf von Regelkreisen*. Vieweg+Teubner Verlag, 2010 (Viewegs Fachbücher der Technik). – ISBN 9783834809001 ↑91
- [115] VILLE, A. ; B., Steven W. ; LARASON, T. C. ; LYKKE, K. R. ; IKONEN, E. ; NOORMA, M.: Comparison of absolute spectral irradiance responsivity measurement techniques using wavelength-tunable lasers. In: *Appl. Opt.* 46 (2007), Jul, Nr. 20, 4228–4236. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.46.004228> ↑95, ↑119
- [116] RICHARDSON, W. H.: Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration*. In: *J. Opt. Soc. Am.* 62 (1972), Jan, Nr. 1, 55–59. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.62.000055> ↑100, ↑152

- [117] LUCY, L. B.: An iterative technique for the rectification of observed distributions. In: *Astron J* 79 (1974), 745-754. <http://dx.doi.org/10.1086/111605> ↑100, ↑152
- [118] BENNETT, H. E.: Accurate Method for Determining Photometric Linearity. In: *Appl. Opt.* 5 (1966), Aug, Nr. 8, 1265-1270. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.5.001265> ↑111, ↑124
- [119] SCHAEFER, A. R. ; ZALEWSKI, E. F. ; GEIST, J.: Silicon detector nonlinearity and related effects. In: *Appl. Opt.* 22 (1983), Apr, Nr. 8, 1232-1236. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.22.001232> ↑111
- [120] SANDERS, C. L.: A Photocell Linearity Tester. In: *Appl. Opt.* 1 (1962), May, Nr. 3, 207-211. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.1.000207> ↑112
- [121] SANDERS, C. L.: Accurate measurements of and corrections for nonlinearities in radiometers. In: *J Res Nat Bur Stand* 76A (1972), June, Nr. 5, 437-453. <http://dx.doi.org/10.6028/jres.076A.039> ↑114
- [122] COSLOVI, L. ; RIGHINI, F.: Fast determination of the nonlinearity of photodetectors. In: *Appl. Opt.* 19 (1980), Sep, Nr. 18, 3200-3203. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.1.000207> ↑112
- [123] FISCHER, J. ; FU, L.: Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source. In: *Appl. Opt.* 32 (1993), Aug, Nr. 22, 4187-4190. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.32.004187>. – DOI 10.1364/AO.32.004187 ↑112
- [124] ERMINY, D. E.: Scheme for Obtaining Integral and Fractional Multiples of a Given Radiance. In: *J. Opt. Soc. Am.* 53 (1963), Dec, Nr. 12, 1448-1449. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.53.001448> ↑112
- [125] SHIN, D. J. ; PARK, S. ; JEONG, K. L. ; PARK, S. N. ; LEE, D. H.: High-accuracy measurement of linearity of optical detectors based on flux addition of LEDs in an integrating sphere. In: *Metrologia* 51 (2014), Nr. 1, 25. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/25> ↑112
- [126] TAUBERT, R. D. ; MONTE, C. ; ANHALT, K. ; BÜNGER, L. ; BALTRUSCHAT, Ch.: Facility for the absolute calibration of radiation thermometers in the NIR spectral range. In: *Tempmeko 2013 Conference Proceedings*, 2013 ↑113, ↑173
- [127] BLOEMBERGEN, P.: Analytical representations of the size-of-source effect. In: *Metrologia* 46 (2009), Nr. 5, 534. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/5/018> ↑115
- [128] SAUNDERS, P.: Correcting Radiation Thermometry Measurements for the Size-of-Source Effect. In: *Int J Thermophys* 32 (2011), Nr. 7-8, 1633-1654. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-011-0988-9>. – ISSN 0195-928X
- [129] BART, M. ; HAM, E. W. M. d. ; SAUNDERS, P.: A New Method to Determine the Size-of-Source Effect. In: *Int J Thermophys* 28 (2007), Nr. 6, 2111-2117. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-007-0251-6>. – ISSN 0195-928X
- [130] SAUNDERS, P. ; EDGAR, H.: On the characterization and correction of the size-of-source effect in radiation thermometers. In: *Metrologia* 46 (2009), Nr. 1, 62. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/1/008> ↑115
- [131] MACHIN, G ; SERGIENKO, R: A comparative study of size of source effect (SSE) determination techniques. In: *Proceedings of TEMPMEKO*, 2001, S. 155-160 ↑115
- [132] BOIVIN, L. P.: Reduction of diffraction errors in radiometry by means of toothed apertures. In: *Appl. Opt.* 17 (1978), Oct, Nr. 20, 3323-3328. dx.doi.org/10.1364/AO.17.003323 ↑115

- [133] YOON, H. W. ; ALLEN, D. W. ; SAUNDERS, R. D.: Methods to reduce the size-of-source effect in radiometers. In: *Metrologia* 42 (2005), Nr. 2, 89. dx.doi.org/10.1088/0026-1394/42/2/003 ↑115
- [134] KRÜGER, U. ; SCHMIDT, F.: The impact of cooling on CCD-based camera systems in the field of image luminance measuring devices. In: *Metrologia* 46 (2009), Nr. 4, S252. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/4/S23> ↑120
- [135] TAUBERT, R. D. ; BALTRUSCHAT, C. ; SCHILLER, S. ; HOLLANDT, J.: Radiometric characterization of a large-aperture variable-radiance calibration source for remote sensing applications. In: *Proc. NEWRAD 2014* (2014), 25-26. http://newrad2014.aalto.fi/Newrad2014_Proceedings.pdf ↑123
- [136] JENKINS, F. A. ; WHITE, H. E. ; 4. (Hrsg.): *Fundamentals of Optics*. McGraw-Hill, 1976 (International student edition). – ISBN 9780070323308 ↑131
- [137] *Fixed Point Black Body Furnace IR-R0A*. – <http://www.chino.co.jp/english/download/pdf/ir-r0a.pdf> ↑136
- [138] SCHREIBER, E. ; ARLT, U. P. ; NEUER, G.: Optimierung eines Strahlungsthermometers für Temperaturen von 230 °C bis 1500 °C. In: *Temperatur 2003* Bd. Vdl Berichte 1784. VDI Verlag GmbH, 2003, S. 143–154 ↑138
- [139] SCHREIBER, E. ; MENZ, H. J.: *LINEARPYROMETER LP5, Calibration and Test Report, Instrument No. 80-51BL*. Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart: KE Technologie GmbH, 2012 ↑140
- [140] STOCK, M. ; FISCHER, J. ; FRIEDRICH, R. ; JUNG, H. J. ; WENDE, B.: The double-heatpipe black body: a high-accuracy standard source of spectral irradiance for measurements of T-T 90. In: *Metrologia* 32 (1995), Nr. 6, 441. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/32/6/7> ↑141, ↑161
- [141] HOLLANDT, J. ; FRIEDRICH, R. ; GUTSCHWAGER, B. ; TAUBERT, D. ; HARTMANN, J.: High-accuracy radiation thermometry at the National Metrology Institute of Germany, the PTB. In: *High Temp - High Press 35/36(4)* (2003), 379 - 415. <http://dx.doi.org/10.1068/htjr127> ↑147
- [142] GUTSCHWAGER, B. ; BECKER, M.: Weitergabe der Strahlungstemperaturen der ITS-90 / Physikalisch- Technische Bundesanstalt. 2014. – Forschungsbericht. – Geschäftszeichen: PTB-7.3-1.2-14-20 ↑147
- [143] INC., Energetic T.: *EQ-1500 LDLS*. – http://www.energetiq.com/DataSheets/EQ1500_Data_Sheet_.pdf, Zugriff: 03.05.2016 ↑156
- [144] http://www.nktpotonics.com/wp-content/uploads/2015/05/SuperK_EXTREME.pdf, Zugriff: 06.01.2016 ↑165
- [145] POSCHMANN, R. ; KRÜGER, U. ; PORSCH, T. ; KEMPE, H.: *Bedienhandbuch LMK LabSoft*. 98693 Ilmenau: TechnoTeam Bildverarbeitung GmbH, Juni 2015. – http://www.technoteam.de/apool/tnt/content/e5183/e5432/e5733/e5735/HandbuchLMKLabSoft_ger.pdf, Zugriff: 18.12.2015 ↑167
- [146] NEUMANN, W.: *Fundamentals of Dispersive Optical Spectroscopy Systems*. Society of Photo Optical, 2014. – ISBN 9780819498243 ↑170
- [147] BÜNGER, L. ; TAUBERT, R. D. ; GUTSCHWAGER, B. ; ANHALT, K. ; BRIAUDEAU, S. ; SADLI, M.: Absolute Radiation Thermometry in the NIR. In: *Int J Thermophys* 38 (2017), 2, Nr. 4, 61. <https://dx.doi.org/10.1007/s10765-017-2199-5>. – ISSN 0195–928X ↑181

- [148] BÜNGER, L. ; TAUBERT, R. D. ; ANHALT, A.: Spectrally resolved radiometric characterisation and calibration using supercontinuum laser in the NIR. In: *IRS² Conference (2015)*. <http://dx.doi.org/10.5162/irs2015/1.2> ↑181
- [149] BÜNGER, L. ; ANHALT, K. ; TAUBERT, R. D. ; KRÜGER, U. ; SCHMIDT, F.: Traceability of a CCD-Camera System for High-Temperature Measurements. In: *Int J Thermophys* 36 (2015), 1784 - 1802. <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-015-1915-2>. – ISSN 0195–928X ↑181
- [150] BÜNGER, L. ; ANHALT, K. ; TAUBERT, D. R. ; EICHSTÄDT, S. ; SCHMÄHLING, F.: Comparison of measured and deconvolved relative spectral responsivities of a CCD-Camera by using the Richardson-Lucy method. In: *Proc. NEWRAD 2014* (2014), 281-283. http://newrad2014.aalto.fi/Newrad2014_Proceedings.pdf ↑181



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21
Telefax: (05 31) 592-92 92
www.ptb.de

Vertrieb:

Fachverlag NW in der
Carl Schünemann Verlag GmbH

Zweite Schlachtpforte 7
28195 Bremen

Telefon: (04 21) 369 03-0
Telefax: (04 21) 369 03-63
www.schuenemann-verlag.de