

Zusammenfassung

Zur Untersuchung thermophysikalischer Daten von Metallen steht dem Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz neben einem dynamischen Pulskalorimeter sowie einem Ellipsometer, verschiedene optische Pyrometer zur Verfügung. Diese Arbeit beschreibt die Untersuchung möglicher Unsicherheiten bei der Messgenauigkeit von zwei optischen Pyrometern mit Zentrumswellenlängen von 650 nm bzw. 1500 nm bei Verwendung in Drahtexplosionsexperimenten. Neben Pyrometerdrift, Abweichung von der Linearität sowie Bestimmung der jeweiligen mittleren effektiven Wellenlänge wird das Hauptaugenmerk auf die Auswirkungen des Size-Of-Source-Effekts gelegt. Die dazu notwendigen Kalibrierungen von Wolframbandlampen sowie Inbetriebnahme eines geeichten Schwarzkörpers sind ebenso Teil dieser Arbeit.

Unter der Verwendung der sog. direkten Methode konnte gezeigt werden, dass der Size-Of-Source-Effekt bei der verwendeten Probengeometrie de facto keinen Einfluss auf das Messsignal hat. Gleiches gilt aufgrund extrem kurzer Messdauern für die Pyrometerdrift. Die im Zuge dieser Arbeit erhaltenen Messdaten bestätigen die verwendete Zentrumswellenlänge des 1500 nm-Pyrometers und bescheinigen beiden Pyrometern eine ausgezeichnete Linearität. Der Einfluss aller angeführter Effekte kann also bei Bestimmung der Temperatur einer Drahtprobe mittels Strahlungspyrometrie beim verwendeten Aufbau vernachlässigt werden.

Abstract

The Institute of Experimental Physics at the Technical University of Graz owns several different measurement setups in order to determine thermophysical properties of metals and alloys. Among them are a pulse calorimeter, an ellipsometer and different optical pyrometers. This thesis investigates possible uncertainties in measurement accuracy when using optical pyrometers with center wavelengths of 650 nm and 1500 nm. Besides drift, deviation of linearity and determination of the mean effective wavelength, its main goal is to determine whether the size-of-source-effect affects the measured signal considerably. Another part of this work was calibration of tungsten-ribbon-bulbs as well as operating a calibrated blackbody. Using the so called direct method it could be shown that the size-of-source-effect has no considerable influence on the measured signal when using the supposed sample geometry. Nor does the drift because of extreme short time of measurement. Collected data confirm center wavelength for the 1500 nm-pyrometer and excellent linearity of both pyrometers. Considering all effects it can be said, that the affect on the uncertainty of determining temperature using radiation pyrometry can be neglected.

„Wer nicht zweifelt, muss verrückt sein“
(Sir Peter Ustinov, †2004)

Einfluss von mittlerer effektiver Wellenlänge und Size-of-Source-Effekt auf die Messgenauigkeit eines Pyrometers

DIPLOMARBEIT

ausgeführt am

Institut für Experimentalphysik der

Technischen Universität Graz

von

Adrian Pinter

Dezember 2003

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	GRUNDLAGEN	2
2.1	ALLGEMEINES.....	2
2.2	THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....	3
2.2.1	<i>Thermodynamische Temperatur.....</i>	<i>3</i>
2.2.2	<i>IPTS-68 / IPTS-90.....</i>	<i>3</i>
2.2.3	<i>Strahlungsgrößen.....</i>	<i>6</i>
2.2.4	<i>Strahlung des schwarzen Körpers.....</i>	<i>8</i>
2.2.5	<i>Strahlung beliebiger Körper.....</i>	<i>10</i>
2.2.6	<i>Temperaturbestimmung eines schwarzen Körpers.....</i>	<i>11</i>
2.2.7	<i>Mittlere effektive Wellenlänge.....</i>	<i>12</i>
2.3	PYROMETRIE.....	13
2.3.1	<i>Optische Pyrometer.....</i>	<i>13</i>
2.3.2	<i>Pyrometerkenngrößen.....</i>	<i>16</i>
3	MESSAUFBAU UND DURCHFÜHRUNG	20
3.1	LAMPENKALIBRIERUNG.....	20
3.2	PYROMETERDRIFT	24
3.3	LINEARITÄTSÜBERPRÜFUNG.....	25
3.3.1	<i>Linearitätsmessung mit zwei Wolframbandlampen.....</i>	<i>27</i>
3.3.2	<i>Linearitätsmessung mit einem Stabblitz.....</i>	<i>32</i>
3.3.3	<i>Linearitätsmessung mit einer Kohlebogenlampe</i>	<i>35</i>
3.4	SIZE-OF-SOURCE-EFFEKT	37
3.4.1	<i>1500 nm-Pyrometer.....</i>	<i>38</i>
3.4.2	<i>650 nm-Pyrometer.....</i>	<i>40</i>
3.4.3	<i>650 nm-Pyrometer – Messaufbau mit Spaltblende.....</i>	<i>42</i>
3.5	MITTLERE EFFEKTIVE WELLENLÄNGE.....	44
3.6	AUFBEREITUNG UND AUSWERTUNG DER MESSDATEN	48
4	ERGEBNISSE UND UNSICHERHEITSANALYSE.....	51
4.1	UNSICHERHEIT DER COMPUTERUNTERSTÜTZTEN AUSWERTUNG	51
4.1.1	<i>Rundungsfehler bei Viertelung.....</i>	<i>51</i>
4.1.2	<i>Unsicherheit durch Δx.....</i>	<i>51</i>
4.2	LAMPENKALIBRIERUNG.....	51
4.3	PYROMETERDRIFT	54
4.4	LINEARITÄT	54
4.4.1	<i>Messung mit 2 Wolframbandlampen.....</i>	<i>54</i>

4.4.2	Messung mit Stabblitz.....	57
4.4.3	Messung mit Kohlebogenlampe.....	57
4.5	SIZE-OF-SOURCE-EFFEKT	57
4.5.1	Temperaturunsicherheit des Schwarzkörpers	57
4.5.2	Stromunsicherheit der Wolframbandlampe.....	58
4.5.3	Unsicherheit der Lochblende / Spaltblende	58
4.5.4	Unsicherheit der gemessenen Intensität.....	58
4.6	MITTLERE EFFEKTIVE WELLENLÄNGE.....	63
4.6.1	Unsicherheit der Wellenlänge λ	63
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	64
5.1	PYROMETERDRIFT	64
5.2	LINEARITÄT	64
5.3	SIZE-OF-SOURCE-EFFEKT	64
5.4	MITTLERE EFFEKTIVE WELLENLÄNGE.....	66
5.5	VERBESSERUNGSVORSCHLÄGE UND AUSBLICK.....	66
6	ANHANG	68
6.1	DATENBLATT INTERFERENZFILTER 650 NM.....	68
6.2	DATENBLATT INTERFERENZFILTER 1570 NM.....	69
6.3	GERÄTELISTE.....	70
6.4	MATLAB-SOURCE	71
6.5	FOTOS.....	72
6.5.1	Linearitätsmessung mit 2 Wolframbandlampen.....	72
6.5.2	Linearitätsmessung mit Stabblitz.....	72
6.5.3	Size-of-Source-Messung mit Schwarzkörper	73
6.5.4	Bestimmung der mittleren effektiven Wellenlänge	73
6.5.5	Innenansicht Monochromator	74
7	LITERATURVERZEICHNIS	75
8	ABBILDUNGSVERZEICHNIS.....	76

1 Einleitung

Die Untersuchung von thermophysikalischen Daten von Reinmetallen und Legierungen in fester und flüssiger Phase führte in den letzten Jahren zur Entwicklung zahlreicher neuer Messverfahren. Allen ist gemeinsam, dass sie in besonderer Art und Weise mit dem Parameter Temperatur verknüpft sind, unabhängig davon, ob dieser für das entsprechende Experiment konstant gehalten oder aber in einem extrem kurzen Zeitraum möglichst genau gemessen werden muss. Für die dabei häufig verwendete berührungslose Temperaturmessung sind optische Pyrometer erforderlich bzw. bei Temperaturen über dem Erstarrungspunkt von Silber (1235,08 K) laut IPTS-90¹ sogar zwingend vorgeschrieben. Die sog. Strahlungsthermometrie erfordert aber nicht zuletzt aufgrund ihrer Komplexität ein fundiertes Wissen über physikalische Vorgänge und Fehlereinflüsse; erst dadurch wird eine Auswahl des optimalen Pyrometers mit entsprechendem Messaufbau möglich. Die gesteigerte Nachfrage nach thermophysikalischen Daten einerseits und die fortschreitende Miniaturisierung von elektronischen Bauteilen und Detektoren andererseits führte vor allem in den letzten 10 bis 15 Jahren zu einer Vielzahl von Pyrometern mit unterschiedlichsten technischen Spezifikationen und Einsatzgebieten. Trotzdem ist nach wie vor auch heute noch eine Eigenkonstruktion mit den entsprechenden optischen und elektronischen Eigenschaften nicht nur gewünscht sondern mitunter auch erforderlich. Um damit aber aussagekräftige Messwerte zu erhalten, ist nebst Kalibrierung eine genaue Abschätzung von Fehlereinflüssen und Randbedingungen notwendig. Im Zuge dieser Arbeit wird das Hauptaugenmerk auf die Bereiche Linearität, Size-of-Source-Effekt und mittlere effektive Wellenlänge von Pyrometern gelegt, um damit eine bessere Fehlerabschätzung der bei Drahtexplosionsexperimenten erhaltenen Daten zu ermöglichen.

¹ Internationale Praktische Temperaturskala 1990 [1]

2 Grundlagen

2.1 Allgemeines

Um Metalle in einem Temperaturbereich zu untersuchen, der durch statische Möglichkeiten nicht zugänglich ist, werden sog. Pulsheizexperimente durchgeführt. Dabei werden Drähte durch einen hohen Strompuls in kürzester Zeit - typischerweise im Mikrosekundenbereich - derart stark aufgeheizt, dass sie am Ende der stabilen, flüssigen Phase explodieren (\rightarrow Drahtexplosionsexperiment). Die hohen Aufheizraten (zwischen 10^7 und 10^9 K/s) sind erforderlich, um eine annähernd konstante Probengeometrie auch in der flüssigen Phase gewährleisten zu können.

Während des gesamten Aufheizprozesses werden permanent Strom, Spannung, Intensität der von der Probe emittierten Strahlung und mitunter auch deren Volumsausdehnung gemessen. Anhand dieser Daten lassen sich, wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich, weitere thermo-physikalische Größen, beispielsweise Enthalpie oder Wärmeleitfähigkeit, von der Temperatur und damit von der gemessenen *Oberflächenstrahlung* $J(t)$ ableiten.

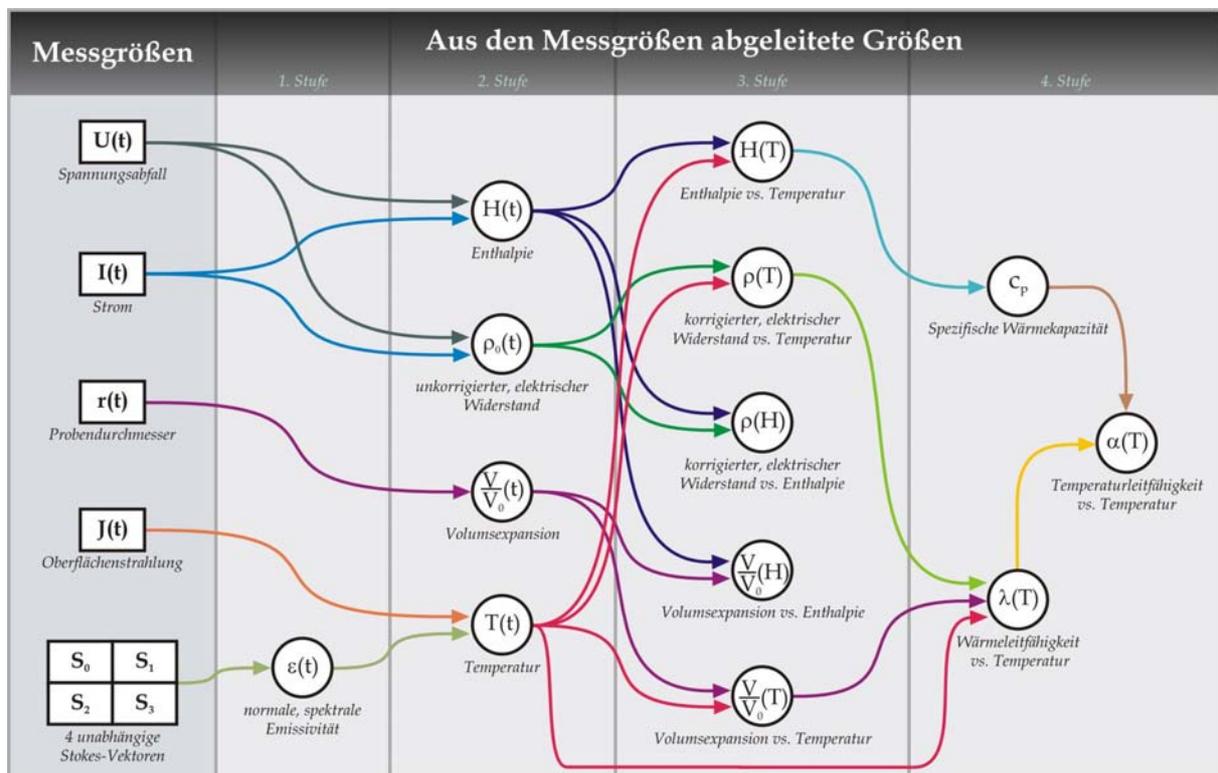


Abbildung 2.1: Aus den Messgrößen abgeleitete Größen [7]

Die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der erhaltenen Messwerte hängt also wesentlich von der Temperaturmessung ab.

2.2 Theoretische Grundlagen

2.2.1 Thermodynamische Temperatur

Aufgrund der Festlegungen der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht 1967 ist die Einheit der thermodynamischen Temperatur das Kelvin (K). Per Definition wird dem Tripelpunkt von Wasser, also jenem eindeutig reproduzierbaren Zustand bei dem alle drei Aggregatzustände in einem abgeschlossenen Raum zugleich vorliegen, der genaue Wert

$$T_{H_2O, \text{Tripelpunkt}} = 273,16 \text{ K} \quad (2.1)$$

zugeordnet. Das Kelvin ist nicht nur eine Grundeinheit des SI (internat. Einheitensystem) sondern auch Einheit der Temperaturdifferenz.

Dabei wurde unter Berücksichtigung der schon länger verwendeten und unten angeführten Celsius-Skala die Definition so gewählt, dass 1 Kelvin (K) = 1 Grad Celsius (°C).

2.2.2 IPTS-68 / IPTS-90

Mit der Definition der thermodynamischen Temperatur und ihrer Einheit verfügt man noch nicht über eine praktisch realisierbare Vorschrift, die zur Eichung eines Thermometers notwendig ist. Dies erfolgt erst durch die IPTS-68, die Internationale Praktische Temperaturskala von 1968 bzw. die Provisorische Temperaturskala von 1976 EPT-76 und in weiterer Folge durch die IPTS-90. Durch deren Vorschriften wird jedem thermodynamischen Temperaturzustand T ein Zahlenwert $\{T\}_{68}$ derart zugewiesen, dass die Differenz der beiden innerhalb der Grenzen der gegenwärtig erreichbaren Messgenauigkeit liegt.

Es kann also $\{T\} \approx \{T\}_{68/90}$ angenommen werden.

Als Basis für die Temperaturskalen IPTS-68 dienen ausgewählte, möglichst gut reproduzierbare Gleichgewichtszustände (siehe auch Tabelle 2.1) zwischen den drei möglichen Phasen reiner Stoffe, die sog. definierenden Fixpunkte.

Wie man in Abbildung 2.2 rechts (p-T-Diagramm) erkennen kann, gibt es zwei ausgezeichnete Punkte: Zum Einen der sogenannten Tripelpunkt, der Schnittpunkt der Schmelzdruck-, der Dampfdruck- und der Sublimationskurve, bei dem alle Phasen mit-

einander im Gleichgewicht stehen und zum Anderen der kritische Punkt, in dem die Dampfdruckkurve endet und die Phasengrenze zwischen Gas und Flüssigkeit verschwindet.

Tabelle 2.1: Definierende Fixpunkte der IPTS-68

Gleichgewichtszustand	T_{68} (K)
Tripelpunkt d. Gleichgewichtswasserstoffs	13,81
Siedepunkt d. Gleichgewichtswasserstoffs bei $p = 33330,6$ Pa	17,042
Siedepunkt d. Gleichgewichtswasserstoffs	20,28
Siedepunkt d. Neons	27,102
Tripelpunkt des Sauerstoffs	54,361
Tripelpunkt des Argons	83,798
Taupunkt des Sauerstoffs	90,188
Tripelpunkt des Wassers	273,16
Siedepunkt des Wassers	373,15
Erstarrungspunkt des Zinns	505,1181
Erstarrungspunkt des Zinks	692,73
Erstarrungspunkt des Silbers	1235,08
Erstarrungspunkt des Goldes	1337,58

Zwischen den in Tabelle 2.1 angeführten Fixpunkten werden die Temperaturwerte durch Interpolation mit dem Platin-Widerstandsthermometer für den Bereich 13,81 K bis 903,905 K und mit dem Platin/Platin-Rhodium-Thermoelement für den Bereich von 903,905 K bis 1337,58 K ermittelt. Für Temperaturen, die oberhalb des Golderstarrungspunktes liegen, werden optische Pyrometer verwendet.

Als Stützpunkte werden zusätzlich sog. sekundäre Bezugspunkte wie etwa der Erstarrungspunkt des Nickels bei 1728 K verwendet. Weitere Tabellen dazu finden sich im Internet² oder in [1,2].

Da durch die IPTS-68 erst der Temperaturbereich oberhalb des Tripelpunkts von Gleichgewichtswasserstoff (13,81 K) genau definiert ist, wurde vom Konsultativkomitee für Thermometrie des Internationalen Komitees für Maß und Gewicht im Jahre 1978 eine zusätzliche Temperaturskala für den Bereich zwischen 0,5 und 30 K festgelegt (EPT-76). Dabei werden hauptsächlich Supraleitungssprungpunkte – Temperatur des Übergangs vom supra- zum normalleitenden Zustand bei Abwesenheit eines Magnetfeldes – verwendet, wobei jedoch auf eine Vorschrift der zu verwendenden Interpolationsinstrumente verzichtet wurde.

Die IPTS-90 wurde vom Internationalen Komitee für Maß und Gewicht als Ersatz für die IPTS-68 bzw. als Zusammenführung mit der EPT-76 im Jahre 1989 eingeführt; die Definition der thermodynamischen Temperatur erfolgt analog zur IPTS-68. Bei den numerischen Werten

² www.its-90.com

hingegen gibt es signifikante Unterschiede zwischen den Werten der IPTS-68 und der IPTS-90.

Änderungen von IPTS-68 auf IPTS-90:

- Numerische Werte wurden angepasst
- Temperaturskala wurde nach unten bis auf 0,65 K erweitert
- Definierende Fixpunkte wurden überarbeitet bzw. hinzugefügt (siehe auch Tabelle 2.2)
- Mathematische Formulierung für die Platin-Widerstandsthermometer wurde überarbeitet, um Interpolationsungenauigkeiten zw. verschiedenen Thermometern zu verringern
- Neue Interpolationsverfahren wurden eingeführt
- Platin-Rhodium Thermoelement wird durch Platin-Widerstandsthermometer (durch Erweiterung der Einsatzbandbreite bis zum Schmelzpunkt von Silber) ersetzt
- Für Bereiche über dem Schmelzpunkt von Silber wurde die Strahlungsthermometrie durch Verwendung von Schwarzkörpern bei einem der Schmelzpunkte von Silber, Gold oder Kupfer definiert

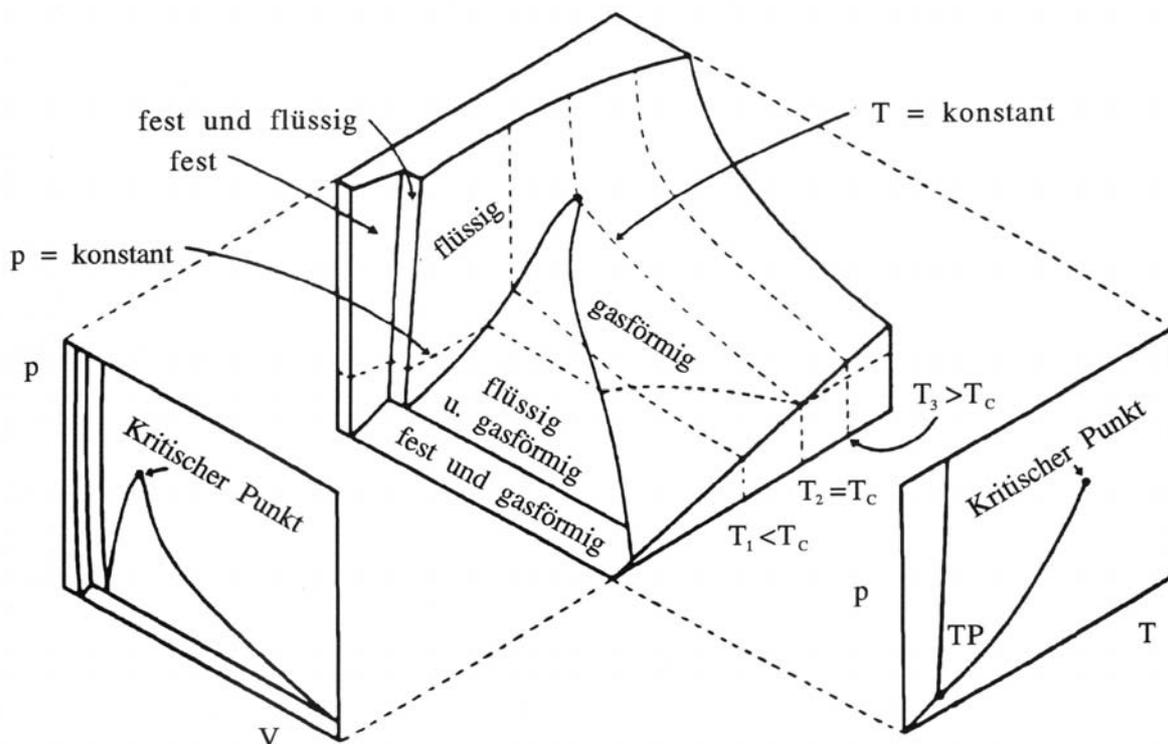


Abbildung 2.2: Allgemeines Phasendiagramm eines reinen Stoffes. Rechts das p-T-Diagramm mit Tripelpunkt TP und kritischem Punkt.

Die definierenden Fixpunkte der IPTS-90 sind in Tabelle 2.2 angeführt.

Tabelle 2.2: Definierende Fixpunkte der IPTS-90
 T_{90} Absolute Temperatur in K
 t_{90} Temperatur in °C

Nummer	Temperatur		Substanz	Aggregatzustand
	T_{90} / K	$t_{90} / ^\circ\text{C}$		
1	3 bis 5	-270,15 bis -268,15	He	Siedepunkt
2	13,8033	-259,3467	e-H ₂	Tripelpunkt
3	~17	~-256,15	e-H ₂ (oder He)	Siedepunkt (oder Taupunkt)
4	~20,3	-252,85	e-H ₂ (oder He)	Siedepunkt (oder Taupunkt)
5	24,5561	-248,5939	Ne	Tripelpunkt
6	54,3584	-218,7916	O ₂	Tripelpunkt
7	83,8058	-189,3442	Ar	Tripelpunkt
8	234,3156	-38,8344	Hg	Tripelpunkt
9	273,16	0,01	H ₂ O	Tripelpunkt
10	302,9146	29,7646	Ga	Schmelzpunkt
11	429,7485	156,5985	In	Gefrierpunkt
12	505,078	231,928	Sn	Gefrierpunkt
13	692,677	419,527	Zn	Gefrierpunkt
14	933,473	660,323	Al	Gefrierpunkt
15	1234,93	961,78	Ag	Gefrierpunkt
16	1337,33	1064,18	Au	Gefrierpunkt
17	1357,77	1084,62	Cu	Gefrierpunkt

2.2.3 Strahlungsgrößen

Man definiert die Temperatur- bzw. Wärmestrahlung als jene von der Oberfläche eines Körpers ausgehende elektromagnetische Strahlung, deren Eigenschaften ausschließlich von Temperatur und chemisch-physikalischer Beschaffenheit der strahlenden Oberfläche des Körpers abhängen. Häufig benötigt man aber die von der Oberfläche eines Temperaturstrahlers in der Zeiteinheit dt ausgestrahlte Energie, den sogenannten Strahlungsfluss bzw. die Strahlungsleistung. Sie wird mit dem griechischen Buchstaben ϕ bezeichnet und hat als SI-Einheit das Watt (W).

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \quad (2.2)$$

ϕ Strahlungsleistung
 dQ Wärme
 dt Zeiteinheit

Bezieht man den Strahlungsfluss $d\phi$ auf die Raumwinkeleinheit $d\Omega$, so erhält man die Strahlstärke I mit der SI-Einheit Wsr^{-1}

$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (2.3)$$

I Strahlstärke
 $d\phi$ Strahlungsfluss
 $d\Omega$ Raumwinkelement

Denkt man sich jetzt das strahlende Flächenelement dA im Mittelpunkt einer Kugel mit Radius R und betrachtet man die Strahlungsleistung, die von dA unter einem Winkel $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ gegen die Flächennormale nach dem Oberflächenelement dA' der Kugel gesandt wird, so erhält man für die Strahlungsleistung in Kugelkoordinaten (*LAMBERTsches Gesetz*)

$$d^2\phi = L \cdot dA \cdot \cos \vartheta \cdot \frac{dA'}{R^2} = L \cdot dA \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega \quad (2.4)$$

L Strahldichte
 $d\Omega$ Raumwinkelement

Die bisher angeführten Strahlungsgrößen gelten nur für nicht spektral zerlegte Strahlung. Wenn nun die einem endlichen Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ zugeschriebene mittlere Strahldichte $L/\Delta\lambda$ einem Grenzwert L_λ zustrebt, so kann L auch wie folgt dargestellt werden:

$$L = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda \quad (2.5)$$

L_λ spektrale oder monochromatische Strahldichte [$Wcm^{-3}sr^{-1}$]
 λ Wellenlänge

Will man die Strahlungscharakteristik realer Körperoberflächen beschreiben und untersuchen, greift man auf die Idealisierung des schwarzen Körpers mit folgenden Eigenschaften zurück:

- Die gesamte auftreffende Strahlung wird unabhängig von Richtung und Wellenlänge absorbiert
- Die emittierte Strahlungsenergie ist richtungsunabhängig
- Bei bestimmter Temperatur und Wellenlänge wird die maximale Strahlungsenergie emittiert

2.2.4 Strahlung des schwarzen Körpers

Ein schwarzer Strahler lässt sich näherungsweise durch einen hohlen, innen angeschwärtzten Zylinder realisieren, dessen Höhe mindestens dem 9-fachen Radius entspricht. Laut Definition in [2] ist ein schwarzer Körper aber ein evakuierter Hohlraum, der von absorbierenden und für Strahlung undurchlässigen Wänden von überall gleicher und konstanter Temperatur umschlossen ist. Die davon durch eine hinreichend kleine Öffnung emittierte, charakteristische Strahlung wird schwarze Strahlung bzw. Hohlraumstrahlung genannt und steht mit den Wänden im thermischen Gleichgewicht³. Die spektrale Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda,T)$ eines schwarzen Körpers ist also nur eine Funktion der Wellenlänge λ und der Temperatur T und unabhängig von der chemisch-physikalischen Beschaffenheit der Wände. Führt man den Begriff des *spektralen Emissionsgrades* $\varepsilon(\lambda)$ ein, so kann man die spektrale Strahldichte eines beliebigen Körpers durch Bruchteile der für gleiche Wellenlänge und Temperatur geltenden Strahldichte des schwarzen Körpers mittels folgender Beziehung ausdrücken⁴:

$$L_{\lambda}(\lambda,T) = \varepsilon(\lambda) \cdot L_{\lambda,S}(\lambda,T) \quad (2.6)$$

L_{λ} Strahldichte eines beliebigen Körpers
 $L_{\lambda,S}$ Strahldichte des schwarzen Körpers
 $\varepsilon(\lambda)$ spektraler Emissionsgrad
 λ Wellenlänge
 T Temperatur

Wird der *spektrale Absorptionsgrad* $\alpha(\lambda)$ als jener Bruchteil der auf ein Oberflächenelement der Wand einfallenden Strahldichte definiert, der von der Oberfläche absorbiert und in Wärme umgewandelt wird, so folgt mit dem *Satz von KIRCHHOFF*:

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) \quad (2.7)$$

$\varepsilon(\lambda)$ spektraler Emissionsgrad
 $\alpha(\lambda)$ spektraler Absorptionsgrad

Nach dem LAMBERTSchen Gesetz sind aber spektraler Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ und spektraler Absorptionsgrad $\alpha(\lambda)$ eines schwarzen Körpers unabhängig von der Strahlungsrichtung.

³ Industriell gefertigte Schwarzkörper, die für Eichzwecke herangezogen werden, haben zumeist keinen evakuierten Hohlraum und führen die Öffnung in Form des oben beschriebenen Zylinders aus.

⁴ Gleichung (2.6) kann auch als Definitionsgleichung für $\varepsilon(\lambda)$ angesehen werden.

Findet man also eine universelle Funktion $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$, so erhält man mittels Gleichung (2.6) den spektralen Emissionsgrad eines beliebigen Strahlers. Den ersten großen Beitrag zur Auffindung einer solchen Universalfunktion lieferte das Ende des 19. Jahrhunderts von W. Wien gefundene und nach ihm benannte WIENSche Verschiebungsgesetz:

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) = 2 \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (2.8)$$

$L_{\lambda,S}$ Strahldichte des schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T Temperatur
 c_1, c_2 empirisch zu bestimmende Konstanten

Trotz bekannter Abweichungen dieser Formel von den Beobachtungsergebnissen im Gebiet langer Wellen und hoher Temperatur, findet sie auch heute noch Verwendung in bestimmten Temperaturbereichen. Dies ist vor allem durch ihre einfache mathematische Handhabbarkeit begründet.

Mit M. Plancks revolutionären Ansatz, dass die von ihm in seiner Modellvorstellung benutzten Oszillatoren in einem Festkörper die Energie nicht stetig sondern nur in diskreten Quanten aufnehmen oder abgeben können, konnte er als Erster einen Zusammenhang zwischen spektraler Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$, Wellenlänge λ und Temperatur T eines schwarzen Körpers herstellen – *PLANCKSche Strahlungsformel*:

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (2.9)$$

$L_{\lambda,S}$ Strahldichte des schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T Temperatur
 c_1 erste PLANCKSche Konstante ($c_1 = 3,7415 \pm 0,0003$) . 10^{-16} Wm^2 [4]
 c_2 zweite PLANCKSche Konstante ($c_2 = 1,43879 \pm 0,00019$) . 10^{-2} mK [4]

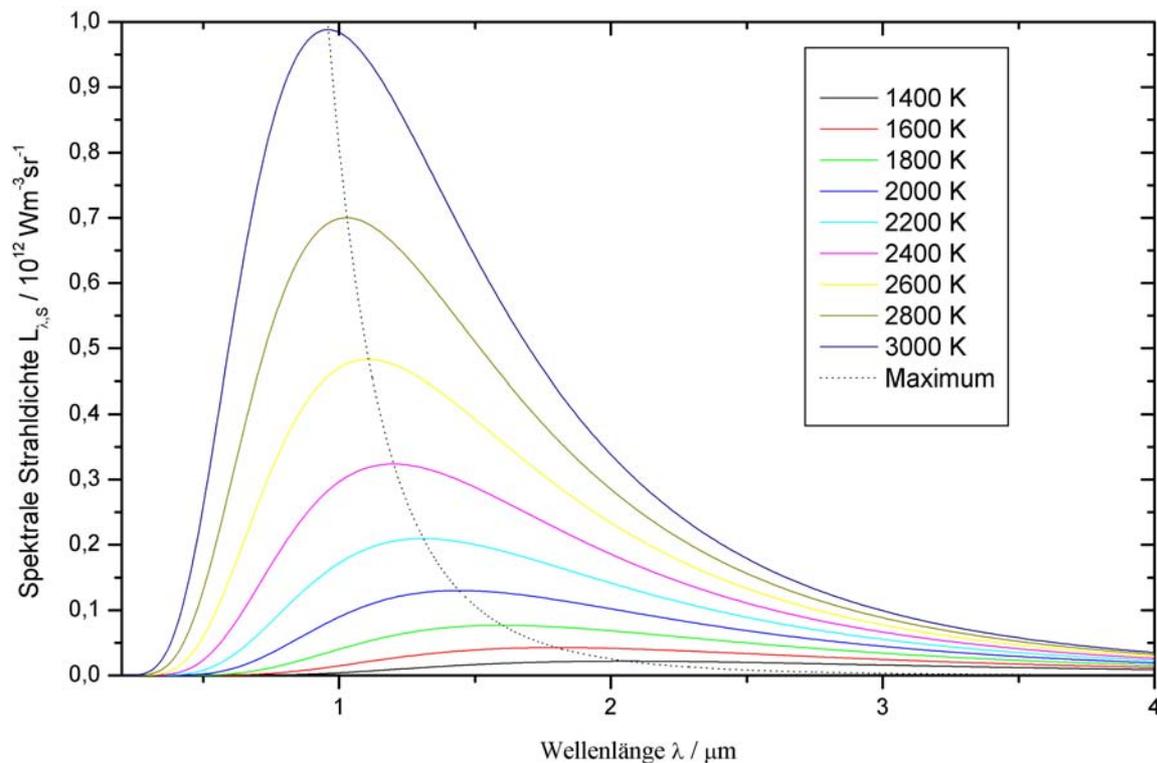


Abbildung 2.3: Spektraler Strahllichteverlauf eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von Temperatur T und Wellenlänge λ nach dem PLANCKSchen Gesetz

2.2.5 Strahlung beliebiger Körper

Da es für reale, nichtschwarze Temperaturstrahler kein allgemein gültiges Gesetz gibt, das die spektrale Strahllichte als Funktion von Temperatur T und Wellenlänge λ beschreibt und sich die wahre Temperatur T ohnehin nicht direkt aus der Strahllichte ableiten lässt, bedient man sich zu deren Ermittlung der sog. Strahllichte- oder *schwarzen Temperatur*⁵.

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = L_{\lambda, s}(\lambda, T_s(\lambda)) \quad (2.10)$$

Gleichung (2.10) ordnet also der spektralen Strahllichte eines realen Körpers jene eines schwarzen Körpers zu, der bei der Beobachtungswellenlänge dieselbe Strahllichte aufweist. Unter Berücksichtigung des PLANCKSchen Gesetzes (siehe Gleichung (2.9)) erhält man folgende Beziehungen zwischen wahrer und schwarzer Temperatur:

⁵ Gleichung (2.10) kann als Definitionsgleichung für die schwarze Temperatur angesehen werden.

$$\frac{1}{T_s(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon(\lambda, T) - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \left[\frac{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_s(\lambda)}}}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \right] \quad (2.11)$$

$T/T_s(\lambda)$ wahre / schwarze Temperatur
 λ Wellenlänge
 $\varepsilon(\lambda)$ spektraler Emissionsgrad
 c_2 zweite PLANCKsche Konstante

Für $\lambda T \ll c_2$ kann das PLANCKsche Gesetz durch das WIENSche Gesetz angenähert werden⁶, was zur Folge hat, dass das letzte Glied auf der rechten Seite von Gleichung (2.11) verschwindet.

$$\frac{1}{T_s(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon(\lambda, T) \quad (2.12)$$

Aus $\varepsilon(\lambda, T) < 1$ folgt somit, dass die schwarze Temperatur stets niedriger als die wahre Temperatur sein muss.

2.2.6 Temperaturbestimmung eines schwarzen Körpers

Die IPTS-90 (siehe auch 2.2.2) schreibt zur Temperaturbestimmung eines schwarzen Körpers die Verhältnissbildung der spektralen Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$ bei unbekannter Temperatur T zur spektralen Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda, T_{Au})$ bei der Temperatur des erstarrenden Goldes $T_{Au} = 1337,58 \text{ K}$ vor. Da es aber keine allgemeine Messvorschrift dafür gibt und nur das Integral der spektralen Strahldichte über einen beliebig kleinen Spektralbereich bestimmt werden kann, wird in der Praxis also folgendes Verhältnis gemessen:

$$Q = \frac{1}{D} = \frac{\int L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda}{\int L_{\lambda,S}(\lambda, T_{Au}) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (2.13)$$

Q / D Verhältnis / Durchlassgrad
 $L_{\lambda,S}$ Strahldichte des schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T / T_{Au} unbekannte Temperatur / Erstarrungstemperatur von Gold
 $F(\lambda)$ spektraler Durchlassgrad des optischen Systems

⁶ Man kann zeigen, dass die spektrale Strahldichte für $\lambda T \leq 3100 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ um weniger als 1% zu niedrig ist [5].

Die Integralgleichung (2.13) kann numerisch gelöst werden, womit bei Kenntnis der übrigen Parameter die unbekannte Temperatur T bestimmt werden kann. Die Auswertung kann aber wesentlich durch die Einführung der sog. mittleren effektiven Wellenlänge (siehe 2.2.7) vereinfacht werden.

2.2.7 Mittlere effektive Wellenlänge

Man definiert die mittlere effektive Wellenlänge $\lambda_{m,eff}$ für zwei Temperaturen T_1 und T_2 als jene Wellenlänge, bei der das in Gleichung (2.13) eingeführte Verhältnis Q gleich dem Verhältnis Q' der spektralen Strahldichten bei $\lambda_{m,eff}$ wird:

$$Q' = \frac{L_{\lambda_{m,eff},S}(\lambda_{m,eff}, T_1) \cdot F(\lambda_{m,eff})}{L_{\lambda_{m,eff},S}(\lambda_{m,eff}, T_2) \cdot F(\lambda_{m,eff})} \quad (2.14)$$

Q' Verhältnis der spektralen Strahldichten
 $\lambda_{m,eff}$ mittlere effektive Wellenlänge
 T_1 / T_2 gesuchte Temperatur / Referenztemperatur

Mit dem WIENSchen Gesetz (2.8) kann Gleichung (2.14) umgeformt werden in:

$$Q' = e^{-\frac{c_2}{\lambda_{m,eff}} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (2.15)$$

Aber auch damit kann ohne das Wissen über die gesuchte Temperatur der exakte Wert für die mittlere effektive Wellenlänge nicht gefunden werden. Man bedient sich daher der sog. effektiven Grenzwellenlänge λ_T , die nur Funktion einer Temperatur ist:

$$\frac{1}{\lambda_T} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda} \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (2.16)$$

Lässt man in Gleichung (2.14) T_1 gegen T_2 gehen, so folgt auch aus der mittleren effektiven Wellenlänge die effektive Grenzwellenlänge λ_T , deren Kehrwert praktischerweise als lineare Funktion des Kehrwertes der Temperatur T dargestellt werden kann:

$$\frac{1}{\lambda_T} = a + \frac{b}{T} \quad (2.17)$$

λ_T effektive Grenzwellenlänge
 T Temperatur
 a / b lineare Fitparameter

Die von uns gesuchte mittlere effektive Wellenlänge kann nun aus dem Mittelwert der Kehrwerte der effektiven Grenzwellenlänge bei zwei Temperaturen T_1 und T_2 bestimmt werden:

$$\frac{1}{\lambda_{m,eff}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_{T,T_1}} + \frac{1}{\lambda_{T,T_2}} \right) \quad (2.18)$$

$\lambda_{T,T_1} / \lambda_{T,T_2}$.. effektive Grenzwellenlänge für die Temperatur T_1 / T_2

Dennoch kann man die zur Ermittlung der gesuchten Temperatur T_1 notwendige mittlere effektive Wellenlänge auch mittels Gleichung (2.18) nicht direkt errechnen; nicht zuletzt deswegen, weil λ_{T,T_1} von T_1 abhängig ist. Nimmt man die Schwerpunktwellenlänge des Pyrometers als Startwert für die effektive Grenzwellenlänge λ_{T,T_1} , erhält man eine erste Näherung für die Temperatur T_1 , die wiederum zur Bestimmung eines neuen, besseren Wertes für die effektive Grenzwellenlänge herangezogen werden kann. Laut [5] reicht ein Iterationsschritt zur Bestimmung der gesuchten Temperatur T_1 aus.

2.3 Pyrometrie

Unter Pyrometrie versteht man die Temperaturmessung mit Hilfe der von einem Material ausgesandten Strahlung [4], die Familie der dazugehörigen Messinstrumente nennt man Pyrometer⁷.

2.3.1 Optische Pyrometer

Die beinahe unüberschaubare Anzahl von Pyrometerbauarten lässt kaum eine eindeutige Begriffsbezeichnung zu, dennoch werden Strahlungspyrometer grob in die folgenden zwei Kategorien unterteilt:

⁷ [griechisch pyr „Feuer“ + metrein „messen“] Gerät zum Messen hoher Temperaturen

2.3.1.1 Subjektive bzw. visuelle Teilstrahlungspyrometer

Darunter versteht man jene Messinstrumente, bei denen die Bewertung der von Körpern ausgehenden Temperaturstrahlung mit dem menschlichen Auge erfolgt. D.h. es werden Leuchtdichten und/oder die aus ihr ableitbaren photometrischen Größen bestimmt und damit auch der Einsatzbereich ($T > 950 \text{ K}$) festgelegt. Praktischerweise werden Verhältnisse von Leuchtdichtewerten zur Messung herangezogen. Der wohl bekannteste Vertreter dieser Kategorie ist das in [2] beschriebene Glühfadenpyrometer.

2.3.1.2 Photoelektrische bzw. objektive Pyrometer

Werden physikalische Empfänger wie Strahlungsthermopaare, Photoelemente, Photodioden, Photowiderstände, etc zur Strahlungsbewertung herangezogen spricht man von objektiven Pyrometern. Sie besitzen gegenüber den in 2.3.1.1 angeführten visuellen Geräten zwei entscheidende Vorteile. Zum Einen gibt es für den gesamten interessierenden Wellenlängenbereich Strahlungsempfänger, wodurch Temperaturmessungen für $T \geq 200 \text{ K}$ (infrarotempfindliche Dioden) möglich sind. Zum Anderen können wesentlich kürzere Messzeiten und größere Empfindlichkeiten erreicht werden.

Arten von objektiven Pyrometern:

- Gesamtstrahlungspyrometer
messen die Strahldichten der Probe im Verhältniss zu jener eines auf einer bekannten Temperatur befindlichen Vergleichsstrahlers, weshalb hier nur thermische Detektoren (z.B. Bolometer) zum Einsatz kommen
- Strahldichtepyrometer
unterscheiden sich in ihrem Aufbau gegenüber den Gesamtstrahlungspyrometer nur durch den vor dem Strahlungsempfänger befindlichen spektralen Transmissionsfilter
- Quotientenpyrometer
sind Strahldichteverhältnisspyrometer, bei denen die Strahlung des Messobjektes abwechselnd durch zwei Filter auf den Empfänger trifft. Diese finden vor allem in der Technik aufgrund ihrer Unabhängigkeit vom Emissionsgrad ε große Verbreitung

Für eine detailliertere Beschreibung empfiehlt sich die Lektüre von Fachbüchern wie beispielsweise [2] oder [3].

Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau eines der beiden, im Zuge dieser Arbeit untersuchten optischen Strahldichtepyrometer und ist der Arbeit von [6] entnommen.

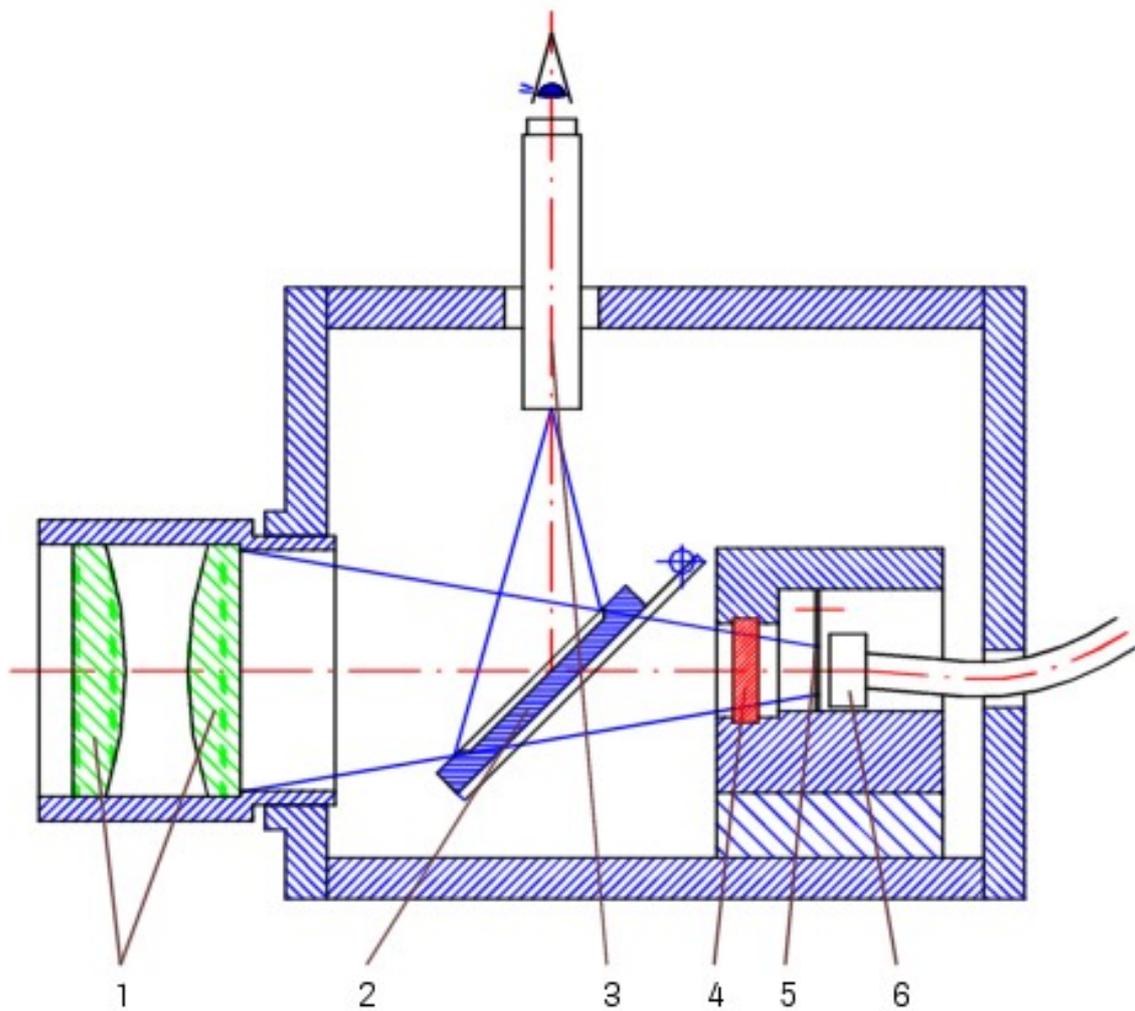


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines der verwendeten Pyrometer [6]

- 1Achromatisches Linsensystem
- 2Klappbarer Spiegel
- 3Messmikroskop
- 4Interferenzfilter
- 5Spalt
- 6Lichtleiter

Für das Pyrometersignal folgt aus dem PLANCKschen Gesetz (2.9):

$$J_p(T) = g \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \sigma(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_\lambda(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (2.19)$$

- $J_p(T)$ Pyrometersignal
- g Geometriefaktor
- λ Wellenlänge
- $\sigma(\lambda)$ spektrale Empfindlichkeit des Detektors
- $\tau(\lambda)$ Transmissionsgrad des optischen Systems
- $\varepsilon(\lambda, T)$ spektraler Emissionskoeffizient
- $L_\lambda(\lambda, T)$ spektrale Strahlendichte

Liegt die Halbwertsbreite des Interferenzfilters unter einem Zehntel der Zentrumswellenlänge, kann $\int_{\lambda=0}^{\infty} d\lambda$ in Gleichung (2.19) durch $\Delta\lambda$ ersetzt werden. Die Strahlungstemperatur einer Probe, also die Temperatur, bei der die Strahldichte gleich jener eines idealen schwarzen Körpers mit der wahren Temperatur T ist, kann aus dem Pyrometersignal wie folgt errechnet werden:

$$T_{rad} = \frac{c_2}{\lambda_{m,eff} \cdot \ln\left(\frac{k}{J_p(T)} + 1\right)} \quad (2.20)$$

T_{rad} Strahlungstemperatur
 c_2 zweite PLANCKsche Konstante
 $\lambda_{m,eff}$ mittlere effektive Wellenlänge
 k Kalibrationsfaktor des Pyrometers
 $J_p(T)$ Pyrometersignal

Will man pyrometrische Temperaturmessung auf hohem Niveau betreiben, so trägt neben der Pyrometerart vor allem das Wissen über die jeweiligen Kenngrößen und deren Unsicherheit wesentlich zur korrekten Abschätzung der erhaltenen Messwerte bei.

2.3.2 Pyrometerkenngrößen

2.3.2.1 Temperaturbereich / Temperaturdrift

Strahlungsthermometer und speziell Pyrometer sind immer nur für einen bestimmten Temperaturbereich spezifiziert. Befinden sich die Messwerte innerhalb der dadurch festgelegten Grenzen, so liegt auch deren Genauigkeit innerhalb eines bestimmten Bereiches. Beide Faktoren – also Temperatur und Messgenauigkeit – hängen im Wesentlichen vom Detektortyp und dem in 2.3.2.3 genauer beschriebenen Spektralbereich ab. Allgemein gilt, je niedriger die Minimaltemperatur liegt, desto größer muss die mittlere effektive Wellenlänge gewählt werden, umso größer ist allerdings auch die Unsicherheit des Emissionsvermögens. Für Si-Detektoren gilt 500 °C als Temperaturgrenze unter der ein Einsatz in Pyrometern nicht mehr möglich ist. Es ist nahe liegend, den Temperaturbereich so eng wie möglich zu wählen, um damit die Messgenauigkeit zu erhöhen.

Darüber hinaus sind Drifteffekte, verursacht durch innere Aufheizung des Pyrometers sowie durch wechselnde Umgebungstemperatur, durch Angabe des Signalfehlers bezogen auf die Abweichung von der Referenztemperatur, zu berücksichtigen.

2.3.2.2 Langzeit- / Kurzzeitstabilität

Die Zeitstabilität ist ein Maß für die Güte des Messsignals bezogen auf eine Zeitperiode und wird in Kelvin pro Zeiteinheit angegeben. Abweichungen der sog. Langzeitstabilität werden hauptsächlich durch Verschmutzung der optischen Komponenten wie Linsen, Spiegel, Filter, etc. hervorgerufen und liegen im Bereich von ca. 1 K / 6 m bis 1 K / a. Die Kurzzeitstabilität dagegen gibt die Unsicherheit des Messwertes innerhalb kurzer Zeitspannen bei wiederholten, unter gleichen Bedingungen stattfindenden Messungen an und ist ein Maß für die Wiederholbarkeit von Experimenten (siehe auch [11]).

2.3.2.3 Spektralbereich

Der Spektralbereich ist jener Teil innerhalb des gesamten Strahlungsspektrums, der vom Pyrometer detektiert werden kann. Diese fundamentale Kenngröße wird hauptsächlich zur Korrektur des meist wellenlängenabhängigen Emissionsvermögens herangezogen und ist von allen Elementen des optischen Systems abhängig. Besonderen Einfluss dabei haben Filterqualität (Flankenanstieg, Halbwertsbreite, Anzahl der Maxima), Strahlungsschwächung (Absorptionskoeffizienten von Linsen, etc.) sowie der verwendete Detektor.

2.3.2.4 Linearität

Bezeichnet man mit $S(J_1)$ das Pyrometersignal bei einer Quellintensität J_1 und $S(J_2)$ das Signal bei einer Intensität J_2 , so muss für den gesamten Messbereich eines Pyrometers gelten:

$$S(J_1) + S(J_2) \stackrel{!}{=} S(J_1 + J_2) \quad (2.21)$$

D.h. die Abhängigkeit des Pyrometersignals von der Intensität muss einem linearen Verlauf entsprechen. Abweichungen davon werden hauptsächlich durch den elektronischen Teil des Pyrometers (Detektor, Zuleitungen, Messkarten und -elektronik) verursacht.

2.3.2.5 Mittlere effektive Wellenlänge

Der Einfluss der mittleren effektiven Wellenlänge (siehe auch 2.2.7) auf die Temperatur ist hauptsächlich von Interferenzfilter und Detektor abhängig und nach [8] für Bandbreiten unter 50 nm vernachlässigbar; für größere Bandbreiten nimmt dieser jedoch zu und muss in der Unsicherheitsanalyse berücksichtigt werden. Auch wenn deren Auswirkung im Ergebnis eher gering ist, wird ein iteratives Lösungsverfahren für Gleichung (2.14) basierend auf dem Newton-Raphson-Verfahren [9] vorgeschlagen, um genauere Temperaturwerte zu erhalten.

Nach [5] reicht aber zur Bestimmung der gesuchten Temperatur für die praktische Anwendung ein Iterationsschritt aus.

2.3.2.6 Size-of-Source-Effekt

Der Size-of-Source-Effekt⁸ eines pyrometrischen Systems stellt den größten Beitrag zur Messunsicherheit bei der Temperaturbestimmung dar und ist eine Eigenschaft der Optik. Er resultiert aus zusätzlicher, am Detektor auftreffender Strahlung die hauptsächlich verursacht wird durch:

- Streuung und Brechung im optischen Weg, beispielsweise an Spiegel oder Linsen
- Beugung an Blenden
- Einstreuung von Zonen des Messobjektes außerhalb des Messbereiches, zum Beispiel durch Oberflächenkrümmung, wie in Abbildung 2.5 dargestellt

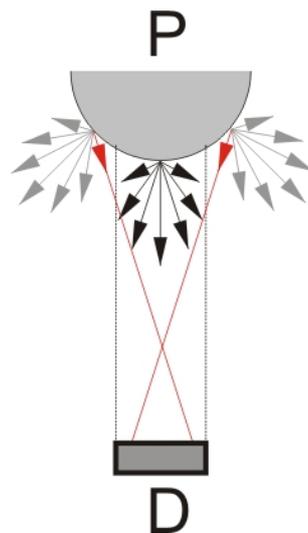


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung zur Erklärung der Einstreuung von Strahlung außerhalb des Messbereiches einer Drahtoberfläche (rot markierte Strahlungspfeile)

P.....Drahtprobe
D.....Detektor

Nach [10] kann die Bestimmung des Size-of-Source-Effekts auf zweierlei Art erfolgen. Bei der direkten Methode wird das Pyrometer auf einen Schwarzkörper fokussiert, dessen Eintrittsöffnung im Durchmesser verändert werden kann (siehe dazu auch 3.4.1). Die graphische Darstellung des relativen Signals über den Blendendurchmesser ist ein Maß für den Size-of-Source-Effekt (siehe Abbildung 2.6). Wird das Pyrometer auf die Eingangsblende

⁸ Einfluss der Probengröße auf die Messung

einer Ulbrichtkugel fokussiert, spricht man von der indirekten Methode. Dabei montiert man am Eingang der Kugel beispielsweise eine Glasplatte, auf der sich ein schwarzer Punkt befindet, dessen Größe etwas über jener des Messobjektes liegt. Nun wird das Verhältnis des Signals gemessen am Punkt („on-spot-Messung“) zum Signal gemessen auf einem durchsichtigen Punkt der Glasplatte („off-spot-Messung“) für jede Blende gebildet und wiederum graphisch dargestellt.

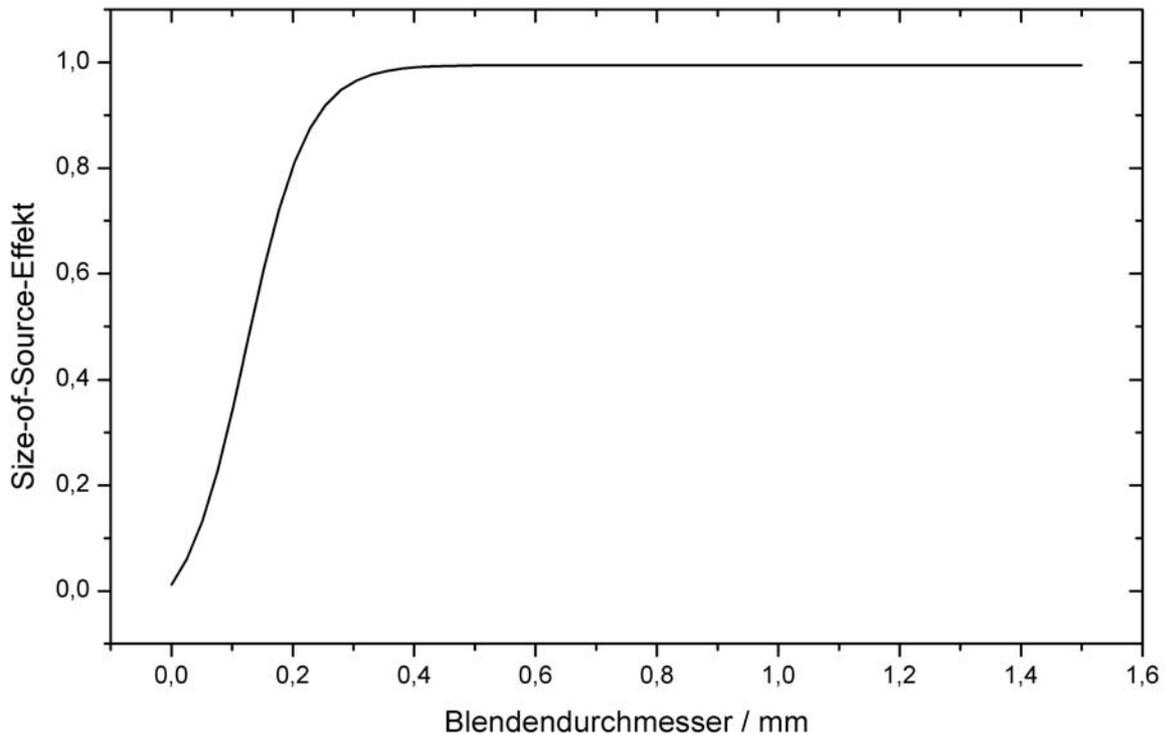


Abbildung 2.6: Theoretischer Verlauf des Size-of-Source-Effekts

Laut [10] sind beide Methoden äquivalent, wobei die direkte Methode zwar größere Unsicherheiten mit sich bringt, dafür aber wesentlich einfacher zu realisieren ist. Hinzu kommt, dass die Anforderungen an die Messelektronik bei der indirekten Methode wesentlich höher sind. Weitere Möglichkeiten zur Bestimmung des Size-of-Source-Effekts werden unter anderem in [12] bzw. in [13] diskutiert.

3 Messaufbau und Durchführung

3.1 Lampenkalibrierung

Zur Überprüfung der Linearität der beiden in 2.2.4 angeführten Pyrometer mussten die in den Versuchsanordnungen in Abbildung 3.5, Abbildung 3.12 sowie Abbildung 3.17 verwendeten, ungeeichten Wolframbandlampen zuerst mit Fassungen versehen werden (beide siehe Abbildung 3.1).



Abbildung 3.1: Foto einer der verwendeten Wolframbandlampen bzw. einer Fassung

Dazu wurde sowohl ein Loch in den Fassungsboden gebohrt als auch eine Kerbe in den oberen Rand gefräst, um die beiden Zuleitungen der jeweiligen Wolframbandlampen herausführen zu können. Danach wurde ein temperaturbeständiger Glaskleber (siehe QV Materialliste) eingebracht und der Lampenglaskörper durch jenen Draht, der durch den Fassungsboden herausgeführt wird, derart mit einer Lusterklemme fixiert, dass ein ausreichender Kontakt zwischen ihm, dem Kleber und der Fassung sichergestellt war. Nach einer Aushärtezeit von 24 Stunden wurden die Wolframbandlampen einer Strom-Temperatureichung unterzogen.

Zur Kalibrierung der Wolframbandlampen wurde der in Abbildung 3.2 skizzierte Messaufbau verwendet.

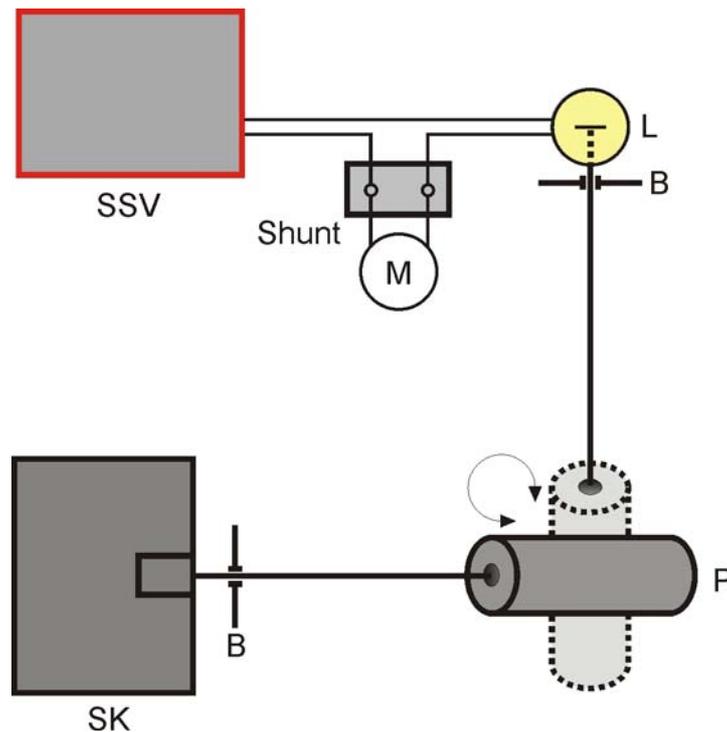


Abbildung 3.2: Messaufbau zur Strom-Temperatureichung der Wolframandlampen:

- B.....Blende
- L.....Wolframandlampe
- M.....Multimeter
- P2-Wellenlängenpyrometer
- ShuntVorwiderstand
- SKSchwarzkörper
- SSVStrom-/Spannungsversorgung

Zuerst musste ein 2-Wellenlängenindustriepyrometer mit Hilfe des Schwarzkörpers geeicht werden. Dazu wurde dieser auf eine Temperatur von 1000°C eingestellt, welche er nach einer Heizdauer von ungefähr 3 Stunden erreicht hatte. Danach wurde das Pyrometer auf den Hohlraum des Schwarzkörpers ausgerichtet und die beiden Kalibrierungsfaktoren des Pyrometers solange verstellt, bis es sowohl im 1-Wellenlängen- als auch im 2-Wellenlängenmessbetrieb eine Temperatur von 1000°C anzeigte. Die Werte für die Kalibrierungsfaktoren sind in der Geräteliste (Kapitel 6.3) angeführt.

Für jede der 3 Wolframandlampen wurde nun folgende Vorgangsweise zur Eichung gewählt:

1. Strom und Spannung werden solange erhöht, bis das Wolframband so stark glüht, dass das Pyrometer im 2-Wellenlängenbetrieb⁹ den ersten Temperaturwert stabil anzeigt.

⁹ Im 1-Wellenlängenbetrieb konnte die Temperatur des Wolframandes aufgrund des Lampenglaskörpers nicht korrekt gemessen werden.

2. Nach entsprechender „Einbrenndauer“ wird der Strom jeweils solange erhöht, bis die Temperatur um 20°C zum vorhergehenden Messwert steigt. Bleibt die Temperaturanzeige am Pyrometer für die Dauer von 20 Sekunden stabil, werden die dazugehörigen Strom- bzw. Spannungswerte gemessen.
3. Ein vollständiger Messdurchgang wird, je nach Lampe, erst bei Erreichen des maximalen Lampenstromes bzw. der maximal messbaren Temperatur des Pyrometers (1800°C) beendet.

Die Schritte 1 bis 3 werden für jede Lampe zweimal wiederholt.

Die entsprechenden Messwerte sind in Tabelle 3.1 bis Tabelle 3.3 angeführt und in Abbildung 3.3 mit den dazugehörigen, durch polynomischen Fit zweiter Ordnung erhaltenen Ausgleichskurven graphisch dargestellt. Damit ist es möglich, für jede Lampe durch Vorgabe eines bestimmten Stromes die Temperatur des Wolframbandes einzustellen.

Tabelle 3.1: Gemessener Strom-Temperaturverlauf für Lampe 1 nach einer Einbrenndauer von 10 min.
 Tgemessene Temperatur
 Ugemessene Spannung an der Lampe
 Igemessener Strom durch die Lampe

T / °C	Messung 1		Messung 2		Messung 3	
	U / V	I / A	U / V	I / A	U / V	I / A
900	3,471	3,486	3,503	3,518	3,498	3,513
920	3,598	3,613	3,549	3,564	3,577	3,592
940	3,689	3,705	3,671	3,686	3,684	3,700
960	3,773	3,789	3,801	3,817	3,789	3,805
980	3,866	3,882	3,897	3,913	3,879	3,895
1000	3,953	3,970	4,001	4,018	3,959	3,976
1020	4,037	4,054	4,051	4,068	4,044	4,061
1040	4,138	4,155	4,152	4,170	4,151	4,169
1060	4,230	4,248	4,249	4,267	4,247	4,265
1080	4,330	4,348	4,351	4,369	4,348	4,366
1100	4,430	4,449	4,453	4,472	4,451	4,470
1150	4,702	4,722	4,702	4,722	4,699	4,719
1200	4,980	5,001	5,003	5,024	4,997	5,018
1250	5,269	5,291	5,297	5,319	5,280	5,302
1300	5,584	5,608	5,593	5,617	5,588	5,612
1350	5,894	5,919	5,901	5,926	5,909	5,934
1400	6,257	6,283	6,264	6,290	6,263	6,289
1450	6,605	6,633	6,600	6,628	6,611	6,639
1500	6,953	6,982	6,961	6,990	6,959	6,988
1550	7,297	7,328	7,303	7,334	7,308	7,339
1600	7,610	7,642	7,633	7,665	7,627	7,659
1650	7,946	7,980	7,967	8,001	7,952	7,986
1700	8,310	8,345	8,333	8,368	8,329	8,364
1750	8,680	8,717	8,701	8,738	8,699	8,736
1800	9,055	9,093	9,069	9,107	9,072	9,110

Tabelle 3.2: Gemessener Strom-Temperaturverlauf für Lampe 2 nach einer Einbrenndauer von 15 min.
 T.....gemessene Temperatur
 U.....gemessene Spannung an der Lampe
 I.....gemessener Strom durch die Lampe

T / °C	Messung 1		Messung 2		Messung 3	
	U / V	I / A	U / V	I / A	U / V	I / A
980	10,239	10,282	10,266	10,309	10,247	10,290
1000	10,446	10,490	10,459	10,503	10,448	10,492
1020	10,581	10,626	10,62	10,665	10,602	10,647
1040	10,760	10,805	10,778	10,823	10,768	10,813
1060	10,917	10,963	10,956	11,002	10,935	10,981
1080	11,107	11,154	11,127	11,174	11,079	11,126
1100	11,255	11,302	11,259	11,306	11,252	11,299
1150	11,625	11,674	11,676	11,725	11,651	11,700
1200	12,071	12,122	12,107	12,158	12,085	12,136
1250	12,514	12,567	12,574	12,627	12,527	12,580
1300	12,988	13,043	13,019	13,074	12,998	13,053
1350	13,489	13,546	13,508	13,565	13,491	13,548
1400	14,001	14,060	14,027	14,086	14,021	14,080
1450	14,562	14,623	14,591	14,653	14,577	14,638
1500	15,129	15,193	15,157	15,221	15,153	15,217
1550	15,726	15,792	15,751	15,817	15,746	15,812
1600	16,344	16,413	16,382	16,451	16,372	16,441
1650	16,971	17,043	17,009	17,081	16,997	17,069
1700	17,615	17,689	17,639	17,713	17,639	17,713
1750	18,275	18,352	18,309	18,386	18,300	18,377
1800	18,957	19,037	18,975	19,055	18,968	19,048

Tabelle 3.3: Gemessener Strom-Temperaturverlauf für Lampe 3 nach einer Einbrenndauer von 30 min.
 T.....gemessene Temperatur
 U.....gemessene Spannung an der Lampe
 I.....gemessener Strom durch die Lampe

T / °C	Messung 1		Messung 2		Messung 3	
	U / V	U / V	U / V	I / A	U / V	I / A
980	13,951	13,982	13,942	14,010	14,041	14,001
1000	14,205	14,237	14,229	14,265	14,297	14,289
1020	14,458	14,490	14,477	14,519	14,551	14,538
1040	14,656	14,701	14,697	14,718	14,763	14,759
1060	14,901	14,942	14,939	14,964	15,005	15,002
1080	15,131	15,175	15,180	15,195	15,239	15,244
1100	15,324	15,393	15,399	15,389	15,458	15,464
1150	15,909	15,998	16,001	15,976	16,066	16,068
1200	16,552	16,622	16,628	16,622	16,692	16,698
1250	17,196	17,265	17,273	17,269	17,338	17,346
1300	17,864	17,923	17,937	17,939	17,999	18,013
1350	18,569	18,619	18,618	18,647	18,698	18,697
1400	19,311	19,336	19,338	19,392	19,419	19,420
1450	20,077	20,103	20,109	20,162	20,188	20,194

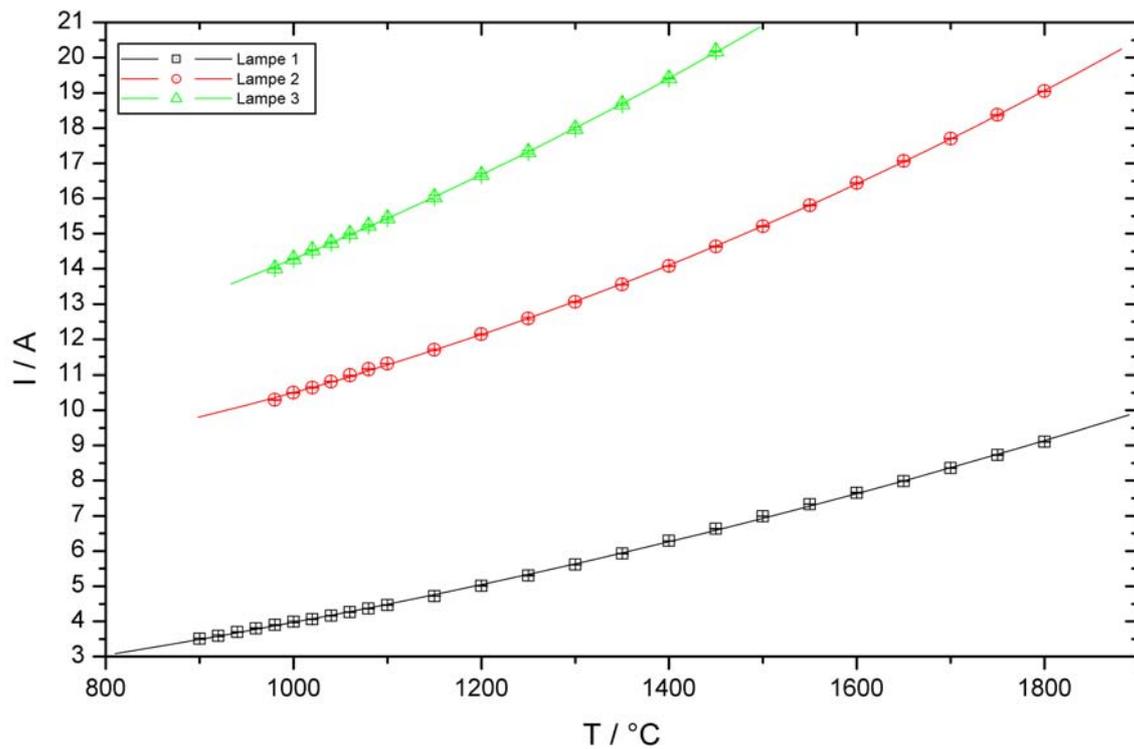


Abbildung 3.3: Strom-Temperaturkurven für die unbekanntenen Wolframbandlampen

Wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich, sind mit der gegebenen Strom-Spannungsversorgung nur die beiden Wolframbandlampen 1 und 2 für die in Kapitel 3.3 angeführte Linearitätsüberprüfung geeignet.

3.2 Pyrometerdrift

Um auch Langzeiteinflüsse und Drifts berücksichtigen zu können, wurde das Signal des auf Lampe 2 ($I_2 = 20 \text{ A}$) gerichteten 1500 nm-Pyrometers über die Dauer von 960 Sekunden in Abständen von 30 Sekunden nach dem Messaufbau aus Abbildung 3.23 (ohne Blende) gemessen. Die Daten wurden, wie in 3.6 beschrieben, ausgewertet und sind in Tabelle 3.4 angeführt, sowie in Abbildung 3.4 graphisch dargestellt.

Tabelle 3.4: Messwerte der Driftmessung
 tZeit
 J / ΔJgemessene Intensität (Pyrometersignal) / Unsicherheit der Intensität

t	J	ΔJ	$\frac{\Delta J}{J}$	t	J	ΔJ	$\frac{\Delta J}{J}$
s	V			s	V		
30	0,92	0,02	2,7%	480	0,90	0,02	2,6%
60	0,92	0,03	2,7%	540	0,90	0,02	2,7%
90	0,92	0,02	2,4%	600	0,90	0,03	2,8%
120	0,92	0,02	2,6%	660	0,90	0,02	2,8%
155	0,92	0,03	2,7%	720	0,90	0,02	2,6%
180	0,91	0,02	2,6%	780	0,89	0,03	2,8%
240	0,91	0,02	2,3%	840	0,89	0,02	2,8%
300	0,91	0,03	3,0%	900	0,89	0,03	2,8%
360	0,90	0,02	2,4%	960	0,89	0,03	2,9%
420	0,91	0,03	2,9%	-	-	-	-

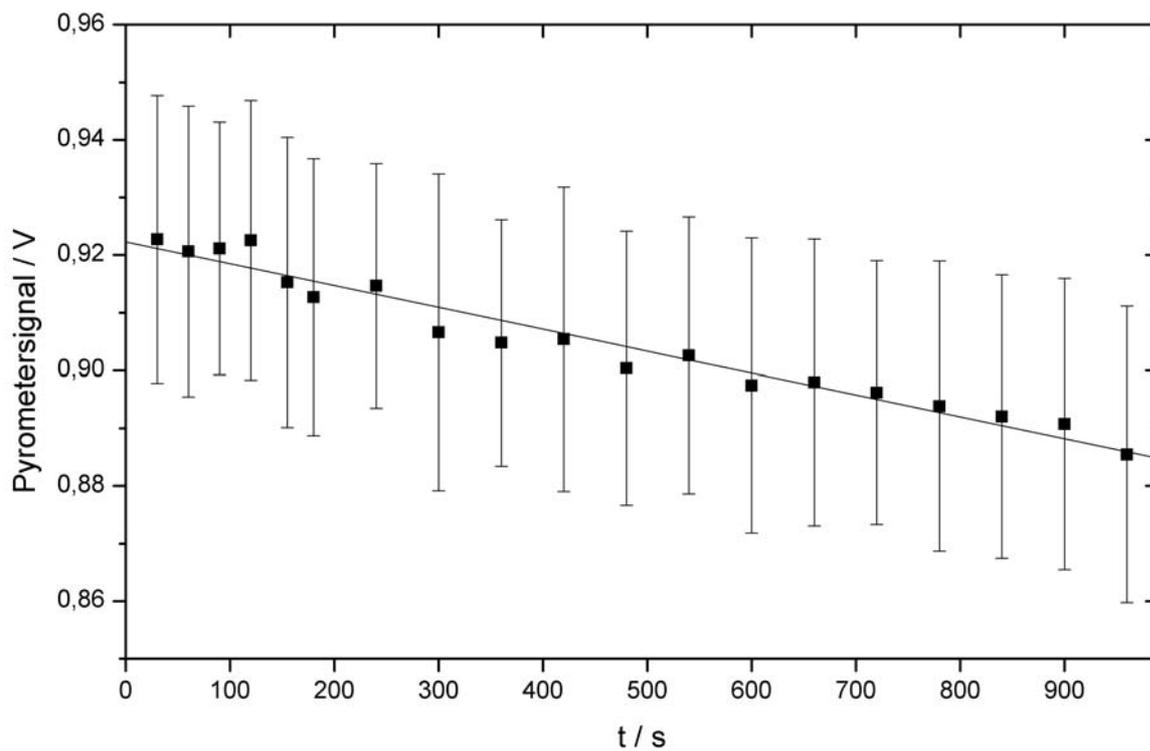


Abbildung 3.4: Verlauf des Absolutsignals für das auf Lampe 2 (siehe Kapitel 3.1) gerichtete 1500 nm-Pyrometer bei einem Lampenstrom von $I_2 = 20$ A über die Dauer von 960 Sekunden.

3.3 Linearitätsüberprüfung

Für die Überprüfung der Pyrometerlinearität wurde zuerst der in Abbildung 3.5 dargestellte 2-Quellen-Aufbau verwendet, mit dem höhere Gesamtintensitäten als mit einem 1-Quellen-Aufbau erreicht werden können. Da Photodioden auf wechselnde Intensitäten

besser reagieren, wurde während aller Messungen die Strahlung durch eine rotierende Sektorscheibe – sog. Chopper – unterbrochen und damit gleichzeitig ein Auftreten von Sättigungseffekten verhindert.

Der Messablauf wird im Folgenden näher beschrieben:

1. Zuerst wird das Untergrundrauschen des Pyrometers bei deaktivierten Lampen gemessen.
2. Dann wird für beide Lampen der Strom soweit erhöht, bis das Wolframband homogen glüht. Jetzt muss solange gewartet werden, bis sich die jeweiligen Strom- und Spannungswerte nicht mehr ändern (sog. „Einbrenndauer“).
3. Der Strom durch die in Q_1 (siehe Abbildung 3.5) befindliche Wolframbandlampe wird auf einen fixen Wert eingestellt und während des gesamten Messdurchganges nicht mehr verändert.
4. Strahlengang II wird durch die Blende abgedeckt und das Pyrometersignal für Q_1 gemessen – „Lampenuntergrundsignal“.
5. Strahlengang I wird abgedeckt und wiederum gemessen, dieses mal für Q_2 .
6. Die Blende wird vollständig entfernt und das aus Q_1+Q_2 resultierende Signal gemessen.
7. Der Strom durch die zweite Lampe wird, je nach Typ, um 0,5 A bzw. 1 A erhöht und die Arbeitsschritte 4 und 5 erneut durchgeführt. Das Ende der Messreihe ist bei maximaler Leuchtleistung von bzw. maximal möglichem Strom durch Q_2 erreicht.

Die dabei anfallende Datenmenge ist derart groß, dass auf eine tabellarische Darstellung der Messwerte verzichtet wird. Nur die verschiedenen Konfigurationen sowie die erhaltenen Mittelwerte (näheres dazu siehe auch Kapitel 3.6) sind in Tabelle 3.5 und Tabelle 3.6 angeführt und in Abbildung 3.6 bis Abbildung 3.11 graphisch dargestellt:

3.3.1 Linearitätsmessung mit zwei Wolframbandlampen

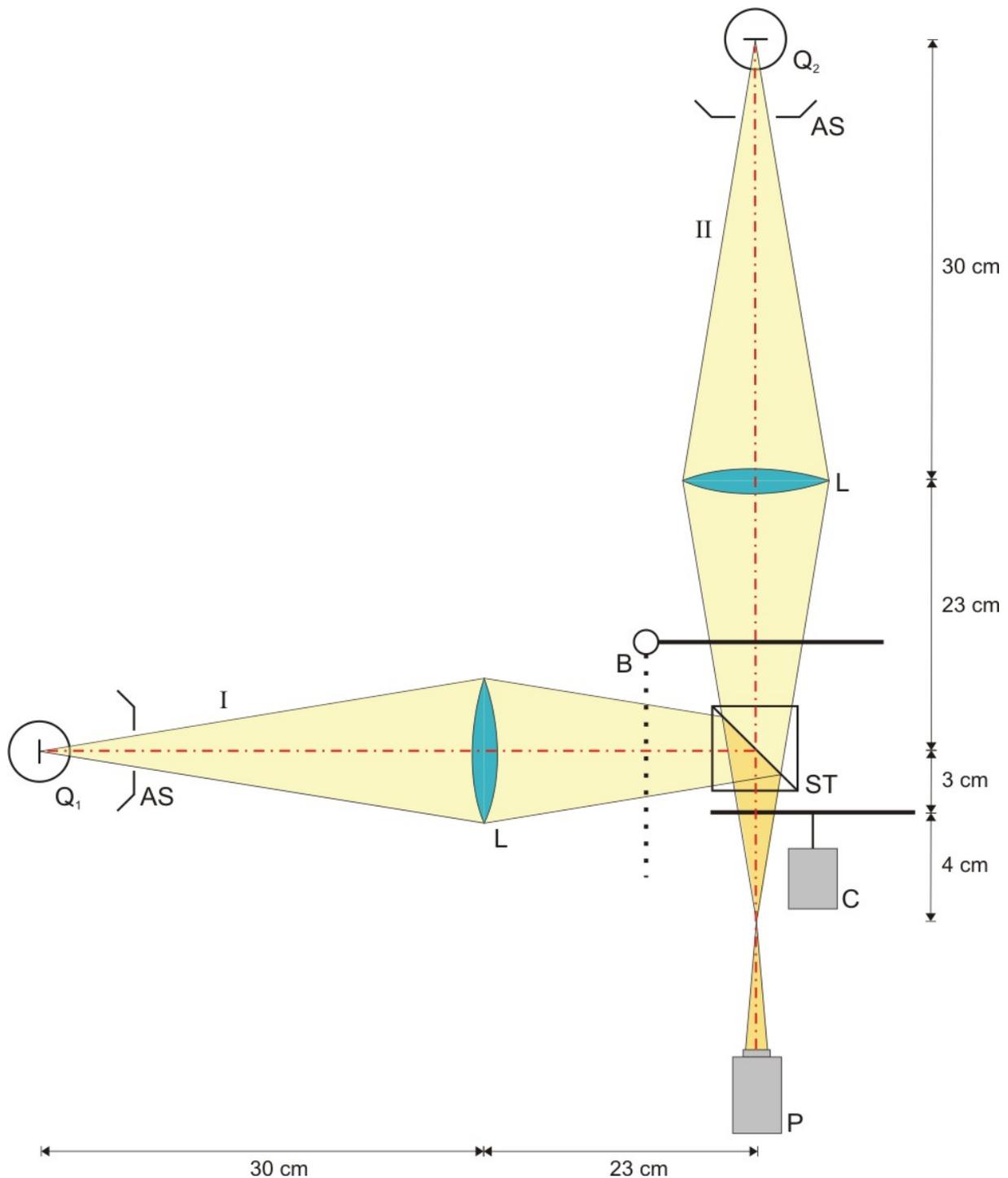


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit zwei Wolframbandlampen

- ASAbschirmungsblech
- B.....Blende
- C.....Chopper
- L.....Achromatische Linse mit $f = 15 \text{ cm}$
- P.....Pyrometer
- Q_1 / Q_2 ..Wolframbandlampe 1 / 2
- ST.....Strahlteilerwürfel

3.3.1.1 Konstanter Strom durch Lampe 1

Tabelle 3.5: Zusammenfassung der Messwerte für Aufbau nach Abbildung 3.5 bei konstantem Strom durch Lampe 1

I_1 / I_2 Strom durch Lampe 1 / 2

J_1 Pyrometersignal der Lampe 1 bei abgedecktem Strahlengang II

J_2 Pyrometersignal der Lampe 2 bei abgedecktem Strahlengang I

J_{1+2} Pyrometersignal beider Lampen

J_1+J_2 addierte Pyrometersignale

$I_1 = 6 \text{ A}$				$I_1 = 8 \text{ A}$				$I_1 = 10 \text{ A}$			
$J_1 = 1,014 \text{ V}$				$J_1 = 2,875 \text{ V}$				$J_1 = 5,019 \text{ V}$			
I_2	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2	I_2	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2	I_2	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2
A	V			A	V			A	V		
15	0,417	1,284	1,249	15	0,406	3,127	3,099	15	0,395	5,183	5,232
16	0,502	1,368	1,334	16	0,478	3,199	3,171	16	0,460	5,262	5,297
17	0,590	1,469	1,422	17	0,564	3,279	3,258	17	0,543	5,320	5,380
18	0,692	1,549	1,523	18	0,659	3,373	3,353	18	0,631	5,401	5,468
19	0,794	1,657	1,626	19	0,758	3,467	3,451	19	0,727	5,494	5,564
20	0,901	1,762	1,733	20	0,858	3,570	3,551	20	0,827	5,572	5,664
21	1,015	1,874	1,847	21	0,969	3,676	3,663	21	0,931	5,668	5,767
22	1,124	1,987	1,956	22	1,083	3,787	3,777	22	1,027	5,770	5,864
23	1,251	2,106	2,083	23	1,197	3,894	3,890	23	1,145	5,863	5,982

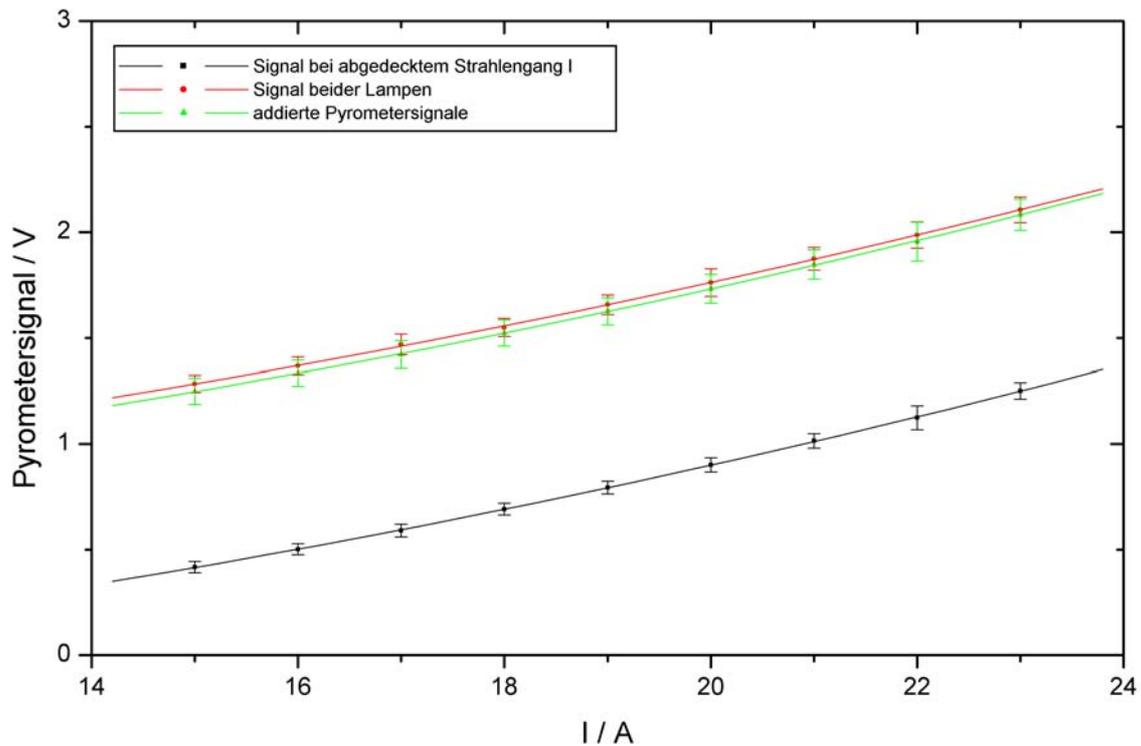


Abbildung 3.6: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 6 \text{ A}$ durch Lampe 1

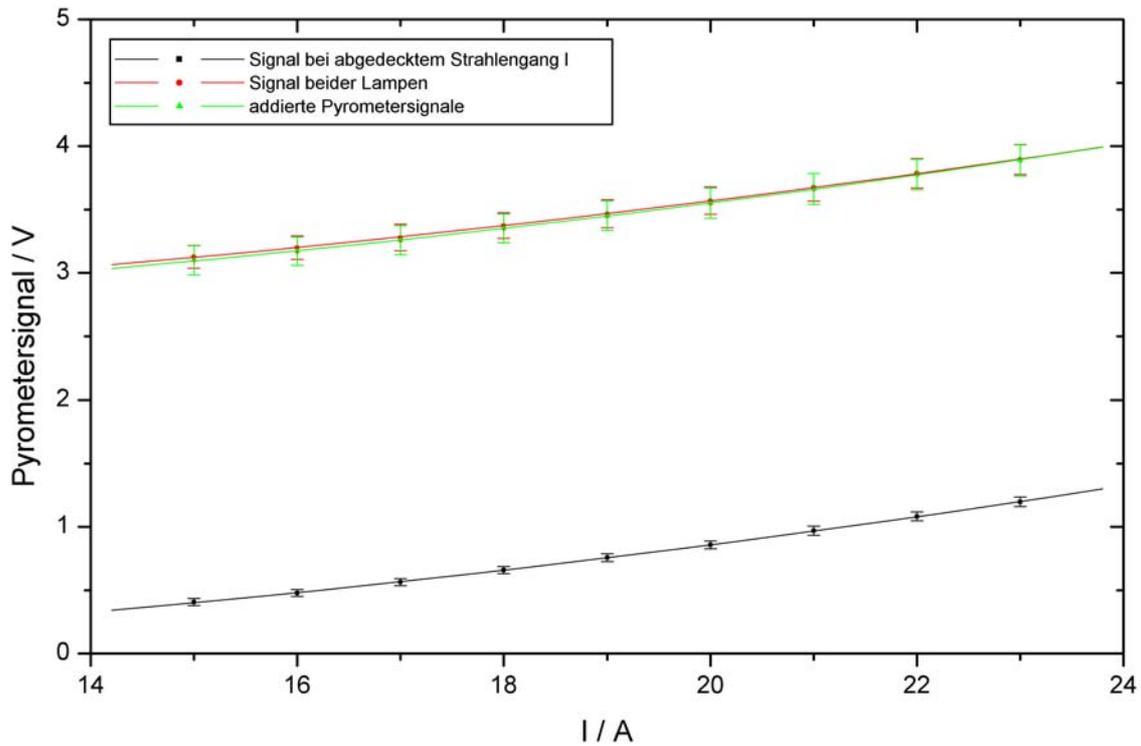


Abbildung 3.7: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 8$ A durch Lampe 1

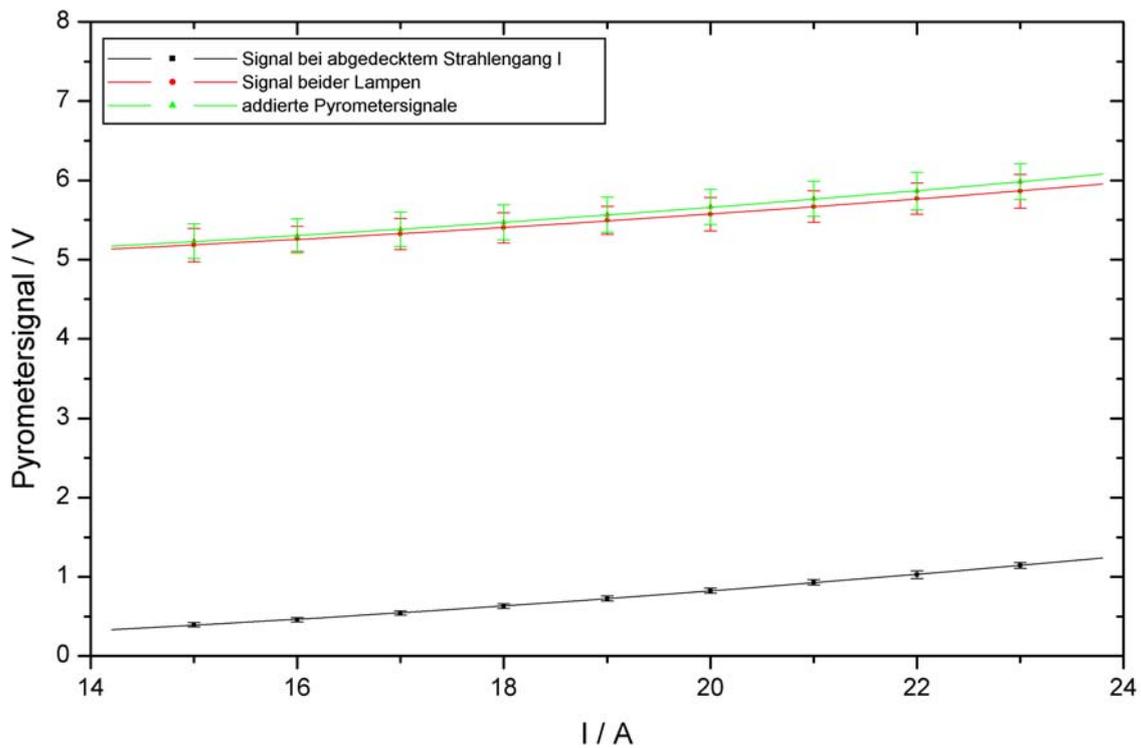


Abbildung 3.8: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 10$ A durch Lampe 1

3.3.1.2 Konstanter Strom durch Lampe 2

Tabelle 3.6: Zusammenfassung der Messwerte für Aufbau nach Abbildung 3.5 bei konstantem Strom durch Lampe 2

I_1 / I_2 Strom durch Lampe 1 / 2

J_1Pyrometersignal der Lampe 1 bei abgedecktem Strahlengang II

J_2Pyrometersignal der Lampe 2 bei abgedecktem Strahlengang I

J_{1+2}Pyrometersignal beider Lampen

J_1+J_2addierte Pyrometersignale

$I_2 = 15 \text{ A}$				$I_2 = 18 \text{ A}$				$I_2 = 21 \text{ A}$			
$J_2 = 0,386 \text{ V}$				$J_2 = 0,629 \text{ V}$				$J_2 = 0,629 \text{ V}$			
I_1	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2	I_1	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2	I_1	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2
A	V			A	V			A	V		
5,0	0,423	0,654	0,627	5,0	0,422	0,899	0,869	5,0	0,423	1,159	1,233
5,5	0,661	0,901	0,865	5,5	0,661	1,140	1,108	5,5	0,663	1,395	1,473
6,0	0,957	1,203	1,162	6,0	0,963	1,448	1,410	6,0	0,968	1,707	1,778
6,5	1,317	1,563	1,521	6,5	1,331	1,813	1,778	6,5	1,331	2,067	2,141
7,0	1,739	1,977	1,943	7,0	1,740	2,228	2,187	7,0	1,745	2,477	2,555
7,5	2,184	2,423	2,388	7,5	2,194	2,676	2,641	7,5	2,197	2,927	3,007
8,0	2,675	2,921	2,879	8,0	2,684	3,175	3,131	8,0	2,690	3,413	3,500
8,5	3,197	3,442	3,401	8,5	3,210	3,698	3,657	8,5	3,208	3,937	4,018
9,0	3,756	4,009	3,960	9,0	3,773	4,259	4,220	9,0	3,761	4,499	4,571
9,5	4,347	4,594	4,551	9,5	4,364	4,850	4,811	9,5	4,352	5,084	5,162
10,0	4,947	5,185	5,151	10,0	4,967	5,445	5,414	10,0	4,963	5,681	5,773

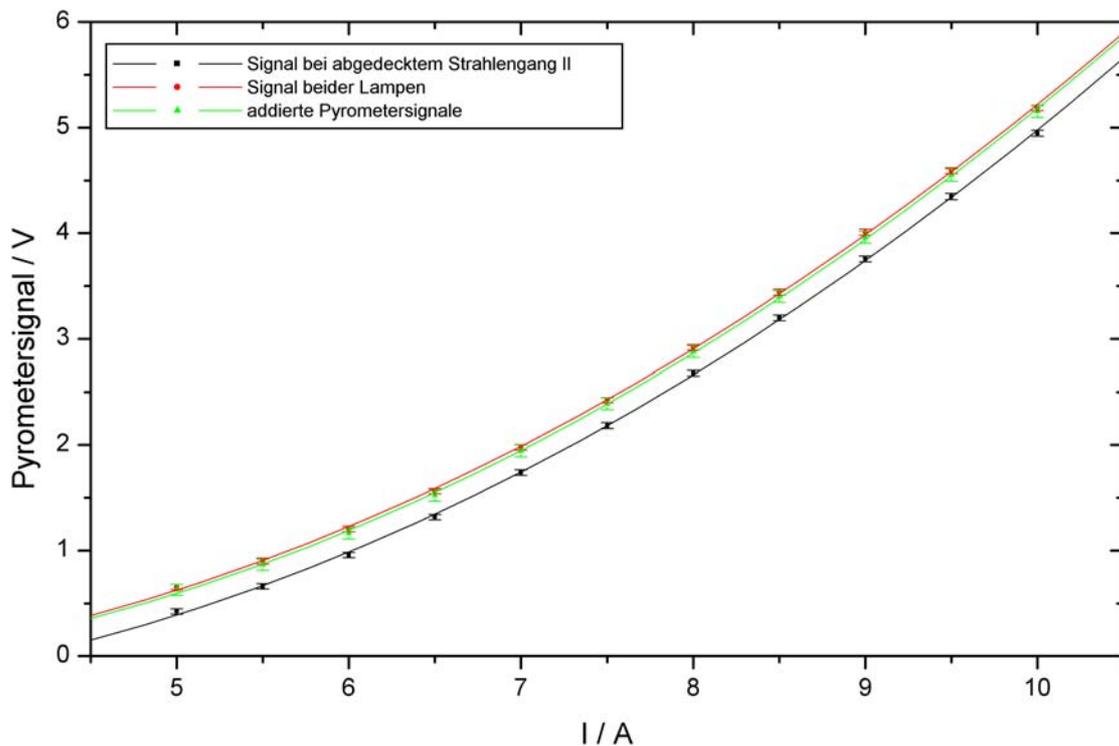


Abbildung 3.9: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 15 \text{ A}$ durch Lampe 2

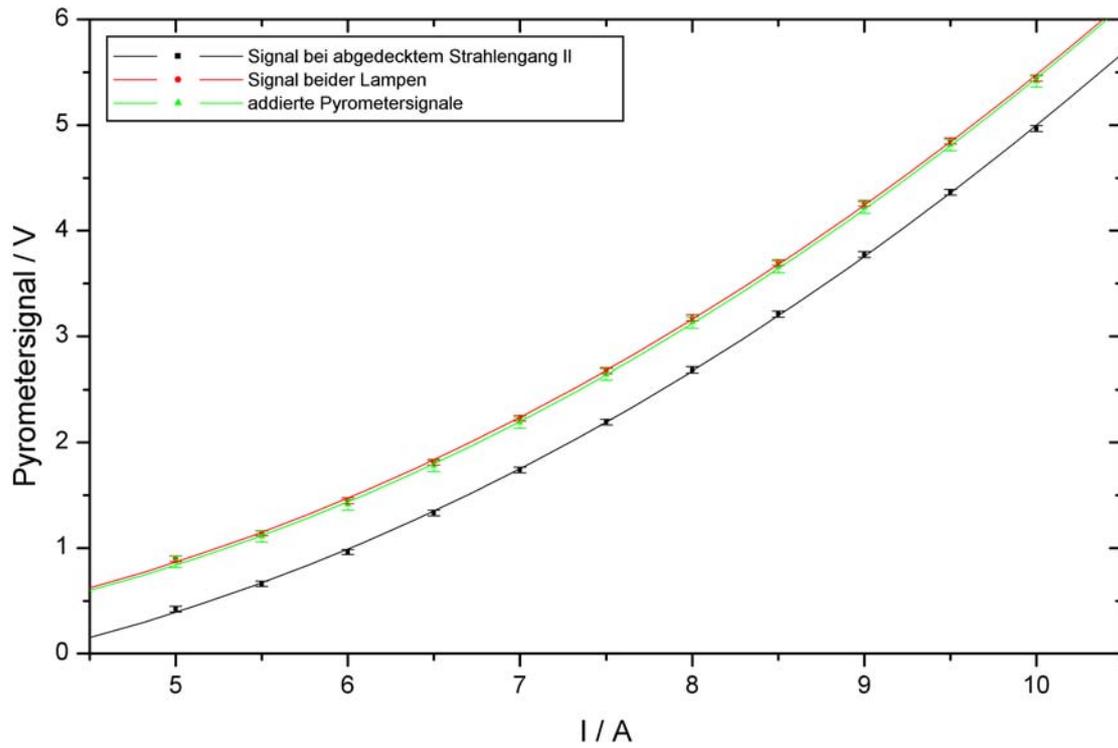


Abbildung 3.10: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 18$ A durch Lampe 2

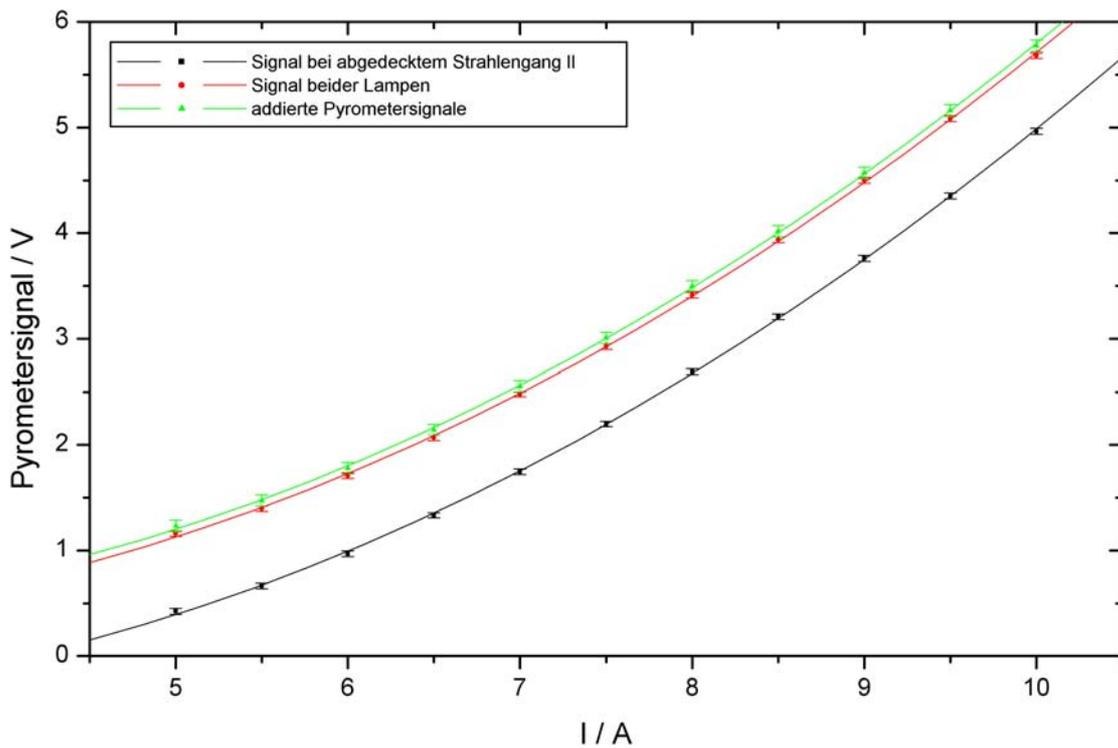


Abbildung 3.11: Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 21$ A durch Lampe 2

3.3.2 Linearitätsmessung mit einem Stabblitz

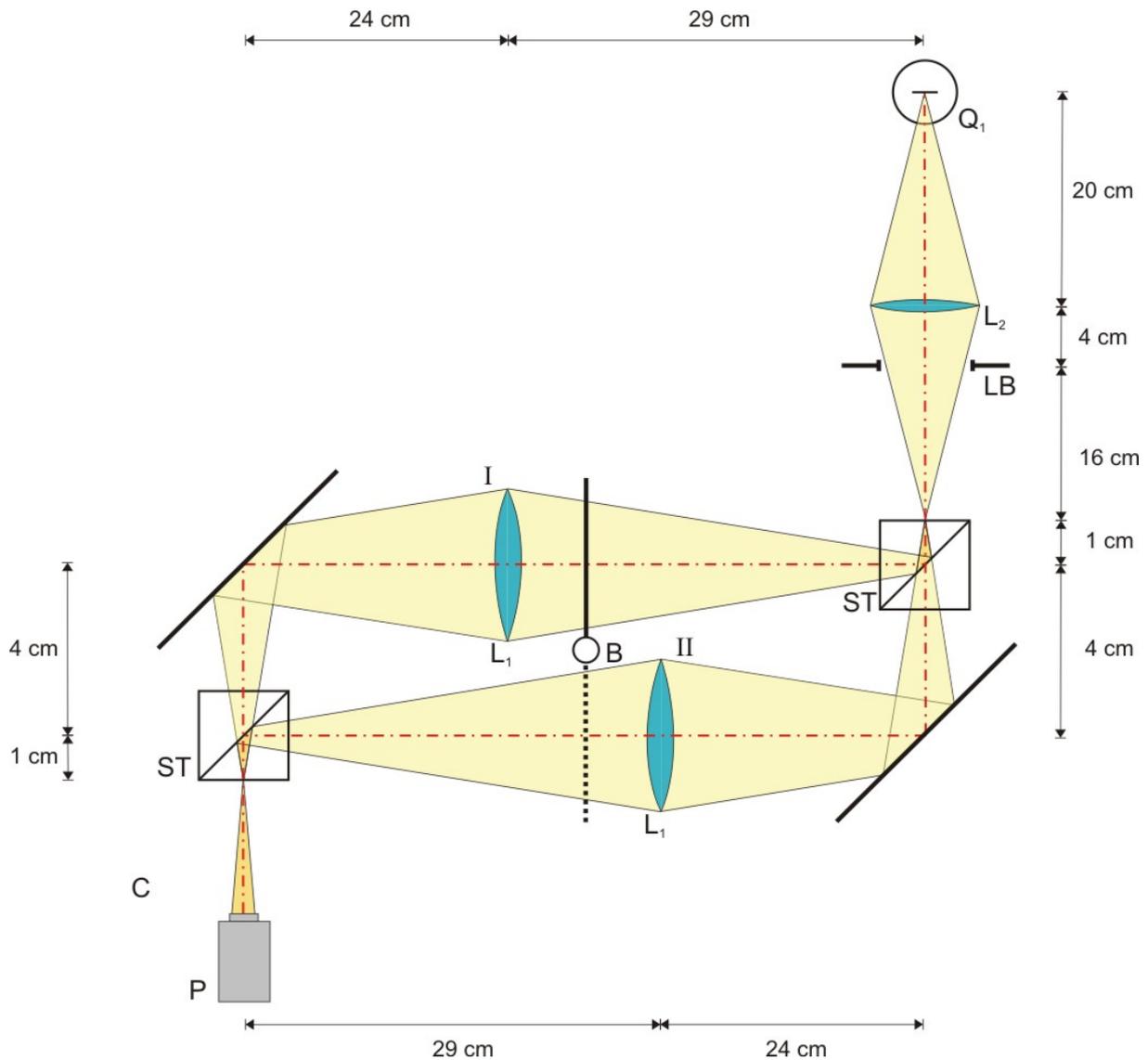


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit einem Stabblitz

- ASAbschirmungsblech
- B.....Blende
- C.....Chopper
- L_1 / L_2 ...Achromatische Linse mit $f = 15 \text{ cm} / f = 10 \text{ cm}$
- LB Verstellbare Lochblende
- PPyrometer
- Q_1 Stabblitz
- SSpiegel
- ST.....Strahlteilerwürfel

Für diese Versuchsanordnung wurde der Messaufbau aus Abbildung 3.12 herangezogen, wobei als Quelle ein Stabblitz verwendet wurde, der seine maximale Intensität $180 \mu\text{s}$ nach dem Auslösen erreichte. Der Messvorgang des Pyrometersignals wurde erst nach dieser Anstiegsdauer gestartet; aufgrund der extrem kurzen Messdauer wurde auch auf den Chopper verzichtet.

Die Auflistung der Daten in Tabellenform ist aufgrund der hohen Datenmenge (mehr als 16.000 Datenpunkte pro Messdurchgang!) unmöglich. Die Ergebnisse sind deshalb nur graphisch in Abbildung 3.13 bis Abbildung 3.16 dargestellt.

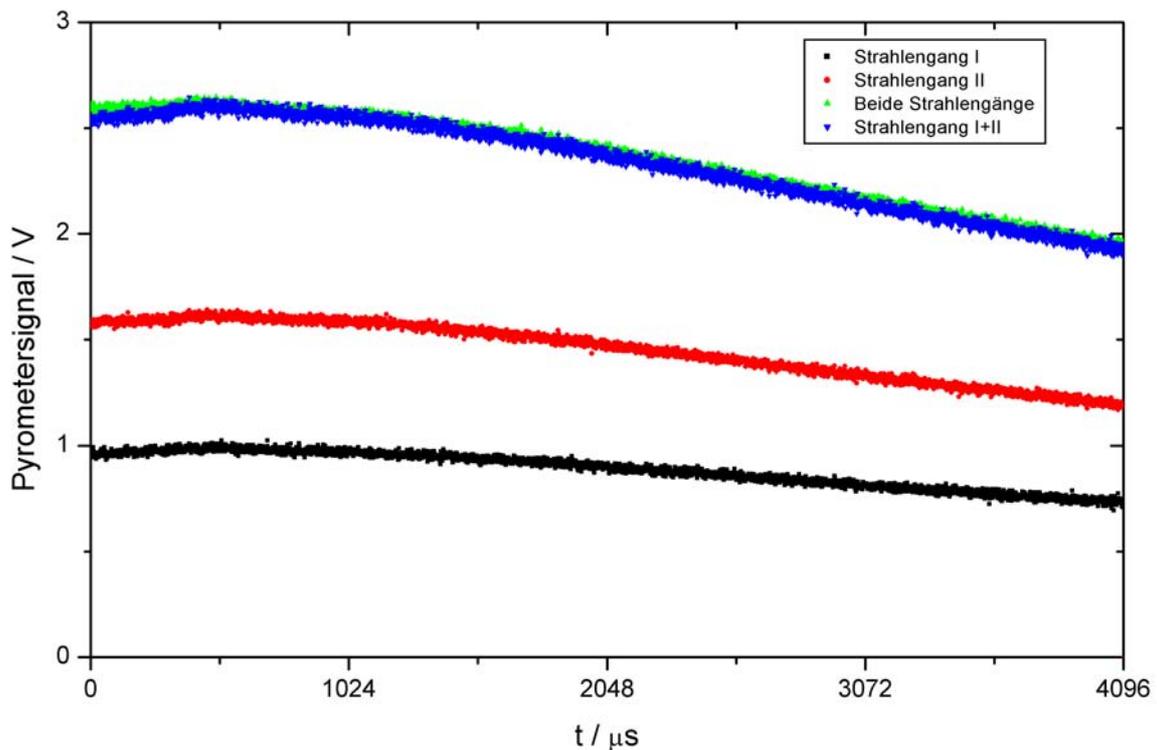


Abbildung 3.13: Darstellung der aus 5 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 12 mm Durchmesser

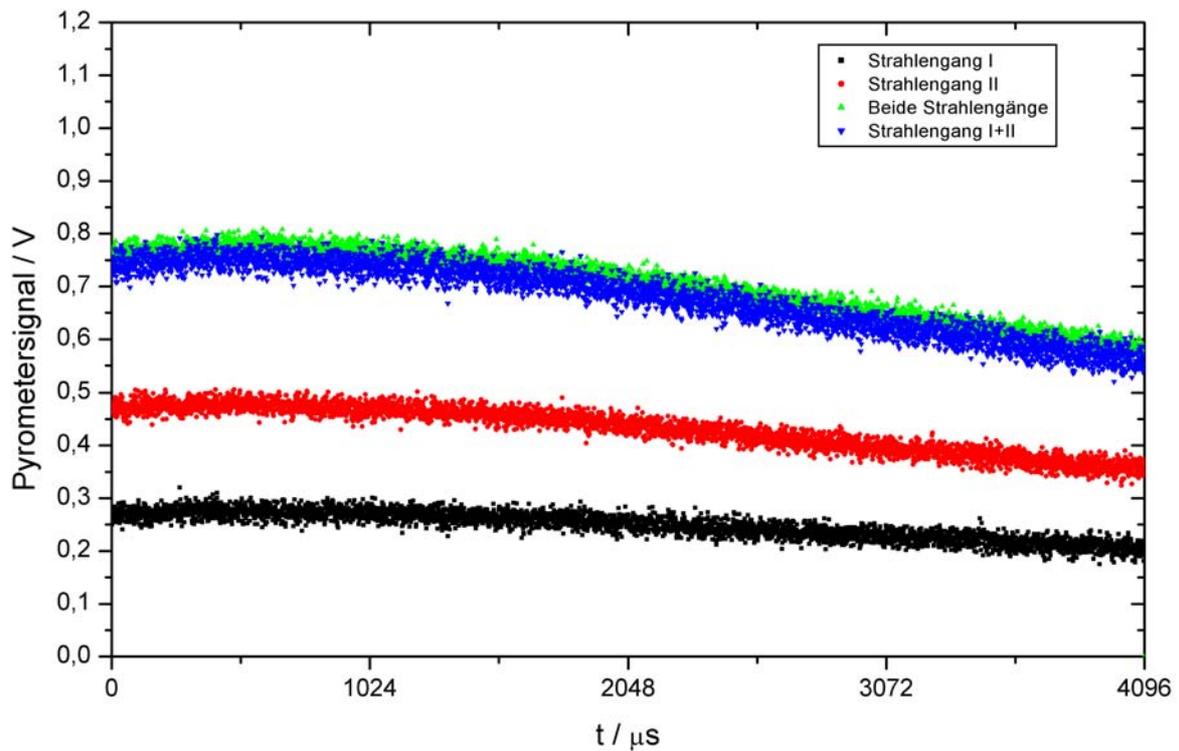


Abbildung 3.14: Darstellung der aus 5 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser

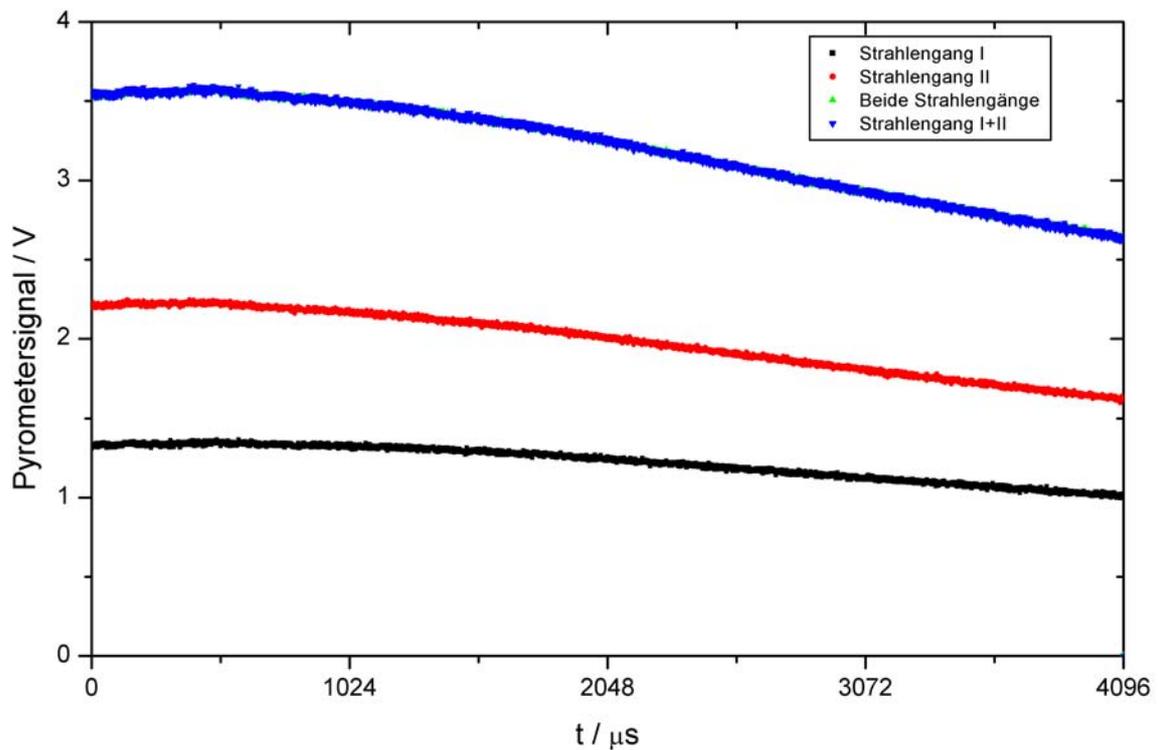


Abbildung 3.15: Darstellung der aus 10 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser

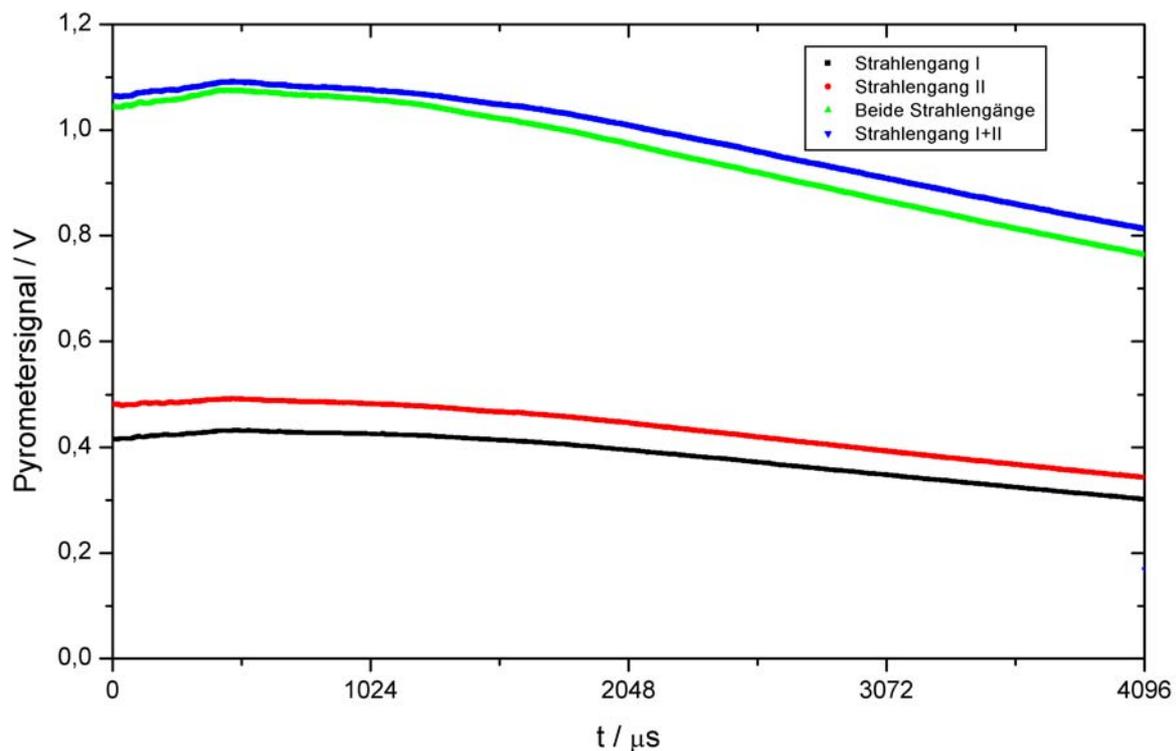


Abbildung 3.16: Darstellung der aus 10 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 650 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser

3.3.3 Linearitätsmessung mit einer Kohlebogenlampe

Die vorangegangene Messung sollte einerseits zeigen, ob der Versuchsaufbau mit einer Quelle genügend Intensität liefert und andererseits, ob das jeweilige Pyrometer bei der „Blitzintensität“ linear ist. Um nun die Linearität des 650 nm-Pyrometers über einen weiten Intensitätsbereich überprüfen zu können, musste auf eine Kohlebogenlampe als Quelle zurückgegriffen werden. Dazu wurde der leicht abgeänderte Messaufbau aus Abbildung 3.19 verwendet, die gemessenen Intensitäten sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Abbildung 3.18 zeigt den Blick durch das Messmikroskop des Pyrometers auf die abgebildete Spitze des Kohlebogens (gelbe Kreise); dabei wurden die Spiegel in Abbildung 3.19 so verstellt, dass die Strahlengänge I und II entweder übereinander oder nebeneinander lagen. Die dadurch im Verhältnis zur Messung 1 (Strahlengänge deckungsgleich) gewonnenen Intensitätssteigerungen waren dennoch nicht ausreichend, um eine Linearitätsmessung durchzuführen. Man beachte die Skalierung des Pyrometersignals!

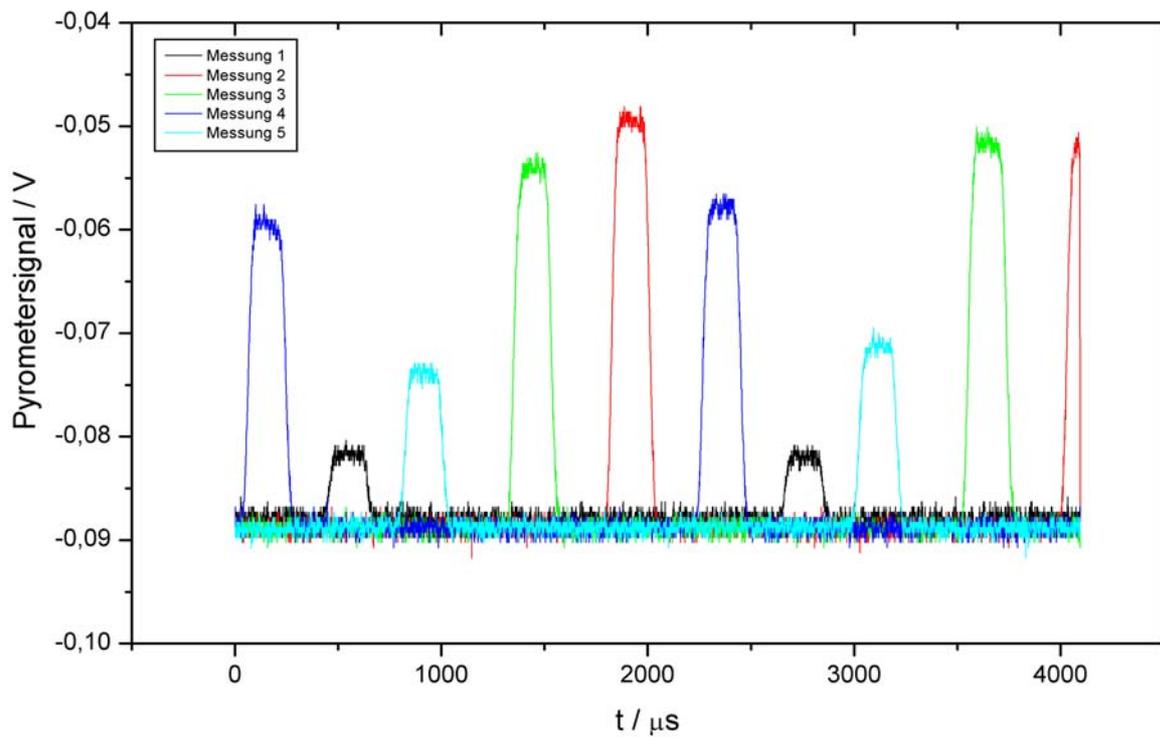


Abbildung 3.17: Verlauf des Pyrometersignals einer Bogenlampe nach dem in Abbildung 3.19 dargestellten Messaufbau.

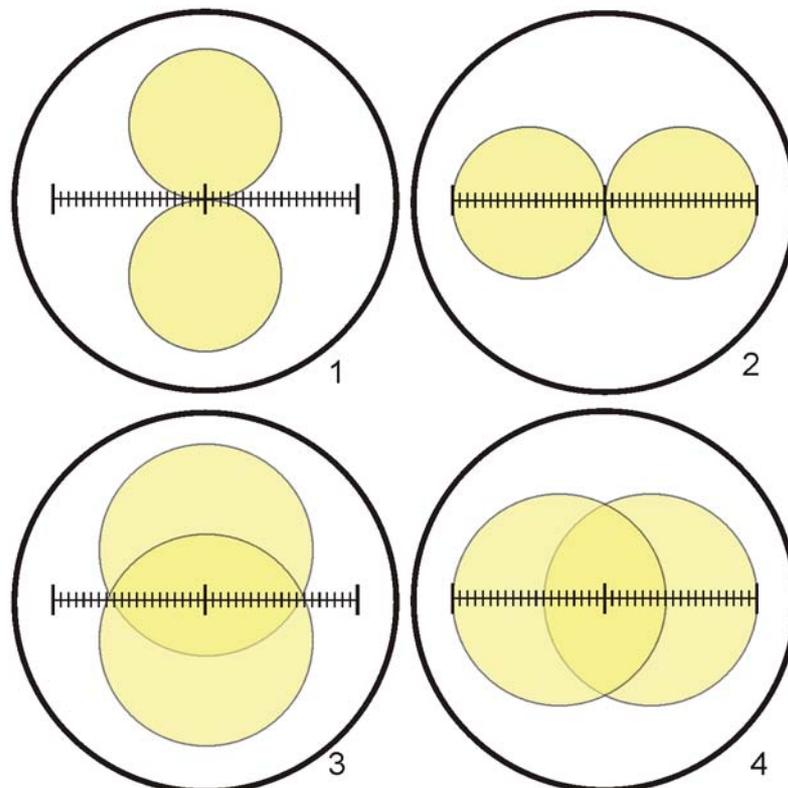


Abbildung 3.18: Blick durch das Messmikroskop für die Messungen 2 bis 4 aus Abbildung 3.17

1 / 2Messung 2 / 3

3 / 4Messung 4 / 5, defokussierte Abbildung

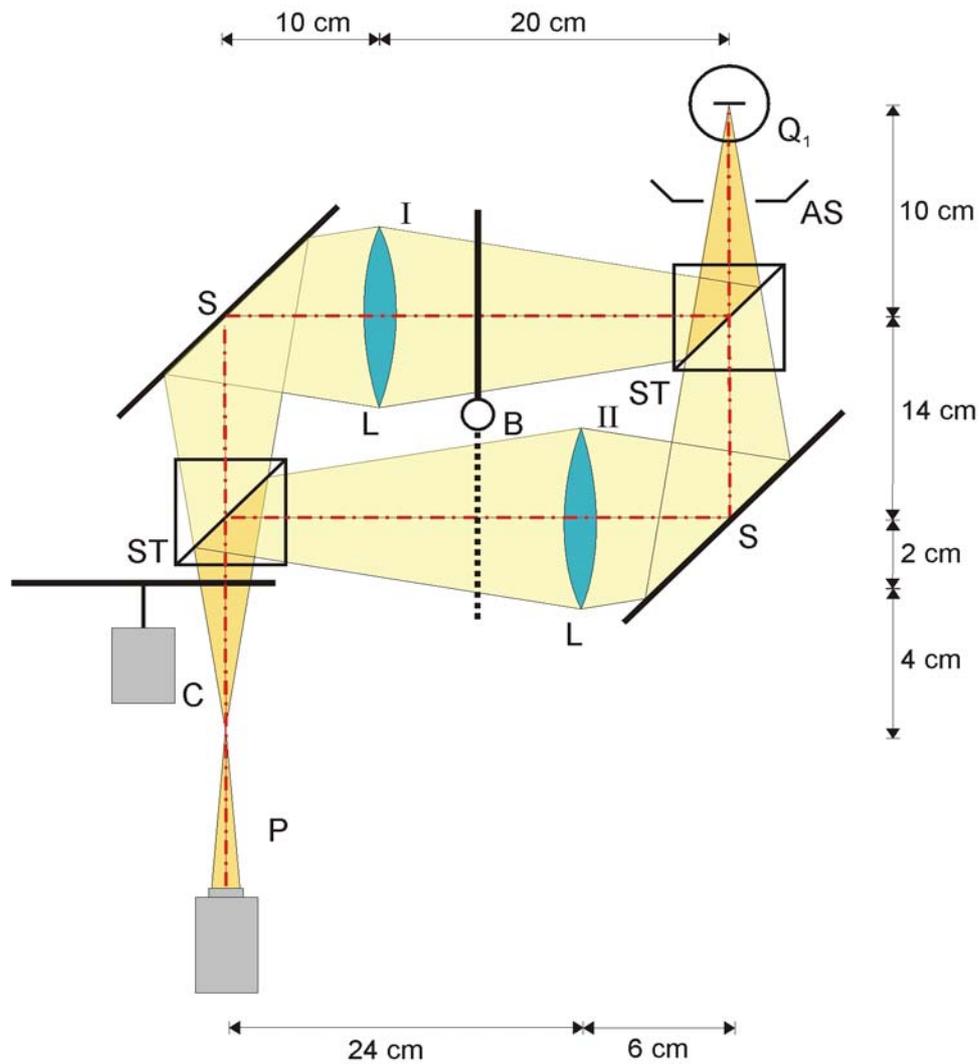


Abbildung 3.19: Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit einer Bogenlampe

- ASAbschirmungsblech
- B.....Blende
- C.....Chopper
- L.....Achromatische Linse mit $f = 15$ cm
- P.....Pyrometer
- Q₁Bogenlampe
- SSpiegel
- ST.....Strahlteilerwürfel

3.4 Size-of-Source-Effekt

Die Size-of-Source-Messung wurde im sog. direkten Verfahren (siehe auch 2.3.2.6) nach Abbildung 3.20 für das 1500 nm-Pyrometer und nach Abbildung 3.23 für das 650 nm-Pyrometer mit unterschiedlichen Blenden sowie für verschiedene Temperaturen der Quelle - Schwarzkörper oder Wolframbandlampe - durchgeführt. Bei Messungen mit dem Schwarzkörper wurde zusätzlich eine wassergekühlte Blende mit einem Durchmesser von 20 mm verwendet. Nach Analyse der erhaltenen Messwerte wurden die Blendengeometrie

(Lochblende → Spaltblende) an die Probengeometrie angepasst und zusätzlich Messungen nach Abbildung 3.26 für das 650 nm-Pyrometer bei konstantem Lampenstrom durchgeführt.

3.4.1 1500 nm-Pyrometer

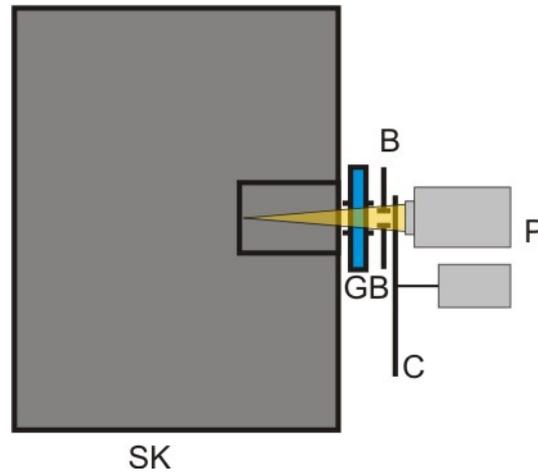


Abbildung 3.20: Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung mit einem Schwarzkörper

B..... Verstellbare Blende

C..... Chopper

GB..... Gekühlte Blende

P..... Pyrometer, fokussiert auf den Hohlraum

SK..... Schwarzkörper, eingezeichnet ist auch die zylindrische Öffnung zum Hohlraum

Tabelle 3.7: Messergebnisse der Size-of-Source-Messung für das 1500 nm-Pyrometer bei 4 unterschiedlichen Temperaturen des Schwarzkörpers

d / A..... Blendendurchmesser / -fläche

J / ΔJ Pyrometersignal / stat. Unsicherheit

			961 °C		1064 °C		1100 °C		1200 °C	
Blende	d	A	J	ΔJ	J	ΔJ	J	ΔJ	J	ΔJ
Nr.	mm	mm ²	V		V		V		V	
1	9,0	63,6	0,743	± 0,003	1,171	± 0,005	1,583	± 0,004	3,149	± 0,003
2	7,0	38,5	0,453	± 0,002	0,740	± 0,002	0,968	± 0,004	1,962	± 0,004
3	6,0	28,3	0,341	± 0,003	0,555	± 0,004	0,731	± 0,002	1,484	± 0,002
4	5,0	19,6	0,238	± 0,002	0,386	± 0,004	0,507	± 0,003	1,035	± 0,001
5	4,0	12,6	0,156	± 0,001	0,252	± 0,003	0,335	± 0,002	0,675	± 0,002
6	3,0	7,1	0,124	± 0,001	0,143	± 0,002	0,193	± 0,003	0,384	± 0,003
7	2,0	3,1	-	-	0,100	± 0,003	0,115	± 0,002	0,169	± 0,003
8	1,5	1,8	-	-	-	-	-	-	0,115	± 0,001

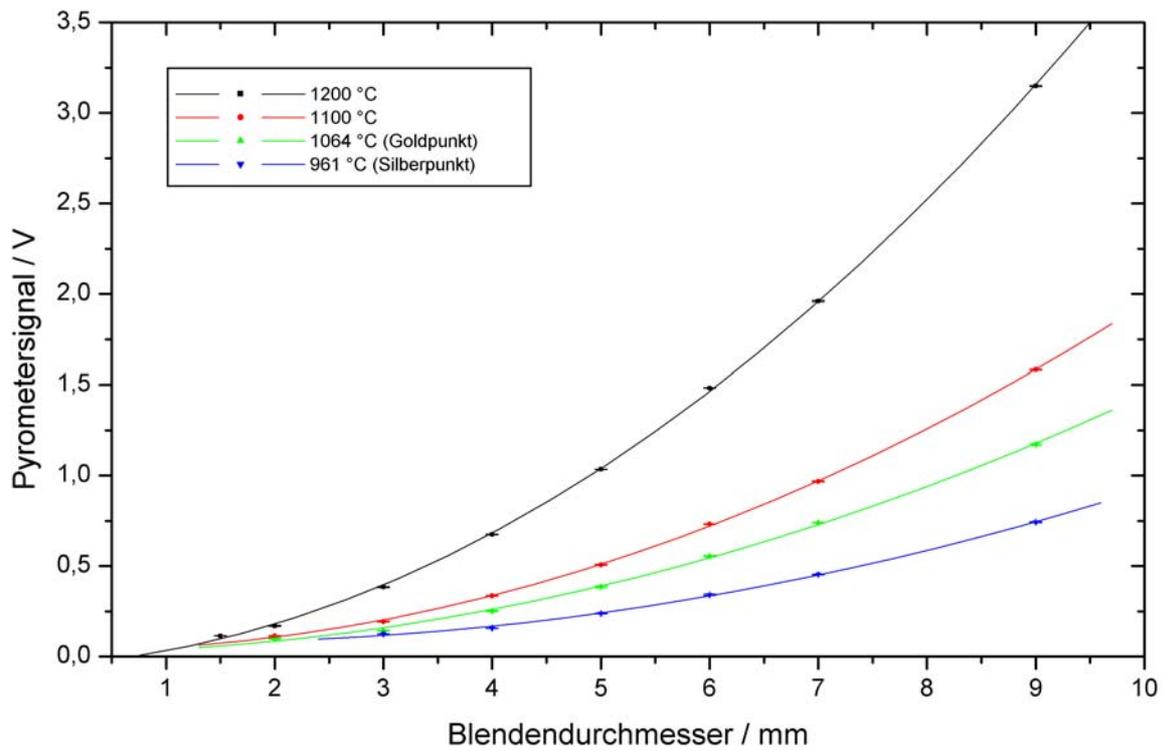


Abbildung 3.21: Verlauf des Pyrometersignals und exponentieller Fit zweiter Ordnung bei unterschiedlichen Temperaturen bezogen auf den Blendendurchmesser

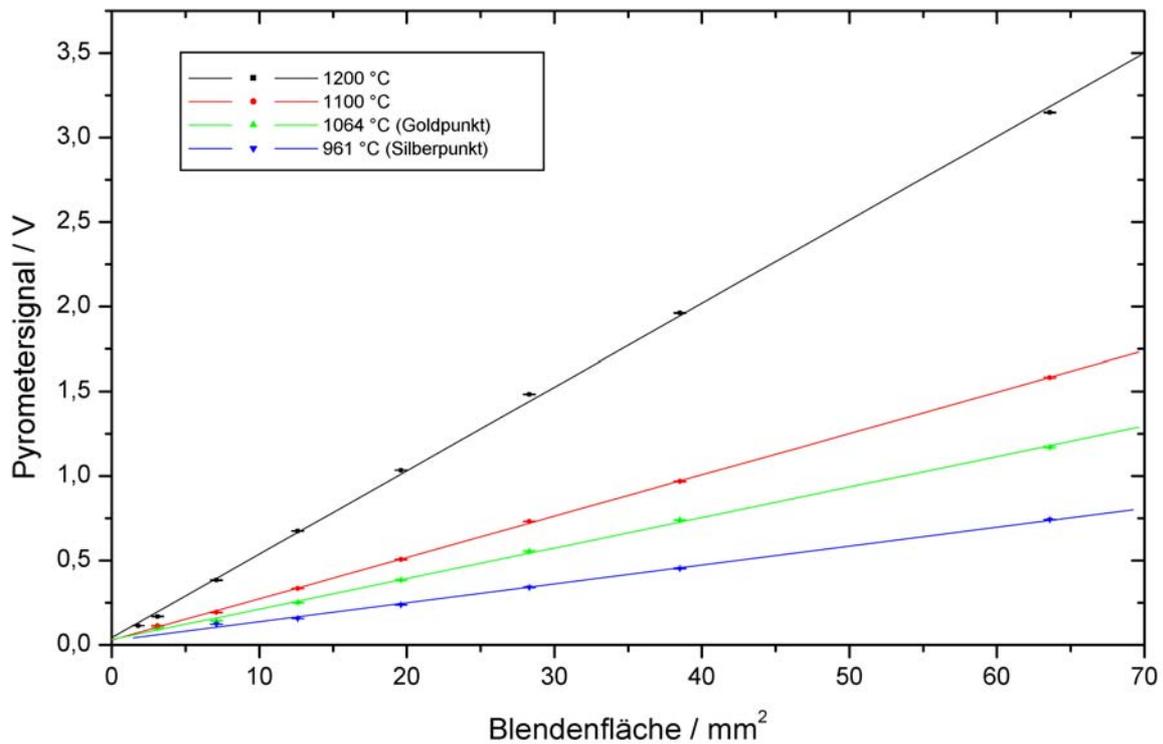


Abbildung 3.22: Verlauf des Pyrometersignals und linearer Fit bei unterschiedlichen Temperaturen bezogen auf die Blendenfläche

3.4.2 650 nm-Pyrometer

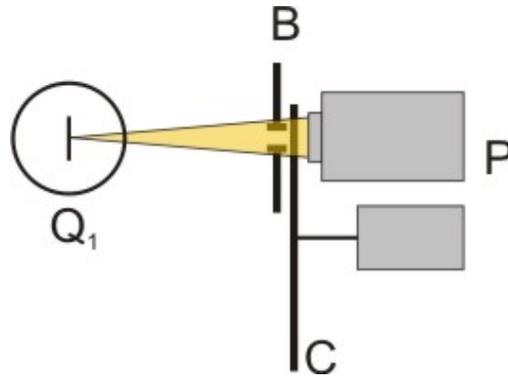


Abbildung 3.23: Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung mit einer Wolframbandlampe

B.....verstellbare Blende
 C.....Chopper
 P.....Pyrometer, fokussiert auf das Wolframband
 Q₁.....Wolframbandlampe

Tabelle 3.8: Messergebnisse der Size-of-Source-Messung für das 650 nm-Pyrometer bei 3 unterschiedlichen Strömen I_1 durch die Wolframbandlampe
 d / A.....Blendendurchmesser / -fläche
 J / ΔJPyrometersignal / stat. Unsicherheit

			$I_1=7,9A$		$I_1=8,8A$		$I_1=10,0A$	
Blende	d	A	J	ΔJ	J	ΔJ	J	ΔJ
Nr.	mm	mm ²	V		V		V	
1	9,0	63,6	0,836	$\pm 0,014$	1,328	$\pm 0,009$	2,786	$\pm 0,021$
2	7,0	38,5	0,510	$\pm 0,005$	0,837	$\pm 0,004$	1,771	$\pm 0,005$
3	6,0	28,3	0,382	$\pm 0,002$	0,646	$\pm 0,003$	1,341	$\pm 0,004$
4	5,0	19,6	0,264	$\pm 0,002$	0,457	$\pm 0,003$	0,936	$\pm 0,004$
5	4,0	12,6	0,173	$\pm 0,002$	0,335	$\pm 0,020$	0,614	$\pm 0,005$
6	3,0	7,1	0,102	$\pm 0,002$	0,216	$\pm 0,006$	0,364	$\pm 0,009$
7	2,0	3,1	-	-	0,121	$\pm 0,008$	0,177	$\pm 0,004$
8	1,5	1,8	-	-	-	-	0,110	$\pm 0,005$

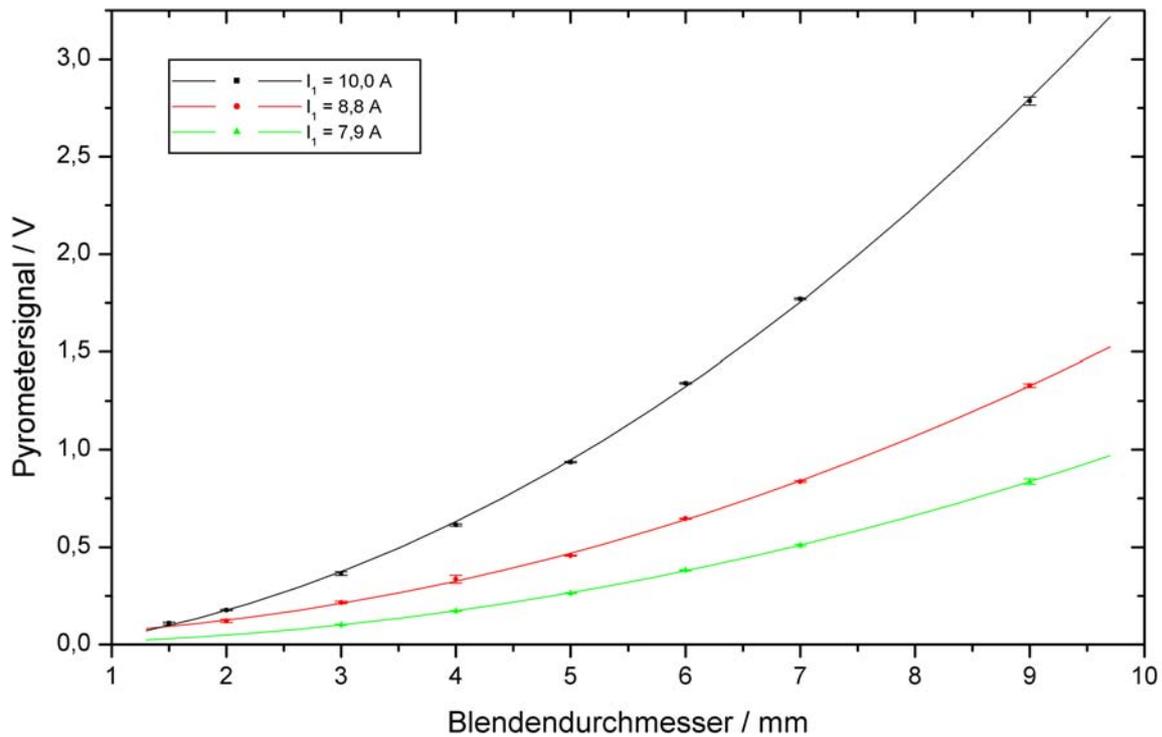


Abbildung 3.24: Verlauf des Pyrometersignals und polynomischer Fit zweiter Ordnung bei unterschiedlichen Strömen durch die Wolframbandlampe bezogen auf den Blendendurchmesser

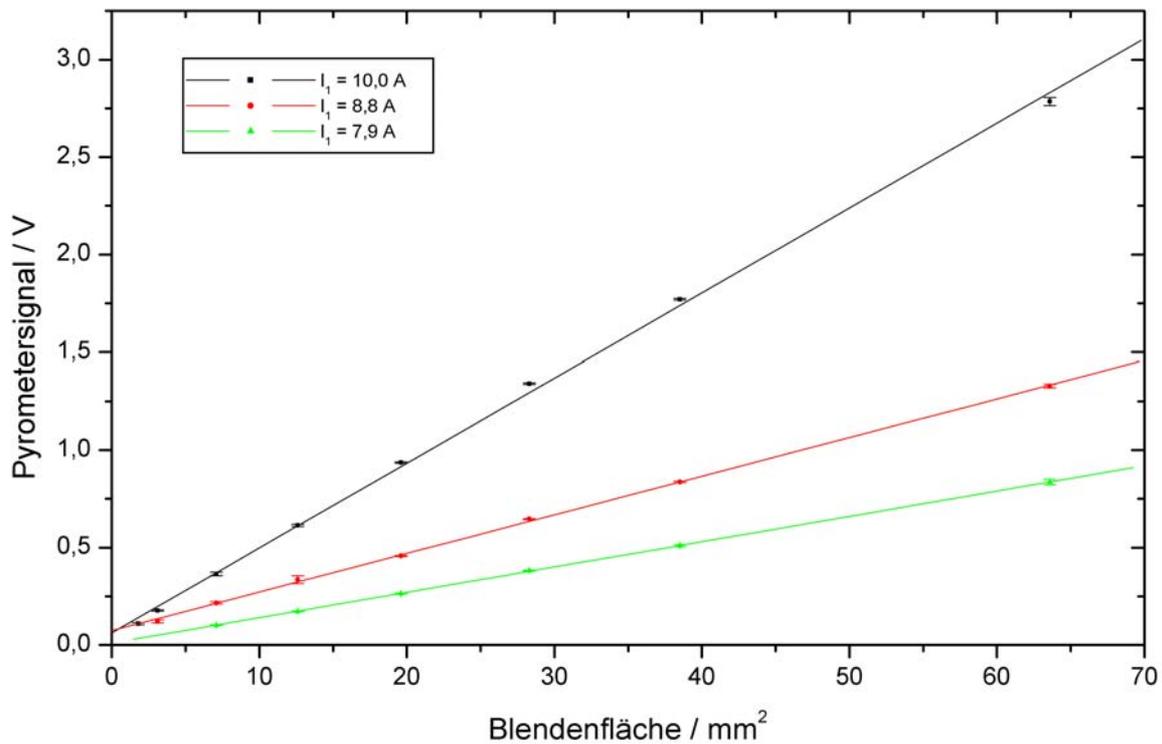


Abbildung 3.25: Verlauf des Pyrometersignals und linearer Fit bei unterschiedlichen Strömen durch die Wolframbandlampe bezogen auf die Blendenfläche

3.4.3 650 nm-Pyrometer – Messaufbau mit Spaltblende

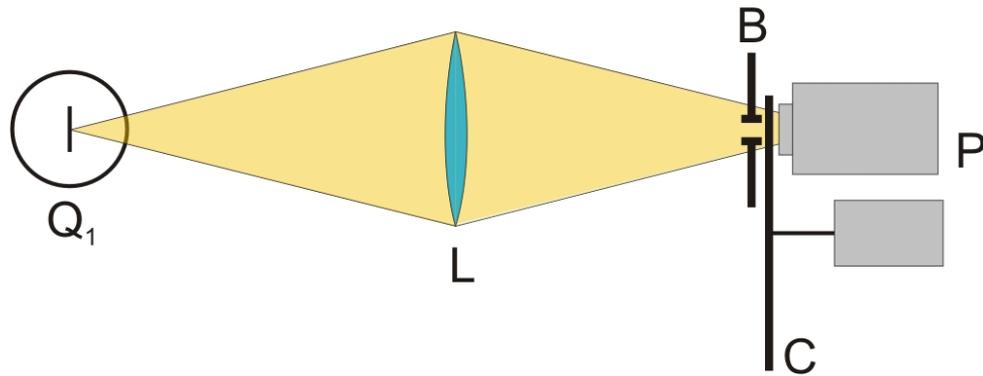


Abbildung 3.26: Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung einer Wolframbandlampe mittels 1:1-Abbildung und Spaltblende

- B..... Verstellbare Spaltblende
 C..... Chopper
 L..... Achromatische Linse mit $f = 15 \text{ cm}$
 P..... Pyrometer, fokussiert auf das Wolframband
 Q₁..... Wolframbandlampe

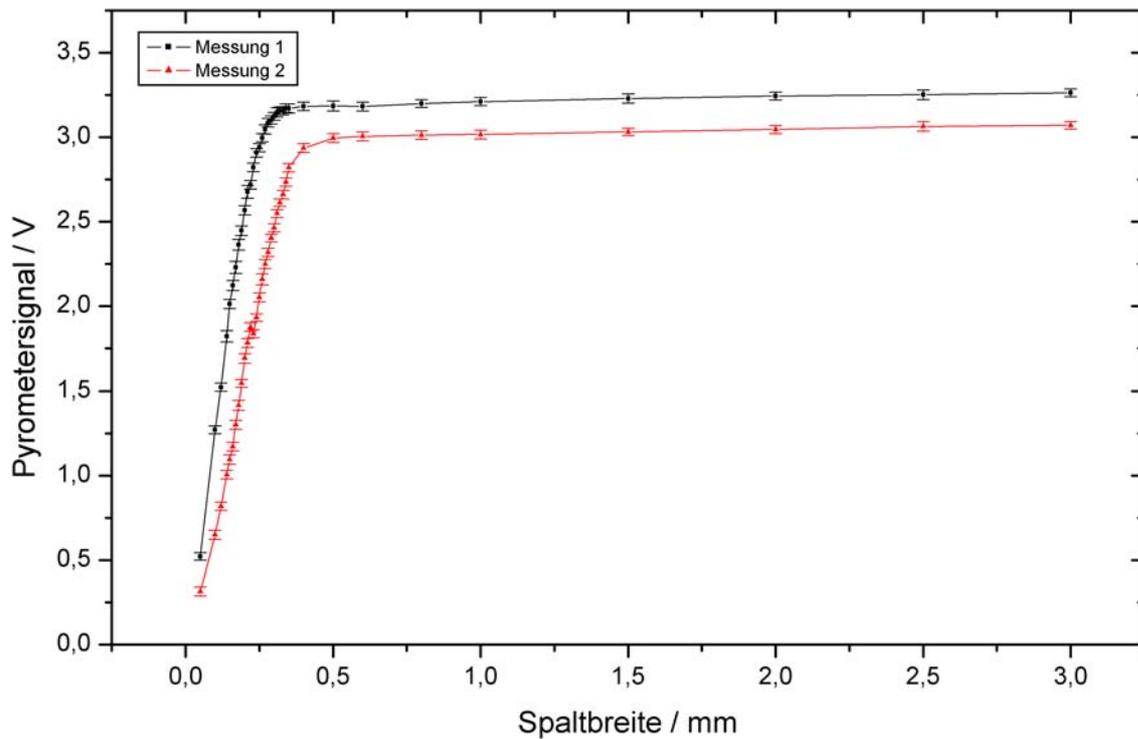


Abbildung 3.27: Verlauf des Pyrometersignals bei einem Strom von 18 A durch die Wolframbandlampe bezogen auf die Spaltbreite

Die Messergebnisse sind in Tabelle 3.9 angeführt und grafisch in Abbildung 3.27 dargestellt.

Tabelle 3.9 Messergebnisse der Size-of-Source-Messung für das 650 nm-Pyrometer bei konstantem Strom von 18 A durch die Wolframbandlampe und unterschiedlicher Positionierung des Wolframbandes im Suchmikroskop
 Messung 1: Wolframband zentriert
 Messung 2: Wolframband leicht dezentriert
 J / ΔJPyrometersignal / stat. Unsicherheit

Spaltbreite mm	Messung 1		Messung 2	
	J	ΔJ	J	ΔJ
	mV		mV	
0,05	0,522	$\pm 0,022$	0,314	$\pm 0,026$
0,10	1,272	$\pm 0,023$	0,651	$\pm 0,026$
0,12	1,524	$\pm 0,024$	0,819	$\pm 0,025$
0,14	1,822	$\pm 0,033$	1,006	$\pm 0,025$
0,15	2,013	$\pm 0,028$	1,096	$\pm 0,028$
0,16	2,122	$\pm 0,030$	1,172	$\pm 0,025$
0,17	2,230	$\pm 0,036$	1,302	$\pm 0,026$
0,18	2,364	$\pm 0,032$	1,417	$\pm 0,029$
0,19	2,447	$\pm 0,028$	1,547	$\pm 0,023$
0,20	2,568	$\pm 0,028$	1,692	$\pm 0,026$
0,21	2,677	$\pm 0,038$	1,783	$\pm 0,026$
0,22	2,719	$\pm 0,025$	1,876	$\pm 0,025$
0,23	2,822	$\pm 0,026$	1,837	$\pm 0,024$
0,24	2,908	$\pm 0,026$	1,933	$\pm 0,022$
0,25	2,939	$\pm 0,024$	2,052	$\pm 0,027$
0,26	2,997	$\pm 0,024$	2,159	$\pm 0,033$
0,27	3,047	$\pm 0,028$	2,250	$\pm 0,026$
0,28	3,087	$\pm 0,025$	2,319	$\pm 0,025$
0,29	3,102	$\pm 0,024$	2,402	$\pm 0,022$
0,30	3,125	$\pm 0,023$	2,464	$\pm 0,024$
0,31	3,147	$\pm 0,027$	2,549	$\pm 0,024$
0,32	3,157	$\pm 0,023$	2,613	$\pm 0,022$
0,33	3,157	$\pm 0,024$	2,661	$\pm 0,025$
0,34	3,173	$\pm 0,025$	2,735	$\pm 0,024$
0,35	3,170	$\pm 0,027$	2,820	$\pm 0,025$
0,40	3,184	$\pm 0,025$	2,936	$\pm 0,026$
0,50	3,185	$\pm 0,029$	2,995	$\pm 0,026$
0,60	3,183	$\pm 0,026$	3,005	$\pm 0,026$
0,80	3,200	$\pm 0,023$	3,013	$\pm 0,025$
1,00	3,211	$\pm 0,024$	3,017	$\pm 0,026$
1,50	3,229	$\pm 0,027$	3,032	$\pm 0,021$
2,00	3,244	$\pm 0,023$	3,046	$\pm 0,024$
2,50	3,252	$\pm 0,028$	3,064	$\pm 0,028$
3,00	3,263	$\pm 0,023$	3,071	$\pm 0,023$

3.5 Mittlere effektive Wellenlänge

Zur Messung der mittleren effektiven Wellenlänge wurde zuerst die sog. Filterkurve, d.h. die Durchlässigkeit des Filters bei unterschiedlichen Wellenlängen, mit Hilfe eines Perkin-Elmer Lambda9-UV-VIS-NIR Photospektrometers aufgenommen (siehe Abbildung 3.28).

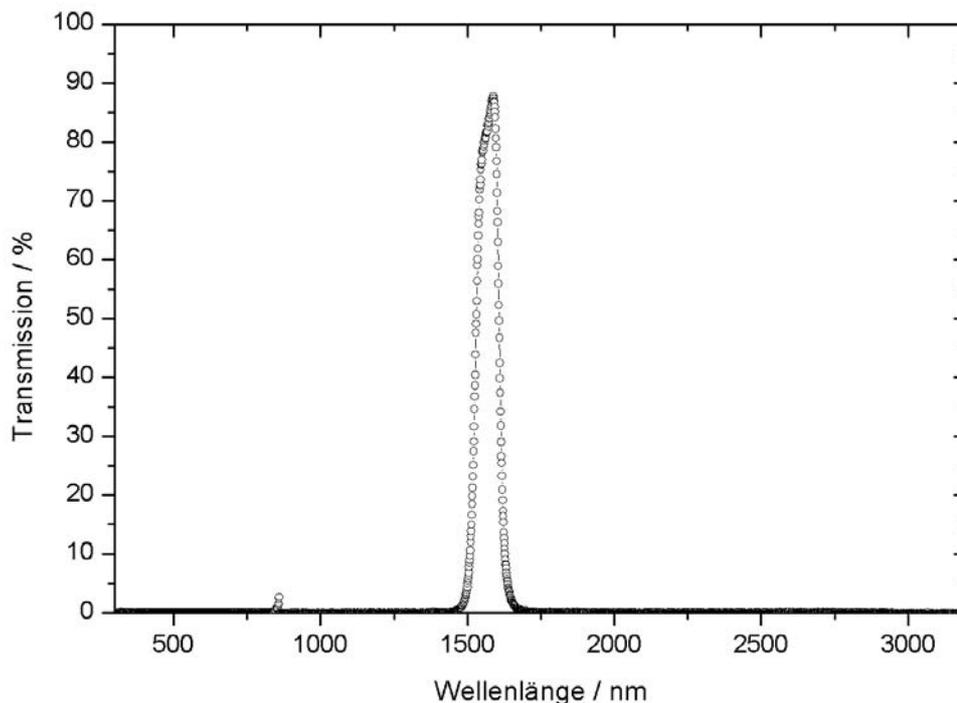


Abbildung 3.28: Transmissionskurve des Interferenzfilters (siehe Kapitel 6.2) des 1500 nm-Pyrometers für den Bereich von 300 bis 3200 nm, gemessen mit einem Perkin-Elmer Lambda9-UV-VIS-NIR Photospektrometer

Anhand der erhaltenen Kurve sollte nun überprüft werden, ob sowohl beim Haupt- als auch beim Nebenmaximum ein Signal am Pyrometer zu messen ist. Nach dem in Abbildung 3.29 dargestellten Versuchsaufbau wurden Scans mit einem Monochromator vom Typ Actron Research Corporation SpectraPro 500 (siehe Kapitel 6.5.5) für den Bereich von 1450 bis 1650 nm mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (200 - 600 nm/min) durchgeführt. Da der Messvorgang für das Pyrometer manuell gestartet werden muss, gibt es auslösebedingte Verzögerungen, die in Abbildung 3.30 in Form der verschobenen Maxima leicht zu erkennen sind.

Es zeigte sich aber, dass trotz maximal geöffneter Ein- wie Austrittspalte die gemessenen Intensitäten viel zu gering waren, um in späterer Folge eine fundierte Aussage über die mittlere effektive Wellenlänge treffen zu können. Auch eine Probemessung zwischen 840 nm und 870 nm – erster Peak in Abbildung 3.28 – brachte, wie zu erwarten war, kein messbares Signal. Ziel der darauffolgenden Messung war es also, nur mehr den Intensitätsverlauf im Bereich des Filtermaximums aufzunehmen.

Dazu wurde der Monochromator manuell auf die jeweilige Wellenlänge gestellt und 10 Einzelmessungen mit dem Pyrometer durchgeführt (siehe Tabelle 3.10).

Unter Berücksichtigung des üblichen Intensitätsverlaufs einer Wolframbandlampe (siehe Abbildung 3.31) im Bereich zwischen 1520 nm und 1600 nm (eingezeichneter Bereich in Abbildung 3.31) und der Transmissionskurve des verwendeten Filters (siehe Abbildung 3.28, bzw. entsprechendes Datenblatt Kapitel 6.2) stimmen die erhaltenen Messwerte (dargestellt in Abbildung 3.32) sehr gut mit den theoretisch erwarteten überein.

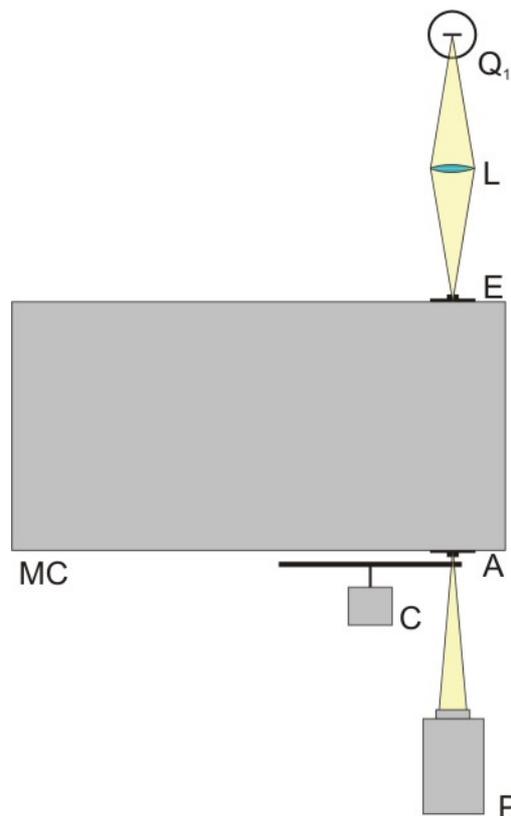


Abbildung 3.29: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der mittleren effektiven Wellenlänge

- A.....verstellbarer Austrittspalt
- C.....Chopper
- E.....verstellbarer Eintrittspalt
- L.....Linse mit $f = 6$ cm
- MCMonochromator, Actron Research Corporation SpectraPro 500
- PPyrometer
- Q₁Bogenlampe

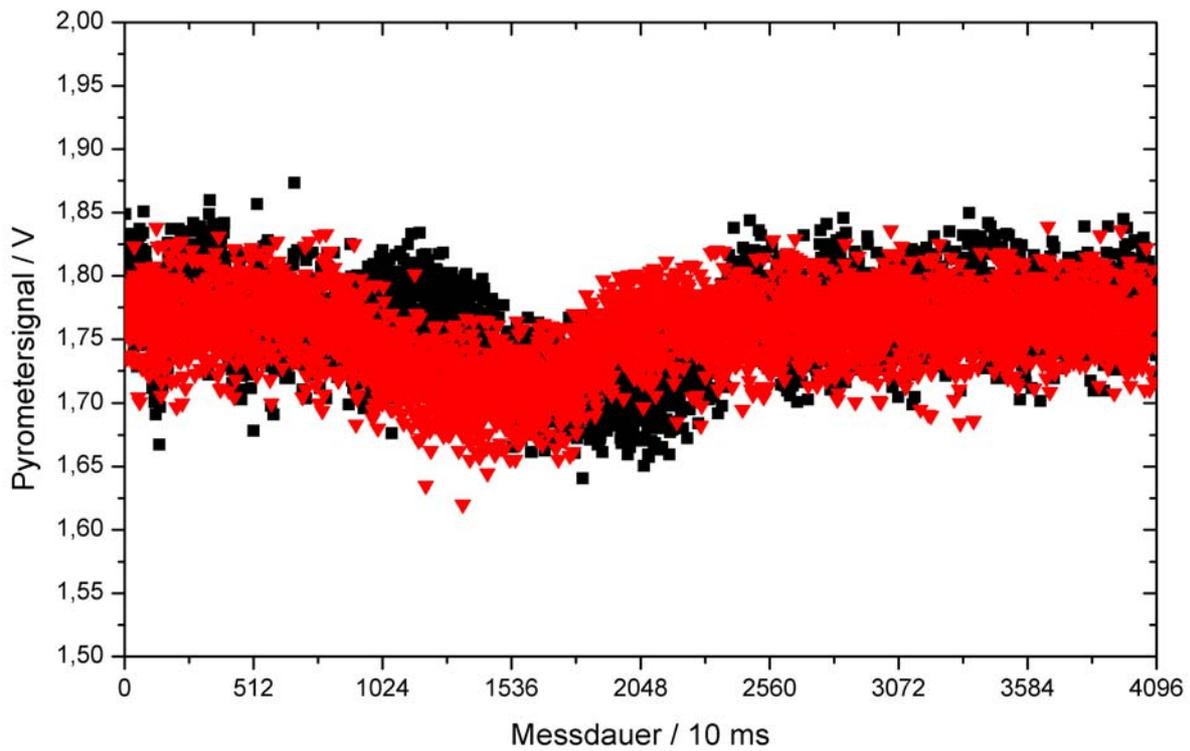


Abbildung 3.30: Darstellung von 2 Monochromatorskans für den Wellenlängenbereich von 1450 bis 1650 nm bei einer Scangeschwindigkeit von 600 nm/min

Tabelle 3.10: Messergebnisse der Monochromatorskans für das 1500 nm-Pyrometer im Wellenlängenbereich von 1520 bis 1600 nm
 λ am Monochromator eingestellte Wellenlänge
 J / J_m Pyrometersignal / Mittelwert
 ΔJ stat. Unsicherheit

λ nm	Messung										J_m V	ΔJ	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10			
1515	0,021	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,021	-
1520	0,263	0,251	0,252	0,253	0,255	0,254	0,251	0,254	0,251	0,258	0,254	$\pm 0,004$	1,5%
1530	0,247	0,249	0,247	0,250	0,245	0,248	0,252	0,245	0,245	0,249	0,248	$\pm 0,002$	0,9%
1540	0,259	0,260	0,262	0,256	0,260	0,261	0,263	0,259	0,258	0,256	0,259	$\pm 0,002$	0,9%
1550	0,263	0,251	0,252	0,253	0,255	0,254	0,251	0,254	0,251	0,258	0,254	$\pm 0,004$	1,5%
1560	0,254	0,256	0,257	0,258	0,254	0,251	0,257	0,250	0,249	0,249	0,253	$\pm 0,004$	1,4%
1570	0,257	0,250	0,250	0,247	0,251	0,248	0,247	0,251	0,251	0,245	0,250	$\pm 0,003$	1,3%
1580	0,245	0,245	0,247	0,248	0,246	0,249	0,249	0,245	0,250	0,246	0,247	$\pm 0,002$	0,8%
1590	0,247	0,240	0,237	0,241	0,238	0,241	0,239	0,239	0,240	0,239	0,240	$\pm 0,003$	1,1%
1595	0,238	0,237	0,238	0,235	0,237	0,234	0,237	0,230	0,237	0,233	0,236	$\pm 0,003$	1,1%
1600	0,225	0,228	0,229	0,229	0,230	0,232	0,230	0,228	0,231	0,228	0,229	$\pm 0,002$	0,9%

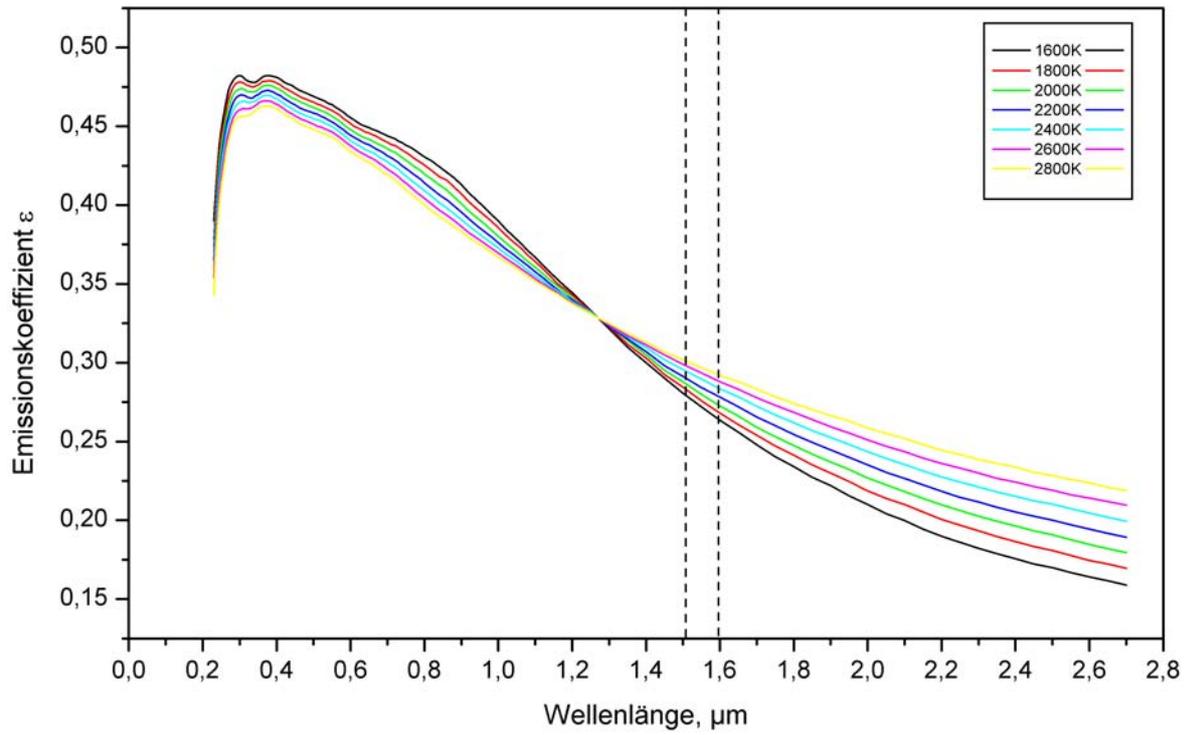


Abbildung 3.31: Verlauf des Emissionskoeffizienten ε einer Wolframbandlampe bei unterschiedlichen Temperaturen [15]

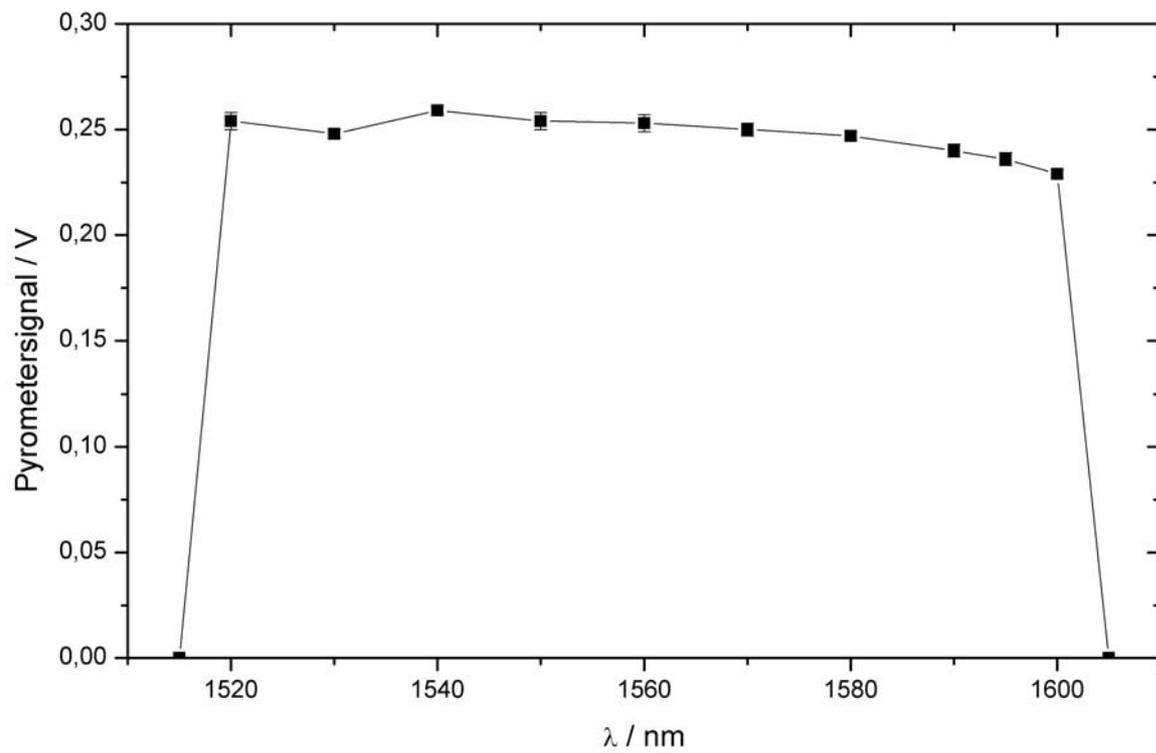


Abbildung 3.32: Verlauf des Pyrometersignals über die gescannten Wellenlängen

3.6 Aufbereitung und Auswertung der Messdaten

Infolge der großen Datenmenge pro Messung mussten die erhaltenen Werte mit Hilfe eines MATLAB®-Programmes (kommentierter Sourcecode siehe Kapitel 6.4) für die spätere Auswertung mit EXCEL® aufbereitet werden. Diese Vorgangsweise wird im Folgenden anhand eines Beispiels schrittweise erklärt:

Abbildung 3.33 zeigt die Pyrometersignale sowohl für ein beliebiges Messsignal als auch für das durch Messelektronik und thermische Einflüsse verursachte Untergrundrauschen. Die Daten liegen in Form von ASCII-Dateien vor und werden in MATLAB® eingelesen. Das Programm sucht nun die beiden Peaks, schneidet sie aus dem Rest der Werte aus und speichert sie wiederum in einer ASCII-Datei.

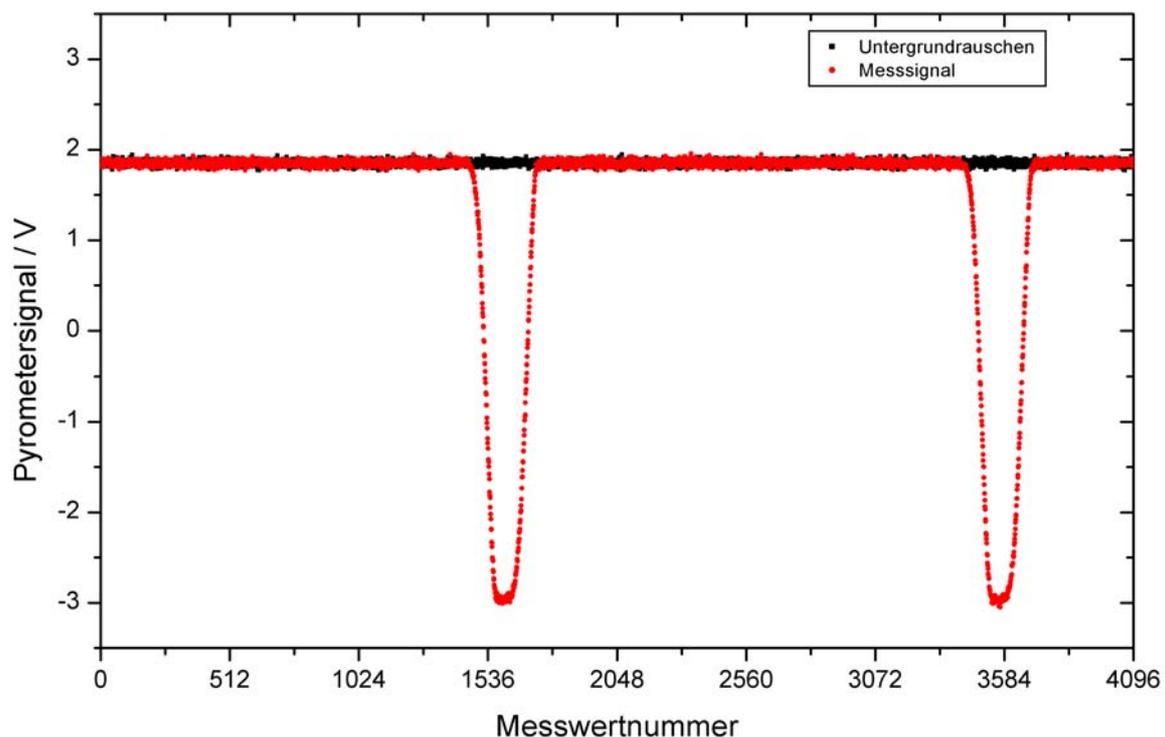


Abbildung 3.33: Beispieldiagramm für die Aufbereitung der Messdaten – Schritt 1

Für das „Ausschneiden“ der Peaks gibt es nun prinzipiell zwei mögliche Varianten (man beachte, dass der Ausschlag in negativer y-Richtung erfolgt!):

Ermittlung des Mittelwertes \bar{x} und der Standardabweichung σ_x aus den Daten für das Untergrundrauschen und Auslesen jener Messdaten J für die gilt: $J < \bar{x} - k \cdot \sigma_x$ mit $k = 1, 2, 3$

Ermittlung des Minimalwertes x_{\min} aus den Daten für das Untergrundrauschen und Auslesen jener Messdaten J für die gilt: $J < x_{\min}$

Die Erfahrung zeigt, dass vor allem für kleine Amplituden des Pyrometersignals die zweite Variante bessere Ergebnisse liefert. Man erhält also den in Abbildung 3.34 dargestellten Verlauf, aus dem nur mehr die Leerräume entfernt werden müssen. Mit der „Doppelpeakkurve“ (siehe Abbildung 3.35) kann man nun zur weiteren Auswertung übergehen. Dazu wird die Anzahl der gefilterten Messwerte zuerst in zwei Hälften geteilt und jeweils in der Mitte davon das Zentrum (x_1 , x_2) des jeweiligen Peaks angenommen ($x_1 = 128$, $x_2 = 384$ in Abbildung 3.35). Schließlich werden Mittelwert und Standardabweichung für jene Pyrometersignale $J(x)$ (blau gekennzeichnete Werte in Abbildung 3.35) berechnet, für die gilt $x_1 - \Delta x \leq x \leq x_1 + \Delta x$ bzw. $x_2 - \Delta x \leq x \leq x_2 + \Delta x$, wobei Δx eine beliebig vorgegebene Breite darstellt.

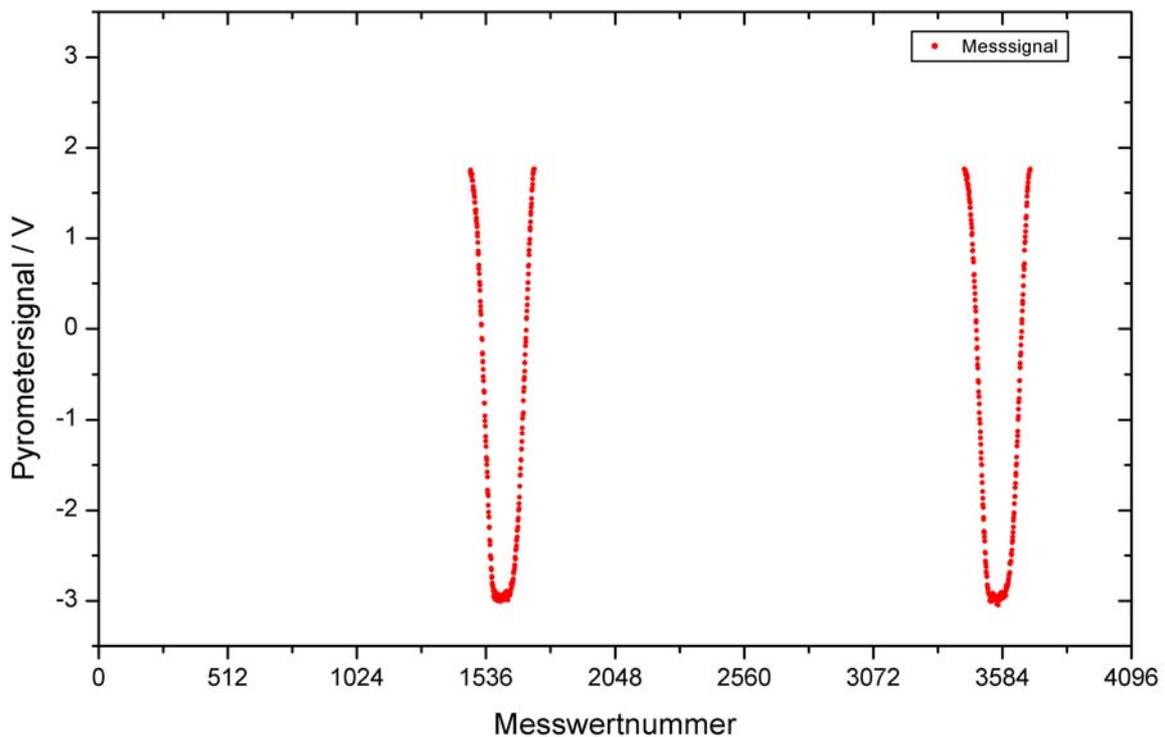


Abbildung 3.34: Beispieldiagramm für die Aufbereitung der Messdaten – Schritt 2

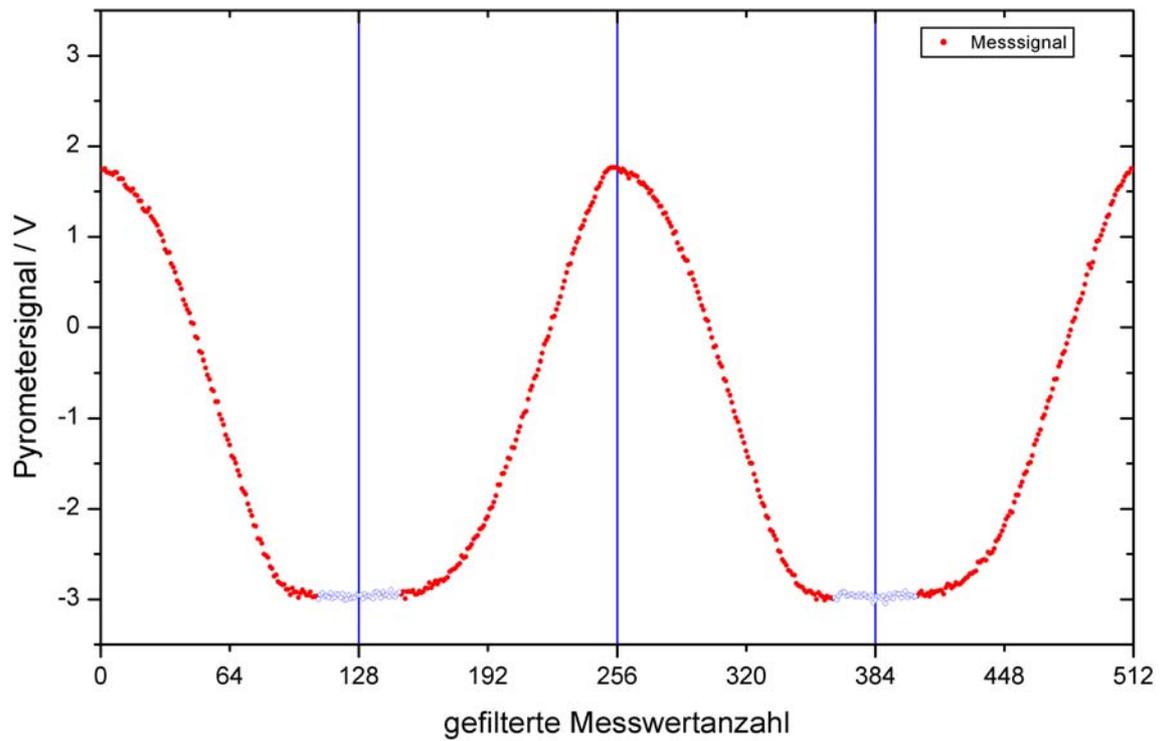


Abbildung 3.35: Beispieldiagramm für die Auswertung der Messdaten

Es sei hier angemerkt, dass infolge von Nulldurchgängen ein „Absolutwert“ $J'(x)$ der Signale $J(x)$ mit $J'(x) = |2 - J(x)|$ für die Auswertungen und Diagramme verwendet wurde.

4 Ergebnisse und Unsicherheitsanalyse

4.1 Unsicherheit der computerunterstützten Auswertung

4.1.1 Rundungsfehler bei Viertelung

Bei der Viertelung der gefilterten Messwertanzahl (siehe 3.6) tritt ein Rundungsfehler und damit eine Verschiebung des Peakzentrums von maximal 3 Einheiten auf.

4.1.2 Unsicherheit durch Δx

Die Wahl von Δx ist maßgebend für die Qualität der erhaltenen Mittelwerte. Wird Δx zu klein gewählt, dann sind die gemittelten Werte nicht mehr ausreichend signifikant für den wahren Wert; ist Δx zu groß, gehen auch Werte außerhalb des Maximums in die Berechnung mit ein. In beiden Fällen führt dies, wie auch der Rundungsfehler bei Viertelung, zu einer Verfälschung der statistisch ermittelten Signalwerte. Da in allen Messungen das Plateau eine Minimalbreite von 60 bis 80 Einheiten hatte, wurde $\Delta x = 25$ gewählt.

Es gehen also weder der Rundungsfehler bei Viertelung noch Δx in die Gesamtunsicherheit der computerunterstützten Auswertung ein, der somit ein rein statistischer ist.

4.2 Lampenkalibrierung

Mit $\Delta U = \pm 0,001 \text{ V}$ und $\Delta R = \pm 0,0001 \text{ } \Omega$ erhält man unter Berücksichtigung von

$$\Delta I = \frac{\Delta U_{ges}}{R} + \frac{U}{R^2} \cdot \Delta R \quad (2.22)$$

und

$$\Delta U_{ges} = \Delta U + \Delta U_{stat} \quad (2.23)$$

ΔU_{ges} Gesamtunsicherheit der Spannung
 ΔU Unsicherheit der Spannung am Voltmeter
 ΔU_{stat} statistische Unsicherheit durch Mittelung über mehrere Messungen

die Unsicherheit der gemessenen Ströme für die Lampenkalibrierung (siehe Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2).

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Messwerte und deren Unsicherheiten für die nach Abbildung 3.2 durchgeführte Strom-Temperatureichung der Wolframbandlampe 1
 TTemperatur bestimmt mittels 2-Wellenlängenindustriepyrometer
 USpannung
 IStrom

T / °C			U / V			I / A		
900	± 5	0,56%	3,491	± 0,018	0,06%	3,505	± 0,019	0,07%
920	± 5	0,54%	3,575	± 0,026	0,09%	3,590	± 0,026	0,09%
940	± 5	0,53%	3,681	± 0,010	0,04%	3,697	± 0,011	0,04%
960	± 5	0,52%	3,788	± 0,015	0,06%	3,804	± 0,015	0,06%
980	± 5	0,51%	3,881	± 0,017	0,06%	3,897	± 0,017	0,07%
1000	± 5	0,50%	3,971	± 0,027	0,11%	3,988	± 0,028	0,11%
1020	± 5	0,49%	4,044	± 0,008	0,03%	4,061	± 0,008	0,03%
1040	± 5	0,48%	4,147	± 0,009	0,04%	4,164	± 0,009	0,04%
1060	± 5	0,47%	4,242	± 0,011	0,05%	4,260	± 0,012	0,05%
1080	± 5	0,46%	4,343	± 0,012	0,05%	4,361	± 0,013	0,06%
1100	± 5	0,45%	4,445	± 0,014	0,06%	4,463	± 0,014	0,06%
1150	± 5	0,43%	4,701	± 0,003	0,01%	4,721	± 0,003	0,02%
1200	± 5	0,42%	4,993	± 0,013	0,06%	5,014	± 0,013	0,07%
1250	± 5	0,40%	5,282	± 0,015	0,08%	5,304	± 0,016	0,08%
1300	± 5	0,38%	5,588	± 0,006	0,03%	5,612	± 0,006	0,03%
1350	± 5	0,37%	5,901	± 0,009	0,05%	5,926	± 0,009	0,05%
1400	± 5	0,36%	6,261	± 0,005	0,03%	6,288	± 0,005	0,03%
1450	± 5	0,34%	6,605	± 0,007	0,04%	6,633	± 0,007	0,05%
1500	± 5	0,33%	6,958	± 0,005	0,04%	6,987	± 0,006	0,04%
1550	± 5	0,32%	7,303	± 0,007	0,05%	7,333	± 0,007	0,05%
1600	± 5	0,31%	7,623	± 0,013	0,10%	7,655	± 0,014	0,11%
1650	± 5	0,30%	7,955	± 0,012	0,09%	7,989	± 0,013	0,10%
1700	± 5	0,29%	8,324	± 0,013	0,11%	8,359	± 0,014	0,12%
1750	± 5	0,29%	8,693	± 0,013	0,11%	8,730	± 0,014	0,12%
1800	± 5	0,28%	9,065	± 0,010	0,09%	9,104	± 0,011	0,10%

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Messwerte und deren Unsicherheiten für die nach Abbildung 3.2 durchgeführte Strom-Temperatureichung der Wolframbandlampe 3
 TTemperatur bestimmt mittels 2-Wellenlängenindustriepyrometer
 USpannung
 IStrom

T / °C			U / V			I / A		
980	± 5	0,51%	13,958	± 0,022	0,31%	14,017	± 0,023	0,33%
1000	± 5	0,50%	14,224	± 0,018	0,25%	14,284	± 0,019	0,27%
1020	± 5	0,49%	14,475	± 0,017	0,25%	14,536	± 0,019	0,27%
1040	± 5	0,48%	14,685	± 0,026	0,38%	14,747	± 0,027	0,41%
1060	± 5	0,47%	14,927	± 0,024	0,36%	14,990	± 0,025	0,38%
1080	± 5	0,46%	15,162	± 0,028	0,42%	15,226	± 0,030	0,45%
1100	± 5	0,45%	15,372	± 0,043	0,66%	15,437	± 0,044	0,69%
1150	± 5	0,43%	15,969	± 0,053	0,85%	16,037	± 0,055	0,88%
1200	± 5	0,42%	16,601	± 0,043	0,72%	16,671	± 0,045	0,75%
1250	± 5	0,40%	17,245	± 0,043	0,75%	17,317	± 0,045	0,78%
1300	± 5	0,38%	17,908	± 0,040	0,71%	17,984	± 0,042	0,75%
1350	± 5	0,37%	18,602	± 0,030	0,55%	18,680	± 0,032	0,59%
1400	± 5	0,36%	19,328	± 0,016	0,31%	19,410	± 0,018	0,35%
1450	± 5	0,34%	20,096	± 0,018	0,36%	20,181	± 0,020	0,41%

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Messwerte und deren Unsicherheiten für die nach Abbildung 3.2 durchgeführte Strom-Temperaturmessung der Wolframhalogenlampe 2
 T Temperatur bestimmt mittels 2-Wellenlängenindustriepyrometer
 U Spannung
 I Strom

T / °C			U / V		I / A	
980	± 5	0,51%	10,251	± 0,015 0,15%	10,294	± 0,016 0,16%
1000	± 5	0,50%	10,451	± 0,008 0,08%	10,495	± 0,009 0,10%
1020	± 5	0,49%	10,601	± 0,021 0,22%	10,646	± 0,022 0,23%
1040	± 5	0,48%	10,769	± 0,010 0,11%	10,814	± 0,011 0,12%
1060	± 5	0,47%	10,936	± 0,021 0,22%	10,982	± 0,022 0,24%
1080	± 5	0,46%	11,104	± 0,025 0,28%	11,151	± 0,026 0,29%
1100	± 5	0,45%	11,255	± 0,005 0,05%	11,303	± 0,006 0,06%
1150	± 5	0,43%	11,651	± 0,027 0,31%	11,700	± 0,028 0,33%
1200	± 5	0,42%	12,088	± 0,019 0,23%	12,139	± 0,020 0,25%
1250	± 5	0,40%	12,538	± 0,033 0,41%	12,591	± 0,034 0,43%
1300	± 5	0,38%	13,002	± 0,017 0,22%	13,057	± 0,018 0,24%
1350	± 5	0,37%	13,496	± 0,011 0,15%	13,553	± 0,013 0,17%
1400	± 5	0,36%	14,016	± 0,015 0,20%	14,075	± 0,016 0,23%
1450	± 5	0,34%	14,577	± 0,016 0,23%	14,638	± 0,017 0,25%
1500	± 5	0,33%	15,146	± 0,016 0,24%	15,210	± 0,018 0,27%
1550	± 5	0,32%	15,741	± 0,014 0,22%	15,807	± 0,016 0,25%
1600	± 5	0,31%	16,366	± 0,021 0,34%	16,435	± 0,022 0,37%
1650	± 5	0,30%	16,992	± 0,020 0,35%	17,064	± 0,022 0,38%
1700	± 5	0,29%	17,631	± 0,015 0,26%	17,705	± 0,017 0,30%
1750	± 5	0,29%	18,295	± 0,019 0,34%	18,372	± 0,021 0,38%
1800	± 5	0,28%	18,967	± 0,010 0,19%	19,047	± 0,012 0,23%

Für die in Abbildung 3.3 eingezeichneten Ausgleichskurven wurde ein polynomischer Fit zweiter Ordnung - Gleichung (2.24) - verwendet.

$$y = a + b \cdot x + c \cdot x^2 \quad (2.24)$$

x, y Punktkoordinaten für Ausgleichskurve in Abbildung 3.3
 a, b, c Parameter für polynomischen Fit zweiter Ordnung

Die entsprechenden Parameter und deren Unsicherheiten sind in Tabelle 4.4 angeführt.

Tabelle 4.4: Parameter und deren Unsicherheiten für die Ausgleichskurven in Abbildung 3.3 nach Gleichung (2.24)

Parameter	Lampe 1		Lampe 2		Lampe 3	
	Wert	Unsicherheit	Wert	Unsicherheit	Wert	Unsicherheit
a	0,80122	± 0,16286	7,44172	± 0,17299	7,70946	± 0,49529
b	0,00134	± 2,54911E-4	-0,00119	± 2,60545E-4	0,00212	± 8,32041E-4
c	1,8296E-6	± 9,57411E-8	4,2468E-6	± 9,49872E-8	4,45776E-6	± 3,44506E-7

4.3 Pyrometerdrift

Die Unsicherheit bei Messung der Pyrometerdrift (rein statistisch) folgt aus der computerunterstützten Auswertung und ist mit den Messwerten in Tabelle 3.4 angeführt. Für die Ausgleichsgerade wurden folgende Werte ermittelt:

$$k = (-3,76 \pm 0,20) \cdot 10^{-5} \text{ V}$$

$$d = (0,922 \pm 0,001) \text{ V}$$

D.h. nach einer durchgehenden 10-minütigen Messung mit einer Quelle hoher Intensität ist das Ergebnis um ~2,5 % zu niedrig. Somit folgt, dass die Pyrometerdrift für die verwendeten Kurzzeitmessungen vernachlässigbar ist.

4.4 Linearität

4.4.1 Messung mit 2 Wolframbandlampen

Die nach Abbildung 3.5 durchgeführte Messung ergab folgende Pyrometersignale.

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Messwerte und deren Unsicherheiten für die nach Abbildung 3.5 durchgeführten Linearitätsüberprüfung mit konstantem Strom durch Lampe 1
 I_1 / I_2 Strom durch Lampe 1 / 2
 J_1Pyrometersignal der Lampe 1 bei abgedecktem Strahlengang II
 J_2Pyrometersignal der Lampe 2 bei abgedecktem Strahlengang I
 J_{1+2}Pyrometersignal beider Lampen
 J_1+J_2addierte Pyrometersignale

I_2	J_2		J_{1+2}		J_1+J_2	
A	V					
$I_1 = 6,00 \pm 0,05$ (0,8 %) A, $J_1 = 1,014 \pm 0,034$ (3,4 %) V						
15,0	0,417	$\pm 0,027$ 6,5%	1,284	$\pm 0,041$ 3,2%	1,249	$\pm 0,062$ 4,3%
16,0	0,502	$\pm 0,026$ 5,2%	1,368	$\pm 0,042$ 3,1%	1,334	$\pm 0,061$ 4,0%
17,0	0,590	$\pm 0,030$ 5,1%	1,469	$\pm 0,049$ 3,3%	1,422	$\pm 0,065$ 4,0%
18,0	0,692	$\pm 0,028$ 4,0%	1,549	$\pm 0,043$ 2,7%	1,523	$\pm 0,062$ 3,7%
19,0	0,794	$\pm 0,030$ 3,7%	1,657	$\pm 0,046$ 2,8%	1,626	$\pm 0,064$ 3,6%
20,0	0,901	$\pm 0,034$ 3,8%	1,762	$\pm 0,065$ 3,7%	1,733	$\pm 0,068$ 3,6%
21,0	1,015	$\pm 0,034$ 3,4%	1,874	$\pm 0,054$ 2,9%	1,847	$\pm 0,069$ 3,4%
22,0	1,124	$\pm 0,057$ 5,1%	1,987	$\pm 0,062$ 3,1%	1,956	$\pm 0,091$ 4,3%
23,0	1,251	$\pm 0,039$ 3,1%	2,106	$\pm 0,060$ 2,8%	2,083	$\pm 0,074$ 3,3%
$I_1 = 8,00 \pm 0,05$ (0,6 %) A, $J_1 = 2,875 \pm 0,086$ (3,0 %) V						
15,0	0,406	$\pm 0,028$ 6,8%	3,127	$\pm 0,089$ 2,8%	3,099	$\pm 0,114$ 3,5%
16,0	0,478	$\pm 0,026$ 5,5%	3,199	$\pm 0,092$ 2,9%	3,171	$\pm 0,112$ 3,4%
17,0	0,564	$\pm 0,029$ 5,2%	3,279	$\pm 0,106$ 3,2%	3,258	$\pm 0,115$ 3,3%
18,0	0,659	$\pm 0,028$ 4,3%	3,373	$\pm 0,101$ 3,0%	3,353	$\pm 0,114$ 3,2%
19,0	0,758	$\pm 0,031$ 4,1%	3,467	$\pm 0,110$ 3,2%	3,451	$\pm 0,117$ 3,2%
20,0	0,858	$\pm 0,032$ 3,7%	3,570	$\pm 0,108$ 3,0%	3,551	$\pm 0,118$ 3,1%
21,0	0,969	$\pm 0,036$ 3,7%	3,676	$\pm 0,110$ 3,0%	3,663	$\pm 0,122$ 3,2%
22,0	1,083	$\pm 0,035$ 3,3%	3,787	$\pm 0,117$ 3,1%	3,777	$\pm 0,121$ 3,1%
23,0	1,197	$\pm 0,038$ 3,2%	3,894	$\pm 0,117$ 3,0%	3,890	$\pm 0,124$ 3,0%

$I_1 = 10,00 \pm 0,05$ (0,5 %) A, $J_1 = 5,019 \pm 0,190$ (3,8 %) V						
15,0	$0,395 \pm 0,027$	6,9%	$5,183 \pm 0,211$	4,1%	$5,232 \pm 0,218$	4,0%
16,0	$0,460 \pm 0,027$	5,9%	$5,262 \pm 0,159$	3,0%	$5,297 \pm 0,217$	4,0%
17,0	$0,543 \pm 0,028$	5,1%	$5,320 \pm 0,196$	3,7%	$5,380 \pm 0,218$	3,9%
18,0	$0,631 \pm 0,029$	4,5%	$5,401 \pm 0,191$	3,5%	$5,468 \pm 0,219$	3,9%
19,0	$0,727 \pm 0,031$	4,2%	$5,494 \pm 0,176$	3,2%	$5,564 \pm 0,221$	3,8%
20,0	$0,827 \pm 0,032$	3,9%	$5,572 \pm 0,212$	3,8%	$5,664 \pm 0,222$	3,8%
21,0	$0,931 \pm 0,034$	3,6%	$5,668 \pm 0,200$	3,5%	$5,767 \pm 0,224$	3,8%
22,0	$1,027 \pm 0,048$	4,6%	$5,770 \pm 0,198$	3,4%	$5,864 \pm 0,238$	3,9%
23,0	$1,145 \pm 0,036$	3,1%	$5,863 \pm 0,213$	3,6%	$5,982 \pm 0,226$	3,7%

Wie in Abbildung 3.6 bis Abbildung 3.8 leicht ersichtlich ist, sind die gemessenen Signale für beide Lampen (J_{1+2}) und die Summe aus den Einzelsignalen (J_1+J_2) innerhalb der Fehlertoleranzen deckungsgleich; dies entspricht einer ausgezeichneten Linearität des Pyrometers.

In Tabelle 4.6 sind die Parameter für den polynomischen Fit zweiter Ordnung in Abbildung 3.6 bis Abbildung 3.8 angeführt.

Tabelle 4.6: Parameter und deren Unsicherheiten für den polynomischen Fit zweiter Ordnung in Abbildung 3.6 bis Abbildung 3.8
 I_1Strom durch Lampe 1
 J_2Pyrometersignal der Lampe 2 bei abgedecktem Strahlengang I
 J_{1+2}Pyrometersignal beider Lampen
 J_1+J_2addierte Pyrometersignale
a, b, c....Parameter für polynomischen Fit zweiter Ordnung

$I_1 = 6,00 \pm 0,05$ (0,8 %) A			
	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,297 \pm 0,062$	$0,576 \pm 0,095$	$0,541 \pm 0,061$
b	$0,010 \pm 0,007$	$0,011 \pm 0,010$	$0,010 \pm 0,007$
c	$0,002 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$
$I_1 = 8,00 \pm 0,05$ (0,6 %) A			
	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,125 \pm 0,070$	$2,592 \pm 0,087$	$2,558 \pm 0,072$
b	$-0,007 \pm 0,007$	$-0,005 \pm 0,009$	$-0,006 \pm 0,008$
c	$0,003 \pm 0,000$	$0,003 \pm 0,000$	$0,003 \pm 0,000$
$I_1 = 10,00 \pm 0,05$ (0,5 %) A			
	J_2	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,129 \pm 0,109$	$4,724 \pm 0,126$	$4,712 \pm 0,106$
b	$-0,005 \pm 0,012$	$-0,005 \pm 0,013$	$-0,005 \pm 0,011$
c	$0,003 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$	$0,003 \pm 0,000$

Tabelle 4.7: Zusammenfassung der Messwerte und deren Unsicherheiten für die nach Abbildung 3.5 durchgeführten Linearitätsüberprüfung mit konstantem Strom durch Lampe 2
 I_1 / I_2 Strom durch Lampe 1 / 2
 J_1Pyrometersignal der Lampe 1 bei abgedecktem Strahlengang II
 J_2Pyrometersignal der Lampe 2 bei abgedecktem Strahlengang I
 J_{1+2}Pyrometersignal beider Lampen
 J_1+J_2addierte Pyrometersignale

I_1	J_1		J_{1+2}		J_1+J_2	
A	V					
$I_2 = 15,00 \pm 0,05$ (0,3 %) A, $J_2 = 0,386 \pm 0,028$ (7,4 %) V						
5,0	0,423	$\pm 0,024$ 5,6%	0,654	$\pm 0,026$ 3,9%	0,627	$\pm 0,052$ 6,4%
5,5	0,661	$\pm 0,024$ 3,7%	0,901	$\pm 0,029$ 3,2%	0,865	$\pm 0,053$ 5,0%
6,0	0,957	$\pm 0,024$ 2,6%	1,203	$\pm 0,027$ 2,3%	1,162	$\pm 0,053$ 3,9%
6,5	1,317	$\pm 0,026$ 2,0%	1,563	$\pm 0,026$ 1,6%	1,521	$\pm 0,055$ 3,2%
7,0	1,739	$\pm 0,028$ 1,6%	1,977	$\pm 0,028$ 1,4%	1,943	$\pm 0,057$ 2,7%
7,5	2,184	$\pm 0,028$ 1,3%	2,423	$\pm 0,026$ 1,1%	2,388	$\pm 0,056$ 2,2%
8,0	2,675	$\pm 0,027$ 1,0%	2,921	$\pm 0,026$ 0,9%	2,879	$\pm 0,056$ 1,8%
8,5	3,197	$\pm 0,027$ 0,8%	3,442	$\pm 0,029$ 0,8%	3,401	$\pm 0,056$ 1,6%
9,0	3,756	$\pm 0,028$ 0,7%	4,009	$\pm 0,028$ 0,7%	3,960	$\pm 0,056$ 1,4%
9,5	4,347	$\pm 0,029$ 0,7%	4,594	$\pm 0,027$ 0,6%	4,551	$\pm 0,058$ 1,2%
10,0	4,947	$\pm 0,028$ 0,6%	5,185	$\pm 0,026$ 0,5%	5,151	$\pm 0,056$ 1,1%
$I_2 = 18,00 \pm 0,05$ (0,3 %) A, $J_2 = 0,629 \pm 0,026$ (4,2 %) V						
5,0	0,422	$\pm 0,027$ 6,5%	0,899	$\pm 0,026$ 2,9%	0,869	$\pm 0,054$ 5,1%
5,5	0,661	$\pm 0,024$ 3,7%	1,140	$\pm 0,024$ 2,1%	1,108	$\pm 0,051$ 3,9%
6,0	0,963	$\pm 0,024$ 2,5%	1,448	$\pm 0,027$ 1,9%	1,410	$\pm 0,050$ 3,1%
6,5	1,331	$\pm 0,027$ 2,0%	1,813	$\pm 0,027$ 1,5%	1,778	$\pm 0,053$ 2,7%
7,0	1,740	$\pm 0,027$ 1,5%	2,228	$\pm 0,027$ 1,2%	2,187	$\pm 0,053$ 2,2%
7,5	2,194	$\pm 0,027$ 1,2%	2,676	$\pm 0,026$ 1,0%	2,641	$\pm 0,053$ 1,9%
8,0	2,684	$\pm 0,028$ 1,0%	3,175	$\pm 0,028$ 0,9%	3,131	$\pm 0,054$ 1,6%
8,5	3,210	$\pm 0,028$ 0,9%	3,698	$\pm 0,027$ 0,7%	3,657	$\pm 0,055$ 1,4%
9,0	3,773	$\pm 0,028$ 0,7%	4,259	$\pm 0,026$ 0,6%	4,220	$\pm 0,054$ 1,2%
9,5	4,364	$\pm 0,026$ 0,6%	4,850	$\pm 0,028$ 0,6%	4,811	$\pm 0,053$ 1,1%
10,0	4,967	$\pm 0,028$ 0,6%	5,445	$\pm 0,028$ 0,5%	5,414	$\pm 0,054$ 1,0%
$I_2 = 21,00 \pm 0,05$ (0,2 %) A, $J_2 = 0,628 \pm 0,026$ (4,2 %) V						
5,0	0,423	$\pm 0,029$ 6,8%	1,159	$\pm 0,026$ 2,2%	1,233	$\pm 0,055$ 5,2%
5,5	0,663	$\pm 0,028$ 4,2%	1,395	$\pm 0,026$ 1,8%	1,473	$\pm 0,054$ 4,2%
6,0	0,968	$\pm 0,027$ 2,8%	1,707	$\pm 0,027$ 1,6%	1,778	$\pm 0,054$ 3,4%
6,5	1,331	$\pm 0,024$ 1,8%	2,067	$\pm 0,026$ 1,2%	2,141	$\pm 0,051$ 2,6%
7,0	1,745	$\pm 0,026$ 1,5%	2,477	$\pm 0,023$ 0,9%	2,555	$\pm 0,053$ 2,2%
7,5	2,197	$\pm 0,026$ 1,2%	2,927	$\pm 0,027$ 0,9%	3,007	$\pm 0,052$ 1,8%
8,0	2,690	$\pm 0,026$ 1,0%	3,413	$\pm 0,027$ 0,8%	3,500	$\pm 0,052$ 1,6%
8,5	3,208	$\pm 0,028$ 0,9%	3,937	$\pm 0,026$ 0,7%	4,018	$\pm 0,054$ 1,4%
9,0	3,761	$\pm 0,029$ 0,8%	4,499	$\pm 0,028$ 0,6%	4,571	$\pm 0,055$ 1,3%
9,5	4,352	$\pm 0,028$ 0,6%	5,084	$\pm 0,028$ 0,5%	5,162	$\pm 0,054$ 1,1%
10,0	4,963	$\pm 0,029$ 0,6%	5,681	$\pm 0,025$ 0,4%	5,773	$\pm 0,056$ 1,0%

Auch in Abbildung 3.9 bis Abbildung 3.11 sind die gemessenen Signale für beide Lampen (J_{1+2}) und die Summe aus den Einzelsignalen (J_1+J_2) innerhalb der Fehlertoleranzen deckungsgleich.

In Tabelle 4.8 sind die Parameter für den polynomischen Fit zweiter Ordnung in Abbildung 3.9 bis Abbildung 3.11 angeführt.

Tabelle 4.8: Parameter und deren Unsicherheiten für den polynomischen Fit zweiter Ordnung in Abbildung 3.9 bis Abbildung 3.11
 I_2Strom durch Lampe 2
 J_2Pyrometersignal der Lampe 1 bei abgedecktem Strahlengang II
 J_{1+2}Pyrometersignal beider Lampen
 J_1+J_2addierte Pyrometersignale
a, b, c....Parameter für polynomischen Fit zweiter Ordnung

$I_2 = 15,00 \pm 0,05 (0,3 \%) \text{ A}$			
	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,180 \pm 0,179$	$-0,008 \pm 0,180$	$0,025 \pm 0,178$
b	$-0,288 \pm 0,049$	$-0,270 \pm 0,050$	$-0,288 \pm 0,049$
c	$0,080 \pm 0,003$	$0,079 \pm 0,003$	$0,080 \pm 0,003$
$I_2 = 18,00 \pm 0,05 (0,3 \%) \text{ A}$			
	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,196 \pm 0,169$	$0,204 \pm 0,178$	$0,251 \pm 0,169$
b	$-0,285 \pm 0,046$	$-0,262 \pm 0,049$	$-0,285 \pm 0,046$
c	$0,080 \pm 0,003$	$0,079 \pm 0,003$	$0,080 \pm 0,003$
$I_2 = 21,00 \pm 0,05 (0,2 \%) \text{ A}$			
	J_1	J_{1+2}	J_1+J_2
a	$-0,232 \pm 0,158$	$0,498 \pm 0,165$	$0,578 \pm 0,158$
b	$-0,272 \pm 0,043$	$-0,270 \pm 0,045$	$-0,272 \pm 0,043$
c	$0,079 \pm 0,003$	$0,079 \pm 0,003$	$0,079 \pm 0,003$

4.4.2 Messung mit Stabblitz

Auch hier treten im Wesentlichen nur statistische Fehler auf, die in der Größenordnung von 0,5 – 3,0 % liegen.

Wie schon in 4.4.1 ist auch hier in Abbildung 3.13 bis Abbildung 3.16 ersichtlich, dass die gemessenen Signale für beide Lampen (J_{1+2}) und die Summe aus den Einzelsignalen (J_1+J_2) innerhalb der Fehlertoleranzen deckungsgleich sind.

4.4.3 Messung mit Kohlebogenlampe

Die gemessenen Pyrometersignale waren zu gering, um daraus Rückschlüsse auf die Linearität ziehen zu können.

4.5 Size-of-Source-Effekt

4.5.1 Temperaturunsicherheit des Schwarzkörpers

Laut Datenblatt beträgt die Unsicherheit der Temperatur des Schwarzkörpers:

$$\Delta T = \pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$$

4.5.2 Stromunsicherheit der Wolframbandlampe

Auch hier gilt wie unter 4.4.1 angeführt für die Stromunsicherheit:

$$\Delta I = \pm 0,05 \text{ A}$$

4.5.3 Unsicherheit der Lochblende / Spaltblende

Die verschiedenen Durchmesser d der Lochblenden wurden mit einer Schiebelehre vermessen, die Unsicherheit wird angenommen mit:

$$\Delta d = \pm 0,05 \text{ mm}$$

Die Spaltbreite x_S wurde mit einem Kathetometer vermessen und deren Unsicherheit bestimmt zu:

$$\Delta x_S = \pm 0,01 \text{ mm}$$

4.5.4 Unsicherheit der gemessenen Intensität

Als Unsicherheit der gemessenen Intensität wird die statistische Standardabweichung angenommen. Die Messwerte sind mit den entsprechenden Unsicherheiten in Tabelle 3.7 angeführt und in Abbildung 3.21 bzw. Abbildung 3.22 graphisch dargestellt.

Die Parameter für den polynomischen sowie für den linearen Fit sind in Tabelle 4.9 für die Schwarzkörpermessung und in Tabelle 4.10 für die Messung mit der Wolframbandlampe angegeben.

Tabelle 4.9: Fitparameter für die Ausgleichskurven in Abbildung 3.21 und Abbildung 3.22
 $T_1 - T_4$...Schwarzkörpertemperaturen
 a, b, c....Parameter für polynomischen Fit zweiter Ordnung
 k, dParameter für lineare Regression

		$T_1 = 961 \text{ }^\circ\text{C}$		$T_2 = 1064 \text{ }^\circ\text{C}$		$T_3 = 1100 \text{ }^\circ\text{C}$		$T_4 = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$	
		Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
$y = a + b \cdot x + c \cdot x^2$									
a		0,0902	$\pm 0,0345$	0,0194	$\pm 0,0306$	0,0317	$\pm 0,0182$	-0,0468	$\pm 0,0223$
b		-0,0231	$\pm 0,0123$	0,0055	$\pm 0,0124$	-0,0007	$\pm 0,0074$	0,0438	$\pm 0,0100$
c		0,0107	$\pm 0,0010$	0,0137	$\pm 0,0011$	0,0193	$\pm 0,0007$	0,0347	$\pm 0,0010$
$y = k \cdot x + d$									
k		0,0112	$\pm 0,0003$	0,0181	$\pm 0,0003$	0,0244	$\pm 0,0001$	0,0494	$\pm 0,0005$
d		0,0270	$\pm 0,0087$	0,0325	$\pm 0,0080$	0,0299	$\pm 0,0047$	0,0448	$\pm 0,0157$

Tabelle 4.10: Fitparameter für die Ausgleichskurven in Abbildung 3.24 und Abbildung 3.25
 I₁ – I₃Ströme durch Wolframbandlampe
 a, b, cParameter für polynomischen Fit zweiter Ordnung
 k, dParameter für lineare Regression

	I ₁ = 7,9 A		I ₂ = 8,8 A		I ₃ = 10,0 A	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
$y = a + b \cdot x + c \cdot x^2$						
a	0,0038	± 0,0092	0,0394	± 0,0189	-0,0447	± 0,0254
b	0,0025	± 0,0033	0,0146	± 0,0076	0,0514	± 0,0114
c	0,0100	± 0,0003	0,0143	± 0,0007	0,0294	± 0,0011
$y = k \cdot x + d$						
k	0,0130	± 0,0001	0,0198	± 0,0002	0,0435	± 0,0006
d	0,0105	± 0,0018	0,0740	± 0,0065	0,0628	± 0,0182

Bildet man nun das Verhältnis

$$SSE = \frac{I_{dmax}}{I_d} \tag{2.25}$$

SSE Size-of-Source-Effekt
 I_{dmax} Intensität / Pyrometersignal bei maximalem Blendendurchmesser
 I_d Intensität / Pyrometersignal bei verwendetem Blendendurchmesser

und trägt die erhaltenen Daten über die verschiedenen Blendendurchmesser auf, so erhält man als graphische Darstellung für den Size-of-Source-Effekt Abbildung 4.1 bis Abbildung 4.8.

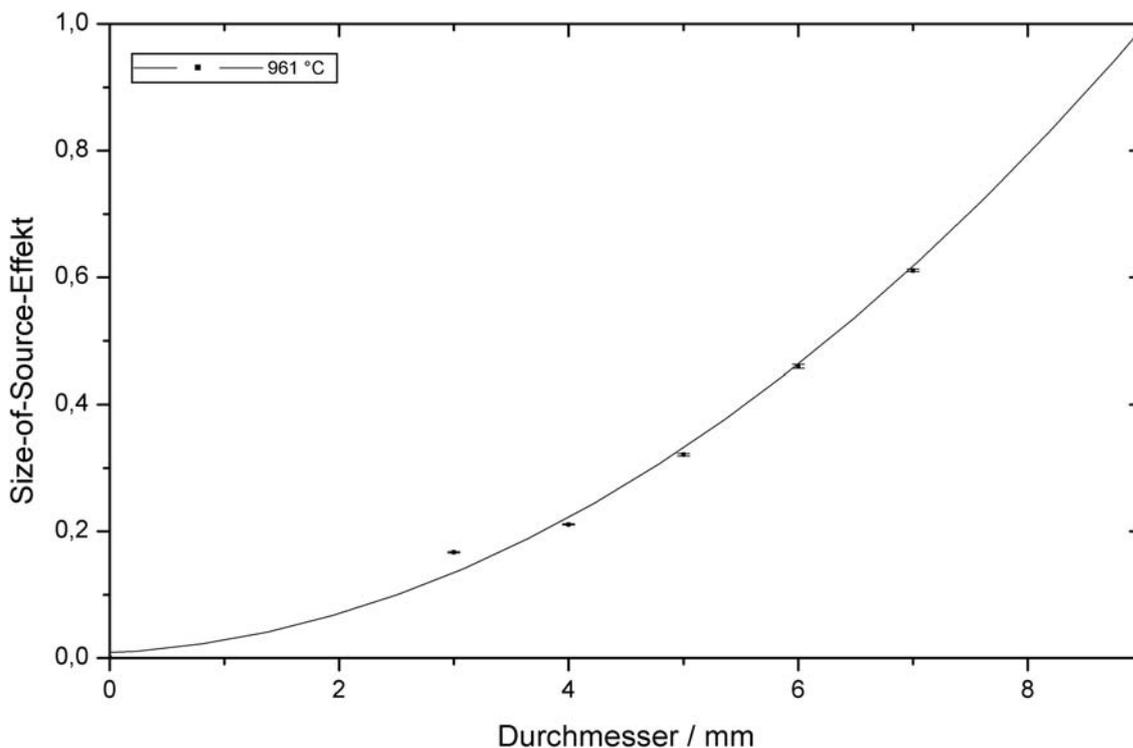


Abbildung 4.1: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 961° C

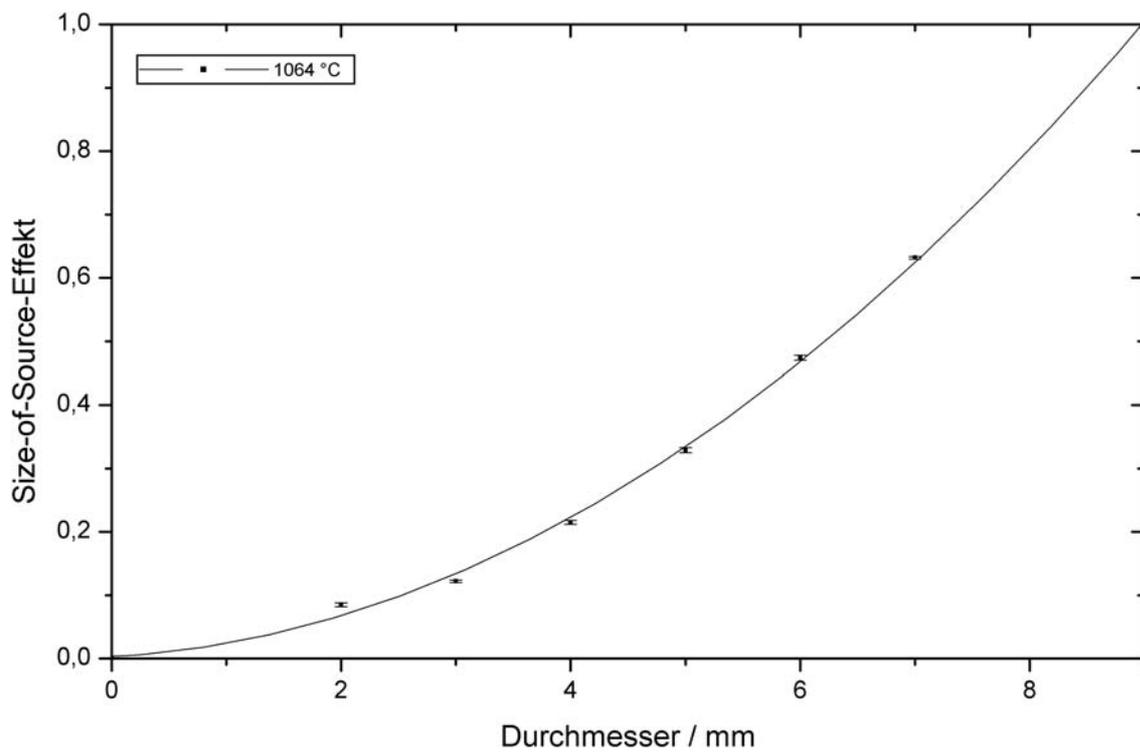


Abbildung 4.2: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1064 °C

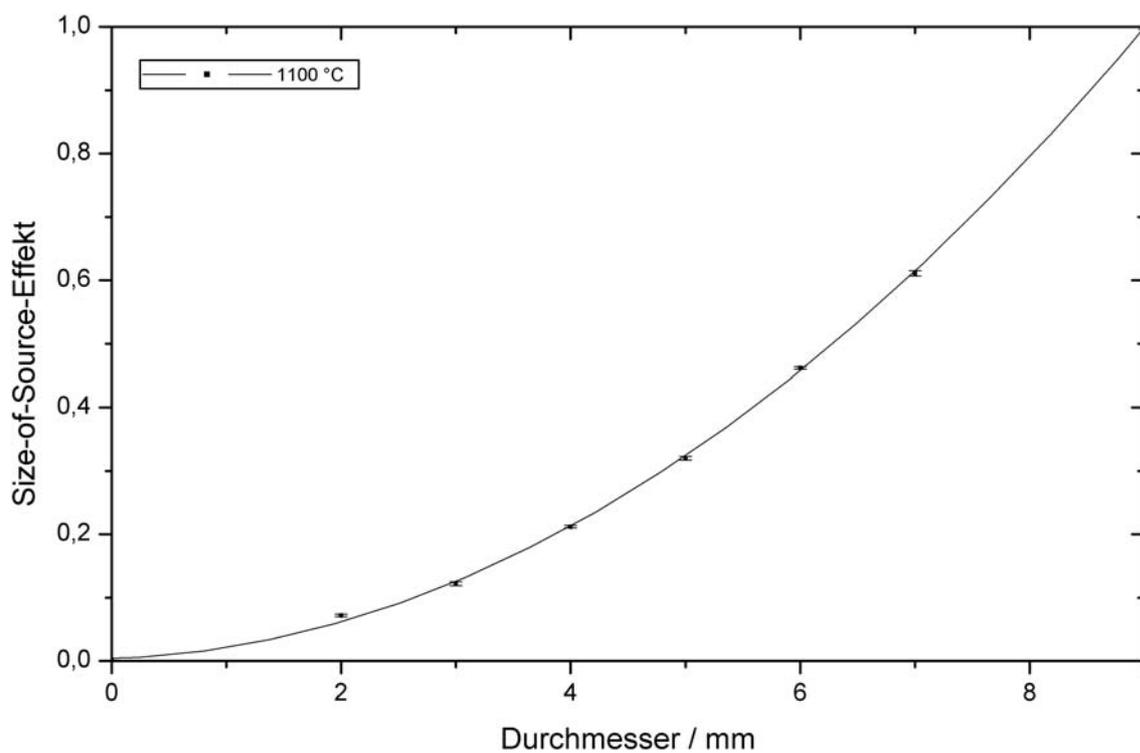


Abbildung 4.3: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1100 °C

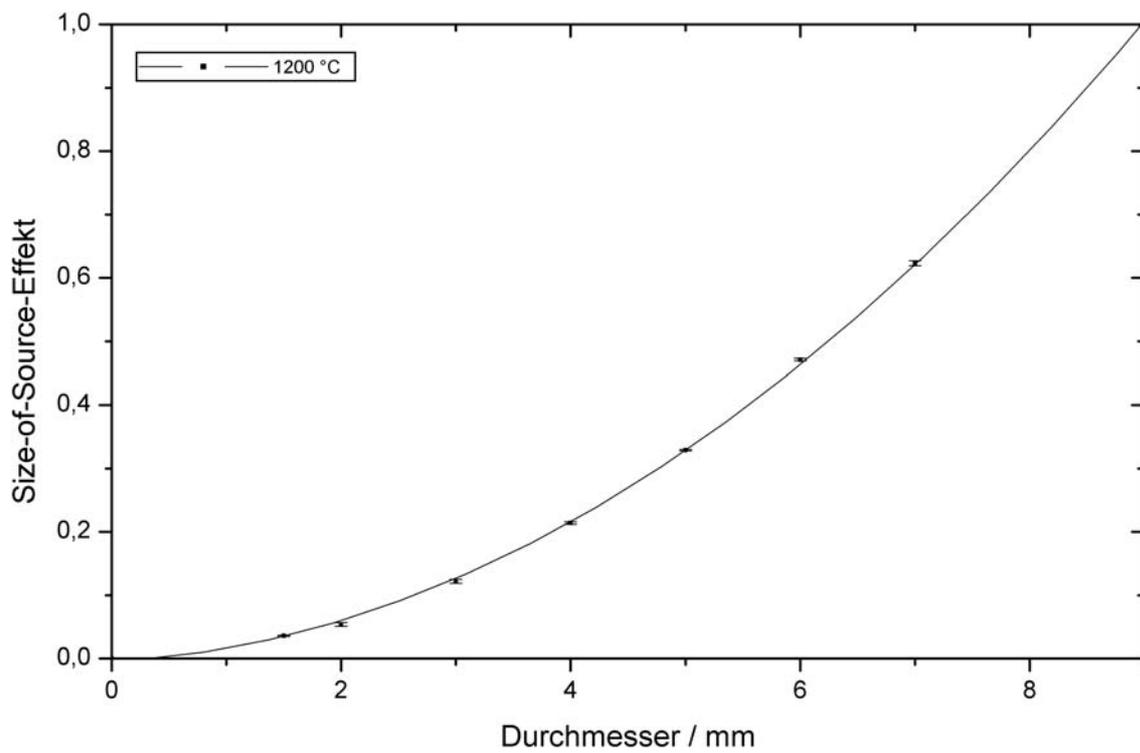


Abbildung 4.4: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1200 °C

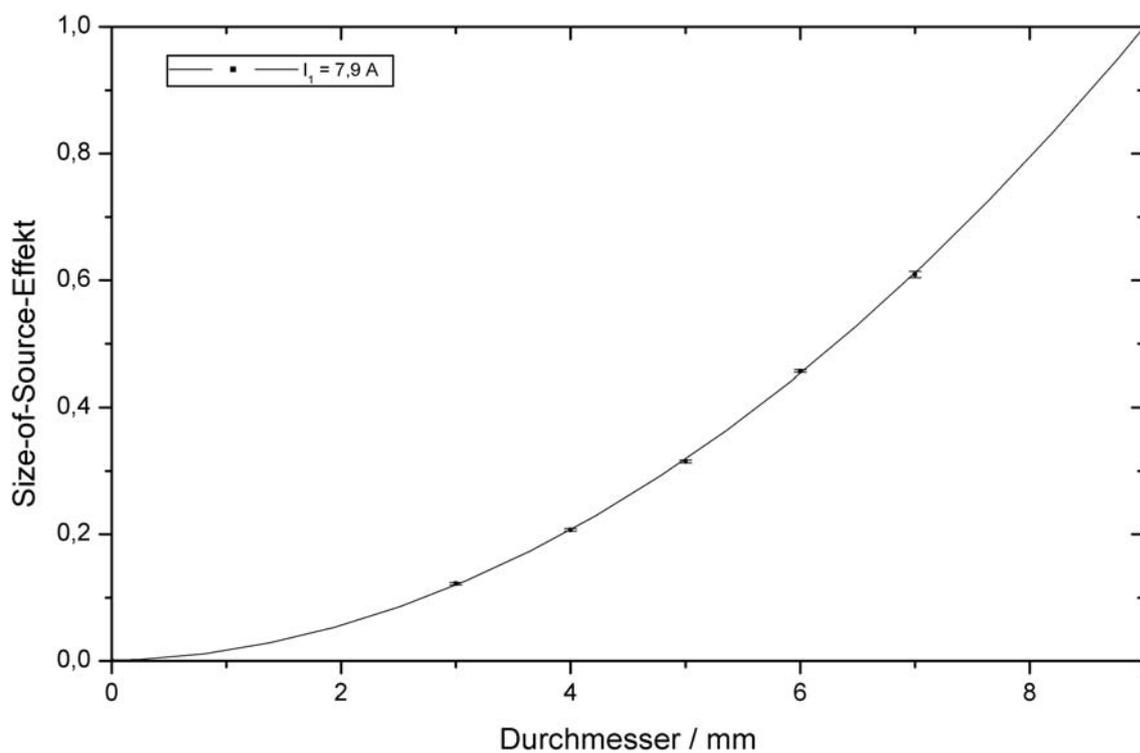
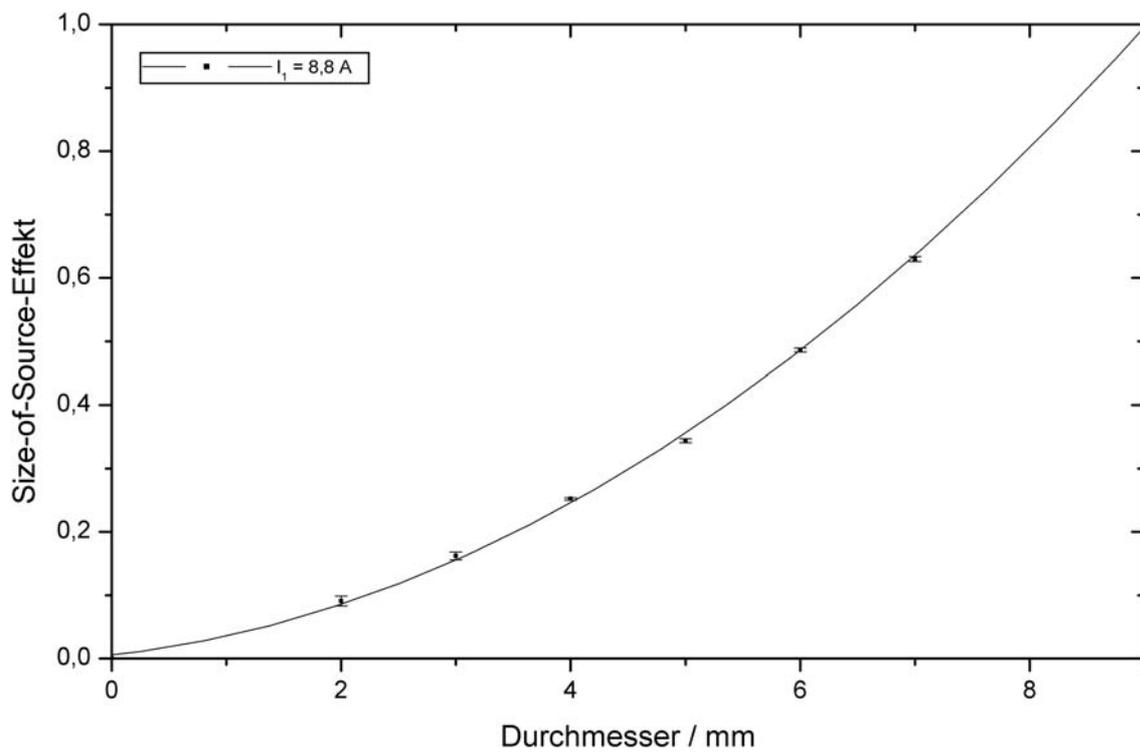
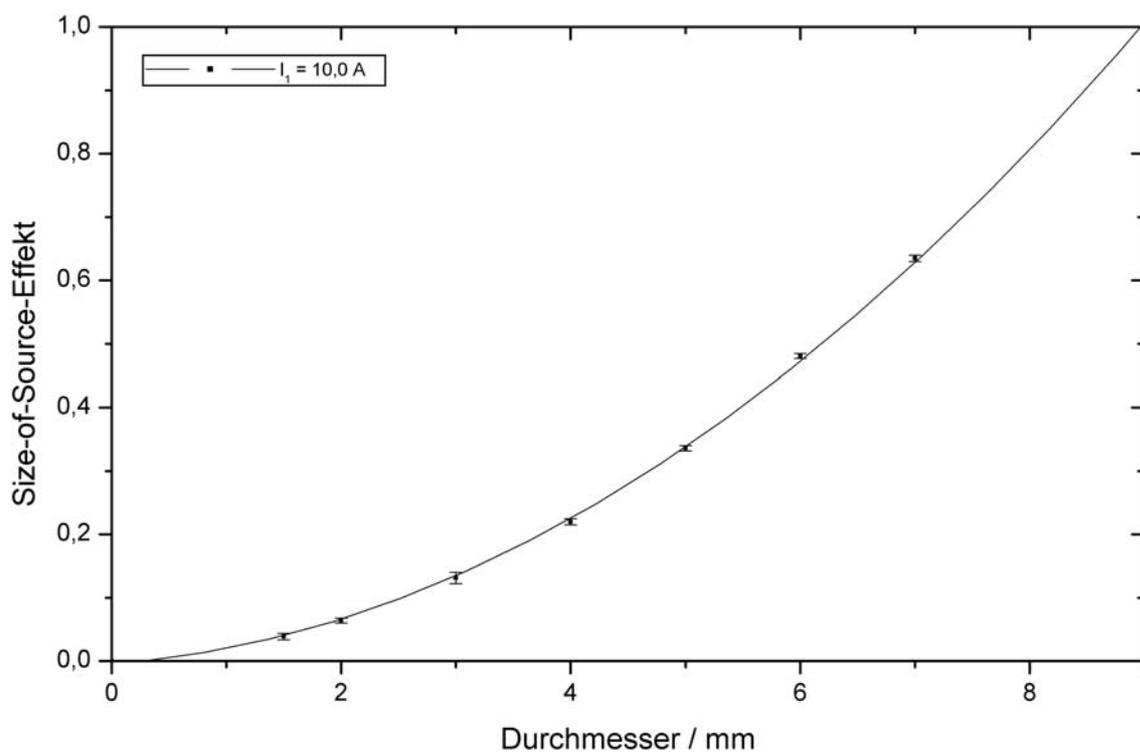


Abbildung 4.5: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 7,9 \text{ A}$

Abbildung 4.6: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 8,8 \text{ A}$ Abbildung 4.7: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 10,0 \text{ A}$

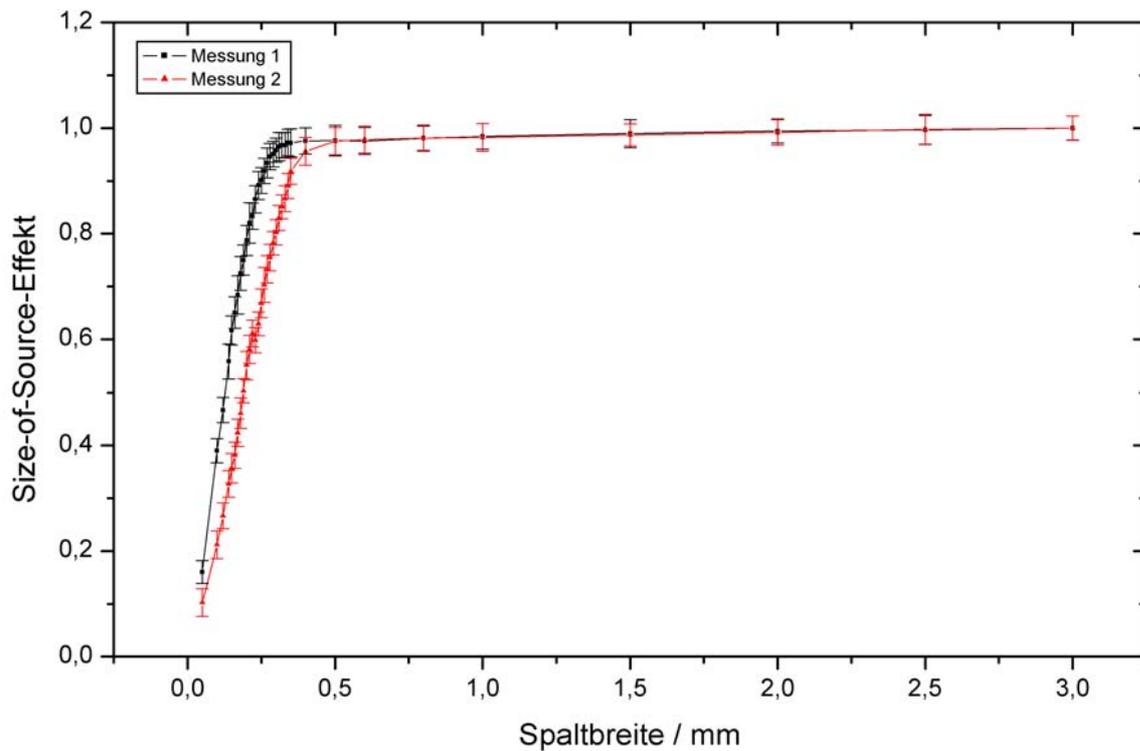


Abbildung 4.8: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 18,0$ A gemessen nach dem Aufbau aus Kapitel 3.4.3

4.6 Mittlere effektive Wellenlänge

4.6.1 Unsicherheit der Wellenlänge λ

Die Unsicherheit der Wellenlänge λ des Actron Research Corporation SpectraPro 500 Monochromators kann angegeben werden mit:

$$\Delta\lambda = \pm 0,5 \text{ nm}$$

Der Intensitätsverlauf des Interferenzfilters vom 1500 nm-Pyrometer im Bereich des Hauptmaximums bei Verwendung einer Wolframbandlampe ist in Abbildung 3.32 dargestellt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Pyrometerdrift

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, konnte nach einer durchgehenden Messung von 960 Sekunden mit einer Wolframbandlampe hoher Intensität ein nur um rund 4% zur niedriges Pyrometersignal nachgewiesen werden. Unter Berücksichtigung der in Kapitel 4.3 ermittelten Regressionsgeraden und der sonst üblichen Messdauern, die weit unterhalb einer Sekunde liegen, kann die Pyrometerdrift als Beitrag zur Gesamtunsicherheit des Pyrometers vernachlässigt werden.

5.2 Linearität

Die nach den in Abbildung 3.5 und Abbildung 3.12 dargestellten Messaufbauten zur Bestimmung der Linearität erhaltenen Messwerte sind in Tabelle 3.5 sowie Tabelle 3.6 angeführt. Die Signalverläufe sind in Abbildung 3.6 bis Abbildung 3.11 bzw. Abbildung 3.13 bis Abbildung 3.16 graphisch dargestellt.

Eine genauere Linearitätsbestimmung des 650 nm-Pyrometers mittels Kohlebogenlampe nach dem Aufbau, dargestellt in Abbildung 3.19, scheiterte an zu geringen Intensitäten.

Wie man sich leicht durch Betrachten der Signalverläufe selbst überzeugt, kann sowohl dem 650 nm-Pyrometer als auch dem 1500 nm-Pyrometers eine ausgezeichnete Linearität bescheinigt werden.

5.3 Size-of-Source-Effekt

Ein Vergleich der Size-of-Source-Kurven, dargestellt in Abbildung 4.1 bis Abbildung 4.7, mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf (siehe Abbildung 2.6) legt die Vermutung nahe, dass die Verwendung einer Lochblende bei rechteckiger Detektorfläche der beiden Pyrometer eine zu starke Signalschwächung bewirkt (siehe dazu auch Abbildung 3.22 bzw. Abbildung 3.25) und dies den Size-of-Source-Effekt überlagert.

Durch Einsatz einer verstellbaren Spaltblende, welche in ihrer Geometrie auch wesentlich besser dem Drahtexplosionsexperiment entspricht, konnte schließlich der erwartete Verlauf des Size-of-Source-Effekts beobachtet werden. In Abbildung 5.1, einer detaillierteren Darstellung von Abbildung 3.27 für Spaltbreiten von 0,0 mm bis 1,0 mm, sind drei senkrechte Linien für die Spaltbreiten 0,05 mm, 0,17 mm und 0,35 mm eingezeichnet, welche den drei Detektoransichten aus Abbildung 5.2 entsprechen.

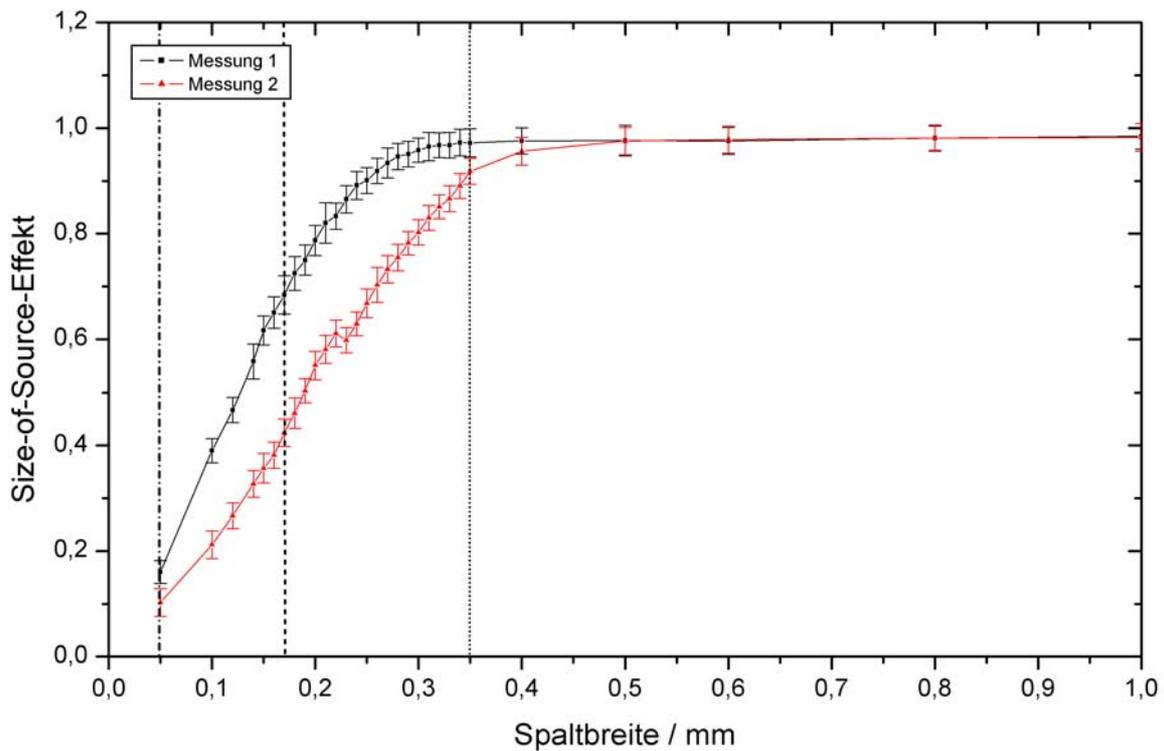


Abbildung 5.1: Detaillierte Size-of-Source-Kurven für Messung 1 (Wolframband zentriert im Messmikroskop) und Messung 2 (Wolframband im Messmikroskop leicht seitlich versetzt) nach dem Messaufbau aus Abbildung 3.26.

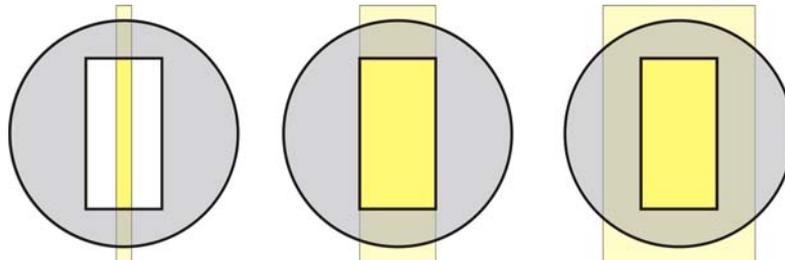


Abbildung 5.2: Detektoransicht für unterschiedliche Spaltbreiten.

Das vom grauen Kreis umschlossene Rechteck entspricht der aktiven Detektorfläche, die gelben Rechtecke im Hintergrund stellen die ausgeleuchtete Spaltöffnungen (simulierte Drähte unterschiedlicher Breite) dar.

Wie man für Messung 1 deutlich erkennen kann, wird bei einer Spaltbreite von 0,05 mm (linke, senkrechte Linie in Abbildung 5.1 bzw. linke Detektoransicht in Abbildung 5.2) nur ein Bruchteil der aktiven Detektorfläche ausgeleuchtet. Mit zunehmender Spaltbreite nimmt erwartungsgemäß auch die gemessene Intensität zu. Ab einer Spaltbreite von 0,17 mm (mittlere, senkrechte Linie in Abbildung 5.1 bzw. mittlere Detektoransicht in Abbildung 5.2), welche genau der Breite der aktiven Detektorfläche entspricht, nimmt zwar das Signal

weiterhin zu, die Steigung der Size-of-Source-Kurve jedoch immer mehr ab. Für Spaltbreiten oberhalb von 0,35 mm (rechte, senkrechte Linie in Abbildung 5.1 bzw. rechte Detektoransicht in Abbildung 5.2) nimmt das Verhältnis der Pyrometersignale den konstanten Wert 1 an.

Der durch seitliche Verschiebung simulierte Fall einer ungenauen Justierung (Messung 2, rote Kurve in Abbildung 5.1) zeigt nicht nur niedrigere Pyrometersignale bei gleicher Spaltöffnung, sondern auch, dass das Verhältnis der Pyrometersignale erst ab größeren Spaltbreiten wiederum den konstanten Wert 1 annimmt.

Unabhängig davon folgt für die bei den Drahtexplosionsexperimenten verwendeten Drahtstärken > 1 mm, dass der Beitrag des Size-of-Source-Effekts zur Gesamtunsicherheit der Pyrometer vernachlässigt werden kann.

5.4 Mittlere effektive Wellenlänge

Die mittlere effektive Wellenlänge konnte mit den vorhandenen Mitteln aufgrund zu geringer Intensitäten zwar nicht bestimmt werden, aber der durch mehrere Monochromatorscans erhaltene Verlauf des Pyrometersignals zeigt ungefähr jenen Verlauf, den man sich durch Faltung der Emissionskurve einer Wolframbandlampe (siehe Abbildung 3.31) mit der Transmissionskurve des Interferenzfilters (Datenblatt siehe Kapitel 6.2) erwarten darf. Der starke und rasche Abfall in Abbildung 3.31 unterhalb 1520 nm bzw. oberhalb 1610 nm zeigt auch deutlich, dass der Schwellwert des verwendeten Detektors bei detektiertem Signal offensichtlich nur knapp überschritten wurde (man beachte die Skalierung!).

5.5 Verbesserungsvorschläge und Ausblick

Die im Zuge dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen produzierten eine Rohdatenmenge (ASCII-Text) von rund 160 MByte, die nach Bearbeitung mittels des in Kapitel 3.6 beschriebenen und in Kapitel 6.4 angeführten MATLAB®-Programmes auf ca. 22 MByte reduziert werden konnte. Dies entspricht noch immer, bei Verwendung einer Schriftgröße von 12 pt, mehr als 11.000 ausgedruckter DIN A4 Seiten. Die weitere statistische Auswertung erfolgte mit den Programmen EXCEL® und ORIGIN®.

Durch Anschaffung einer leistungsfähigeren Computeranlage könnte in Verbindung mit einer stark erweiterten Version des MATLAB®-Programmes sowohl der Messvorgang als auch die Auswertung wesentlich erleichtert und beschleunigt werden. Damit wäre es möglich schon frühzeitig auf Fehlereinflüsse, wie beispielsweise Dejustierung, zu reagieren und „Fehlmessungen“ unter Umständen zu verhindern. Bei entsprechender Unsicherheitsanalyse

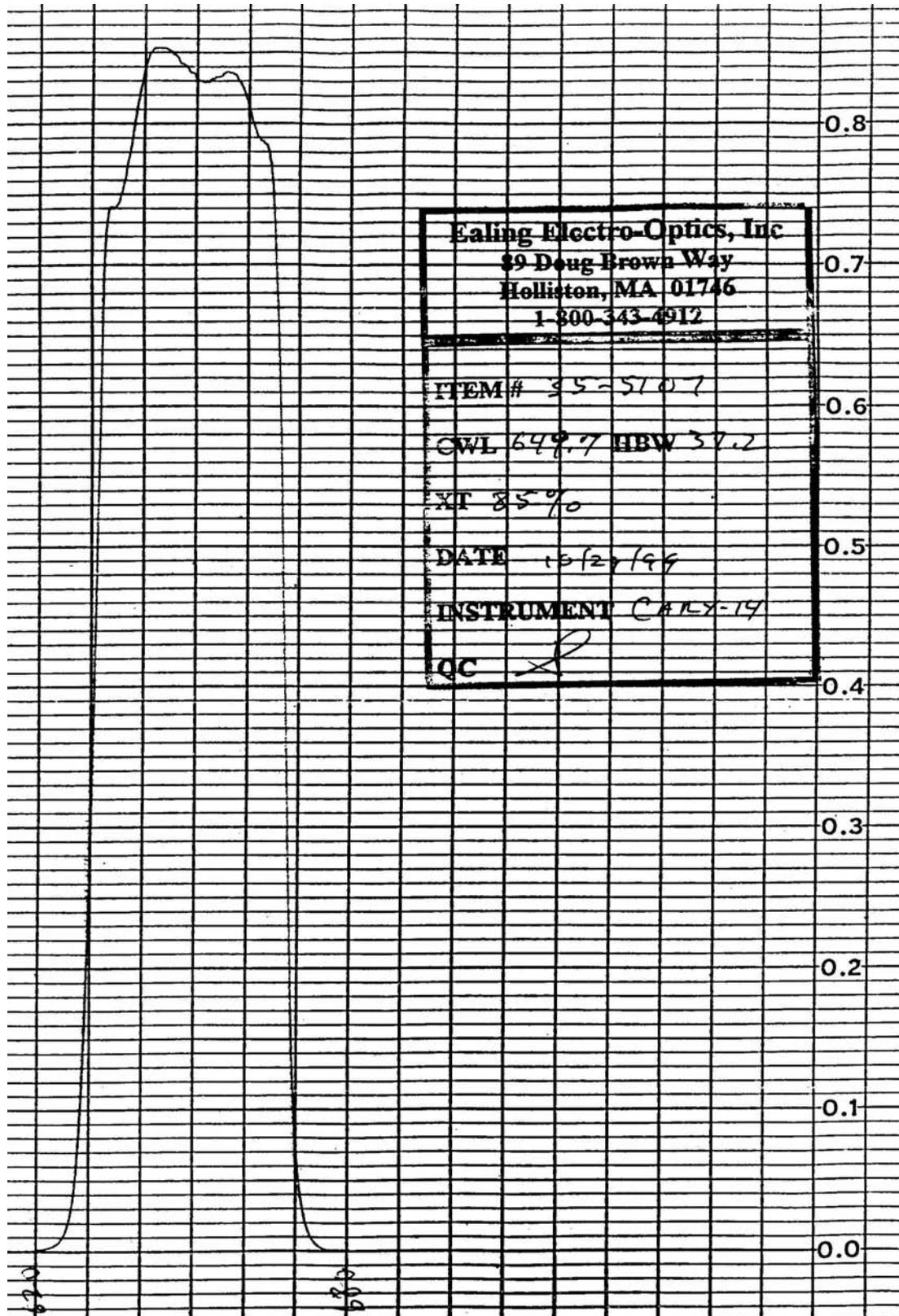
durch die Software - vorzugsweise nach GUM¹⁰ - wäre zusätzlich eine einfachere Vergleichbarkeit von unterschiedlichen Messergebnissen möglich, nicht zuletzt auch wegen des einheitlichen Datenformates.

Für die Zukunft wäre ein Vergleich der im Zuge dieser Arbeit erhaltenen Daten (Linearität, Drift, etc.) mit jenen des neuen Pyrometers - mit $\lambda = 1800$ bis 2400 nm nach der Diplomarbeit von Andreas Sonnberger (2003) – bzw. jenen des noch im Bau befindlichen 900 nm-Pyrometers (Dissertation von DI Claus Cagran) von besonderem Interesse.

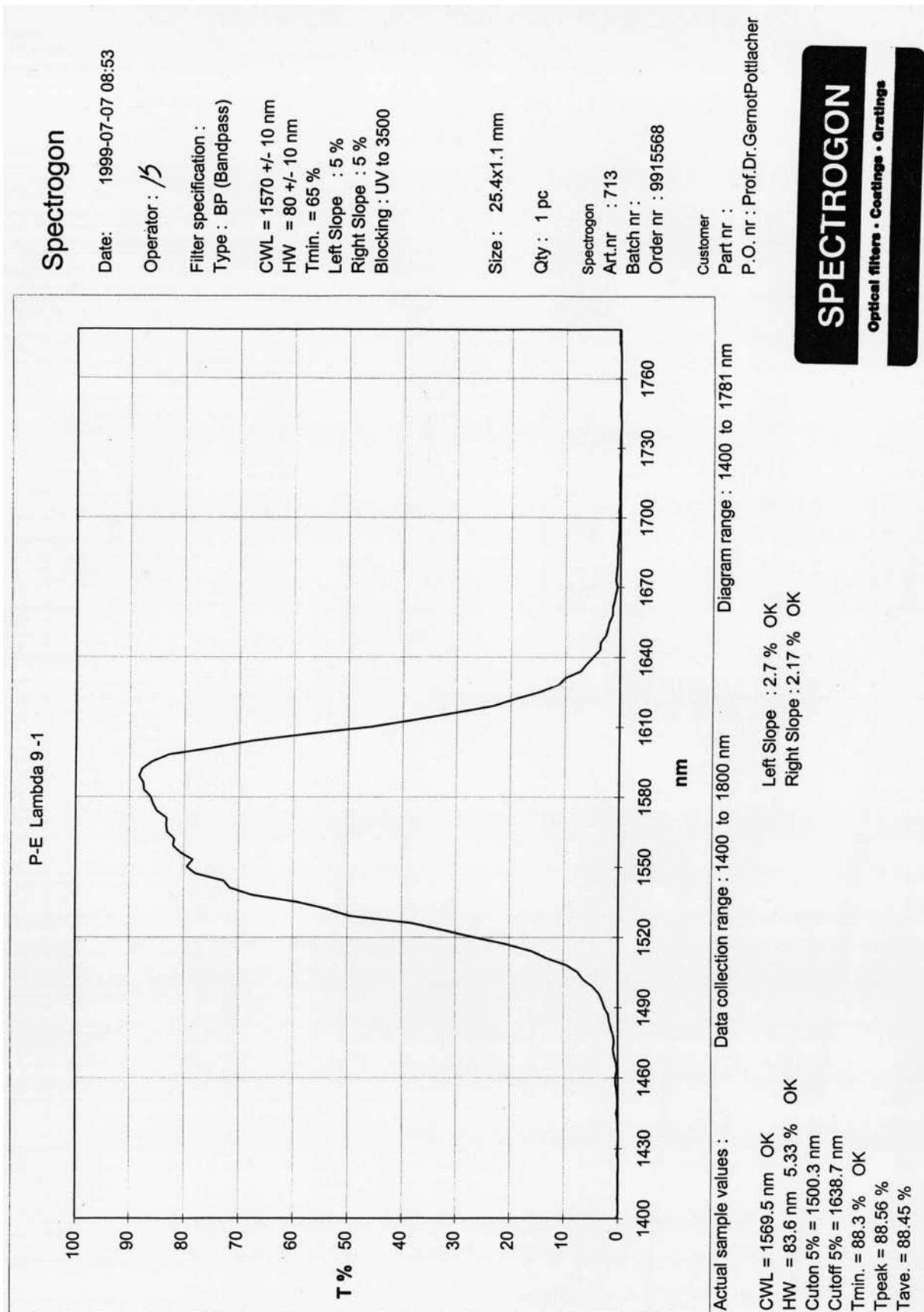
¹⁰ GUM: Guide to Uncertainty in Measurement

6 Anhang

6.1 Datenblatt Interferenzfilter 650 nm



6.2 Datenblatt Interferenzfilter 1570 nm



6.3 Geräteliste

- {1} 650 nm-Pyrometer, Zentrumswellenlänge $\lambda = 649,7$ nm, $\Delta\lambda = 37,2$ nm
- {2} 1500 nm-Pyrometer, Zentrumswellenlänge $\lambda = 1570$ nm, $\Delta\lambda = 84$ nm
- {3} Schwarzkörper Raytek BB6000, 900 °C – 1600 °C, $DT = \pm 0,1$ °C
- {4} 2-Wellenlängenpyrometer Raytek RAY2CB, kalibriert auf 1000°C mittels folgender Parameter: 2-Wellenlängenbetrieb (S/E=1,010; PKH=1,0), 1-Wellenlängenbetrieb (S/E=0,88; PKH=1,0)
- {5} Strom-/Spannungsquelle Heinzinger TN30-600
- {6} Strom-/Spannungsquelle GW GPR-3030D (VII/1550/1)
- {7} Strom-/Spannungsquelle LAB / SP 735 (SNr.: 98.26.2663), $U = 0$ V – 35 V, $I = 0$ A – 25 A, 750 W
- {8} Shunt, $R = 0,9588$ m Ω
- {9} Wolframbandlampe 1, $I = 3$ A – 9 A
- {10} Wolframbandlampe 2, $I = 10$ A – 19 A
- {11} Wolframbandlampe 3, $I = 14$ A – 20 A
- {12} Digitalmultimeter
- {13} Kohlebogenlampe (VI98) mit Vorschaltwiderständen
- {14} Lochblende (V/711/14), 10 Blenden mit 0,5 / 1 / 1,5 / 2 / 3 / 4 / 5 / 6 / 7 / 9 mm Lochdurchmesser
- {15} Lochblende (V/711/18), 10 Blenden mit 0,5 / 1 / 1,5 / 2 / 3 / 4 / 5 / 6 / 7 / 9 mm Lochdurchmesser
- {16} Variable Lochblende
- {17} Wassergekühlte Blende
- {18} Optische Reiter: (V/558/14), (V/558/16), (V/874/21), (V/800/5), (V/800/6), (G 22), (CP 7),
- {19} Linse (V/746/12), $f = 60$ cm
- {20} Chopper, 2teilig, Aussen- $\emptyset = 8,4$ cm, Innen- $\emptyset = 2,2$ cm
- {21} 4 Abschirmbleche
- {22} Achromatische Linse, $f = 10$ cm
- {23} 2 Achromatische Linsen, Spindler u. Hoyer, Nr. 322228, $f = 15$ cm
- {24} 2 Strahlteilerwürfel
- {25} 2 Rundspiegel
- {26} Spiegel
- {27} Blitzgerät Metz (V 832), Leitzahl 40
- {28} Winkeleisen (I/136/q)
- {29} Monochromator Acton Research Corp. Spectra Pro 500 (SNr. 500391S) mit elektronischem Steuergerät und 2 verschiedenen Gittern (1200 Linien/mm bzw. 600 Linien/mm)
- {30} Höhenverstellbarer Tisch
- {31} Platten f. optischen Tisch, 4 Stk. 18 x 50 cm, 8 Stk. 8 x 50 cm
- {32} 2 optische Schienen, silber, Länge 50 cm

6.4 MATLAB-Source

```
% Auswertung der Pyrometerdaten
% Adrian Pinter

repeatagain=1;
while repeatagain > 0
repeatagain=0;

% Dialogbox öffnen zur Auswahl des entsprechenden ASCII-Files (Pyrometerdaten)
[fname,pname]=uigetfile('*.asc','Select ASCII-DATA');
[hpath,hfile,hext,hvers]=fileparts(fname);
dat=load(fname);

% Untergrunddaten laden
rausch=load('ug.ASC');

% in r1 alle Daten kopieren die kleiner als das Minimum des Untergrundes sind (Peaks zeigen
nach unten!!!)
r1=(dat(:,2)<min(rausch(:,2)));

%
% Elementweise Multiplikation durch .*
%
res=dat(:,2).*r1;

[x,dummy,y]=find(res);

rm=vertcat(1:size(x,1),y)';

% Auffinden der Peaks
peakcenter=round(size(x,1)/4)-1;
p2start=round(size(x,1)/2);

plcenter=peakcenter;
p2center=p2start+peakcenter;

% Speichern der "Doppelpeakkurve
save(fullfile(pname,[hfile '.dat']),'rm','-ASCII');

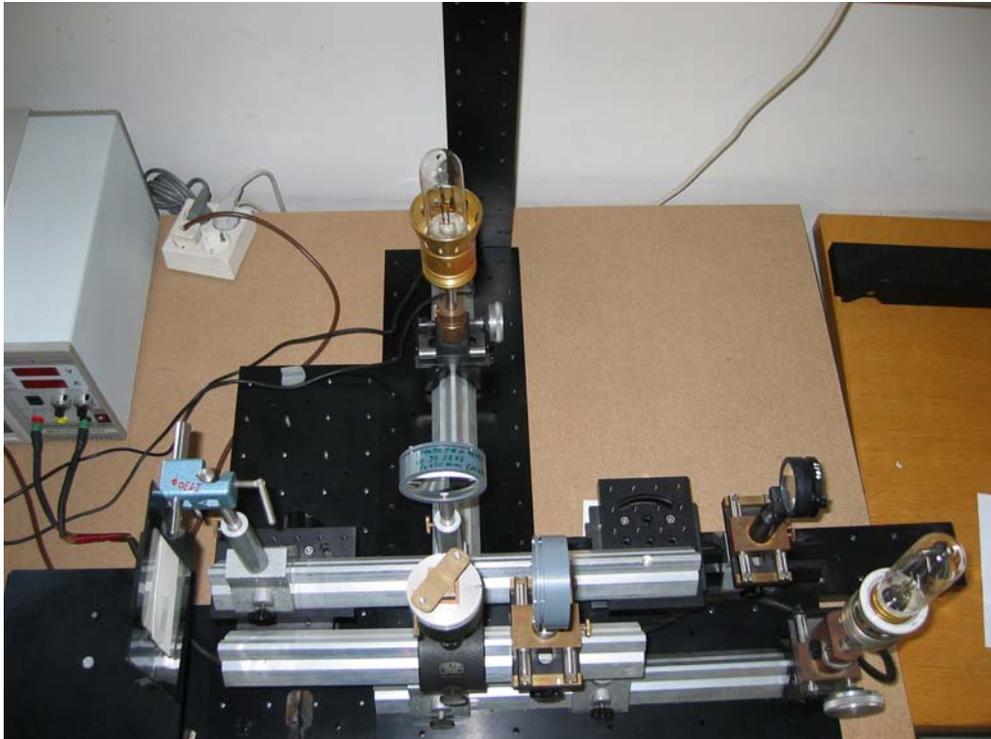
%Schleife wiederholen ?
again=questdlg('Nochmal ?', 'Ja', 'Nein');

if strcmp(again,'Yes')
    repeatagain=1;
end

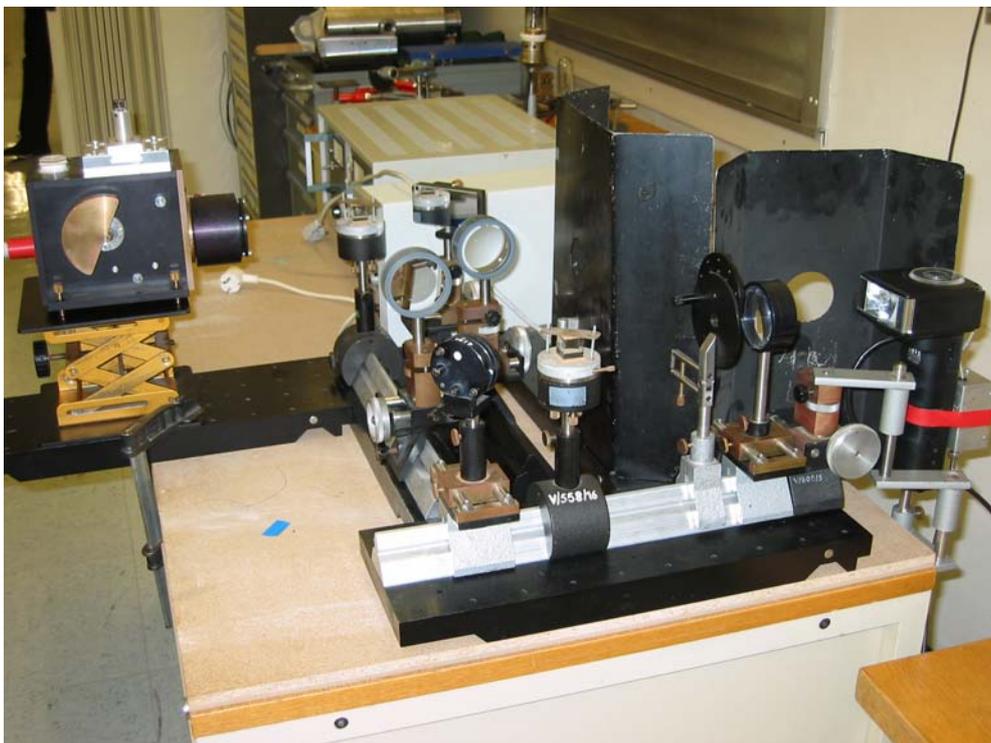
end
```

6.5 Fotos

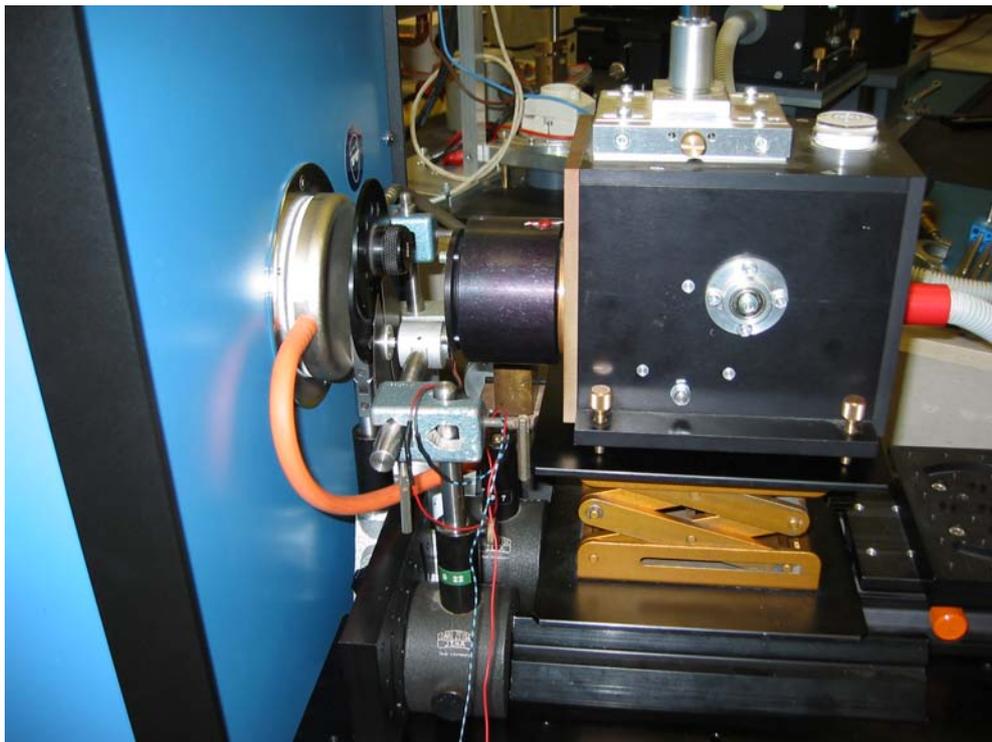
6.5.1 Linearitätsmessung mit 2 Wolframbandlampen



6.5.2 Linearitätsmessung mit Stabblitz



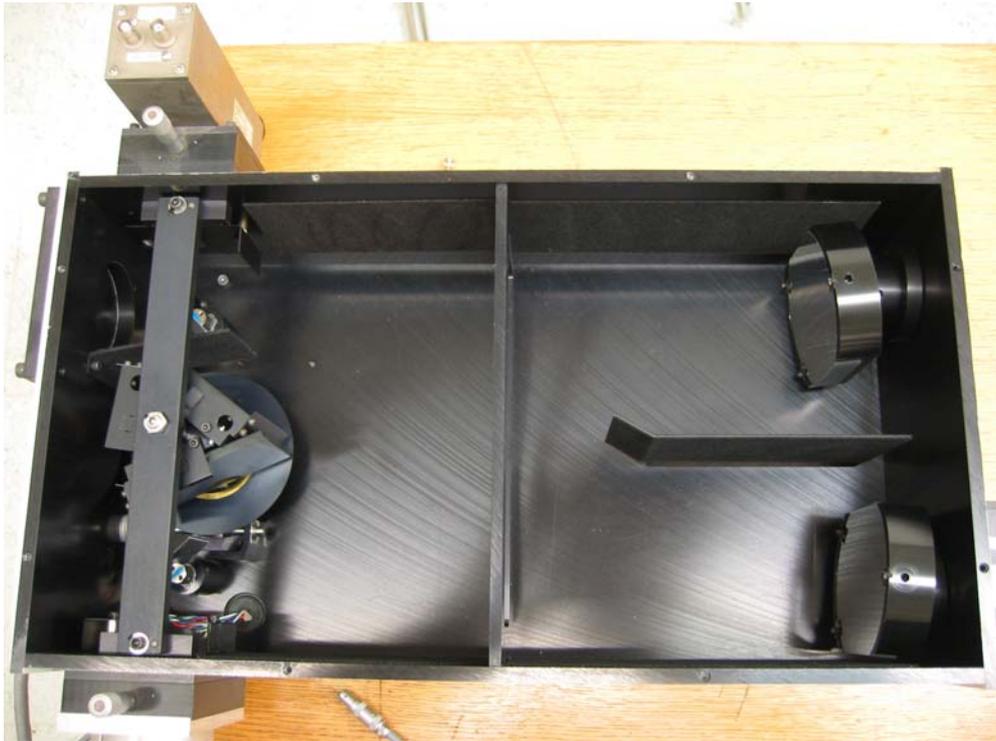
6.5.3 Size-of-Source-Messung mit Schwarzkörper



6.5.4 Bestimmung der mittleren effektiven Wellenlänge



6.5.5 Innenansicht Monochromator



7 Literaturverzeichnis

- [1] H. Preston-Thomas, *The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90)*, Metrologia 27,3-10 (1990)
- [2] Neumann-Stecher, *Temperaturmessung - 2. Auflage* (Akademie-Verlag Berlin, 1987)
- [3] F. Henning, *Temperaturmessung* (Springer-Verlag, 1977)
- [4] Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik – Band 1 – 10. Auflage* (de Gruyter, 1990)
- [5] DI Konstantinos Boboridis, *Application of single-wavelength radiation thermometry and high-speed laser polarimetry to thermophysical property measurements on pulse-heated metals*, Dissertation, Technische Universität Graz (2001)
- [6] Achim Seifert, *Einführung in die Pyrometrie, Unterlagen zur Einheit Pyrometrie der Vorlesung Temperaturmessungen*
- [7] Claus Cagran, *Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Liquid Copper*, Diplomarbeit, Technische Universität Graz (2000)
- [8] Peter Saunders, *Uncertainty Arising from the Use of the Mean Effective Wavelength in Realizing ITS-90*, Temperature: Its measurement and control in science and industry, Volume 7
- [9] Press, Flannery, Teukolsky, Vetterling, *Numerical Recipes in Pascal* (Cambridge University Press, 1992)
- [10] G. Machin, R. Sergienko, *A Comparative Study of Size Of Source Effect (SSE) Determination Techniques*
- [11] Guenther Neuer, Ortwin Struss, *International Guideline to Specify Radiation Thermometers* (zur Zeit noch nicht veröffentlicht), 2002
- [12] M.S. Matveyev, *New Method for Measuring the Size-of-Source Effect in Standard Radiation Thermometry*, Tempmeko 2001
- [13] S. N. Park, J. T. Kim, *A Monte Carlo Calculation of Lens Abberation Effect on the Size-of-Source Effect in Radiation Pyrometry*, Tempmeko 2001
- [14] J. C. De Vos, *A new Determination of the Emissivity of Tungsten Ribbon*, Physica XX
- [15] DI Claus Cagran, *Untersuchung des Emissionsverhaltens flüssiger Metalle mittels Photopolarimetrie und Mehrwellenlängenpyrometrie*, Dissertation, Technische Universität Graz (2004)

8 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1:	Aus den Messgrößen abgeleitete Größen [7]	2
Abbildung 2.2:	Allgemeines Phasendiagramm eines reinen Stoffes. Rechts das p-T-Diagramm mit Tripelpunkt TP und kritischem Punkt.	5
Abbildung 2.3:	Spektraler Strahldichteverlauf eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von Temperatur T und Wellenlänge λ nach dem PLANCKSchen Gesetz	10
Abbildung 2.4:	Schematischer Aufbau eines der verwendeten Pyrometer [6]	15
Abbildung 2.5:	Schematische Darstellung zur Erklärung der Einstreuung von Strahlung außerhalb des Messbereichs einer Drahtoberfläche (rot markierte Strahlungspfeile)	18
Abbildung 2.6:	Theoretischer Verlauf des Size-of-Source-Effekts	19
Abbildung 3.1:	Foto einer der verwendeten Wolframbandlampen bzw. einer Fassung.....	20
Abbildung 3.2:	Messaufbau zur Strom-Temperatureichung der Wolframbandlampen:	21
Abbildung 3.3:	Strom-Temperaturkurven für die unbekanntenen Wolframbandlampen	24
Abbildung 3.4:	Verlauf des Absolutsignals für das auf Lampe 2 (siehe Kapitel 3.1) gerichtete 1500 nm-Pyrometer bei einem Lampenstrom von $I_2 = 20$ A über die Dauer von 960 Sekunden.	25
Abbildung 3.5:	Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit zwei Wolframbandlampen	27
Abbildung 3.6:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 6$ A durch Lampe 1.....	28
Abbildung 3.7:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 8$ A durch Lampe 1.....	29
Abbildung 3.8:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang I, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 10$ A durch Lampe 1.....	29
Abbildung 3.9:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 15$ A durch Lampe 2.....	30
Abbildung 3.10:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 18$ A durch Lampe 2.....	31
Abbildung 3.11:	Signalverlauf bei abgedecktem Strahlengang II, für beide Lampen und Summe aus den beiden Einzelsignalen bei einem Strom $I_1 = 21$ A durch Lampe 2.....	31
Abbildung 3.12:	Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit einem Stabblitz.....	32
Abbildung 3.13:	Darstellung der aus 5 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 12 mm Durchmesser	33
Abbildung 3.14:	Darstellung der aus 5 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser	34
Abbildung 3.15:	Darstellung der aus 10 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 1500 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser	34
Abbildung 3.16:	Darstellung der aus 10 Messungen erhaltenen untergrundkorrigierten Signale für das 650 nm-Pyrometer bei einer Blende mit 6 mm Durchmesser	35
Abbildung 3.17:	Verlauf des Pyrometersignals einer Bogenlampe nach dem in Abbildung 3.19 dargestellten Messaufbau.....	36
Abbildung 3.18:	Blick durch das Messmikroskop für die Messungen 2 bis 4 aus Abbildung 3.17.....	36
Abbildung 3.19:	Schematischer Aufbau für die Linearitätsmessung mit einer Bogenlampe.....	37
Abbildung 3.20:	Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung mit einem Schwarzkörper	38

Abbildung 3.21: Verlauf des Pyrometersignals und exponentieller Fit zweiter Ordnung bei unterschiedlichen Temperaturen bezogen auf den Blendendurchmesser	39
Abbildung 3.22: Verlauf des Pyrometersignals und linearer Fit bei unterschiedlichen Temperaturen bezogen auf die Blendenfläche	39
Abbildung 3.23: Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung mit einer Wolframbandlampe.....	40
Abbildung 3.24: Verlauf des Pyrometersignals und polynomischer Fit zweiter Ordnung bei unterschiedlichen Strömen durch die Wolframbandlampe bezogen auf den Blendendurchmesser	41
Abbildung 3.25: Verlauf des Pyrometersignals und linearer Fit bei unterschiedlichen Strömen durch die Wolframbandlampe bezogen auf die Blendenfläche	41
Abbildung 3.26: Schematischer Aufbau für die Size-of-Source-Messung einer Wolframbandlampe mittels 1:1-Abbildung und Spaltblende	42
Abbildung 3.27: Verlauf des Pyrometersignals bei einem Strom von 18 A durch die Wolframbandlampe bezogen auf die Spaltbreite.....	42
Abbildung 3.28: Transmissionskurve des Interferenzfilters (siehe Kapitel 6.2) des 1500 nm-Pyrometers für den Bereich von 300 bis 3200 nm, gemessen mit einem Perkin-Elmer Lambda9-UV-VIS-NIR Photospektrometer	44
Abbildung 3.29: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der mittleren effektiven Wellenlänge.....	45
Abbildung 3.30: Darstellung von 2 Monochromatorskans für den Wellenlängenbereich von 1450 bis 1650 nm bei einer Scangeschwindigkeit von 600 nm/min.....	46
Abbildung 3.31: Verlauf des Emissionskoeffizienten ϵ einer Wolframbandlampe bei unterschiedlichen Temperaturen [15].....	47
Abbildung 3.32: Verlauf des Pyrometersignals über die gescannten Wellenlängen	47
Abbildung 3.33: Beispieldiagramm für die Aufbereitung der Messdaten – Schritt 1.....	48
Abbildung 3.34: Beispieldiagramm für die Aufbereitung der Messdaten – Schritt 2.....	49
Abbildung 3.35: Beispieldiagramm für die Auswertung der Messdaten	50
Abbildung 4.1: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 961° C.....	59
Abbildung 4.2: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1064° C	60
Abbildung 4.3: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1100° C	60
Abbildung 4.4: Size-of-Source-Effekt des 1500 nm-Pyrometers bei einer Schwarzkörpertemperatur von 1200° C	61
Abbildung 4.5: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 7,9$ A	61
Abbildung 4.6: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 8,8$ A	62
Abbildung 4.7: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 10,0$ A	62
Abbildung 4.8: Size-of-Source-Effekt des 650 nm-Pyrometers bei einem Lampenstrom von $I_1 = 18,0$ A gemessen nach dem Aufbau aus Kapitel 3.4.3	63
Abbildung 5.1: Detaillierte Size-of-Source-Kurven für Messung 1 (Wolframband zentriert im Messmikroskop) und Messung 2 (Wolframband im Messmikroskop leicht seitlich versetzt) nach dem Messaufbau aus Abbildung 3.26.	65
Abbildung 5.2: Detektoransicht für unterschiedliche Spaltbreiten.	65

DANKSAGUNG

Diese Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz unter der Leitung meines Betreuers Herrn Ao. Univ.-Prof. Dr. Gernot Pottlacher durchgeführt. Ihm verdanke ich neben einer spannenden und interessanten Aufgabenstellung auch den wissenschaftlichen Hintergrund und die apparative Möglichkeit diese Arbeit durchführen zu können. Nicht nur für die zahlreichen – mitunter auch privaten – Aktivitäten, sondern vor allem für seine Geduld und Nachsicht im Umgang mit einem nicht immer einfachen Studenten sei ihm an dieser Stelle besonders herzlich gedankt.

Auch bei allen Mitarbeitern des Instituts möchte ich mich für die Zusammenarbeit bedanken, insbesondere bei Institutsvorstand Herrn Univ. Prof. Dr. Wolfgang Ernst für die Bereitstellung der Infrastruktur. Nicht unerwähnt darf auch die mechanischen Institutswerkstätte bleiben, die immer wieder Kleinteile für mich konstruiert und notwendiges Werkzeug zur Verfügung gestellt hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen DI Claus Cagran und DI Boris Wilthan, mit denen ich in den letzten Jahren im Labor zusammenarbeiten durfte und von denen ich so manches lernen konnte. Allen voran sei Andreas Sonnberger erwähnt, der nicht nur Kollege sondern vielmehr ein guter Freund ist. Unzählbare Kaffee- und Diskussionsrunden und nicht minder zahlreiche kritische Kommentare haben mein Universitätsleben humorvoll ergänzt.

Ich möchte an dieser Stelle auch die Gelegenheit nützen, meinem viel zu früh verstorbenen Freund und Wegbegleiter Peter Mitterberger (1967 – 2000) zu gedenken und zu danken. Seine Akribie und Beharrlichkeit bei der Umsetzung theoretischer Aspekte in praktischen Nutzen waren mir immer Vorbild, seine Güte und Hilfsbereitschaft bleiben unvergessen.

Dank gebührt auch meinem Arbeitgeber, der SIEMENS AG Österreich, für die Freistellung zur Beendigung meines Studiums, insbesondere Herrn DI Karl Urschler für seine aufmunternden Worte und Nachsicht bei der Arbeitszuteilung.

Last but not least, ergeht ein besonderes Dankeschön an meine Familie und meine Freunde, die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen, im Speziellen an meine Freundin Claudia. Ihr Ehrgeiz und ihre Zielstrebigkeit sind mir Vorbild, ihre Geduld und Ausdauer wurden hart auf die Probe gestellt und ihre Nachsicht und Hilfe haben diese Arbeit erst ermöglicht.

Adrian Pinter