

**Markus Kurz, BSc**

**Modifizierung eines Pyrometers für die  
Messung der Strahlungsintensität im  
Bereich der Schmelztemperatur von  
Aluminium**

**MASTERARBEIT**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Diplom-Ingenieur

Masterstudium Technische Physik



**Technische Universität Graz**

Betreuer:

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gernot Pottlacher

Institut für Experimentalphysik

Graz, Juli 2012

Deutsche Fassung:  
Beschluss der Curricula-Kommission für Bachelor-, Master- und Diplomstudien vom 10.11.2008  
Genehmigung des Senates am 1.12.2008

## EIDESSTÄTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommene Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am .....

.....  
(Unterschrift)

Englische Fassung:

## STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources / resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

.....  
date

.....  
(signature)

## Zusammenfassung

Um thermophysikalische Eigenschaften von Metallen zu untersuchen, wird am Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz die Drahtexplosionsmethode verwendet. Hier werden während eines Aufheizprozesses im  $\mu$ -Sekundenbereich der Strom, welcher durch die Probe fließt, der Spannungsabfall über dem Draht, sowie die radiale Ausdehnung und die Strahlungsintensität gemessen. Daraus werden die thermophysikalischen Daten wie Enthalpie, elektrischer Widerstand etc. als Funktion der Temperatur berechnet. Für die Messung der Strahlungsintensität werden Pyrometer verwendet.

Aufgabe dieser Arbeit ist es, ein bestehendes Pyrometer zu modifizieren um die elektromagnetischen Wellen, die aufgrund der Temperatur von einer Oberfläche abgestrahlt werden (Temperaturstrahlung) von Aluminium beim Übergang von der festen in die flüssige Phase - bei 933 K - detektieren zu können.

Dabei wird erläutert, auf welche Eigenschaften der auszuwählenden Diode geachtet werden muss, um einerseits ein Signal messen zu können und andererseits auch in der kurzen Zeit genügend Messwerte zu erhalten.

## Abstract

The Institute of Experimental Physics at Graz University of Technology uses pulse-heating surface to study thermophysical data of liquid metals and alloys. To measure the radiation of Aluminum near the the melting point (933 K) it was necessary to adapt an established pyrometer.

This work describes which criteria and properties a diode must fulfill to get reliable measurements to calculate temperature to obtain temperature dependences of enthalpy, the uncorrected electrical resistance and the corrected electrical resistance of metals.

Meinem Opa † (Oktober 2007) gewidmet

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Zielsetzung</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Allgemeines . . . . .	9
2.2	Pyrometrie . . . . .	11
2.2.1	Strahlungsgrößen . . . . .	11
2.2.2	Der Schwarze Körper . . . . .	12
2.2.3	WIEN'sche Verschiebungsgesetz . . . . .	13
2.2.4	Rayleigh-Jeans-Strahlungsgesetz . . . . .	14
2.2.5	PLANCK'sches Strahlungsgesetz . . . . .	15
2.2.6	Strahlung beliebiger Festkörper . . . . .	16
2.2.7	Das Grundprinzip eines Pyrometers . . . . .	17
2.3	Das Experiment und die dabei berechneten Größen . . . . .	18
2.3.1	Temperaturbestimmung . . . . .	18
2.3.2	Enthalpie . . . . .	19
2.3.3	Spezifische Wärmekapazität . . . . .	20
2.3.4	Spezifischer Elektrischer Widerstand . . . . .	21
2.3.5	Thermische Expansion . . . . .	21
2.3.6	Wärmeleitfähigkeit . . . . .	23
2.3.7	Temperaturleitfähigkeit . . . . .	23
2.4	Verwendete Programme . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Diodenwahl</b>	<b>24</b>
3.1	Grundsätzliches . . . . .	24
3.1.1	Spektrale Empfindlichkeit $S$ . . . . .	24
3.1.2	Rauschäquivalente Leistung . . . . .	24
3.1.3	Detectivity $D$ . . . . .	25
3.1.4	Dunkelstrom . . . . .	26
3.1.5	Grenzfrequenz . . . . .	26
3.1.6	Baugröße . . . . .	26
3.2	Istzustand . . . . .	27
3.3	Sollzustand . . . . .	27
3.4	Wahl der Diode . . . . .	27

<b>4</b>	<b>Wahl des Interferenzfilters</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>Umbau des Pyrometers</b>	<b>32</b>
5.1	Justage des Pyrometers . . . . .	34
5.2	Änderung des Signalmaximums durch Änderung der Verstärkung . .	36
<b>6</b>	<b>Kalibrieren am Schwarzkörper</b>	<b>38</b>
6.1	Berechnung der effektiven mittleren Wellenlänge . . . . .	44
<b>7</b>	<b>Messergebnisse und Unsicherheitsanalyse</b>	<b>47</b>
7.1	Verwendetes Material . . . . .	47
7.2	Vorbereiten der Probe für die Messung . . . . .	48
7.3	Die Messung . . . . .	49
7.4	Die erhaltenen thermodynamischen Daten . . . . .	50
7.4.1	Spezifische Enthalpie . . . . .	50
7.4.2	Dichte . . . . .	55
7.4.3	Spezifischer elektrischer Widerstand . . . . .	56
7.4.4	Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit . . . . .	59
7.5	Vergleiche mit G. R. Gathers . . . . .	61
7.5.1	Spezifische Enthalpie . . . . .	61
7.5.2	Spezifischer elektrischer Widerstand . . . . .	62
7.6	Unsicherheitsanalyse . . . . .	64
7.6.1	Berechnung der Konstruktionskonstante und deren Fehler . . .	64
7.6.2	Berechnung der Abweichung der Strahlungstemperatur $dT_{eff}$ von der mittleren effektiven Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	65
7.6.3	Unsicherheit der Enthalpie, der spezifischen Wärmekapazität, der Dichte und der Schmelzwärme . . . . .	66
7.6.4	Messunsicherheit für den spezifischen unkorrigierten elektri- schen Widerstand . . . . .	68
7.6.5	Messunsicherheit für den spezifischen korrigierten elektrischen Widerstand . . . . .	68
7.6.6	Messunsicherheit für den Sprung von der festen zur flüssigen Phase des volumenunkorrigierten und volmenkorrigierten elek- trischen Widerstandes . . . . .	69

7.6.7	Messunsicherheit für die Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit . . . . .	70
<b>8</b>	<b>Ausblick</b>	<b>71</b>
<b>9</b>	<b>Literatur</b>	<b>72</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>74</b>

# 1 Einleitung und Zielsetzung

Mit einem Pyrometer können die sich schnell ändernden Temperaturen in Form von Strahlung der Probenoberfläche beim Drahtexplosionsexperiment optisch detektiert werden. Derzeit eingesetzte Dioden arbeiten in einem Wellenlängenbereich, wo die Strahlungsintensitäten um den Bereich der Schmelztemperatur von Aluminium<sup>1</sup> aufgrund des Auflösungsvermögens und des Rauschens nicht registriert werden können.

Ziel ist es ein Pyrometer zu modifizieren, welches auch in der festen bis hin zur flüssigen Phase von Aluminium ein brauchbares Signal detektieren kann. Dazu muss nicht nur eine geeignete Diode gefunden werden, sondern es muss auch darauf geachtet werden das Signalrauschen so gering wie möglich zu halten.

Die Hintergrundinformationen für die Grundlagen sind größtenteils aus Arbeiten der Gruppe Thermo- und Metallphysik des Institutes für Experimentalphysik der TU Graz sowie aus der Fachliteratur entnommen. [1], [2], [3], [4], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12]

---

<sup>1</sup>Schmelztemperatur von Aluminium = 933.4 K (nach [13])

## 2 Grundlagen

### 2.1 Allgemeines

Erhitzt man Metalle von ihrer festen in die flüssige Phase und versucht diese statisch zu untersuchen, ist dies zwar prinzipiell möglich, verursacht aufgrund chemischer Reaktionen mit ihrer Umgebung jedoch Probleme, wie zum Beispiel Verunreinigungen. Eine Lösung stellt das Pulsheizexperiment dar. Ein hoher Strompuls durchfließt einen Draht für ca.  $50 \mu\text{s}$  und erhitzt diesen bis hin zur flüssigen Phase. Für annähernd konstante Geometrie in dieser Phase sind Aufheizraten zwischen  $10^7$  und  $10^9 \text{ K/s}$  nötig.

Gemessen werden in dieser Zeit die *Strahlungsintensität*  $J(t)$  der von der Probe emittierten Strahlung, der *Strom*  $I(t)$ , der *Spannungsabfall*  $U(t)$  und die *Volumsausdehnung* der Probe. Mit diesen Informationen lassen sich physikalisch interessante Größen wie beispielsweise die Enthalpie oder der unkorrigierte spezifische elektrische Widerstand berechnen. Einen Überblick über den experimentellen Aufbau des OHM'schen Pulsheizexperiments gibt Abbildung 1. Abbildung 2 zeigt ein vollständiges Diagramm der ableitbaren Größen.

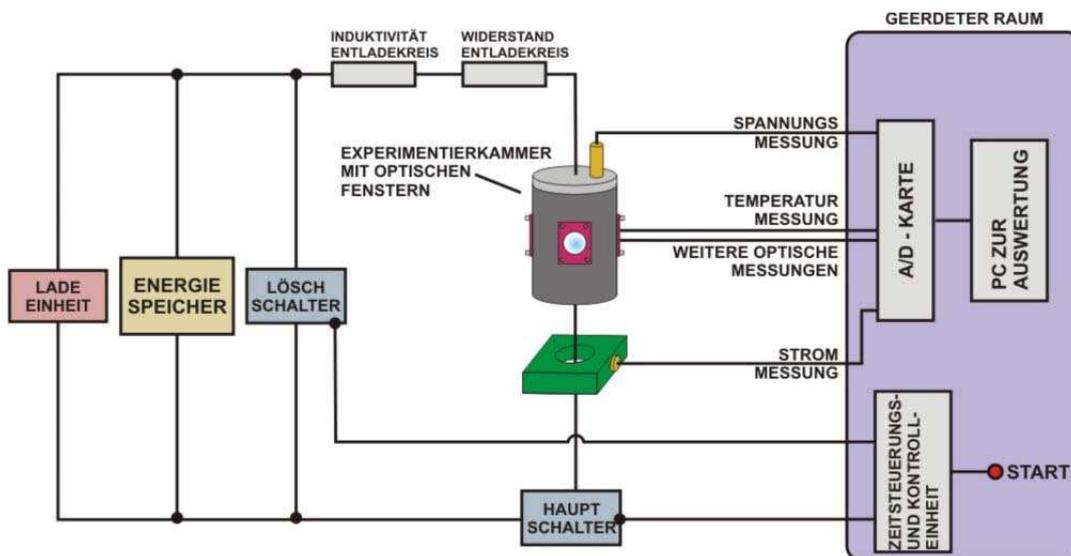


Abbildung 1: Experimentaufbau [1]

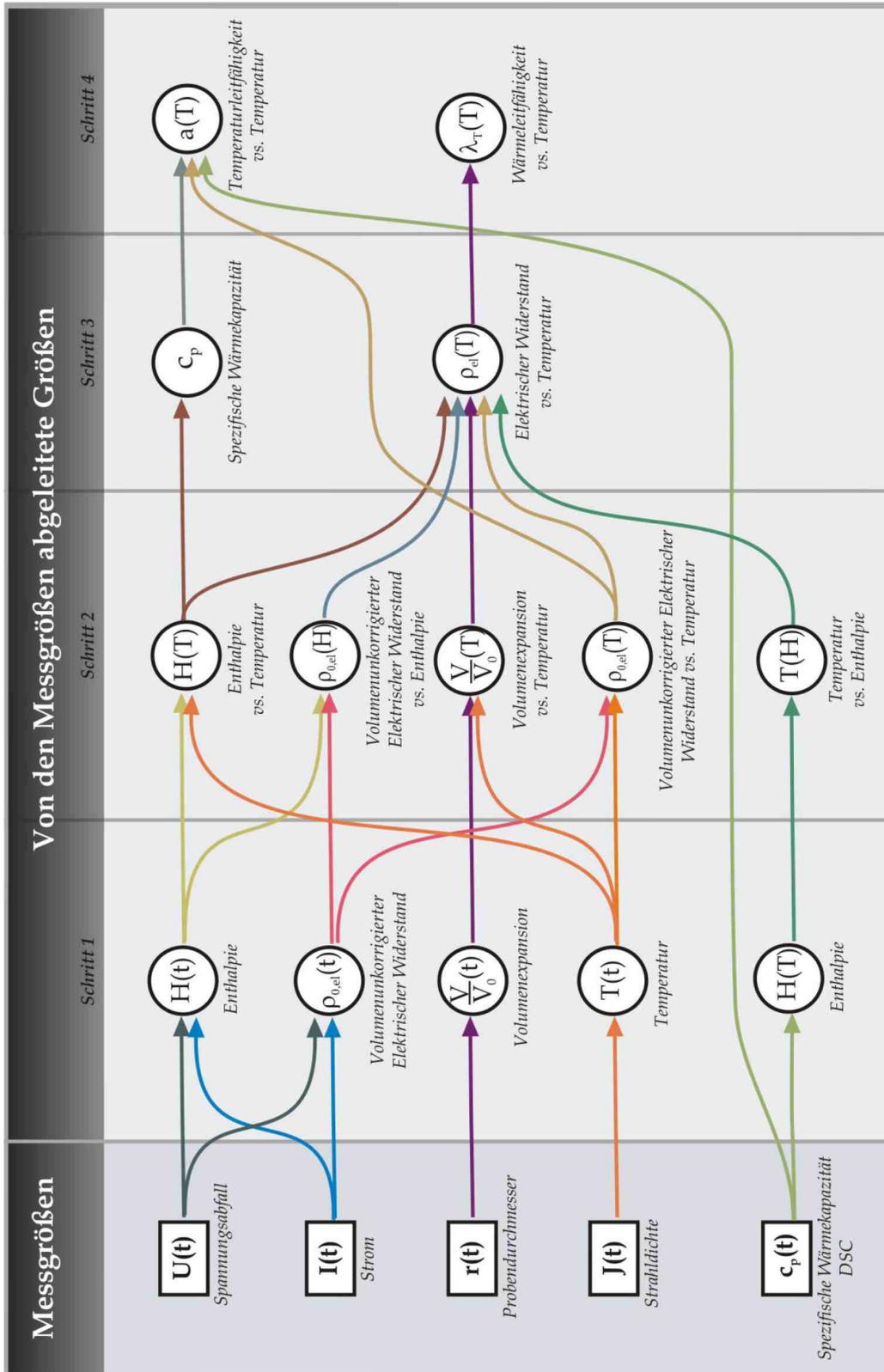


Abbildung 2: Abgeleitete physikalische Größen [2]

Um die zur Herstellung von hohen Strömen notwendige Energie in kurzer Zeit aufbringen zu können wird eine Kondensatorbank mit einer Kapazität von  $500 \mu\text{F}$  mittels einer Hochspannungsladeeinrichtung aufgeladen. Die Entladung wird durch ein Ignitron<sup>2</sup> gestartet und durch ein weiteres, welches den Kondensator kurzschließt gestoppt. Die gespeicherte Energie wird innerhalb von  $30 - 50 \mu\text{s}$  über den eingespannten Probendraht entladen. Während der Experimentdauer wird die Stromstärke induktiv und der Spannungsabfall über Spannungsschneiden, die direkt am Draht befestigt sind, gemessen. Da auch mit hohen Spannungen zu rechnen ist, werden diese mittels Spannungsteiler geteilt, um die Messbereiche der Spannungsmesskarten nicht zu überschreiten.

## 2.2 Pyrometrie

Unter Pyrometrie versteht man die berührungslose Temperaturmessung mit Hilfe der von einer Oberfläche ausgesandten Strahlung. [4] Der Ausdruck Pyrometer<sup>3</sup> bezeichnet ein Gerät zur optischen Temperaturmessung.

### 2.2.1 Strahlungsgrößen

Strahlung die in Form von elektromagnetischen Wellen aufgrund der Temperatur von einer Oberfläche abgestrahlt wird, nennt man Temperaturstrahlung. Diese ist nur von der Temperatur und von der chemisch-physikalischen Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers abhängig. Um diese zu beschreiben werden folgende Informationen benötigt: Die Energie, die von der Oberfläche des Temperaturstrahlers pro Zeiteinheit abgestrahlt, wird als die Strahlungsleistung  $\phi$  bzw. der Strahlungsfluss beschrieben. Als SI-Einheit wird Watt (W) verwendet.

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \quad (1)$$

$\phi$	...	Strahlungsfluss oder auch Strahlungsleistung
$dQ$	...	von der Oberfläche abgestrahlte Energie
$dt$	...	Zeit

---

<sup>2</sup>Ignitron ist ein Quecksilberdampfgleichrichter der die Funktion eines schnellen Schalters übernimmt. Dabei können Ströme bis zu  $100 \text{ kA}$  innerhalb von  $0.5 \mu\text{s}$  geschaltet werden.

<sup>3</sup>[griechisch *pyr* = Feuer bzw. *metrein* = messen]

Die Strahlstärke  $I$  ( $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) ist definiert als:

$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (2)$$

$I$	...	Strahlstärke
$\phi$	...	Strahlungsfluss oder auch Strahlungsleistung
$d\Omega$	...	Raumwinkelement

Geht man davon aus, dass sich das strahlende Flächenelement  $dA$  im Mittelpunkt einer Kugel mit dem Radius  $R$  befindet und betrachtet nun die Strahlungsleistung, die von  $dA$  unter einem Winkel  $0 \leq v \leq \pi/2$  gegen die Flächennormale nach dem Oberflächenelement  $dA'$  der Kugel gesandt wird, ergibt sich für die Strahlungsleistung in Kugelkoordinaten nach dem *LAMBERTschen Gesetz*:

$$d^2\phi = L \cdot dA \cdot \cos v \cdot d\Omega = L \cdot dA \cdot \cos v \cdot \frac{dA'}{R^2} \quad (3)$$

$L$	...	Strahldichte
$dA$	...	strahlendes Flächenelement im Kugelzentrum
$dA'$	...	bestrahtes Flächenelement auf der Kugeloberfläche
$v$	...	Winkel zur Flächennormalen
$d\Omega$	...	Raumwinkelement
$R$	...	Radius der Kugel

Diese Überlegungen hinsichtlich der Strahlungsgrößen gelten jedoch für das gesamte Strahlungsspektrum. Will man nun ein Spektrum in einem endlichen Wellenlängenintervall  $d\lambda$  beschreiben, wird die Strahldichte  $L$  wie folgt beschrieben:

$$L = \int_0^{\infty} L_{\lambda} d\lambda \quad (4)$$

$L_{\lambda}$	...	spektrale Strahldichte [ $\text{W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ ]
$\lambda$	...	Wellenlänge

Um die Strahlungscharakteristik realer Oberflächen zu beschreiben verwendet man das Modell des Schwarzen Körpers.

### 2.2.2 Der Schwarze Körper

”Als Schwarzen Körper bezeichnet man eine idealisierte Oberfläche, welche die gesamte auf sie auftreffende Strahlung unabhängig von der Wellenlänge und der Einstrahlungsrichtung absorbiert und vice versa emittiert.” [3]

Dabei müssen die nachstehenden Eigenschaften gelten:

- Bei einer bestimmten Temperatur und einer definierten Wellenlänge besitzt die Strahlungsenergie ein bestimmtes Maximum.
- Unabhängig von der Einfallsrichtung und der Wellenlänge wird von einem Schwarzen Körper die gesamte Strahlung absorbiert.
- Die emittierte Strahlung ist unabhängig von ihrer Richtung.

”Ein technischer Schwarzer Körper emittiert Hohlraumstrahlung oder Schwarze Strahlung aus einem Hohlraum, der von absorbierenden und für Strahlung undurchlässigen Wänden konstanter Temperatur umschlossen ist. Diese charakteristische Strahlung steht im thermischen Gleichgewicht mit den Wänden und wird durch eine das Gleichgewicht nicht beeinflussende Öffnung zur Untersuchung nach außen geleitet.”

[3] Die Strahldichte des schwarzen Körpers  $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$  lässt mit dem *PLANCK'schen Strahlungsgesetz* (Kapitel 2.2.5) beschreiben.

Komplett unabhängig von der chemisch-physikalischen Beschaffenheit der Wände kann nun die spektrale Strahldichte  $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$  eingeführt werden. Wie aus den Indizes ersichtlich ist diese nur mehr von der Wellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  abhängig. Mit der Einführung des spektralen Emissionsgrades  $\epsilon(\lambda, T)$  ist es möglich die Strahldichte eines realen Körpers  $L_{\lambda}(\lambda, T)$  anzugeben:

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \epsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T) \quad (5)$$

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

Gleichung 5 kann auch als Definitionsgleichung für den spektralen Emissionsgrad  $\epsilon(\lambda, T)$  angesehen werden. Der Emissionsgrad realer Körper ist immer kleiner 1, was zur Folge hat, das auch die Strahldichte realer Körper immer kleiner ist als jene eines Schwarzen Körpers.

### 2.2.3 WIEN'sche Verschiebungsgesetz

Beim *WIEN'schen Verschiebungsgesetz* handelt es sich um einen empirischen Ansatz nach *Wilhelm Wien (1864-1928)*. Dieser versuchte die spektrale Strahldichte eines

Schwarzen Körpers mit seiner Temperatur unter einer bestimmten Wellenlänge in Zusammenhang zu bringen. Dieses Gesetz gibt den kurzwelligen Teil im Spektrum eines schwarzen Strahlers richtig wieder, versagt jedoch völlig für den langwelligen [7]. Gleichung 6 beschreibt das Verschiebungsgesetz nach WIEN:

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) = 2 \cdot \bar{c}_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{\bar{c}_2}{\lambda T}} \quad (6)$$

$L_{\lambda,S}$	...	Strahldichte des schwarzen Körpers
$\lambda$	...	Wellenlänge
$T$	...	Temperatur
$\bar{c}_1, \bar{c}_2$	...	empirisch zu bestimmende Konstanten

### 2.2.4 Rayleigh-Jeans-Strahlungsgesetz

Der Vollständigkeit halber sei auch noch das Gesetz nach *Lord Rayleigh (1842-1919)* und *James Jeans (1877-1946)* erwähnt. Dieses ist eine gute Näherung für den langwelligen Anteil im Spektrum des schwarzen Strahlers, ergibt jedoch im kurzwelligen Bereich viel größere Werte als die gemessene [7]. Abbildung 3 zeigt den Vergleich des *WIEN'schen Verschiebungsgesetzes*, dem *Rayleigh-Jeans-Strahlungsgesetz* und dem *PLANCK'schen Strahlungsgesetz*, über welches im nächsten Abschnitt genauer diskutiert wird.

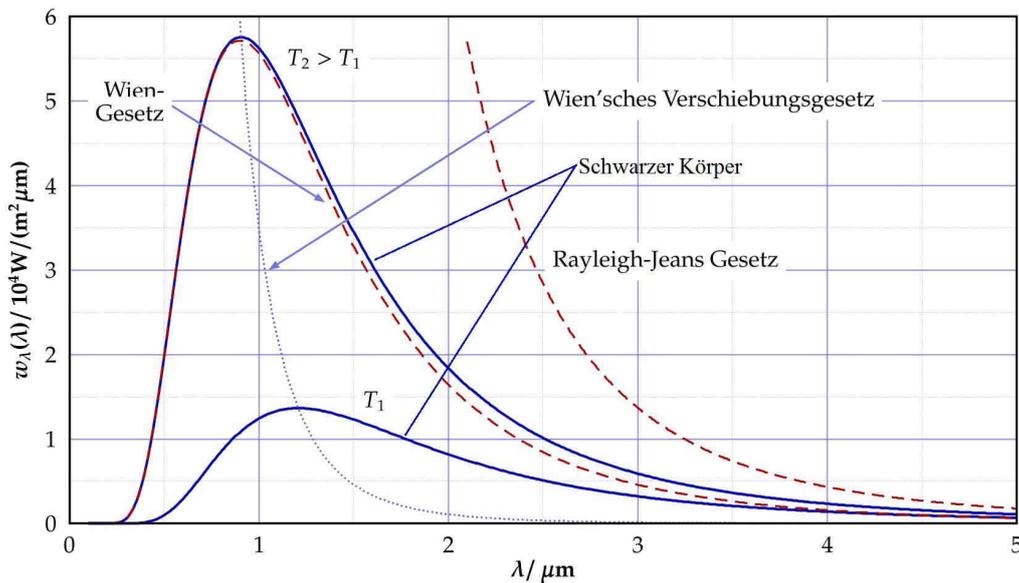


Abbildung 3: Strahlungsintensität  $I$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  verschiedener Strahlungsgesetze [17]

### 2.2.5 PLANCK'sches Strahlungsgesetz

Die beiden oben beschriebenen Gesetze sind also nicht für den gesamten Wellenlängenbereich anwendbar. *Max Planck (1858-1946)* gelang es am 14. Dezember 1900 mit seiner Publikation des *PLANCK'schen Strahlungsgesetzes* einen Zusammenhang für eine vollständige Herleitung zwischen der spektralen Strahldichte eines Schwarzen Körpers, seiner Temperatur und der betrachteten Wellenlänge zu erstellen. Dieser Zeitpunkt wird auch als Geburtsstunde der *Quantentheorie* angesehen [7]. Diese zeigt, dass die Änderung physikalischer Größen nicht notwendigerweise stetig erfolgt, sondern auch sprunghaft.

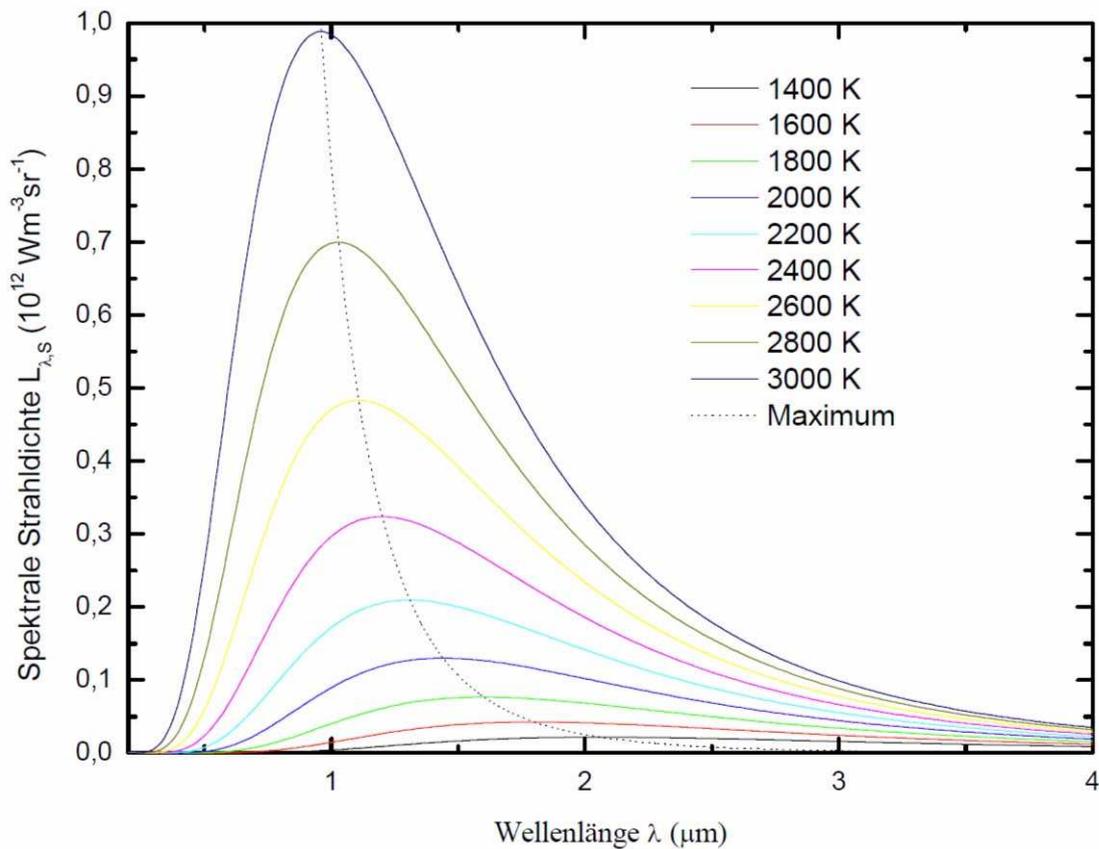


Abbildung 4: Spektraler Strahldichteverlauf  $L_{\lambda,S}$  eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und der Wellenlänge  $\lambda$  nach dem PLANCK'schen Gesetz. [3]

Für die Herleitung seines Gesetzes wird davon ausgegangen, dass der Temperaturstrahler einen Strom einzelner Quanten der Energie  $h\nu$  emittiert.

Damit lässt sich das Strahlungsgesetz mit den *PLANCK'schen Konstanten*

- $c_1 = 2\pi \cdot c^2 \cdot h = (3.7415 \pm 0.0003) \cdot 10^{-12} \text{ W}\cdot\text{cm}^2$
- $c_2 = \frac{c \cdot h}{k} = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ m}\cdot\text{K}$

$c$	...	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum
$h$	...	PLANCK'sches Wirkungsquantum
$k$	...	Boltzmannkonstante

schreiben als:

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \cdot \Omega_0} \cdot \lambda^{-5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (7)$$

$L_{\lambda,S}$	...	Strahldichte des schwarzen Körpers
$\lambda$	...	Wellenlänge
$T$	...	Temperatur
$c_1, c_2$	...	erste und zweite PLANCK'sche Konstante
$\Omega_0$	...	Raumwinkel 1 sr

Abbildung 4 zeigt eine grafische Darstellung von Gleichung 7, sowie das Maximum der Kurven, welches näherungsweise dem *WIEN'schen Verschiebungsgesetz* mit seiner Definition das  $\lambda_{max} \cdot T = \text{konstant}$  ist, entspricht.

### 2.2.6 Strahlung beliebiger Festkörper

Für reale Festkörper gilt kein allgemein gültiges Gesetz für die spektrale Strahldichte. Das bedeutet sie kann nicht in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und der Wellenlänge  $\lambda$  angegeben werden. "Die wahre Temperatur lässt sich aus der Strahldichte allein nicht ableiten, allerdings kann man ihr die Temperatur eines Schwarzen Körpers zuordnen, der bei der Beobachtungswellenlänge die gleiche Strahldichte aufweist wie der reale Strahler." [3] Dabei erhält man eine Pseudotemperatur<sup>4</sup>, die auch als *Schwarze Temperatur*  $T_S(\lambda)$  oder *Strahldichtetemperatur* bezeichnet wird und folgendermaßen definiert ist:

$$L_\lambda(\lambda, T) = L_{\lambda,S}(\lambda, T_S(\lambda)) \quad (8)$$

Mit Gleichung 7 und 5 ergibt sich für Gleichung 8 die Beziehung 9:

---

<sup>4</sup>keine thermodynamische Temperatur

$$\frac{1}{T_S(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \epsilon(\lambda, T) - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \left[ \frac{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_S(\lambda)}}}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \right] \quad (9)$$

$T$	...	wahre Temperatur
$T_S(\lambda)$	...	schwarze Temperatur
$\lambda$	...	Wellenlänge
$\epsilon(\lambda)$	...	spektraler Emissionsgrad
$c_2$	...	zweite PLANCK'sche Konstante

Wendet man auf die Gleichung das *WIEN'sche Verschiebungsgesetz* an, kann diese noch vereinfacht werden zu:

$$\frac{1}{T_S(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \epsilon(\lambda, T) \quad (10)$$

Der Fehler dieser Gleichung liegt bei unter 0.1 % bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 650 \text{ nm}$  und einer Temperatur von  $T < 3200 \text{ K}$ . [4] Aus dieser Gleichung ist auch noch ersichtlich, dass die wahre Temperatur immer größer ist als die Strahlungstemperatur eines realen Strahlers.

### 2.2.7 Das Grundprinzip eines Pyrometers

In Abbildung 5 ist der prinzipielle Aufbau des an der TU graz verwendeten Pyrometers skizziert.

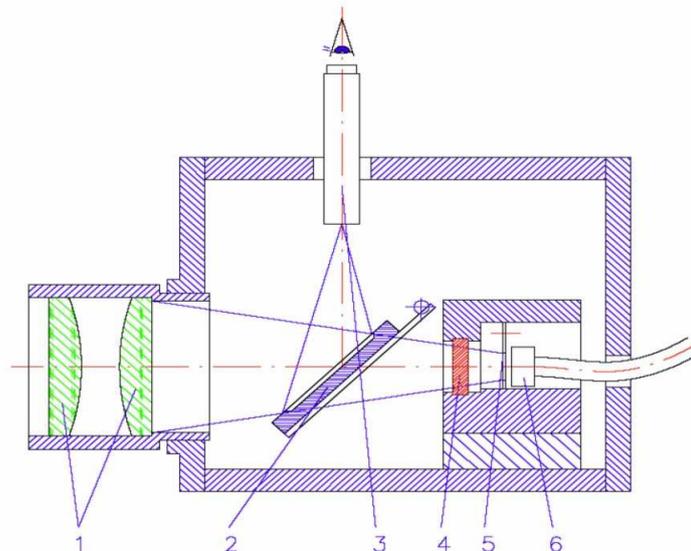


Abbildung 5: Aufbau eines Pyrometers [3]; 1: achromatisches Linsensystem, 2: Spiegel, 3: Messmikroskop, 4: Filtersystem, 5: Spalt, 6: Lichtleiter

Hier wird jedoch nur der Strahlengang des eintreffenden Signals gezeigt. Jegliche Detektoren, Verstärker und Messsysteme sind nicht eingezeichnet. Die Strahlung trifft bei (1), dem achromatischen Linsensystem ein und wird dann durch einen heruntergeklappten Spiegel (2) zum Messmikroskop (3) geleitet. Dieser Schritt ist notwendig, um das Pyrometer auf die Probe scharfstellen zu können. Wird der Spiegel hochgeklappt (Messposition) geht der Strahl direkt zum Filtersystem<sup>5</sup> (4). Spiegel und Mikroskop haben keinen Einfluss auf das Pyrometersignal. Der Spalt (5) dient zum Ausblenden eines Teils der Probenoberfläche und der Lichtleiter (6) zum Weiterleiten des Signals auf den Halbleiterdetektor<sup>6</sup>. Der Lichtleiter kann jedoch auch weggelassen werden und anstelle dessen gleich eine Fotodiode platziert werden.

## 2.3 Das Experiment und die dabei berechneten Größen

Der prinzipielle Experimentablauf beruht darauf, eine metallische Drahtprobe mittels eines starken Strompulses durch OHM'sche Aufheizung bis zum Verdampfen der Probe zu erhitzen. Während dieses Zeitraums wird der Strom, der Spannungsabfall und die Strahlungsintensität gemessen. Dabei wird ein  $\frac{dI}{dt}$ -Signal gemessen, aufgezeichnet und über den Zeitraum der Messung integriert. Die Spannung<sup>7</sup> wird an zwei Punkten durch dünne Schneiden aus Molybdän abgegriffen. Die Messung erfolgt dabei gegen Erde und wird ebenfalls aufgezeichnet.

### 2.3.1 Temperaturbestimmung

”Das Spannungssignal  $S(T)$  am Verstärkerausgang folgt aus Gerätekonstanten nach dem in Gleichung 11 beschriebenen Parameter.”[3]

$$S(T) = g \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \sigma(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (11)$$

$S(T)$	...	Pyrometersignal
$g$	...	Geometriefaktor
$\lambda$	...	Wellenlänge
$\sigma(\lambda)$	...	spektrale Empfindlichkeit des Detektors
$\tau(\lambda)$	...	Transmissionsgrad des optischen Systems
$\epsilon(\lambda, T)$	...	spektraler Emissionskoeffizient
$L_{\lambda}(\lambda, T)$	...	spektrale Strahldichte

<sup>5</sup>Kombination aus Interferenz- und Graufilter

<sup>6</sup>elektrische Entkoppelung

<sup>7</sup>also die Potentialdifferenz

Da nicht alle Faktoren ausreichend bekannt sind, kalibriert man das Pyrometer an einer Oberfläche, deren Strahlungstemperatur geläufig ist und kann aus dieser Erkenntnis den Kalibrierungsfaktor  $K$  des Pyrometers bestimmen und in weiterer Folge direkt die Strahlungstemperatur  $T_{rad}$  berechnen.

$$T_{rad} = \frac{c_2}{\lambda_{m,eff} \cdot \ln\left(\frac{K}{S(T)} + 1\right)} \quad (12)$$

$T_{rad}$	...	Strahlungstemperatur
$c_2$	...	zweite PLANCK'sche Konstante
$\lambda_{m,eff}$	...	mittlere Effektive Wellenlänge
$S(T)$	...	Pyrometersignal

”Es sei aber darauf hingewiesen, dass  $K$  im Allgemeinen keine Konstante ist, sondern sich als Folge der Änderung der effektiven Wellenlänge in einem weitem Temperaturbereich ändert.”[3]

### 2.3.2 Enthalpie

Thermodynamisch ist die Zustandsgröße Enthalpie wie folgt beschrieben:

$$H = U + p \cdot V \quad (13)$$

$H$	...	Enthalpie
$U$	...	innere Energie
$p$	...	Druck
$V$	...	Volumen

bzw. in ihrer differentiellen Form:

$$dH = dU + p \cdot dV + V \cdot dp \quad (14)$$

Führt man den ersten Hauptsatz der Thermodynamik <sup>8</sup> mit der differentiellen Wärme  $\delta Q$  ein erhält man:

$$dH = \delta Q + V \cdot dp \quad (15)$$

Das Drahtexplosionsexperiment ist ein isobarer<sup>9</sup> Prozess. Daraus folgt das die Enthalpieänderung gleich der Änderung der Wärmemenge entspricht. Als Nullpunkt der

---

<sup>8</sup>Jedes System besitzt eine innere Energie  $U$  (= extensive Zustandsgröße). Diese kann sich nur durch den Transport von Energie in Form von Arbeit  $W$  und/oder Wärme  $Q$  über die Grenze des Systems ändern

<sup>9</sup> $dp = 0$

Enthalpie wird der Normalzustand<sup>10</sup> angenommen. Integriert man nun über die Dauer des Experiments erhält man die spezifische Enthalpie:

$$H_{spez} = \frac{1}{m} \int U \cdot I \cdot dt \quad (16)$$

$H_{spez}$	...	spezifische Enthalpie
$m$	...	Probemasse
$t$	...	Zeit
$U$	...	Spannungsabfall ( $U = U(t)$ )
$I$	...	Strom durch die Probe ( $I = I(t)$ )

Die Probenmasse  $m$  wird dabei wie folgt berechnet:

$$m = \rho_0 \cdot \frac{D_0^2 \cdot \pi}{4} \cdot l \quad (17)$$

$m$	...	Probemasse
$\rho_0$	...	Dichte des Probenmaterials bei Raumtemperatur
$D_0$	...	Durchmesser der Probe bei Normaltemperatur
$l$	...	vermessene Probenlänge

### 2.3.3 Spezifische Wärmekapazität

Per Definition erhält man die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ] wenn man die spezifische Enthalpie nach der Temperatur bei konstantem Druck ableitet.

$$c_{p_{fest}^{flüssig}} = \left( \frac{\delta H_{spez}(T)}{\delta T} \right)_{p=const.} \quad (18)$$

$c_{p_{fest}^{flüssig}}$	...	spezifische Wärmekapazität im Festen bzw. Flüssigen
$H_{spez}$	...	spezifische Enthalpie
$T$	...	Temperatur
$p$	...	konstanter Druck

Diese Gleichung gilt gut für die flüssige Phase.

---

<sup>10</sup> $p = 1013 \text{ hPa}, T = 298 \text{ K}$

### 2.3.4 Spezifischer Elektrischer Widerstand

Der elektrische Widerstand  $R(t)$  wird berechnet aus dem durchfließenden Strom durch das Probenmaterial  $I(t)$ , dem Spannungsabfall  $U(t)$  entlang des untersuchten Probenteilstücks  $l(t)$  sowie aus der Geometrie der betrachteten Probe, bestehend aus Drahtdurchmesser  $d(t)$  bzw. Drahtprobenquerschnittsfläche  $A(t)$ .

$$\rho(t) = R(t) \cdot \frac{A(t)}{l(t)} = \frac{U(t)}{I(t)} \cdot \frac{d(t)^2 \cdot \pi}{4 \cdot l(t)} \quad (19)$$

Für die Berechnung des spezifischen volumenkorrigierten elektrischen Widerstandes wird mittels einer CCD-Kamera die Ausdehnung der Probe während der gesamten Experimentdauer mitaufgezeichnet. Die thermische Expansion wird jedoch im ersten Rechenschritt nicht mitberücksichtigt. Dabei wird lediglich der volumenunkorrigierte spezifische elektrische Widerstand  $\rho_{IG}$  mit den vor Beginn des Experiments gemessenen Größen der Probe berechnet.

$$\rho_{IG} = \frac{U(t)}{I(t)} \cdot \frac{d_0^2 \cdot \pi}{4 \cdot l_0} \quad (20)$$

Dabei ist  $d_0$  der Probendurchmesser zu Beginn des Pulsheizens bei Raumtemperatur und  $l_0$  die Probenteilstücklänge ebenfalls zu Beginn des Experiments bei Raumtemperatur. Mit der volumenunkorrigierten Form und der quadratischen relativen Probendurchmesseränderung mit der Temperatur bzw. Zeit ergibt sich schlussendlich der spezifische elektrische Widerstand  $\rho(t)$ .

$$\rho(t) = \rho_{IG} \cdot \left( \frac{d(t)}{d_0} \right)^2 \quad (21)$$

### 2.3.5 Thermische Expansion

Aus der Festkörperphysik weiß man, dass sich durch Wärmezufuhr ein Festkörper in alle drei Raumrichtungen ausbreitet. Durch die kurze Experimentdauer beim Pulsheizen und durch den Umstand, dass der Draht in axialer Richtung eingespannt ist, wird sowohl die axiale Ausdehnung sowie auch ein Biegen der Probe verhindert.

”Zur Kompensation dieser Einschränkung erfolgt eine erhöhte radiale Expansion des Drahtes, gemäß des der Temperatur entsprechenden zu erwartenden Probenvolumens [18].”

Daraus ergibt sich für die thermische Expansion:

$$\frac{V(T)}{V_0} = \left( \frac{d(t)}{d_0} \right)^2 \quad (22)$$

$V(t)$	...	Volumen der Drahtprobe zur Zeit $t$
$V_0$	...	Volumen der Drahtprobe bei Raumtemperatur
$d(t)$	...	Drahtprobendurchmesser zur Zeit $t$
$d_0$	...	Drahtprobendurchmesser bei Raumtemperatur

Die CCD Kamera (Einzelbildauflösung 16 x 384 Pixel) zeichnet während des Experimentes alle 5  $\mu\text{s}$  Schattenbilder eines Drahtteilstücks auf. Abbildung 6 zeigt eine solche Aufnahme.

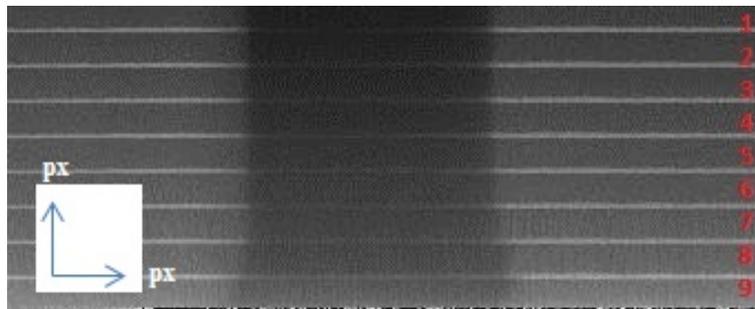


Abbildung 6: Bildsequenz der CCD-Kamera. Jeder der Streifen spiegelt ein Einzelbild wieder (rote Zahl). Vergleicht man die Einzelbilder untereinander, sieht man die radiale Expansion des Drahtes. Die x- sowie die y-Achse zeigt beliebige Einheiten px (Pixel).

Hinter diesen Einzelbildern verbirgt sich ein Intensitätsprofil welches mit dem Programm "Wiredia"<sup>11</sup> ausgewertet werden kann. Damit kann die Breite des Profils und mit dieser der relative Durchmesser der Probe zum Zeitpunkt der jeweiligen Einzelbildaufnahme ermittelt werden. Um die absolute radiale Expansion berechnen zu können wird auch ein Bild vor dem Pulsheizen erstellt. Der Drahtdurchmesser wurde vor dem Experiment mit einem Lasermikrometer vermessen.

Mit diesen Informationen kann schlussendlich die Dichte  $D(T)$  des Drahtes in Abhängigkeit der Temperatur unter der Berücksichtigung der thermischen Expansion bestimmt werden.  $D_0$  gibt dabei die Dichte bei Raumtemperatur.

$$D(T) = D_0 \cdot \left( \frac{d_0}{d(T)} \right)^2 \quad (23)$$

<sup>11</sup>erstellt von Schützenhöfer an der TU Graz

### 2.3.6 Wärmeleitfähigkeit

”Als Konsequenz eines Temperaturgradienten  $\Delta T$  resultiert eine dem Temperaturgefälle entgegengesetzt fließende Wärmestromdichte  $\vec{q}$ , deren Größe durch den Proportionalitätsfaktor Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  beschrieben wird [18]”.

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (24)$$

Zwei Mechanismen tragen diese Wärmestromdichte. Das ist zum einen der Energie-transport durch Stöße mit freien Elektronen und zum anderen Phononenstöße. Für Reinmetalle gilt das *Wiedemann-Franz Gesetz* [18]. Dieses sagt aus, dass das Verhältnis zwischen der thermischen Leitfähigkeit  $\lambda$  und der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  als nahezu proportional zur Temperatur  $T$  gesehen werden kann.

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L \cdot T \quad (25)$$

Dabei ist  $L$  die *Lorenz-Zahl*<sup>12</sup>.

### 2.3.7 Temperaturleitfähigkeit

Diese ist wie folgt definiert:

$$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot D} \quad (26)$$

Dabei ist  $c_p$  die Wärmekapazität,  $D$  die Dichte und  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit. Durch die Gültigkeit des *Wiedemann-Franz Gesetz* kann die Temperaturleitfähigkeit auch durch den volumenunkorrigierten elektrischen Widerstand  $\rho_{IG}$  und die Dichte des Probenmaterials bei Raumtemperatur  $D_0$  beschrieben werden [18]:

$$a = \frac{L \cdot T}{c_p \cdot D_0 \cdot \rho_{IG}} \quad (27)$$

## 2.4 Verwendete Programme

Für die Messdatenauswertung wurden die Programme *Hotwire*, erstellt von *Sachsenhofer* und *Wiredia*, erstellt von *Schützenhöfer* verwendet. Zur Erstellung der Grafiken und der Fitkurven wurde auf das Programm *Origin* von *OriginLab* zurückgegriffen.

---

<sup>12</sup>2,45 · 10<sup>-8</sup> V<sup>2</sup>/K<sup>2</sup> [19]

## 3 Diodenwahl

### 3.1 Grundsätzliches

Um eine Diode für einen speziellen Anwendungsbereich spezifizieren und auswählen zu können, ist es unerlässlich sich mit einigen Grundbegriffen und derer Bedeutungen auseinanderzusetzen.

#### 3.1.1 Spektrale Empfindlichkeit $S$

Die spektrale Empfindlichkeit ist definiert als ein Wellenlängenintervall, indem auf den Detektor einfallende Strahlung zu einem Ausgangssignal führt. Oft wird aber von der relativen spektralen Empfindlichkeit  $S_{rel}(\lambda)$  gesprochen, welche den Quotienten des Fotostroms durch die einfallende Lichtleistung angibt. Mit diesen Wert ist es relativ einfach Detektoren zur vergleichen.

#### 3.1.2 Rauschäquivalente Leistung

Die Rauschäquivalente Leistung gibt an, welche minimale optische Leistung mit einem Fotoempfänger noch als Signal nachgewiesen werden kann. Sie wird auch als *noise equivalent power NEP* bezeichnet und ist abhängig von der Empfindlichkeit der Diode und von den Rauschstromanteilen.

”An einem Empfänger mit der Fläche  $A$ , der vom Strahlungsstrom  $\phi$  (Gleichung 28) getroffen wird, tritt infolge der Bestrahlung eine (Signal-)Spannung  $U$  auf (Gleichung 29)” [3].

$$\phi = E \cdot A \quad (28)$$

$\phi$  ... Strahlungsstrom  
 $E$  ... Bestrahlungsstärke  
 $A$  ... Fläche des Detektors

$$\epsilon^* = \frac{U}{\phi} \quad (29)$$

$\epsilon^*$  ... Empfindlichkeit in  $V \cdot W^{-1}$   
 $U$  ... Spannung bzw. Signalspannung

Die hier dargelegten Größen werden für die Spannung definiert. Ebenso ist dies auch für den Strom möglich. Beide Arten sind durchaus üblich, so ist die relative spektrale Empfindlichkeit normalerweise über den Fotostrom gegeben, während die spektrale Empfindlichkeit hier über die Spannung gedeutet wird.

Sind noch andere Rauschquellen vorhanden, so kann die kleinste nachweisbare Spannung  $\bar{U}$  definiert werden als:

$$\bar{U} = \sqrt{\bar{U}^2} = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f} \quad (30)$$

$k$	...	Boltzmann-Konstante
$T$	...	Temperatur
$R$	...	Empfängerwiderstand
$\Delta f$	...	Frequenzbreite des Nachweissystems
$\bar{U}$	...	kleinste nachweisbare Spannung

Weiters kann auch das Signal-Rausch-Verhältnis  $S^*$  angegeben werden:

$$S^* = \frac{\bar{U}}{U} \quad (31)$$

$S^*$  ... Signal-Rausch-Verhältnis

Mit Gleichungen 28, 29, 30 und 31 kann die Rauschäquivalente Leistung  $\overline{NEP}$  neu angeschrieben werden als:

$$\overline{NEP} = \frac{\Phi}{S^*} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} = E \cdot A \cdot \frac{\bar{U}}{U} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} \quad (32)$$

$\overline{NEP}$  ... Rauschäquivalente Leistung

Dieser Parameter gibt also Auskunft darüber, wie groß der kleinste nachweisbare Strahlungsstrom ist, wenn für das Signal-Rausch-Verhältnis 1 und für die Bandbreite  $\Delta f = 1$  Hz angenommen wird.

### 3.1.3 Detectivity $D$

Die Detectivity  $D$  ist im Prinzip nichts anderes als der Kehrwert der  $\overline{NEP}$ :

$$D = \frac{1}{\overline{NEP}} \quad (33)$$

$D$  ... Detectivity

Bei dieser Gleichung kann auch noch die Empfängerfläche des Detektors berücksichtigt werden, was zur folgenden Gleichung führt:

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{\overline{NEP}} \quad (34)$$

$D^*$  ... Detectivity mit berücksichtigter Empfängerfläche

Für die Auswahl von Dioden kann man sagen, dass jene besser für Messungen geeignet sind, die eine höhere Detectivity  $D^*$  oder eine niedrigere rauschäquivalente Leistung  $\overline{NEP}$  besitzen.

### 3.1.4 Dunkelstrom

Selbst wenn keine Strahlung auf die Diode auftrifft, entsteht ein Strom, der gemessen wird. Dieser wird als Dunkelstrom bezeichnet und hat großen Einfluss auf die Dimensionierung des Verstärkers (Sperrspannung). Zusammen mit dem temperaturabhängigen effektiven Rauschstrom<sup>13</sup> ist der Dunkelstrom zuständig für das Verhalten der Diode ohne Lichteinfall. Dieser Punkt wird auch als unterste Grenze angenommen, bei der noch ein Signal gemessen werden kann.

### 3.1.5 Grenzfrequenz

Die Messkarten der Anlage am Institut für Experimentalphysik arbeiten mit einer Abtastrate von 10 MHz. Deswegen muss die Grenzfrequenz<sup>14</sup> in jedem Fall höher sein. Durch diese Frequenz wird der Einsatz des Detektors bei modulierten Signalen und im Pulsbetrieb limitiert. Die Frequenz selbst steht im engen Zusammenhang mit der Sperrschichtkapazität der Diode.

### 3.1.6 Baugröße

Hier wird der Zusammenhang zwischen der Sperrschichtkapazität der Diode und der Aufnahme­fläche klar. Ist die Fläche zu groß, so wird auch die Kapazität größer und dadurch unverhinderbar der Detektor auch langsamer, was bedeutet, dass die Diode dem schnellen Anstieg der Beleuchtungsstärke nicht mehr folgen kann.

---

<sup>13</sup>im Allgemeinen als Rauschen bezeichnet

<sup>14</sup>auch als *cut of frequency* bezeichnet

## 3.2 Istzustand

Derzeit wird eine *InGaAs*<sup>15</sup> Pin Fotodiode der Firma *HAMAMATSU PHOTONICS DEUTSCHLAND GmbH*<sup>16</sup> verwendet.

Diese zeichnet sich durch einen aktiven Durchmesser von  $\phi = 1$  mm und einer einstufigen Kühlung bei einer Betriebstemperatur von bis zu  $-10^\circ\text{C}$  aus. Ihre Empfindlichkeit ist laut Datenblatt mit  $D^* = 1 \cdot 10^{11}$  ( $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ ) angegeben.  $D^*$  bezeichnet dabei die Detectivity bei der die Empfangsfläche miteinbezogen ist [3].

Mit dieser Diode ist eine Messung der Strahlungsintensität von Aluminium prinzipiell möglich, aber es kann aufgrund von sehr starken Hintergrundrauschen und einem sehr geringen Signal keine qualitative Aussage und keine Berechnung der thermophysikalischen Daten erfolgen.

## 3.3 Sollzustand

Für die Auswahl der neuen Dioden sind drei Kenndaten wichtig. Zum Einen kann die Elementtemperatur, die aktive Fläche oder auch die Empfindlichkeit geändert werden. Zum Anderen muss die Fotodiode aber auf jeden Fall folgende Eigenschaften aufweisen: Der Detektor sollte eine spektrale Empfindlichkeit über 2300 nm und dabei eine Grenzfrequenz von über 10 MHz aufweisen. Zusätzlich sollte die *Rise-Fall Time* bei ca. 50 ns liegen und die Diode eine Kapazität von ungefähr 200 pF haben.

## 3.4 Wahl der Diode

Grundsätzlich wurde wieder eine InGaAs Diode gesucht, da diese den oben genannten Ansprüchen am besten gerecht wird. Nach Auswertungen und Berechnungen aus einigen Datenblättern standen zwei Halbleiterbauelemente der Firma Hamamatsu zur Auswahl. Diese können in einem Temperaturbereich von bis zu  $-20^\circ\text{C}$  betrieben werden und zeichnen sich durch eine zweistufige Kühlung aus. Die zwei Kühlelemente werden aber auch hier nur durch einen Spannungsanschluss gegen Masse gesteuert, was eine Änderung des Platinenlayouts bezüglich der Ansteuerung nicht notwendig

---

<sup>15</sup>Indium Gallium Arsen

<sup>16</sup>D-82211 Herrsching am Ammersee, Arzbergerstr. 10

macht. (Spannungs-Temperaturverlauf kann aus Abbildung 7 entnommen werden). Die spektrale Empfindlichkeit liegt bei diesen Dioden bei 2300 nm. Der Unterschied der beiden Elemente liegt in der aktiven Fläche, wobei für die eine ein Wert von  $\phi = 1 \text{ mm}$  und für die andere ein Wert von  $\phi = 0.3 \text{ mm}$  angegeben ist. Es wurde die Diode mit der größeren aktiven Fläche gewählt, um sicher zu gehen, dass genug Strahlung detektiert wird.

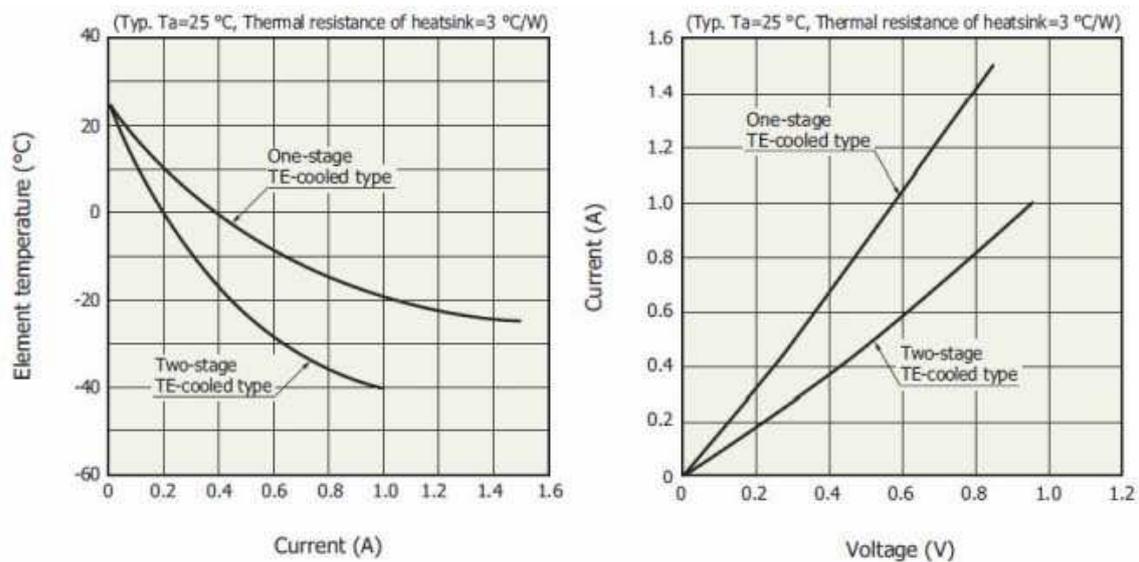


Abbildung 7: Kühlungscharakteristik für ein- und zweistufige Kühlung [5]

Ein weiterer sehr wichtiger Punkt bei der Auswahl war die Detectivity. Dieses Halbleiterbauelement besitzt ein  $D^*$  von  $2 \cdot 10^{11} \text{ (cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1})$ . Dieser Wert entspricht jedoch noch nicht 100% den Anforderungen und so wurde mit der Firma Hamamatsu über eine Sonderlösung diskutiert. Nach Rücksprache mit der Produktion in Japan wurde uns ein Angebot für eine Diode mit einer höheren Detectivity gestellt, welches auch angenommen wurde. Im Anhang (Abbildungen 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46 und 47) ist das *Final Inspection Sheet*<sup>17</sup> der gelieferten Diode abgebildet. Es ist auch das Datenblatt der angebotenen Standarddioden angegeben.

<sup>17</sup>Jenes Dokument, dass bei einer Sonderlösung erstellt wird, und die gemessenen Werte auflistet

## 4 Wahl des Interferenzfilters

Derzeit sind Filter mit einer relativ geringen spektralen Breite im Einsatz. Siehe Tabelle 1 und Abbildungen 48, 49 und 50 im Anhang. Es wurden Messungen mit diesen Filtern durchgeführt, jedoch schnell erkannt, dass durch die geringe Empfindlichkeit der Diode ein breiterer Filter benötigt wird.

Tabelle 1: Derzeit eingesetzte Interferenzfilter

Zentrumswellenlänge / nm	Halbwertsbreite / nm	$T_{avg}$ / %
$1775 \pm 15$	$100 \pm 15$	81.53
$2100 \pm 15$	$90 \pm 15$	76.78
$2350 \pm 15$	$110 \pm 15$	80.28

$T_{avg}$  ... Durchschnittliche Transmission

Da das Filterrad für die Auswahl des Interferenzfilters ein fester Bestandteil des vorhandenen Pyrometers ist, sind auch hier zwei Einschränkungen vorhanden. Der neue Filter darf im Durchmesser nicht größer sein als 1 Zoll und die Bauteildicke darf 1 mm nicht überschreiten. In der Messanordnung ist zwischen dem Pyrometer und der Probe auch noch ein Glas. Daher ist es nicht notwendig einen Filter mit zu weiter Bandbreite zu suchen, da Glas ab einer Wellenlänge von 2750 nm keine Wärmestrahlung mehr durchlässt.

Abbildung 8 zeigt die Durchlässigkeit von verschiedenen Gläsern in einem Wellenlängenbereich von 500 nm - 2350 nm. Dabei ist die blaue Linie (Floatglas 2 mm), vom Verhalten her, dem Glas aus dem Experiment am nächsten. Man erkennt, dass bei einer Wellenlänge von 2750 nm keine Strahlung mehr durch das Glas geht. Daher wird für die Wahl des Filters die obere Genze mit 2700 nm festgelegt.

Die Firma *Spectrogon*<sup>18</sup> hat einen Filter in ihrem Sortiment, der die oben genannten Einschränkungen alle am besten erfüllt. Tabelle 2 und Abbildung 9 zeigen die Eigenschaften des neuen Filters<sup>19</sup>.

<sup>18</sup>Headquarter in Schweden

<sup>19</sup>Breitbandfilter, Type: BBP-2050-2500 nm

Tabelle 2: Daten des neuen Interferenzfilters

Zentrumswellenlänge / nm	Halbwertsbreite / nm	$T_{avg}$ / %
$2350 \pm 15$	$300 \pm 100$	90.60

$T_{avg}$  ... Durchschnittliche Transmission

Der Vollständigkeit sei noch erwähnt, dass sich der Filter durch eine sehr hohe durchschnittliche Transmission über den gesamten Wellenlängenbereich auszeichnen sollte. Zum einen ist dies wichtig, da durch den Versuchsaufbau bereits am Glas ein Teil der Wärmestrahlung verloren geht bzw. die Probe selbst schon sehr geringe Intensität für die Messung liefert. Zum anderen sollte der Filter im gesamten Wellenlängenbereich eine recht konstante Transmission haben.

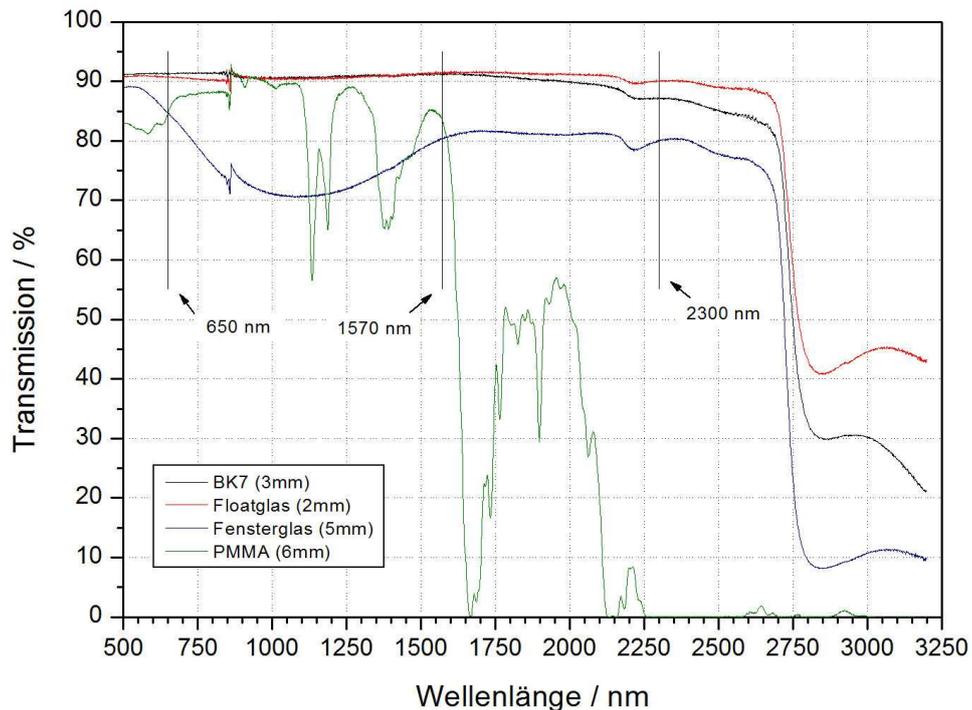


Abbildung 8: Verhalten der Transmission bei verschiedenen Wellenlängen für verschiedenen Gläserarten. [2]

# SPECTROGON

Optical filters • Coatings • Gratings

Date: 2010-10-26  
Operator: LM

Article:  
Art no: 713M03121  
BBP-2050-2500 nm Ø25.4x0.5 mm

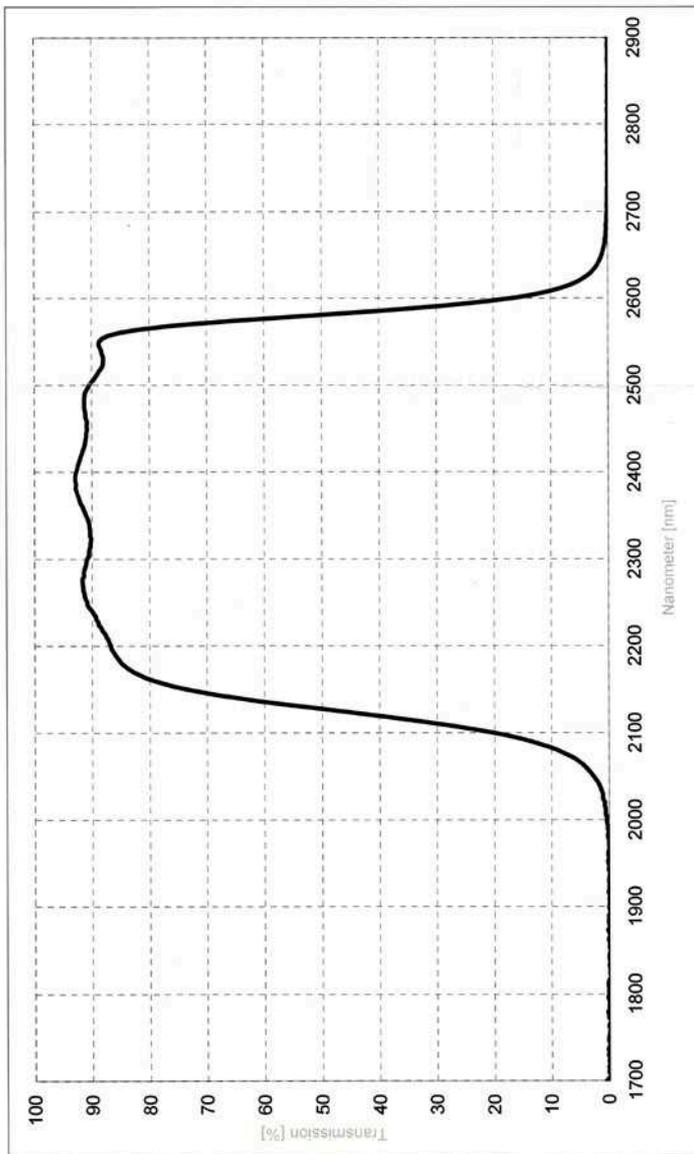
Specifications:  
HP1: 2050 +100/-100 nm  
HP2: 2500 +100/-100 nm  
Tavg: 70 %  
Blocking: UV - 3500 nm

Measurement conditions:  
Temperature: 23 °C  
AOI: 0 deg

Custom sizing:  
Color marking:  
Quantity: 1 pc

Spectrogon:  
M nr: 8399  
Order no: 20101771

Customer:  
P N:  
P O:



Actual values:  
Cutoff 5% = 2065.69 nm  
Cutoff 5% = 2620.07 nm  
HP1 = 2124.78 nm...OK  
HP2 = 2582.46 nm...OK  
Tavg = 90.6 %...OK  
Slope 1 = 4 %  
Slope 2 = 1.97 %

Data collection range: 1282 - 27005 nm  
Diagram range: 1700 - 2900 nm

Calibration traceable to NIST.  
Spectrogon products conform in all aspects with the RoHS Directive.

Abbildung 9: Datenblatt des neuen Interferenzfilters [Spectrogon]

## 5 Umbau des Pyrometers

Grundsätzlich wurde versucht am Pyrometer so wenig wie möglich zu verändern. Wie in nachstehenden Abbildungen ersichtlich ist, besteht das Pyrometer neben seinen optischen Elementen noch aus zwei Platinen. Abbildung 10 zeigt die Verstärkerschaltung und Abbildung 11 zeigt die Platine, die für die Ansteuerung sowie für die Kühlung der Diode zuständig ist.



Abbildung 10: Verstärkerschaltung

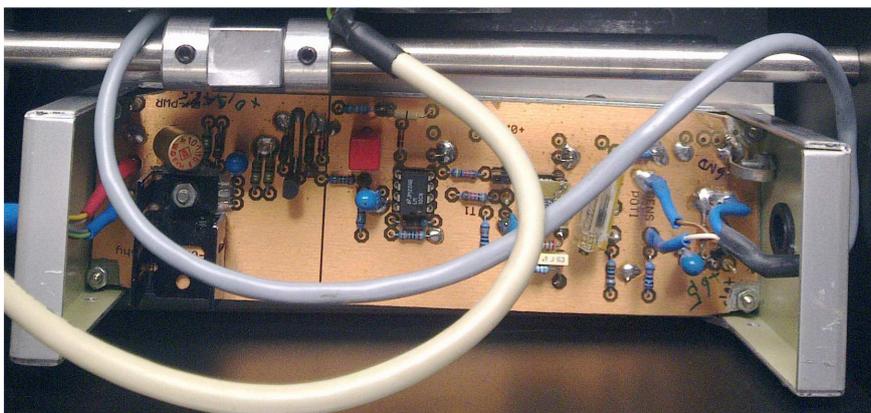


Abbildung 11: Platine für die Ansteuerung und Kühlung

Da die Ansteuerung der neuen Dioden die gleiche bleibt, wie für die alten, könnten die Platinen eigentlich eins zu eins übernommen werden. Aus technischen Gründen, wie beispielsweise dem Umbau des Pyrometers auf eine andere Diode, wurde ein kleines Gehäuse entwickelt, in dem sich sowohl die Steuerungstechnik als auch die Verstärkerschaltung befindet. Im Prinzip handelt es sich dabei aber um ein baugleiches Gehäuse, wie auch jenes von Abbildung 10. Der einzige Unterschied liegt darin, dass die Diodenabdeckung mit der Einstrahlblende um 4 mm weiter nach außen versetzt werden muss, da die Diode höher ist. Abbildung 12 zeigt eine Fotografie des offenen Pyrometers mit der neuen Konstruktion für die Diode.

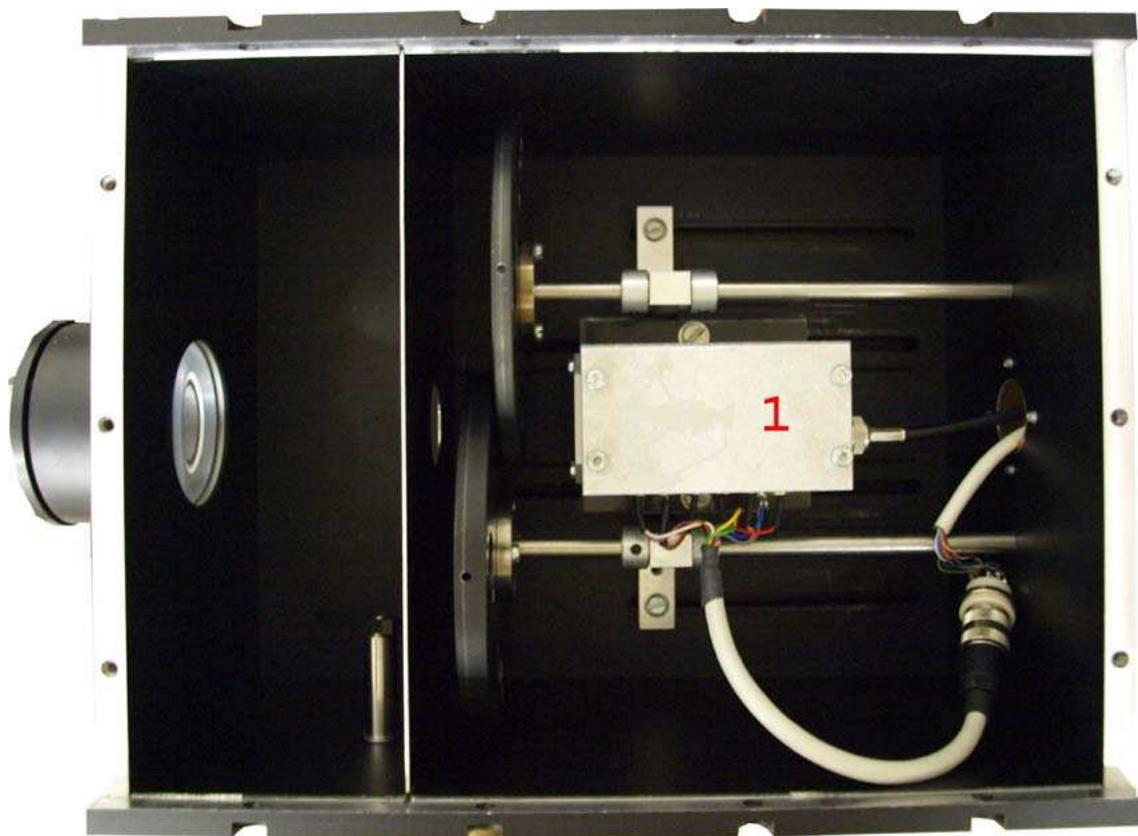


Abbildung 12: Foto des Pyrometers mit neuer Konstruktion für die Diode. Die rote 1 kennzeichnet das neue Gehäuse.

Die Einstellung für die Kühlung erfolgt ausschließlich über den angelegten Strom, unabhängig von der Spannung. Es gilt jedoch allgemein, je höher die Spannung ist, desto schneller wird die Diode gekühlt. Derzeit stellt sich für die Kühlung eine Spannung von  $(4.0 \pm 0.1)$  V nach Einschalten der Versorgung ein.

## 5.1 Justage des Pyrometers

Um ein Signalmaximum an der Diode detektieren zu können, wurden am Pyrometer immer wieder Einstellungen der Kühlung und der Verstärkung verändert. Allgemein könnte man meinen, dass das Signalverhalten besser wird, je höher die Verstärkung ist und je niedriger die Temperatur der Diode. Dass ist im Allgemeinen auch nicht falsch, jedoch muss beachtet werden, dass mit Erhöhung der Verstärkung auch das Signalrauschen verstärkt wird. Für das Finden des Signalmaximums wurde auf eine Wolframfadenlampe (siehe Abbildung 13) fokussiert und durch Vor- und Zurück- bzw. Hin- und Herbewegen des Detektors (Abbildung 12, rote 1) ein Signal am Oszilloskop beobachtet.

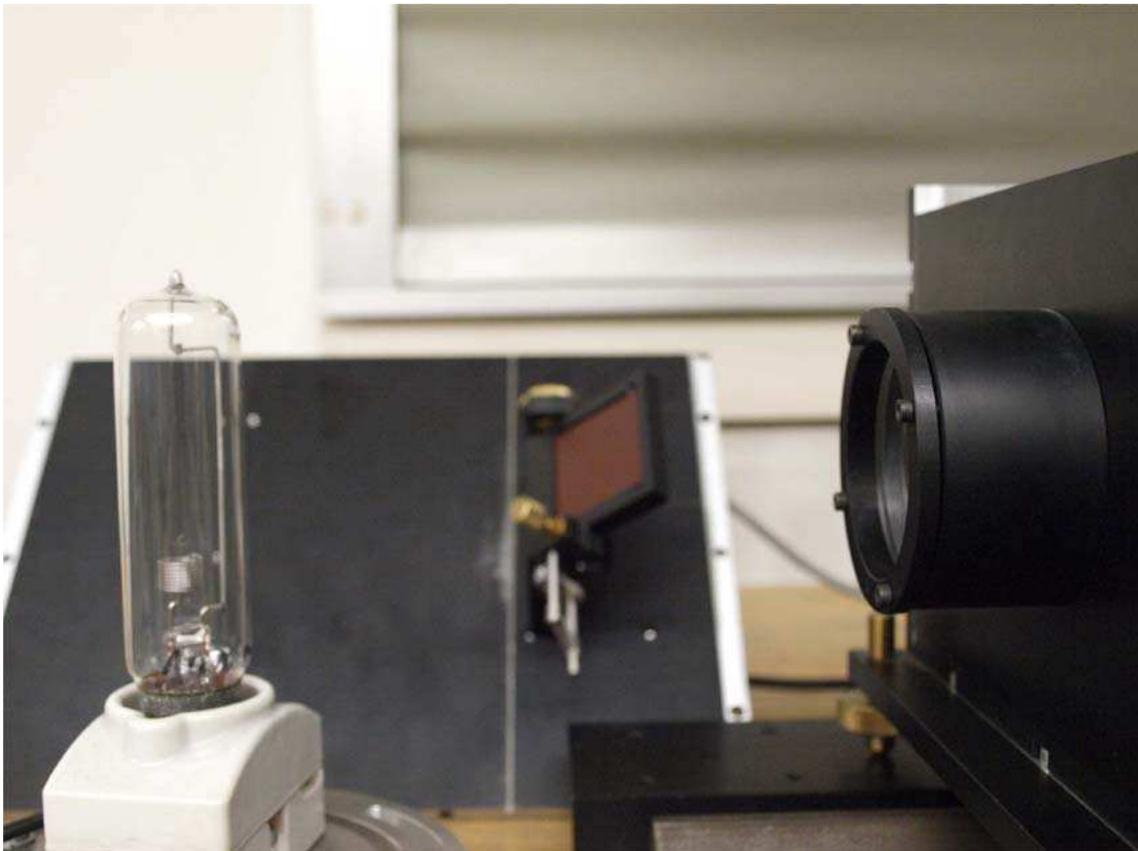


Abbildung 13: Foto des Aufbaus für die Justage mit einer Wolframfadenlampe

Abbildung 14 zeigt den kompletten Aufbau für die Justage zum Auffinden des Signalmaximums.

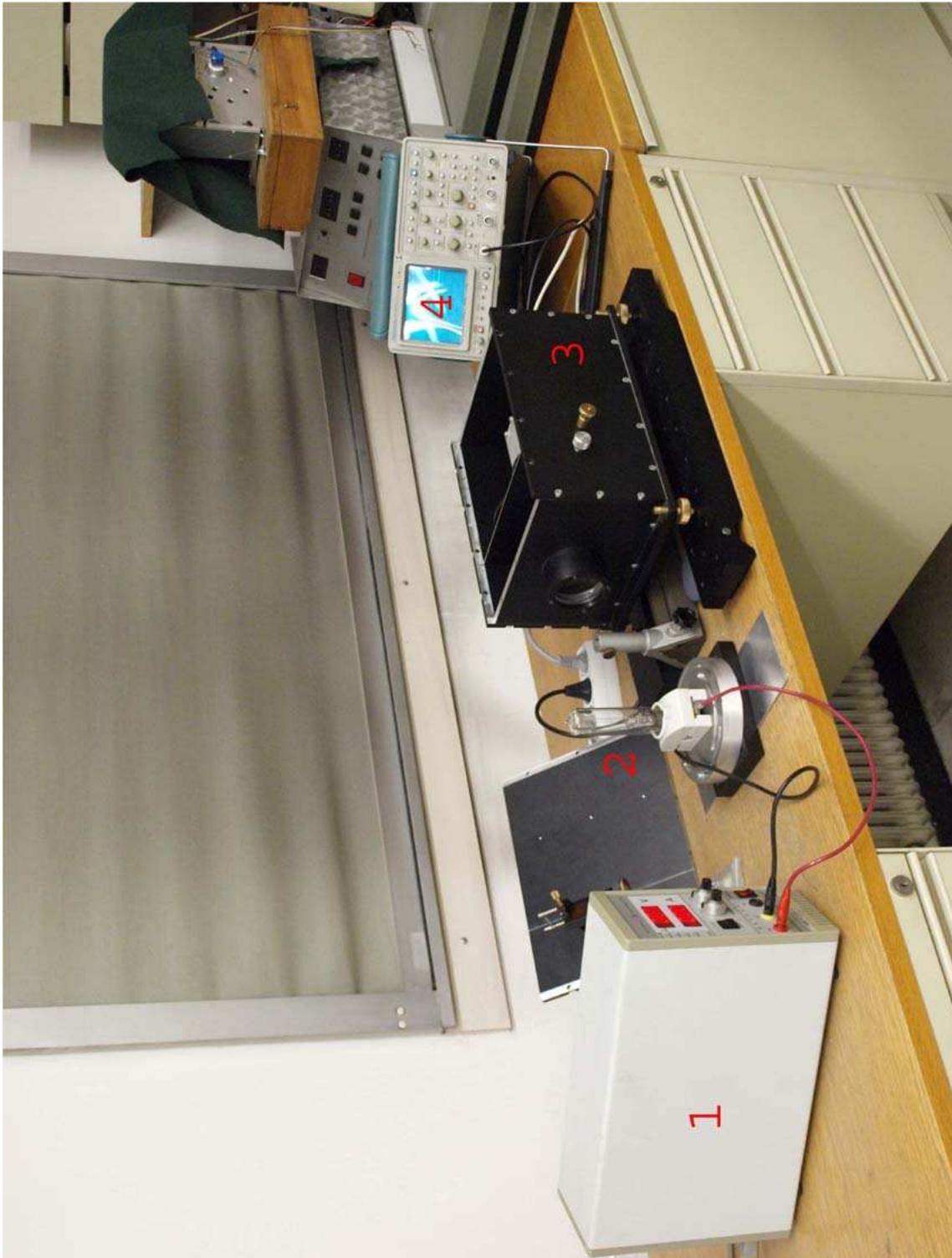


Abbildung 14: Foto des gesamten Justageaufbaus. 1, Spannungs- bzw. Stromversorgung für die Wolframfadenlampe; 2, Wolframfadenlampe; 3, Pyrometer; 4, Oszilloskop für das Anzeigen des Pyrometersignals

## 5.2 Änderung des Signalmaximums durch Änderung der Verstärkung

Abbildung 14 zeigt den prinzipiellen Aufbau für das Auffinden des Signalmaximums. Damit überhaupt ein Signal detektiert werden kann muss zuerst die Probe, in dem Fall die Wolframfadenlampe, optisch scharf am Messmikroskop abgebildet werden. Danach wird der Spiegel aufgeklappt entfernt und die Justage, wie oben beschrieben kann beginnen.

Dafür wurden immer die gleiche Spannung und der gleiche Strom durch die Bandlampe geschickt und immer wieder die Verstärkung der Diodenschaltung angepasst, bis ein ideales Signalmaximum mit dem besten Signal-Rausch-Verhältnis gefunden wurde.

Tabelle 3: Maxima des Signals in Abhängigkeit von der Verstärkung

Verstärkungsfaktor	Signalmaximum am Oszilloskop / V
6000	$0.060 \pm 0.005$
12000	$0.520 \pm 0.005$
18000	$0.910 \pm 0.005$
32000	$1.650 \pm 0.005$

Tabelle 3 gibt die Signalmaxima in Anhängigkeit der Verstärkung an. Dabei wurde die Wolframfadenlampe mit einer Spannung von  $U = (1.7 \pm 0.1)$  V und einem Strom von  $I = (2.9 \pm 0.1)$  A betrieben. Die Diode arbeitet dabei mit einer Elementtemperatur von  $(-18 \pm 2)^\circ\text{C}$ .

Um eine Simulation ohne Glas durchzuführen wurde ein Wolframdraht an Luft an die Strom- Spannungsversorgung angeschlossen und mit dem Pyrometer eine Messung für die Signalmaximumssuche durchgeführt.

Tabelle 4 zeigt das Signal bei einem Verstärkungsfaktor von 32000 für den Messaufbau mit einem Wolframdraht an Luft.

Tabelle 4: Maxima des Signals in Abhängigkeit von der Verstärkung

Verstärkungsfaktor	Signalmaximum am Oszilloskop / V
32000	$2.310 \pm 0.005$

Auch hier betrug die Elementtemperatur  $(-18 \pm 2)^\circ\text{C}$  und die Einstellung für die Versorgung war mit  $U = (1.7 \pm 0.1) \text{ V}$  und  $I = (2.9 \pm 0.1) \text{ A}$  gegeben. Alle oben genannten Messungen wurden mit dem Interferenzfilter *BBP-2050-2500 nm* der Firma *Spektrogon* durchgeführt. Somit wurde sichergestellt, dass die Strahlungsintensität zwar geschwächt, aber am Detektor ankommt.

## 6 Kalibrieren am Schwarzkörper

Für die Messung und Ausarbeitung der thermophysikalischen Daten von Materialien ist es nötig für ein Pyrometer die effektive Wellenlänge, bei der gemessen wird, zu kennen. Für diese Berechnung sind Daten des Interferenzfilters, des Glases aus der Probenkammer, sowie der Geometriefaktor  $g$  nötig. Die Werte vom Interferenzfilter und Glas kennt man. Es bleibt daher nur noch  $g$  als einzige Unbekannte. Diese kann jedoch durch das Kalibrieren des Pyrometers am Schwarzkörper bestimmt werden.

Im Kalibrationsaufbau (siehe Abbildung 15) wird ein schwarzer Körper der Firma *Raytek*<sup>20</sup> verwendet. Dieser besitzt laut Datenblatt einen Emissionsgrad von  $\epsilon = 0.999 \pm 0.0005$  und eine Nicht-Uniformität von  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  bei einem Temperaturbereich von  $(300 - 1700)^\circ\text{C}$ . Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass der Schwarzkörper nicht über  $1500^\circ\text{C}$  betrieben werden sollte, da er sonst seine Kalibrierung verliert.

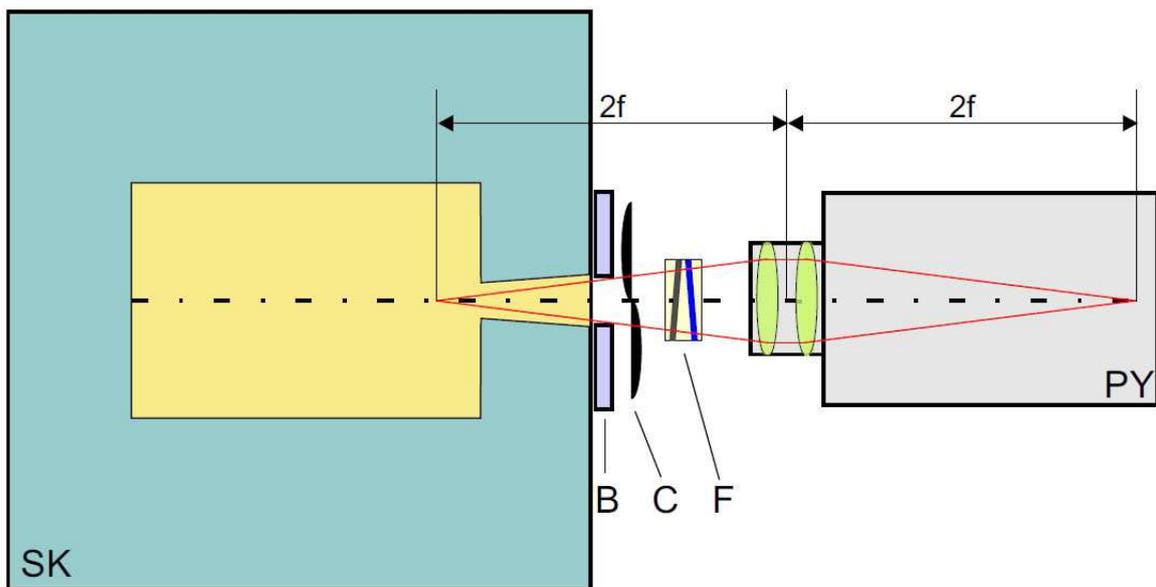


Abbildung 15: Aufbau für die Kalibrierung am Schwarzkörper. SK: Schwarzkörper, B: wassergekühlte Blende, C: Chopper, F: Filterhalter mit Fensterglas, PY: Pyrometer, 2f: Abstand der 2-fachen Brennweite. [1]

Das Pyrometer ist dabei so vor dem Schwarzkörper zu plazieren, dass nur die Strahlung des schwarzen Körpers auf die Spaltblende abgebildet und detektiert wird. Vor der Öffnung des Schwarzkörpers ist eine mit Wasser gekühlte Blende angebracht.

<sup>20</sup>Modell: RAYBB6000A21A

Der Hauptgrund für das Anbringen liegt an den hohen Temperaturen mit denen ein Schwarzkörper betrieben wird. Es wird die Vorderseite des Gehäuses so stark erhitzt, dass sie selbst zum Strahler wird. Die Blende verhindert unerwünschte Strahlung, dass nur die des schwarzen Körpers für das Signal verantwortlich ist.

Der Chopper ist zwischen Blende und dem Glas angebracht. Er hat im Prinzip zwei Aufgaben. Zum einen schützt er die Diode vor einer thermischen Überbelastung und einer damit verbundenen Temperaturdrift. Zum anderen kann damit gleichzeitig das Signal bei einer bestimmten Temperatur sowie auch das Dunkelsignal detektiert werden. Wird die Frequenz des Choppers so gewählt, dass zwei komplette Zyklen aufgezeichnet werden können, ist sogar die Temperaturdrift aus der Messung herauszulesen.

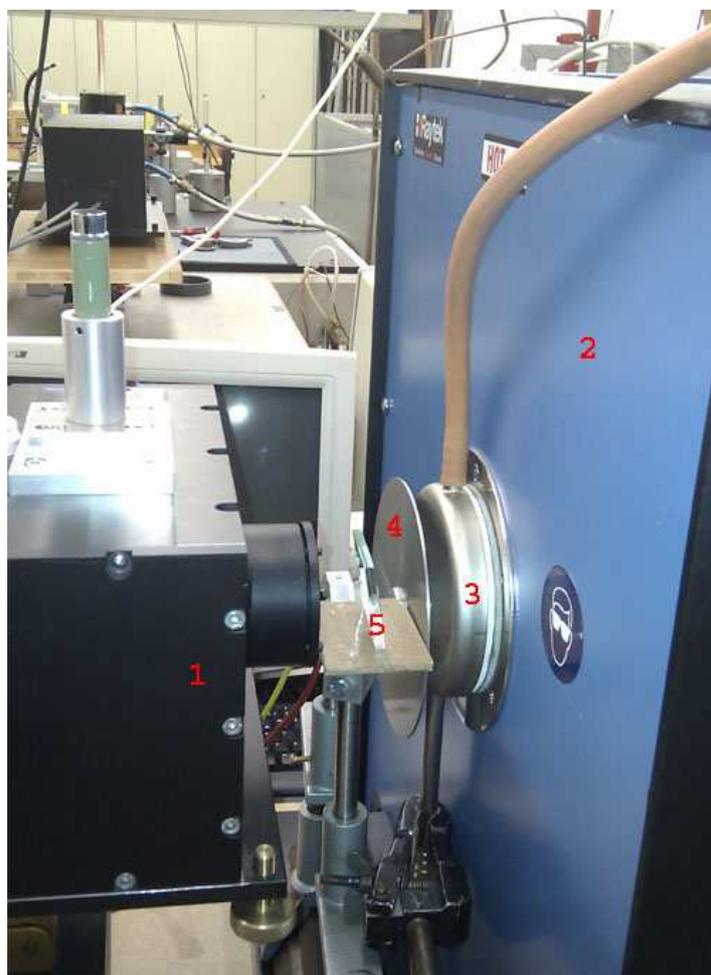


Abbildung 16: Praktischer Aufbau für die Durchführung der Kalibration am Schwarzkörper

Das Fensterglas muss deswegen angebracht werden, um die gleichen Voraussetzungen wie auch im Experiment zu schaffen. Grundsätzlich müssen alle optischen Elemente wie beim realen Experiment vorhanden sein, damit überhaupt die Kalibration auf das Experiment übertragen werden kann.

Es wurden Messungen mit allen Kombinationsmöglichkeiten für das Pyrometer durchgeführt. Gemessen wurde jeweils ohne Glas, mit einem bzw. zwei Gläsern und mit einem Glas und allen Neutralsdichtefiltern. Diese Messungen wurden jedoch nur der Vollständigkeit halber durchgeführt. Die Temperatur wurde dabei von 500°C bis 900°C in 100°C Schritten durchvariiert. Zusätzlich wurde noch eine Messung bei 650°C durchgeführt, da Aluminium in etwa hier seine Schmelztemperatur besitzt. Für die Messung des Schmelzplateaus ist nach Experimentaufbau nur die Kalibration am Schwarzkörper mit einem Glas und keinem Neutralsdichtefilter wichtig. Nachstehende Abbildungen 17, 19, 20, 21, 22 und 23, zeigen die Ergebnisse der Messungen. Abbildung 16 zeigt ein Foto vom praktischen Aufbau für die Kalibration.

Bei dieser Messung ist aufgefallen, dass sich keine Änderung des Maximums ergibt, ganz egal ob kein Glas, ein Glas oder 2 Gläser in der optischen Achse angebracht werden. Der Verlauf wurde erst durch das Vorschalten eines Neutralsdichtefilters vor den Detektor verändert. Daraus lässt sich schließen, dass die Diode sich in Sättigung befindet. Weiters folgt daraus, dass ohne Neutralsdichtefilter keine Messungen bei 900°C und darüber hinaus gemacht werden können. Der Vollständigkeit halber sei für 900°C noch eine Messung mit Neutralsdichtefilter gezeigt. (Abbildung 18)

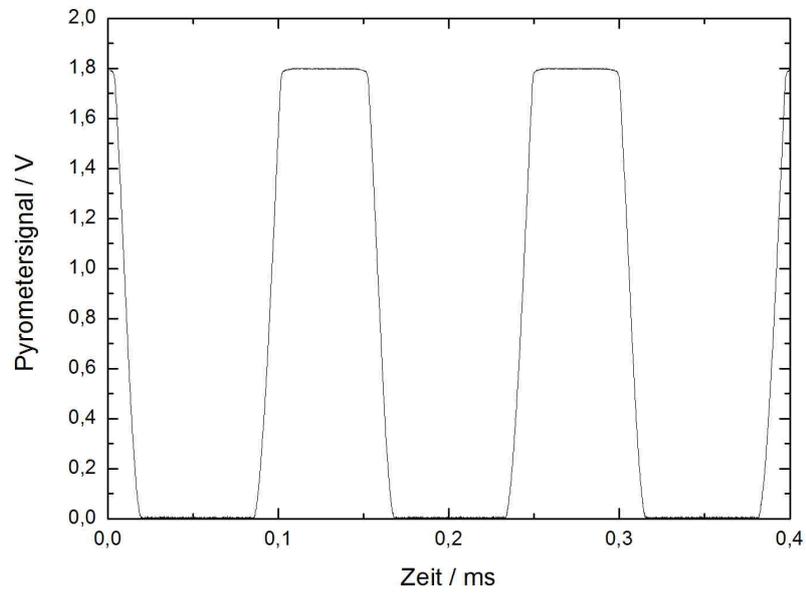


Abbildung 17: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 900°C

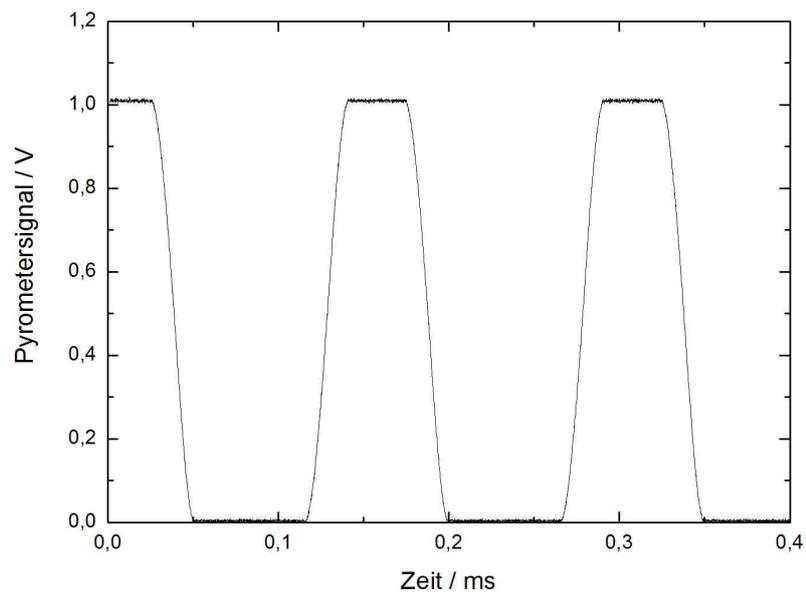


Abbildung 18: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 900°C mit einem Neutraldichtefilter 0.9

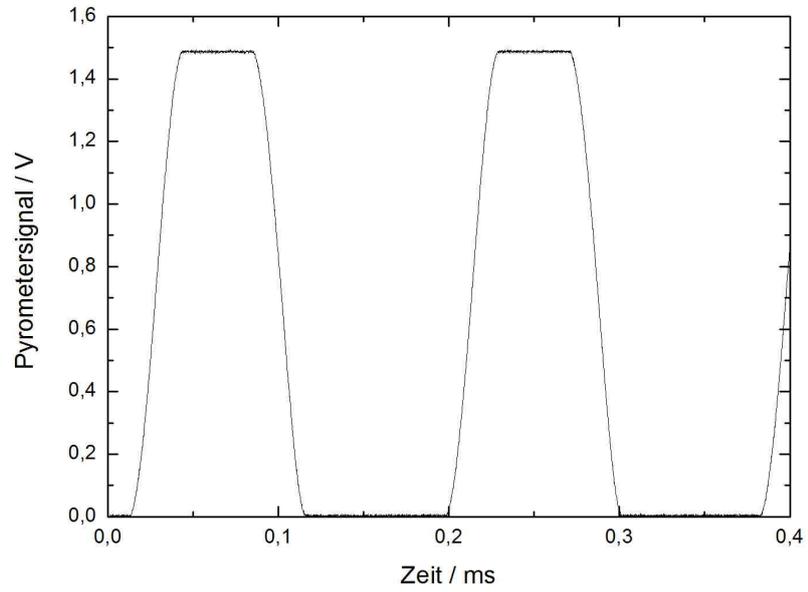


Abbildung 19: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 800°C

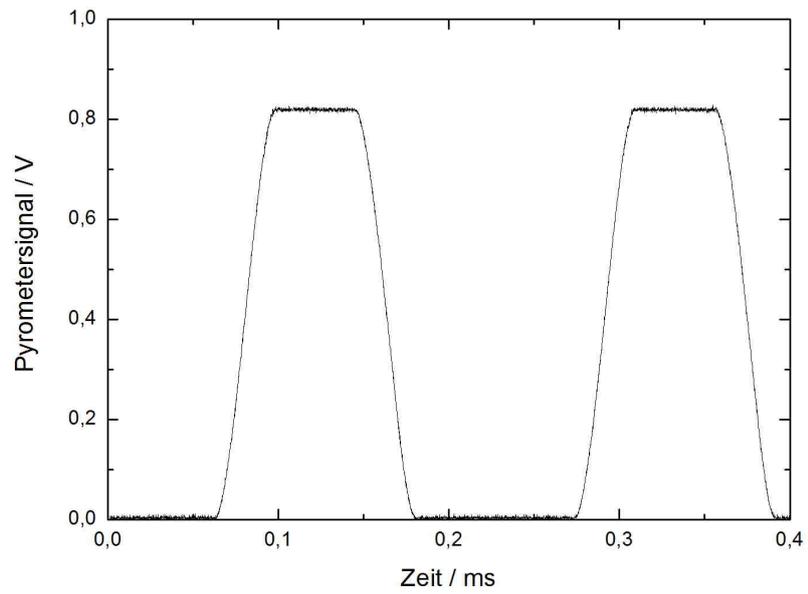


Abbildung 20: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 700°C

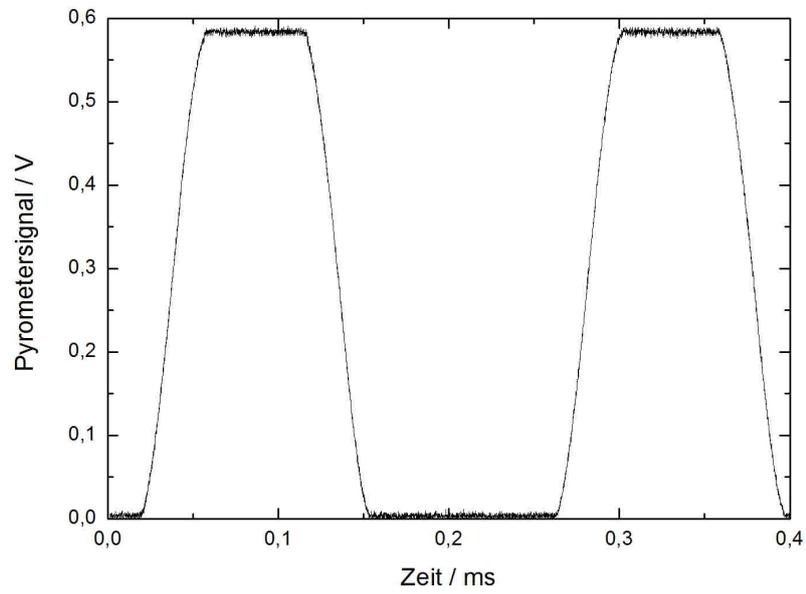


Abbildung 21: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 650°C

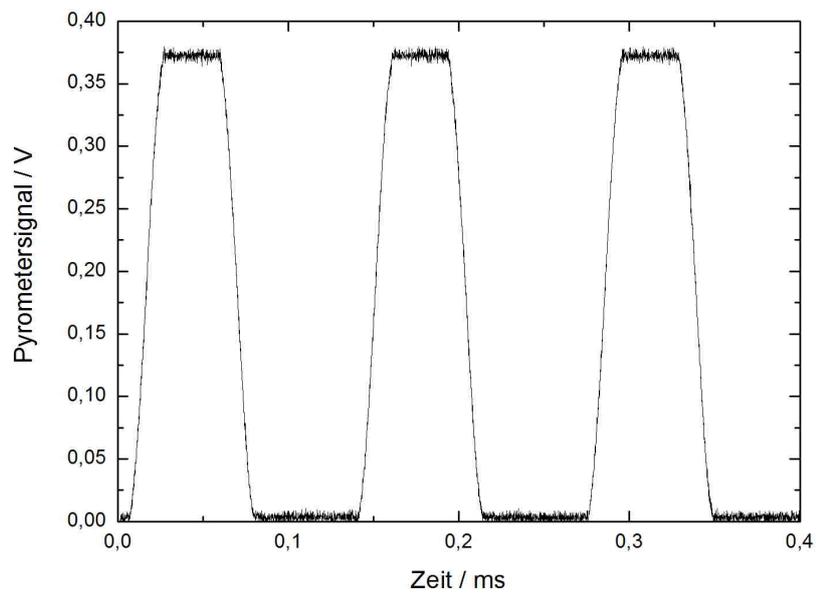


Abbildung 22: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 600°C

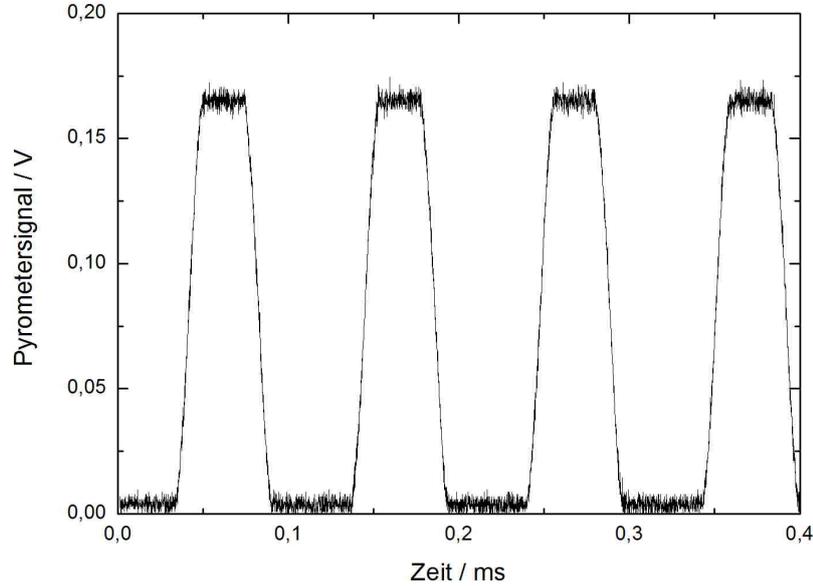


Abbildung 23: Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 500°C

## 6.1 Berechnung der effektiven mittleren Wellenlänge

Für die genaue Herleitung der Berechnung der effektiven mittleren Wellenlänge sei auf [16] verwiesen. Im Prinzip geht es jedoch darum, die Temperatur trotz der Unbestimmtheit der effektiven Wellenlänge bestimmen zu können [2].

”Analog zur Bestimmung einer unbekanntem Temperatur  $T$  aus der bekannten Temperatur des Fixpunktes  $T_0$  nach ITS-90, wird nun Gleichung 35

$$\frac{L_{\lambda,S}(\lambda_0, T)}{L_{\lambda_0,S}(\lambda, T_X)} = \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_0 \cdot T_X}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_0 \cdot T}\right) - 1} \quad (35)$$

$T_X$	...	Erstarrungspunkt von Gold, Silber oder Kupfer
$T$	...	gesuchte Temperatur
$L_{\lambda,S}(\lambda_0, T)$	...	Strahldichte eines Schwarzkörpers bei der Temperatur $T$ und bei der Wellenlänge $\lambda_0$ im Vakuum.
$L_{\lambda,S}(\lambda_0, T_X)$	...	Strahldichte eines Schwarzkörpers bei der Temperatur $T_X$ und bei der Wellenlänge $\lambda_0$ im Vakuum.

so angewendet, dass nicht  $T$  direkt errechnet wird, sondern in den Strahlengang

ein Graufilter<sup>21</sup>  $\tau_{GF}$  eingebracht wird, sodass die Signale am Pyrometer für beide Temperaturen gleich groß sind.”

$$Ge \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \tau_{GF} \cdot \tau_{ges}(\lambda) \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cdot d\lambda = Ge \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \tau_{ges}(\lambda) \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T_0) \cdot d\lambda \quad (36)$$

$Ge$  ... Geometriefaktor

Das bedeutet also, dass die Fläche des linken Integrals gleich der Fläche des rechten Integrals ist. Nun gibt es eine Wellenlänge, an denen sich die beiden Kurven aus dieser Gleichung schneiden. Diese wird als mittlere effektive Wellenlänge  $\lambda_{T_0-T}$  zwischen den beiden Temperaturen  $T$  und  $T_0$  bezeichnet [2].

Nun gilt es einen Zusammenhang zwischen der effektiven und der mittleren effektiven Wellenlänge zu finden. Die effektive Wellenlänge ist definiert als:

$$\frac{1}{\lambda_{eff,T}} = \lim_{T_0 \rightarrow T} \frac{1}{\lambda_{T_0-T}} \quad (37)$$

Hier bezeichnet  $\lambda_{eff,T}$  die effektive Wellenlänge. Verwendet man nun die WIEN'sche Näherung und nicht das PLANCK'sche Strahlungsgesetz kann folgender Zusammenhang gefunden werden [16]:

$$\frac{1}{\lambda_{eff,T}} = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda} \cdot S_{\lambda}(T) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{\infty} S_{\lambda}(T) \cdot d\lambda} \quad (38)$$

bzw. für  $\lambda_{T_0-T}$ :

$$\frac{1}{\lambda_{T_0-T}} = \frac{1}{\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}} \cdot \int_{\frac{1}{T_0}}^{\frac{1}{T}} \frac{1}{\lambda_{eff,T}} \cdot d\left(\frac{1}{T}\right) \quad (39)$$

Diese Gleichung ist für eine numerische Auswertung recht kompliziert. Es kann jedoch gezeigt werden, dass die inverse effektive Wellenlänge beinahe eine lineare Funktion bezüglich der inversen Temperatur darstellt [2]. Damit kann Gleichung 39 geschrieben werden als:

$$\frac{1}{\lambda_{T_0-T}} \cong \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_{T_0}} \frac{1}{\lambda_T} \right) \quad (40)$$

Betrachtet man Gleichung 40 sieht man auch woher der Name mittlere effektive Wellenlänge stammt. Bei der Berechnung dieser Gleichung müssten eigentlich beide

<sup>21</sup>Ein Filter zur Abschwächung, dessen Transmission (zumindest) über die Bandbreite des Interferenzfilters konstant ist.

Temperaturen bekannt sein. Dies ist jedoch nicht der Fall<sup>22</sup>. Nun nimmt man den Wert der effektiven Wellenlänge zuerst einmal an. Meist wird dazu die mittlere Wellenlänge des Interferenzfilters verwendet. Danach wird die unbekannte Temperatur berechnet um eine bessere Näherung für  $\lambda_{T_0-T}$  zu erhalten. Man erkennt, dass es sich dabei um eine iterative Berechnung der mittleren Wellenlänge handelt. Je öfter die Iterationsschritte wiederholt werden, desto genauer stellt sich die unbekannte Temperatur ein. Aus der Praxis zeigt sich, dass eine Iteration ausreicht um die unbekannte Temperatur zu berechnen.

Für das adaptierte Pyrometer mit dem oben gezeigten Interferenzfilter und der oben angeführten Diode ergibt sich nach Durchführung der Berechnung eine mittlere effektive Wellenlänge  $\lambda_{m,eff}$  von

$$\lambda_{m,eff} = (2.32 \pm 0.02) \cdot 10^{-6} \mu\text{m} \quad (41)$$

bei einer Temperatur von 923 K. Genau betrachtet ist die mittlere effektive Wellenlänge eine Funktion der Temperatur. In dieser Arbeit wurden die oben angeführten Berechnungen in einem Temperaturbereich von 773 K - 1073 K in 1 K Schritten durchgeführt und die dazugehörigen Wellenlängen berechnet. Als Ergebnis wurde der Mittelwert der Temperatur und die damit verbundene Wellenlänge herangezogen.

---

<sup>22</sup>Es ist nur die Temperatur des Fixpunktes  $T_0$  bekannt.

## 7 Messergebnisse und Unsicherheitsanalyse

### 7.1 Verwendetes Material

Dieses Pyrometer wurde umgerüstet um thermodynamische Daten von Aluminium zu bestimmen. Für die Messungen wurde ein Aluminiumdraht mit einer Reinheit von 99.999% und einer Dicke von 0.5 mm der Firma *Advent Lot No Gi2389* ausgewählt. Tabelle 5 zeigt die chemische Analyse des Drahtes.

Tabelle 5: Chemische Analyse des Drahtes in ppm; Lot No Gi2389 [Advent]

Al <0.5	F <1.0	O <30
As <1.0	Fe <2.0	P <5.0
B <0.2	Ga <0.2	Pb <0.5
Ba <0.2	Ge <1.0	Pd <1.0
Be <0.1	Hg <0.3	Pt <1.0
Bi <1.0	In <1.0	S < 1.0
Ca <1.0	K <1.0	Sb < 1.0
Cd <0.1	La <0.5	Si <2.0
Ce <3.0	Li <0.1	Sn <0.5
Cl <2.0	Mg <2.0	Ti <0.5
Co <0.1	Mn <0.3	V <0.1
Cr <0.4	Mo <0.2	W <0.5
Cs <0.5	Na <0.3	Zn <0.7
Cu <2.0	Ni <0.5	Zr <0.3

Tabelle 6: Typischer Massenanteil in  $\mu\text{g/g}$  /ppm [Advent]

C <2.0	(GDSM)	O <10	(GDSM)
N <1.0	(Photometry)	H2 <0.3	(H-mat 2020)
U + Th <0.2	(GDSM)	Au <0.01	(GDSM)

## 7.2 Vorbereiten der Probe für die Messung

Um Spannungsabfall, Strom, Volumsausdehnung und abgestrahlte Intensität der Oberfläche während des Experiments messen zu können, muss der Draht zuvor auf eine Länge von ca. 10 cm zugeschnitten, seine Oberfläche mittels Schleifpapier und Aceton gereinigt und sein exakter Durchmesser bestimmt<sup>23</sup> werden, bevor er in den Probenhalter für die Messungen eingespannt wird.

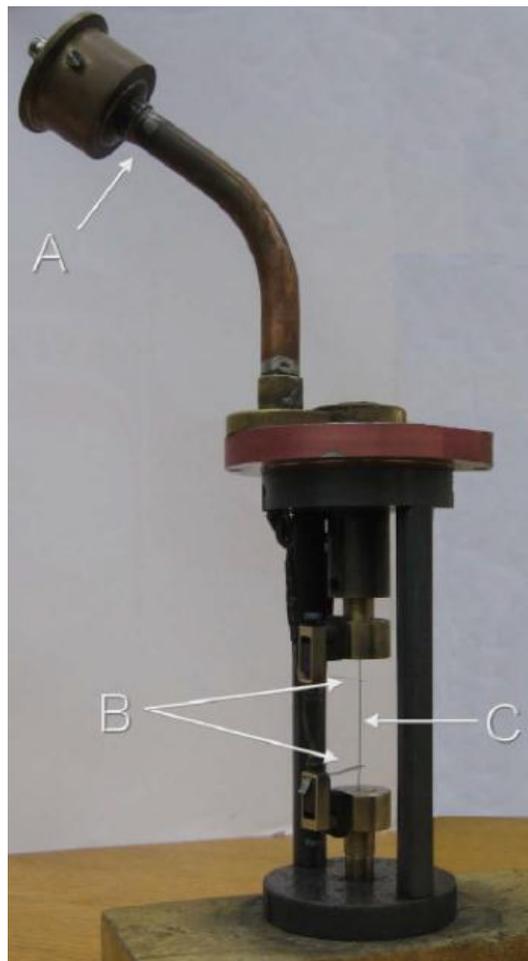


Abbildung 24: Foto des Probenhalters; A: Anschlüsse für die Spannungsmessung; B: Molybdänstreifen zum Abgreifen der Spannungen am Draht; C: Draht eingespannt in den dafür vorgesehenen Blöcken [20]

Danach wird der Probenhalter in das dafür vorgesehene Gefäß in der Apparatur eingelegt und mit den Messgeräten verbunden.

<sup>23</sup>Dieser wird exakt mit Hilfe eines Lasermikrometers der Firma Keyence bestimmt; Steuergerät: LS-7001, Messgerät: 7010R

### 7.3 Die Messung

Die Funktionsweise der Messung wurde bereits in den Grundlagen beschrieben. An dieser Stelle werden noch die wichtigsten Komponenten vorgestellt, die für die Aufzeichnungen der Daten wichtig sind. Abbildung 25 gibt einen Überblick über die gesamte Messapparatur.



Abbildung 25: Messapparatur; 1: Gefäß für das Einbringen des Probenhalters; 2: Pyrometer; 3: Ignitrons zum Starten und Beenden des Aufheizens; 4: Kondensatorbank

Für die korrekte Durchführung muss die Kondensatorbank noch aufgeladen werden und die Triggereinrichtung auf die gewünschten Zeiten eingestellt werden.

Mit dem ersten Impuls wird das Experiment begonnen. Dabei wird die Datenerfassung gestartet und der Fotoblitz ausgelöst. Nach  $230 \mu\text{s}$  löst ein weiterer Impuls das Kamerasystem zur Einzelaufnahme aus. In der Zeit zwischen Auslösen des Blitzes und Erfassung der Bilder nimmt die zeitliche Intensitätsverteilung des Blitzlichts einen annähernd konstanten Intensitätswert an.

Der dritte Triggerimpuls schaltet Ignitron 1 und beginnt den Entladevorgang der Kondensatorbank, wobei der Abstand zum vorherigen Impuls zwischen 1 und 5  $\mu\text{s}$  variieren kann.

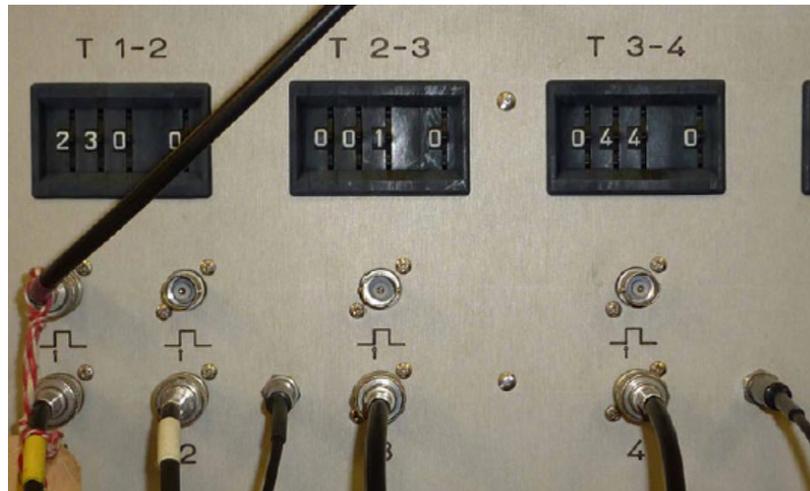


Abbildung 26: Verzögerungseinheit

Der vierte Impuls schaltet Ignitron 2, welches den Entladekreis kurzschließt und beendet das Experiment. Um Plasmaentladungen zu verhindern wird der Endzeitpunkt der Pulsheizung so gewählt, dass vor Erreichen der Gasphase des Probenmaterials das Experiment endet.

## 7.4 Die erhaltenen thermodynamischen Daten

### 7.4.1 Spezifische Enthalpie

Für diese physikalische Größe wurden die Messungen in einem Temperaturbereich von ca. 800 K - 1600 K für die Berechnungen nach dem im Kapitel *Grundlagen - spezifische Enthalpie* beschriebenen Vorgangsweise herangezogen. Abbildung 27 zeigt die Ergebnisse der Einzelmessungen (schwarze Kurven) sowie den Least Square Fit aus den Einzelmessungen (rote Kurven). Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium.

$$H(T) = -131.12 + 1.37 \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (42)$$

$$H(T) = 315.37 + 0.97 \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (43)$$

Bildet man die Differenz der spezifischen Enthalpie am Ende des festen Bereichs sowie am Anfang des flüssigen Bereichs so erhält man die Schmelzenthalpie bzw. Schmelzwärme  $\Delta H_{Schmelz} = 373.6 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ . Dieser Wert ist in [3] mit  $381 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$  und in [13] mit  $392 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$  angegeben.

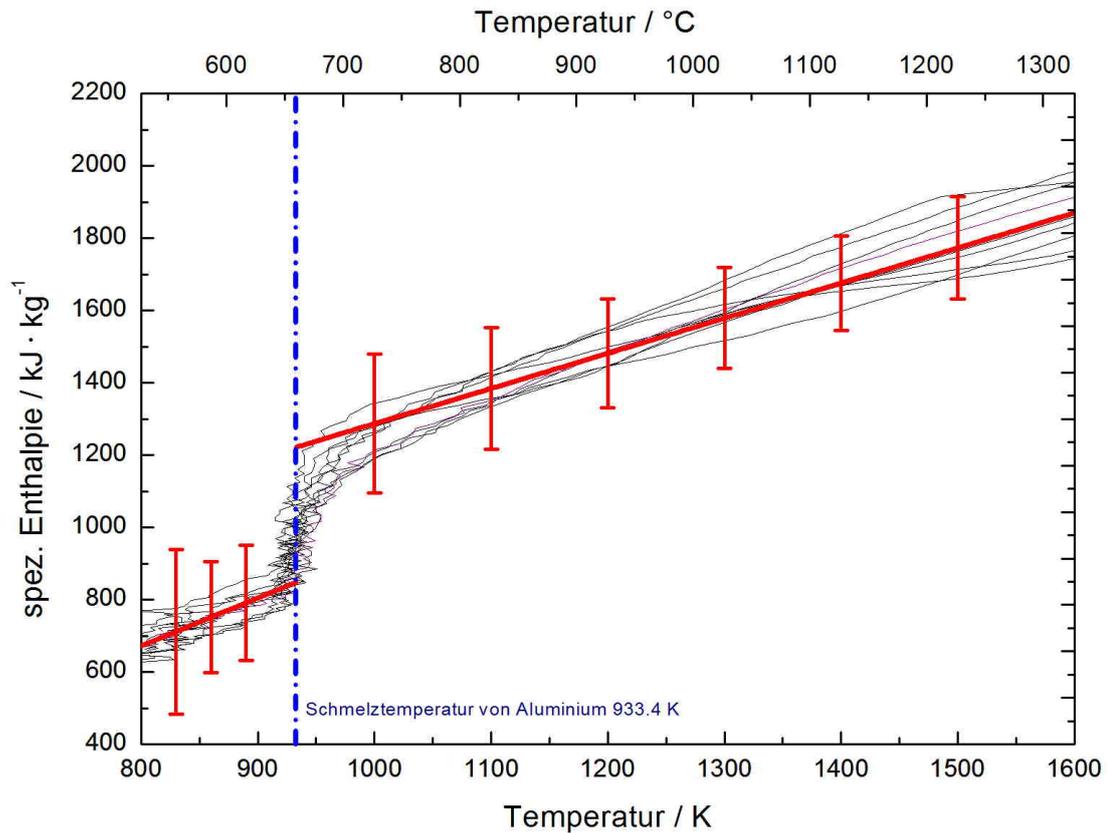


Abbildung 27: Spezifische Enthalpie in Abhängigkeit der Temperatur; die schwarzen Kurven zeigen die Einzelmessergebnisse der Aluminium Proben. Die rote Linie zeigt das Least Square Fit Polynom der Einzelmessungen links in der festen und rechts in der flüssigen Phase.

Auffällig an dieser Abbildung ist, dass man sich eigentlich einen Sprung am Ende der festen hin zur flüssigen Phase bei der selben Temperatur  $T_m$  erwarten würde. Hier bemerkt man aber einen Bereich von ca. 40 K um die Schmelztemperatur.

Der Grund des Temperaturbereichs wird klar, wenn man sich den Signalverlauf über die Zeit in Abbildung 28 ansieht.

Jedes Reinmetall, so auch Aluminium hat einen fixe Schmelztemperatur. Aus der Theorie würde man sich einen steilen Anstieg im festen sowie einen steilen Anstieg im flüssigen Bereich erwarten. Zwischen den Phasenzuständen sollte ein konstantes Schmelzplateau aufgezeichnet werden. Folgt man dem Signalverlauf in Abbildung 28 sind die beiden steilen Anstiege zwar ersichtlich, jedoch fehlt das konstante Schmelzplateau. Dieses ist zwar in guter Näherung vorhanden, steigt aber mit zunehmender Zeit an. Es entsteht ein Temperaturbereich und keine konstante Temperatur, was sich in weitere Folge auf alle Berechnungen überträgt.

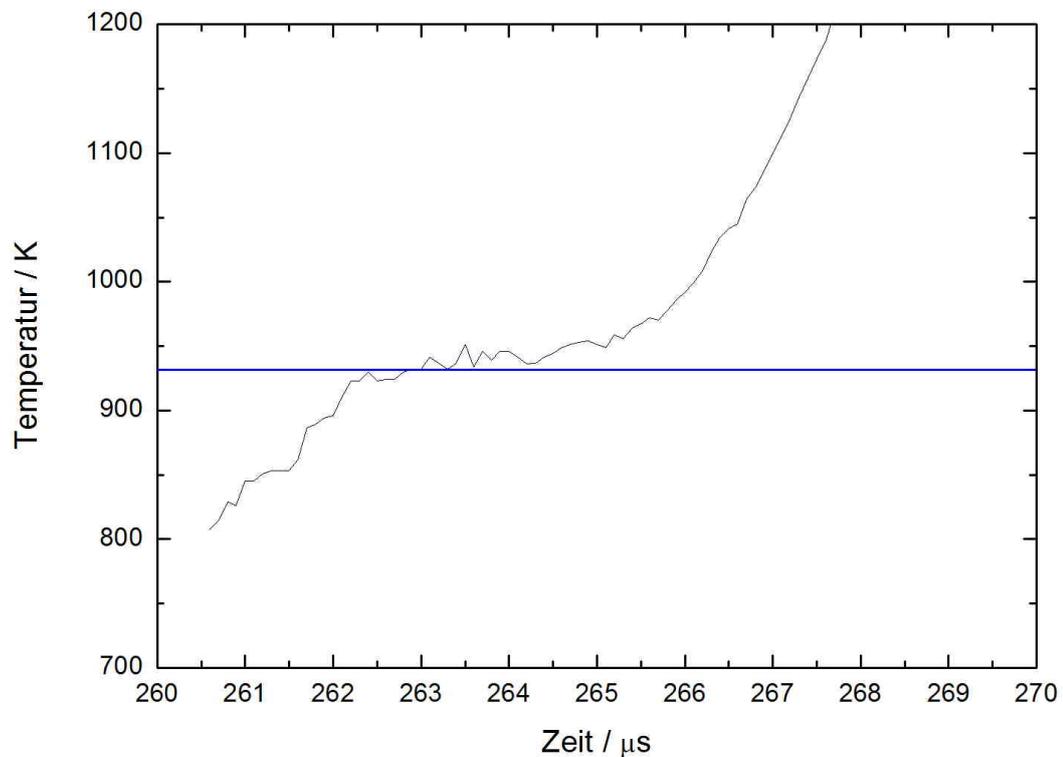


Abbildung 28: Temperatursignal in Abhängigkeit der Zeit einer Einzelmessung von Aluminium mit dem modifizierten Pyrometer. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur ( $T_m = 933.4 \text{ K}$ ) von Aluminium.

Vergleicht man den Signalverlauf aus Abbildung 28 mit dem Verlauf aus Abbildung 29 wird diese Interpretation sofort klar. Es stellt sich aber die Frage, warum

gibt es zwischen den Aufzeichnungen von Kupfer<sup>24</sup> und Aluminium mit dem selben Pyrometer solch einen Unterschied?

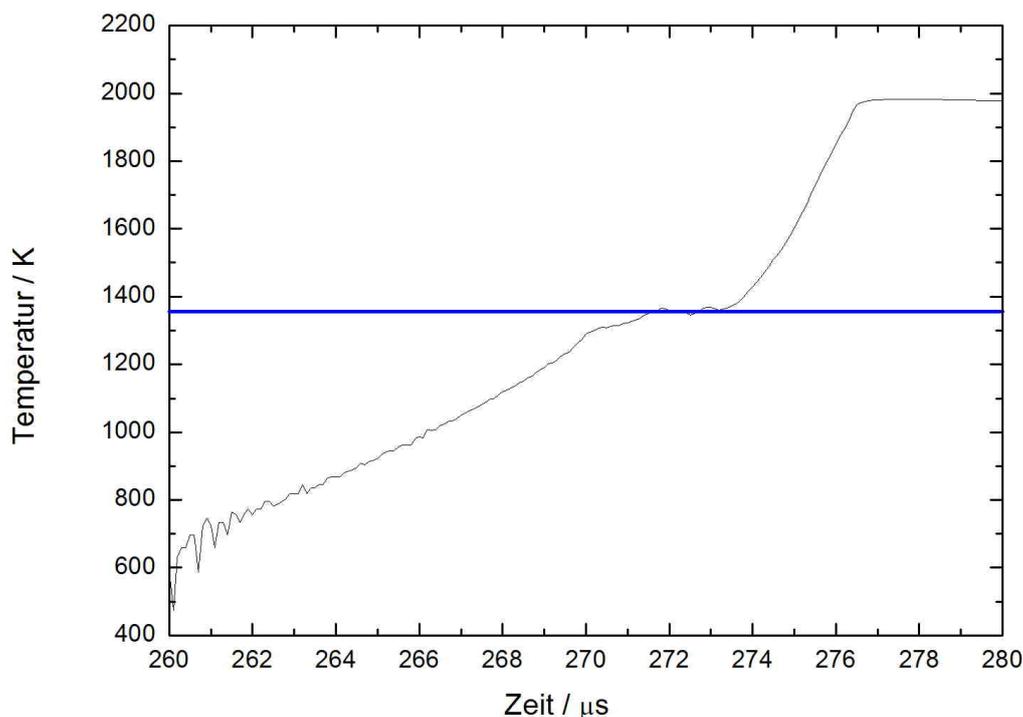


Abbildung 29: Temperatursignal in Abhängigkeit der Zeit einer Einzelmessung von Kupfer mit dem modifizierten Pyrometer. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur ( $T_m = 1357.77 \text{ K}$ ) von Kupfer.

Um eine konstante Temperatur beim Übergang von der festen in die flüssige Phase über die gesamte Umwandlungsdauer zu messen wird davon ausgegangen, dass es sich um ein Metall ohne jegliche Verunreinigung handelt. Beim Aluminium bildet sich jedoch sofort nach dem Reinigen eine Oxidschicht. Durch Kombination aus dieser und der Kurzzeitmessung erhält man kein konstantes sondern ein leicht ansteigendes Plateau, also keine konstante Schmelztemperatur sondern einen Temperaturbereich beim Übergang der festen in die flüssige Phase.

<sup>24</sup>Schmelztemperatur von Kupfer: 1357.77 K (nach [13])

Die Werte für die spezifische Wärmekapazität im Flüssigen  $c_{p,flüssig}$  sowie im Festen  $c_{p,flüssig}$  lassen sich direkt aus der Gleichung<sup>25</sup> für die Fitgeraden herauslesen.

$$c_{p,fest} = 1370 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \dots \text{für die feste Phase}$$

$$c_{p,flüssig} = 972 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \dots \text{für die flüssige Phase}$$

Ein möglicher Literaturwert der spezifischen Wärmekapazität von Aluminium ist mit  $c_p = 897 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  in der festen Phase angegeben [14]. Nach [3] ist die spezifische Wärmekapazität  $c_{p,fest}$  mit  $858 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  und  $c_{p,flüssig}$  mit  $1073 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  angegeben.

---

<sup>25</sup>Wärmekapazität entspricht der Steigung der Geraden

### 7.4.2 Dichte

Um die Dichte berechnen zu können benötigt man die mittels CCD-Kamera aufgezeichnete Volumsausdehnung. Nachstehende Abbildung zeigt die quadratische Durchmesseränderung der vermessenen Drähte.

Für den Fit wurde zusätzlich als Startpunkt der Wert 1 bei Raumtemperatur (298 K) gewählt. Der Temperaturbereich in der festen Phase wurde mittels polynomem Fit und in der flüssigen Phase mit Hilfe eines linearen Fits berechnet. Dabei ergeben sich folgende Werte:

$$\frac{d^2}{d_0^2} = 1.015 - 1.065 \cdot 10^{-4} \cdot T + 1.844 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (44)$$

$$\frac{d^2}{d_0^2} = 1.148 + 5.837 \cdot 10^{-6} \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (45)$$

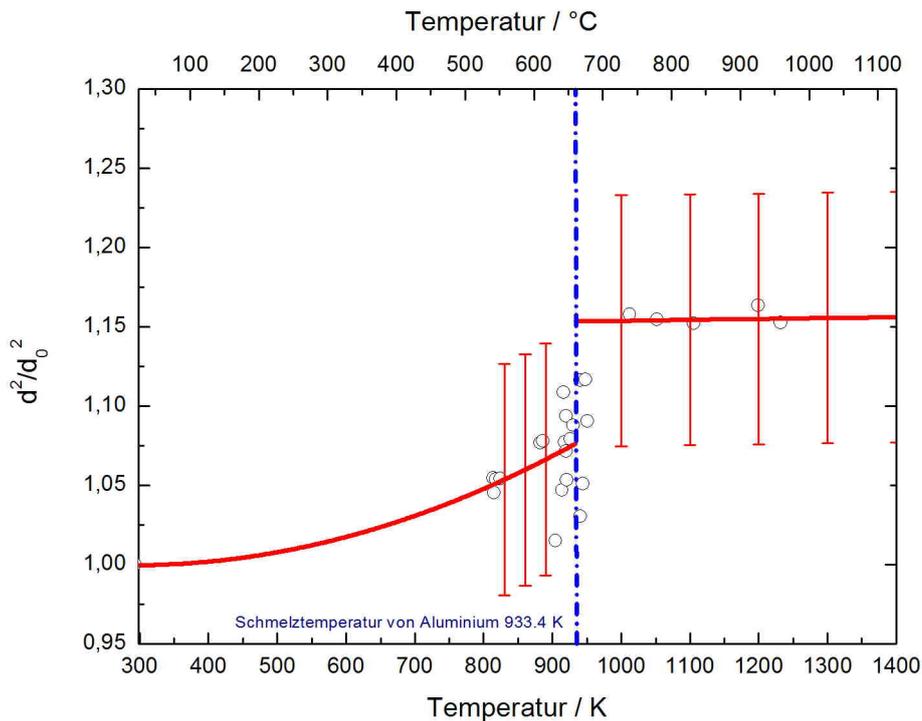


Abbildung 30: Volumsänderung und quadratische Durchmesseränderung in Abhängigkeit der Temperatur. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium. Auch hier ist der Schmelzbereich mit ca. 40 K wie in Kapitel 7.4.1 diskutiert zu sehen.

Die Dichte wurde mittels Gleichung 23<sup>26</sup> bestimmt und ergibt mittels polynomen Fit für den festen sowie den flüssigen Bereich Abbildung 31.

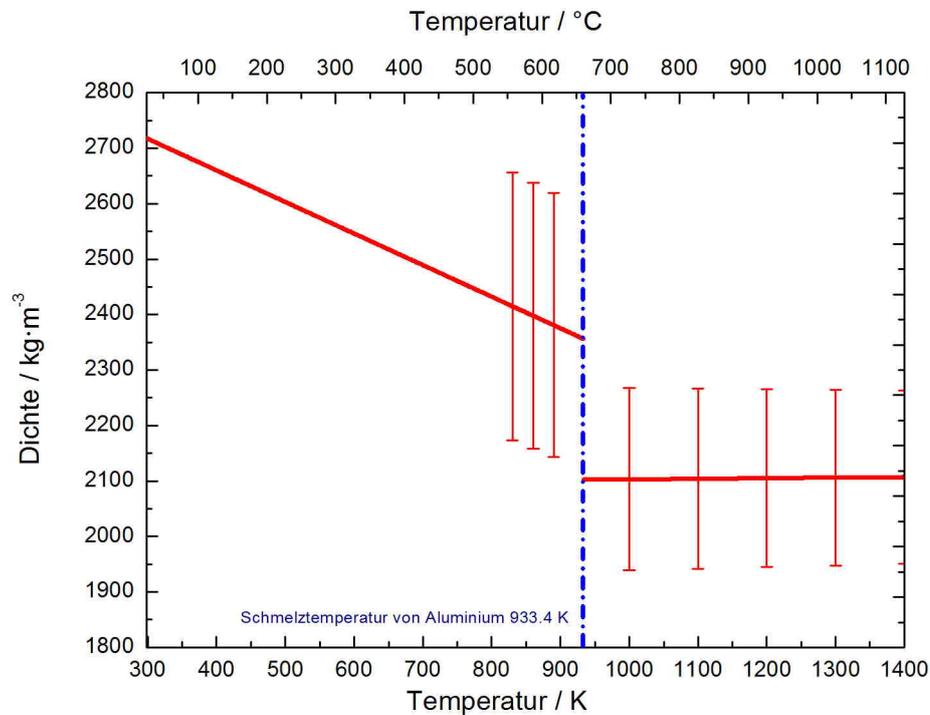


Abbildung 31: Dichte in Abhängigkeit der Temperatur.

Dabei ergeben sich für die Fitgeraden die Gleichungen 46 und 47.

$$D(T) = 2887 - 0.60 \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (46)$$

$$D(T) = 2093 - 0.01 \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (47)$$

### 7.4.3 Spezifischer elektrischer Widerstand

Aus der Probengeometrie bei Raumtemperatur und den direkt gemessenen elektrischen Größen kann der volumenunkorrigierte spez. elektrische Widerstand  $\rho_{IG}(T)$  berechnet werden. Unter Berücksichtigung der thermischen Expansion ergibt sich der volumenkorrigierte spezifische elektrische Widerstand  $\rho(T)$ .

<sup>26</sup>Die Dichte bei Raumtemperatur  $\rho_0$  beträgt  $2698 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  (nach [13])

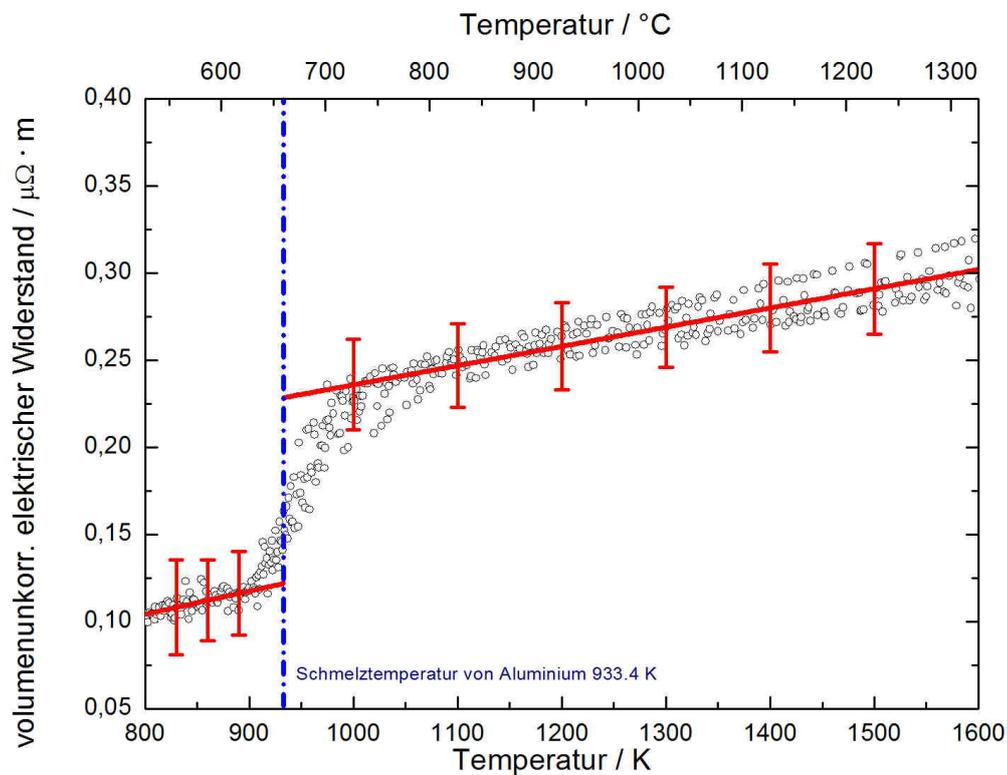


Abbildung 32: Volumenunkorr. spez. elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur. Die Punkte geben die Mittelwerte der Einzelmessungen und die rote Linie zeigt die Least Square Fit Polynome. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium

Es ergeben sich folgende Fitpolynome für den volumenunkorrigierten spez. elektrischen Widerstand in folgenden Temperaturbereichen:

$$\rho_{IG}(T) = -0.002 + 1.330 \cdot 10^{-4} \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (48)$$

$$\rho_{IG}(T) = 0.126 + 1.102 \cdot 10^{-4} \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (49)$$

Bezieht man die thermische Expansion mit ein und fittet die Geraden für den volumenkorrigierten spezifischen elektrischen Widerstand erhält man folgende Werte:

$$\rho(T) = 0.004 + 1.453 \cdot 10^{-4} \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (50)$$

$$\rho(T) = 0.144 + 1.271 \cdot 10^{-4} \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (51)$$

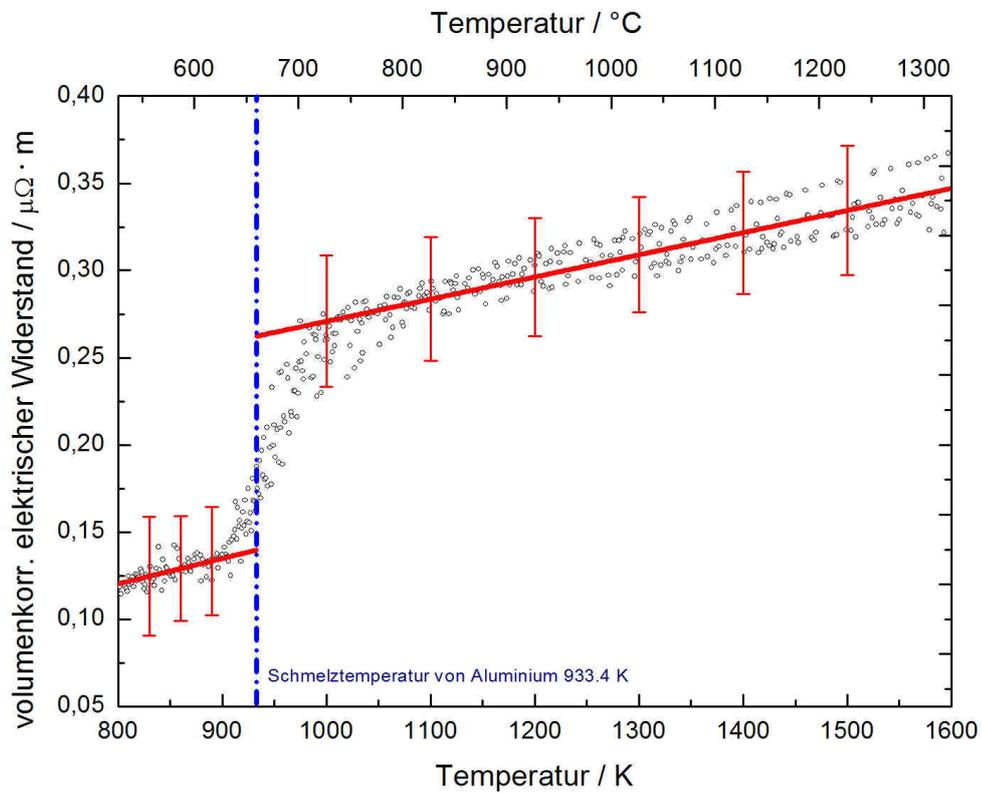


Abbildung 33: Volumenkorrig. spez. elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur. Die Punkte geben die Mittelwerte der Einzelmessungen und die rote Linie zeigt die Least Square Fit Polynome. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium

Der Sprung zwischen der festen und flüssigen Phase des volumenunkorrigierten elektrischen Widerstandes  $\Delta\rho_{IG}$  beträgt  $0.11 \mu\Omega\cdot\text{m}$ .

Die Differenz bei der Schmelztemperatur beträgt für den volumenkorrigierten elektrischen Widerstand  $\Delta\rho = 0.12 \mu\Omega\cdot\text{m}$ .

#### 7.4.4 Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit

Für die Wärmeleitfähigkeit und die Temperaturleitfähigkeit ergeben sich nach Gleichungen 25 und 26 in Abhängigkeit der Temperatur folgende Fitgeraden:

$$\lambda(T) = 157.43 + 0.007 \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (52)$$

$$\lambda(T) = 51.186 + 0.039 \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (53)$$

$$a(T) = 0.048 + 2,731 \cdot 10^{-6} \cdot T \quad (\text{für } 800 \text{ K} \leq T < T_m) \quad (54)$$

$$a(T) = 0.016 + 1.233 \cdot 10^{-5} \cdot T \quad (\text{für } T_m < T \leq 1600 \text{ K}) \quad (55)$$

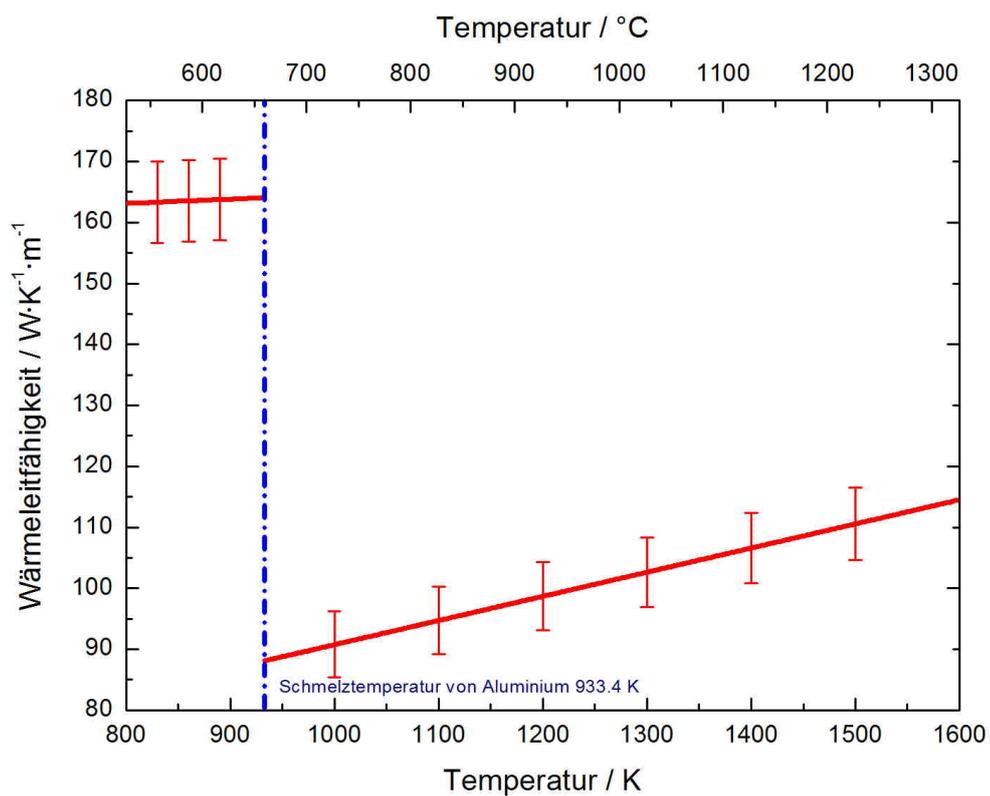


Abbildung 34: Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur

Abbildungen 34 und 35 zeigen die Werte für die Temperaturleitfähigkeit  $a(T)$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda(T)$  in Abhängigkeit der Temperatur für die feste sowie auch für die flüssige Phase von Aluminium.

Dabei bezeichnet die Größe  $T_m$  die Schmelztemperatur von Aluminium.

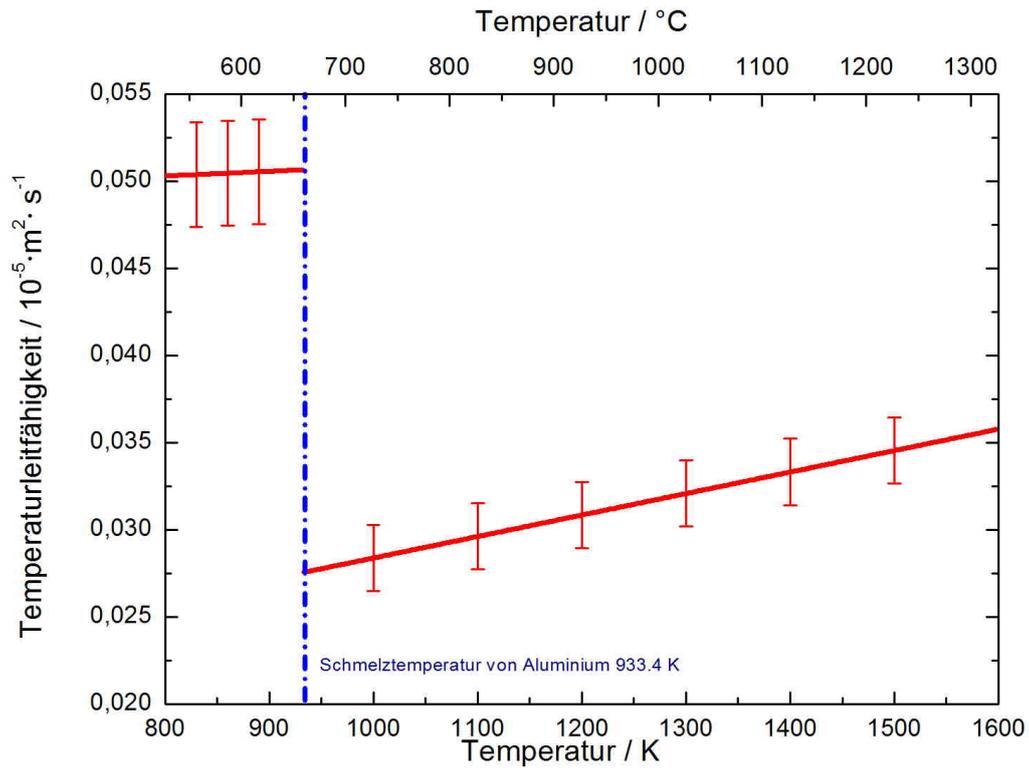


Abbildung 35: Temperaturleitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur

## 7.5 Vergleiche mit G. R. Gathers

Die Daten für den Vergleich stammen von G.R. Gathers<sup>27</sup> [13]. In dieser Publikation finden sich jedoch nur Werte von Aluminium im Bereich oberhalb der Schmelztemperatur.

### 7.5.1 Spezifische Enthalpie

Für das Least Square Fit Polynom findet sich in der Publikation folgende Gleichung:

$$H(T) = 4.8910 \cdot 10^{-2} + 1.0704 \cdot 10^{-3} \cdot T + 2.3084 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 \quad (\text{für } 933 \leq T \leq 4000 \text{ K}) \quad (56)$$

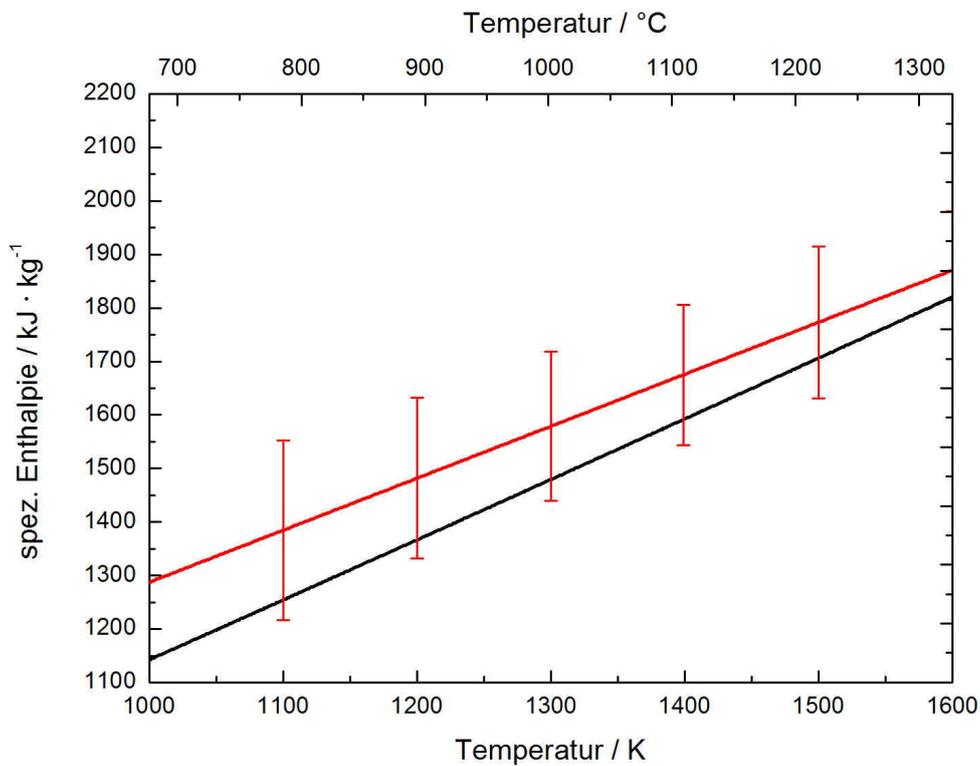


Abbildung 36: Vergleich der spezifischen Enthalpie mit der Publikation von G. R. Gathers. Die Schwarze Linie zeigt das Fitpolynom nach Gathers. Die rote Linie die Fitgerade der Werte des adaptierten Pyrometers

<sup>27</sup>University of California, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, U.S.A.

Abbildung 36 zeigt einen Vergleich der Fitgeraden nach Gathers sowie der Fitgeraden aus den Messergebnissen aus dem Pyrometer dieser Diplomarbeit.

Der abgebildete Temperaturbereich beträgt 950 K - 1600 K. Das ist der Bereich in dem die Fitgerade für die Diplomarbeit bestimmt wurde. Wie aus der Abbildung ersichtlich, stimmen diese Geraden fast genau überein.

### 7.5.2 Spezifischer elektrischer Widerstand

Für die Widerstandswerte nach Gathers wird auf die Tabelle 11 der Publikation verwiesen.

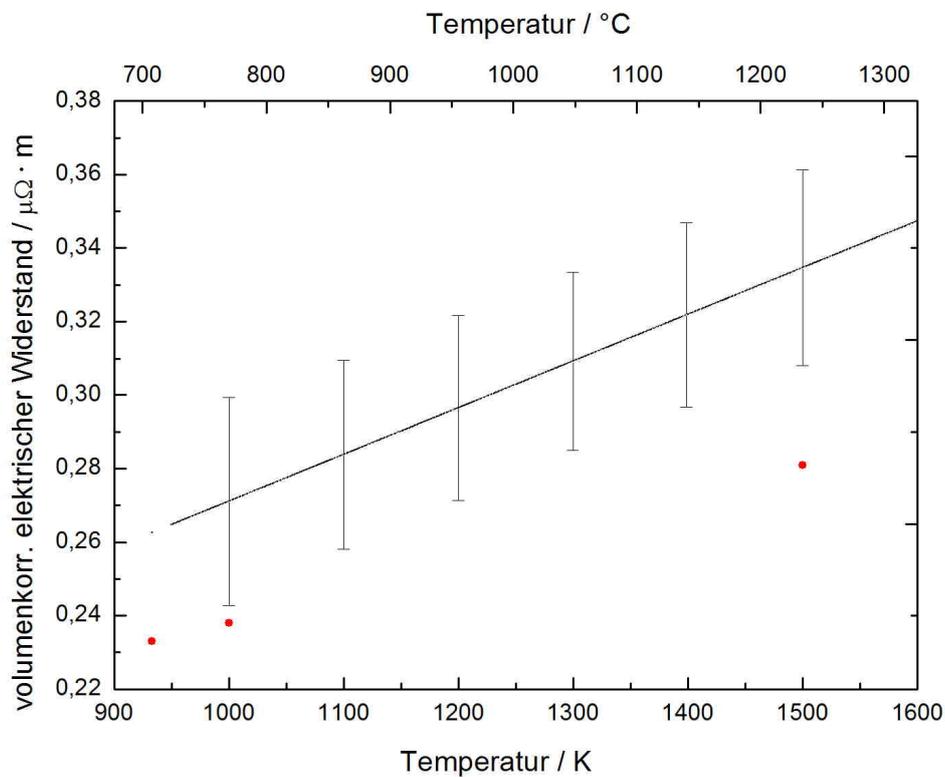


Abbildung 37: Vergleich des spezifischen Widerstandes mit der Publikation von G. R. Gathers. Die roten Punkte zeigen die Werte nach der Publikation. Die schwarze Linie zeigt das Ergebnis des Least Square Fits aus der Diplomarbeit

Abbildung 37 zeigt den Vergleich für den spezifischen Widerstand aus der Diplomarbeit zur Publikation. Die Roten Punkte zeigen die Werte nach der Publikation. Die schwarze Linie zeigt das Ergebnis der Fitgeraden aus der Diplomarbeit.

Tabelle 7: Thermophysikalische Daten von Aluminium [aus der Publikation Thermophysical Properties of Copper and Aluminium, Tabelle 11 Spalte 1 und 4]

Temperatur / K	Spezifischer elektrischer Widerstand / $\mu\Omega \cdot m$
933	0.233
1000	0.238
1500	0.281

## 7.6 Unsicherheitsanalyse

Um eine Fehlerrechnung nach GUM [21] für eine Einzelmessung von Aluminium durchführen zu können, müssen für das Pyrometer die Konstruktionskonstante  $K$ , deren Fehler  $\Delta K$  und die Abweichung der Strahlungstemperatur  $dT_{eff}$  von der mittleren effektiven Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt werden.

Als Unsicherheiten für die Berechnung wurden folgende Werte für die Diode, die Messkarten und den Schwarzen Strahler gefunden:

Tabelle 8: Unsicherheiten der Geräte [Datenblätter im Anhang]

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon &= 0.0005 \\ \Delta\lambda &= 0.02 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} \\ \Delta T &= 3^\circ\text{C} \\ \Delta U &= 0.0131\text{V}\end{aligned}$$

$\Delta\epsilon$	...	Unsicherheit des schwarzen Strahlers
$\Delta\lambda$	...	Unsicherheit der Diode
$\Delta T$	...	Unsicherheit der Temperatur
$\Delta U$	...	Unsicherheit der Messkarten

### 7.6.1 Berechnung der Konstruktionskonstante und deren Fehler

Für die Berechnung der Konstruktionskonstante  $K$  in Abhängigkeit der Temperatur wurde Formel 57 verwendet.

$$K(T) = \frac{U \cdot \exp\left(\frac{c_2}{\lambda_{m,eff} \cdot T} - 1\right)}{\epsilon} \quad (57)$$

$K$	...	Konstruktionskonstante in Abhängigkeit der Temperatur
$U$	...	gemessene Spannung
$c_2$	...	zweite PLANCK'sche Konstante
$\lambda_{m,eff}$	...	mittlere effektive Wellenlänge
$T$	...	Strahlungstemperatur des schwarzen Strahlers

Die Berechnung der erweiterten Messunsicherheit  $\Delta K$  für die Konstruktionskonstante  $K$  wurde mit einem Erweiterungsfaktor von  $k=2$  nach der Tangentenmethode ermittelt, wobei alle vier in Tabelle 8 vorkommenden Unsicherheiten berücksichtigt wurden. Für weitere Auswertungen zeigt sich, dass der Fehler für den Schwarzen

Strahler vernachlässigbar klein wird. Er wurde jedoch der Vollständigkeit halber mit ausgewertet. Tabelle 9 zeigt die Auswertung von Gleichung 57.

Tabelle 9: Konstruktionskonstante K und die Messunsicherheit  $\Delta K$

U / V	T / K	K(T)	$\Delta K$	$\Delta K / \%$
1,79613	1173,15	352,48	19,660	5,578
1,48625	1073,15	478,15	29,395	6,148
0,81984	973,15	478,15	33,431	6,992
0,58136	923,15	478,98	36,440	7,608
0,37114	873,15	449,33	38,779	8,630
0,16472	773,15	499,73	63,312	12,669

U	...	Messkartensignal für die Aufzeichnung der Spannung
T	...	abgelesene Temperatur am schwarzen Strahler
K(T)	...	Konstruktionskonstante in Abhängigkeit der Temperatur
$\Delta K$	...	Unsicherheit der Konstruktionskonstante
$\Delta K / \%$	...	Unsicherheit der Konstruktionskonstante in %

Betrachtet man die Auswertungen der Messergebnisse, kann der Fehler bei einer Temperatur von 773,15 K vernachlässigt werden, da bei diesem Wert noch keine brauchbaren Signale detektiert werden und die Berechnungen erst ab ca. 850 K beginnen. Damit kommt man mit der Höchstfehlerabschätzung auf einen endgültigen Wert der Unsicherheit für die Konstruktionskonstante von 8%.

### 7.6.2 Berechnung der Abweichung der Strahlungstemperatur $dT_{eff}$ von der mittleren effektiven Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur

Für die Berechnung von  $dT_{eff}$  wurde Gleichung 58 nach  $\lambda$  abgeleitet und mit dem Fehler der effektiven mittleren Wellenlänge  $\Delta\lambda_{m,eff}$  multipliziert. Auch hier wurde ein Erweiterungsfaktor von  $k=2$  berücksichtigt.

$$T(\lambda_{m,eff}) = \frac{c_2}{\lambda_{m,eff} \cdot \ln(\epsilon \cdot \frac{K}{U} + 1)} \quad (58)$$

K	...	Konstruktionskonstante in Abhängigkeit der Temperatur
U	...	Messkartensignal für die Aufzeichnung der Spannung
$c_2$	...	zweite PLANCK'sche Konstante
$\lambda_{m,eff}$	...	mittlere effektive Wellenlänge
$T(\lambda_{m,eff})$	...	Strahlungstemperatur in Abhängigkeit der mittleren effektiven Wellenlänge

Tabelle 10 zeigt die berechneten Werte der Abweichung der Strahlungstemperatur  $dT_{eff}$  von der mittleren effektiven Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur. Für die Berechnung nach GUM [21] wurde hier ein Wert von 8 herangezogen.

Tabelle 10: Berechnete Werte von  $dT_{eff}$

U / V	T / K	K(T)	$dT_{eff}$
1,79613	1173,15	352,48	11,678
1,48625	1073,15	478,15	10,682
0,81984	973,15	478,15	9,6872
0,58136	923,15	478,98	9,189
0,37114	873,15	449,33	8,692
0,16472	773,15	499,73	7,696

U	...	Messkartensignal für die Aufzeichnung der Spannung
T	...	abgelesene Temperatur am schwarzen Strahler
K(T)	...	Konstruktionskonstante in Abhängigkeit der Temperatur
$\Delta K$	...	Unsicherheit der Konstruktionskonstante
$dT_{eff}$	...	Abweichung der Strahlungstemperatur

### 7.6.3 Unsicherheit der Enthalpie, der spezifischen Wärmekapazität, der Dichte und der Schmelzwärme

Die Messunsicherheit der Enthalpie kann direkt aus den Berechnungen nach GUM herausgelesen werden.

Tabelle 11: Unsicherheit der Enthalpie

Temperaturbereich / K	$\Delta H$ Einzelmessung / %	$\Delta H$ Fitgerade / %	$\Delta c_p$ / %
800 - 849	9.0	32.60	9.1
850 - 899	5.5	20.33	9.1
930 - 949	keine Aussage möglich	-	-
950 - 1099	5.0	19,37	8.3
1100 - 1199	3.2	14.01	8.3
1200 - 1299	2.4	12.34	8.2
1300 - 1399	2.2	10.15	8.1
1400 - 1499	2.1	7.70	8.1
1500 - 1599	2.6	7.83	8.1

$\Delta H$  ... Unsicherheit der Enthalpie  
 $\Delta c_p$  ... Unsicherheit der spezifischen Wärmekapazität

Für die Gesamtunsicherheit der der Fitgeraden muss zusätzlich die Streuung der Messungen berücksichtigt werden. Die Berechnung wurde mit der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung durchgeführt. Die Unsicherheit der Enthalpie abhängig von der Temperatur zeigt Tabelle 11. Durch die Berechnungsmethode nach GUM kann im Bereich des Schmelzens (900 K - 949 K) keine Aussage über die Unsicherheit getroffen werden, da diese dort keine verwertbaren Ergebnisse liefert. Die Unsicherheitsberechnung gibt lediglich Werte für die feste sowie für die flüssige Phase von Materialien an.

Betrachtet man die Messunsicherheit für die Schmelzwärme  $\Delta H_{Schmelz}$  ergibt sich dessen Unsicherheit nach der Tangentenmethode zu 35%.

Für die Unsicherheit der Dichte wurde zur Berechnung die Standardabweichung der thermischen Expansion herangezogen und mittels der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung der Gesamtfehler der polynom Fits für die feste Phase mit 10% sowie für die Flüssige mit 8% abgeschätzt.

#### 7.6.4 Messunsicherheit für den spezifischen unkorrigierten elektrischen Widerstand

Die Messunsicherheit für den spezifischen unkorrigierten elektrischen Widerstand kann ebenfalls wie die Unsicherheit der Enthalpie direkt aus der Berechnung nach GUM abgelesen werden, und mit gleicher Argumentation durchdiskutiert werden. Tabelle 12 zeigt die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse.

Tabelle 12: Unsicherheit des spez. uncorr. elek. Widerstands für eine Einzelmessung in Abhängigkeit der Temperatur

Temperaturbereich / K	$\Delta\rho_{IG}$ / %	$\Delta\rho_{IG}$ Fitgerade / %
800 - 849	8.0	26.66
850 - 899	5.8	21.69
900 - 949	keine Aussage möglich	-
950 - 1099	3.5	12.69
1100 - 1199	2.9	10.81
1200 - 1299	2.7	10.00
1300 - 1399	2.5	9.09
1400 - 1499	2.5	8.92
1500 - 1599	2.6	9.05

$\Delta\rho_{IG}$  ... Unsicherheit des spezifischen unkorrigierten elektrischen Widerstands

#### 7.6.5 Messunsicherheit für den spezifischen korrigierten elektrischen Widerstand

Um die Messunsicherheit für den spezifischen korrigierten elektrischen Widerstand berechnen zu können muss zur Unsicherheitsanalyse des spezifischen unkorrigierten elektrischen Widerstands zusätzlich der Messfehler der Volumsausdehnung während des Experiments berücksichtigt werden. Tabelle 13 zeigt die gesamte Messunsicherheit für den spezifischen korrigierten elektrischen Widerstand.

Tabelle 13: Unsicherheit des spez. korr. elek. Widerstands in Abhängigkeit der Temperatur

Temperaturbereich / K	$\Delta\rho$ Fitgerade / %
800 - 849	27.71
850 - 899	22.94
900 - 949	keine Aussage möglich
950 - 1099	14.21
1100 - 1199	12.55
1200 - 1299	11.87
1300 - 1399	11.11
1400 - 1499	10.98
1500 - 1599	11.08

$\Delta\rho$  ... Unsicherheit des spezifischen korrigierten elektrischen Widerstands

#### 7.6.6 Messunsicherheit für den Sprung von der festen zur flüssigen Phase des volumenunkorrigierten und volumenkorrigierten elektrischen Widerstandes

Für die Messunsicherheit muss der Fehler der beiden Fitgeraden im Temperaturbereich des Überganges betrachtet werden. Da es sich mathematisch um eine Addition handelt, kann die Unsicherheit mittels Tangentenmethode bestimmt werden. Dabei ergibt sich für die Unsicherheit am Übergang von der festen in die flüssige Phase für den volumenunkorrigierten elektrischen Widerstand eine Gesamtunsicherheit von 24% und für den volumenkorrigierten elektrischen Widerstand eine Messunsicherheit von 26%.

### 7.6.7 Messunsicherheit für die Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit

Die Unsicherheit der Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit setzt sich aus den Messunsicherheiten der in Gleichungen 25 und 26 vorkommenden Größen zusammen und ergibt nach Berechnung mittels Tangentenmethode folgende Werte:

Tabelle 14: Unsicherheit für die Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit

Temperaturbereich / K	$\Delta\lambda$ / %	$\Delta a$ / %
800 - 849	4.2	7.1
850 - 899	4.2	7.1
900 - 949	keine Aussage möglich	keine Aussage möglich
950 - 1099	6.1	5.4
1100 - 1199	6.1	5.4
1200 - 1299	6.1	5.4
1300 - 1399	6.1	5.4
1400 - 1499	6.1	5.4
1500 - 1599	6.1	5.4

$\Delta\lambda$  ... Unsicherheit der Wärmeleitfähigkeit  
 $\Delta a$  ... Unsicherheit der Temperaturleitfähigkeit

## 8 Ausblick

In dieser Arbeit wurden die thermodynamischen Daten von Aluminium gemessen und berechnet. Weiters wurden die Werte mit der Publikation von G. R. Gathers [1983] verglichen.

Nach der Umrüstung des Pyrometers wurden einige Werte von Kupfer gemessen, jedoch nicht ausgewertet. Diese Messungen dienten rein zur Funktionskontrolle des Pyrometers. Für die Zukunft ist interessant welche Werte für andere Materialien um diesen Schmelztemperaturbereich gemessen und ausgewertet werden können.

## 9 Literatur

- [1] C. Cagran, Untersuchung des Emissionsverhaltens flüssiger Metalle mittels Photopolarimetrie und Mehrwellenlängenpyrometrie, Dissertation, Technische Universität Graz, 2004.
- [2] C. Cagran, Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Liquid Copper, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2000.
- [3] A. Sonnberger, Bau eines Infrarotpyrometers zur Bestimmung thermophysikalischer Daten von Aluminium, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2004.
- [4] Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 1 -10. Auflage (de Gruyter, 1990).
- [5] Hamamatsu, InGaAs Pin Photodiodes G8423/G8373/G5853 series, Datenblatt, Hamamatsu Photonics K.K. 2009.
- [6] F. Henning, Temperaturmessung, Springer Verlag, Heidelberg, Berlin, New York, 3. Auflage 1977.
- [7] H. Breuer, dtv-Atlas Physik Band 1 Mechanik, Akustik, Thermodynamik, Optik, Deutscher Taschenbuch Verlag, 7. Auflage 2004.
- [8] H. Preston-Thomas, The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90), Metrologia, 27(3-10) und 27(107), 1990.
- [9] W. Obendrauf, Strahlungsmessung an stoßaufgeheizten Drahtproben, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 1991.
- [10] J. Ruprechter, Entwicklung und Kalibration eines Submikrosekunden-Pyrometers, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2000.
- [11] P. Reiter, Entwicklung eines Millisekunden Pulsheizsystems zur Messung Thermophysikalischer Daten von Metallen, Dissertation, Technische Universität Graz, 2001.

- [12] A. Pinter, Einfluss von mittlerer effektiver Wellenlänge und Size-of-Source Effekt auf die Messgenauigkeit eines Pyrometers, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2004.
- [13] G. R. Gathers, Thermophysical Properties of Liquid Copper and Aluminium, Publikation, International Journal of Thermophysics, Vol. 4, No. 3, 1983.
- [14] Harry H. Binder, Lexikon der chemischen Elemente, Hirzel Verlag, Stuttgart, 1999.
- [15] K. 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.
- [16] H. J. Kostkowski und R. D. Lee, Theory and Methods of Optical Pyrometry. Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry, 3(1):449-481, 1962.
- [17] H. Fichtner, Grundlagen der Quantenmechanik und Statistik, Manuskript zur Vorlesung, Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum, 2009.
- [18] A. Schmon, Thermophysikalische Charakteristika von CuMnNi Legierungen im Temperaturbereich von 400 K bis 2000 K, Masterarbeit, Technische Universität Graz, 2011.
- [19] Ch. Weißmantel und C. Hamann, Grundlagen der Festkörperphysik. Springer Verlag, Berlin, 1980.
- [20] A. Sanbach, Thermophysikalische Daten von Legierungen - Schwerpunkt thermische Expansion, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2010.
- [21] B. Wilthan, Verhalten des Emissionsgrades und thermophysikalische Daten von Legierungen bis in die flüssige Phase mit einer Unsicherheitsanalyse aller Messgrößen, Dissertation, Technische Universität Graz, 2005.

## 10 Anhang

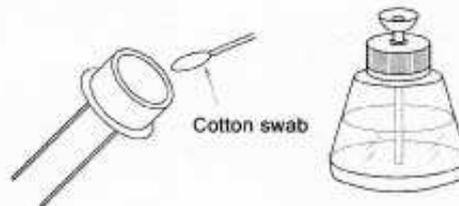
Hier finden sich die Datenblätter der Diode, des Interferenzfilters und das Final Inspection Sheet der Firma Hamamatsu Photonics für die 2 gelieferten Dioden.



## For Two-Stage Thermoelectrically Cooled Detectors

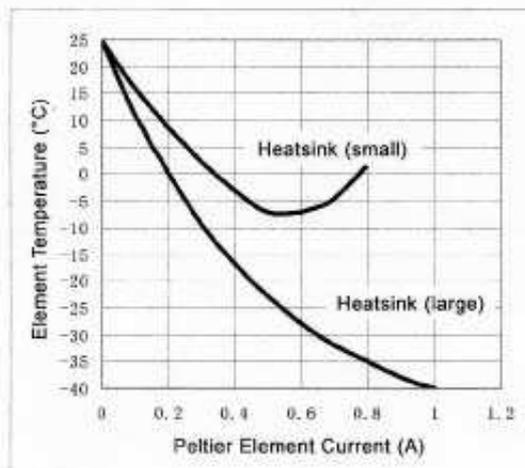
Thermoelectrically cooled detectors contain a Peltier element to cool the detector element. The supply current to the Peltier element is much higher than the allowable current ratings for the detector element and thermistor. So applying the Peltier element supply current even momentarily will damage the detector element or thermistor. Be sure to check the pinout shown in the attached drawing and be careful to avoid misconnections.

- (1) Do not touch the detector window with bare hands. Dirt or grime on the window lowers the transmittance.  
If the window needs to be cleaned, wipe it gently using ethyl alcohol. Avoid using any solvent other than ethyl alcohol. Do not rub the window surface with a pointed object (tips of tweezers) or hard material. Scratches on the window can cause problems when detecting small light spots.

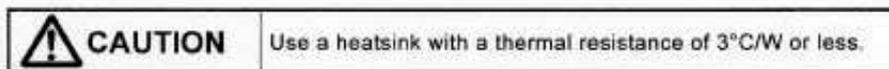


To clean the window, wipe it gently using ethyl alcohol.

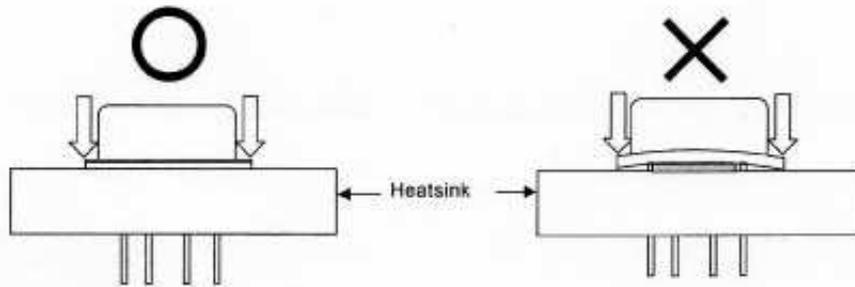
- (2) Use a heatsink (suitable for metal can base mount) with a thermal resistance of 3°C/W or less. Insufficient heat radiation might damage the detector element.



Typical cooling capacity when using different heatsinks

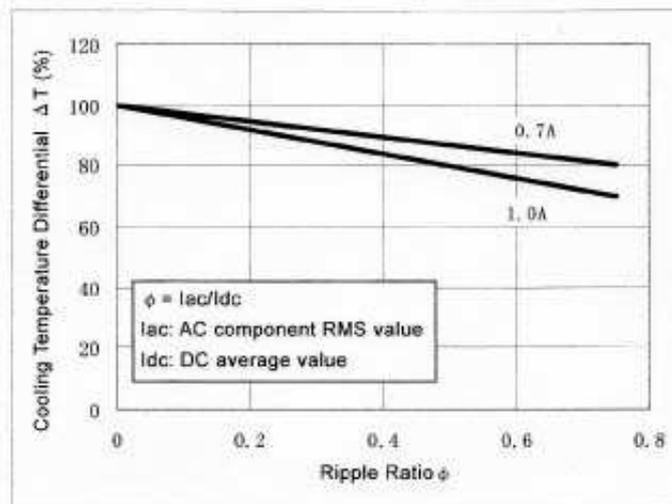


- (3) Thermal resistance between the detector package and heatsink should be as low as possible. To improve thermal coupling, use a heat-radiating sheet or silicone grease between the detector package and heatsink so they are in close contact with each other. If the thermal resistance is large it will cause poor heat dissipation and possibly damage the detector element.
- The contact surface between the detector package and heatsink should be flat to prevent the detector package from deforming. If it deforms the Peltier element might come loose and become damaged.



 <b>CAUTION</b>	<p>The contact surface between the detector package and heatsink should be flat. Be careful not to deform the detector package when attaching it to the heatsink.</p>
---	---

- (4) Use a power supply with minimum ripple to ensure stable thermoelectric cooling. Large ripples in the power supply will reduce the cooling capacity.



Cooling capacity vs. power supply ripple

Abbildung 40: Final Inspection Sheet, Seite 3/10

- (5) When wiring the Peltier element, be sure to check the pinout shown in the attached drawing, and be careful not to misconnect the positive (+) and negative (-) terminals. Making the wrong terminal connections will damage the Peltier element.

\* The thermal capacity of the detector element is small. Even tiny amounts of reverse current applied to the Peltier element will cause a rapid increase in the detector element temperature. This might overheat the detector element and cause serious damage, so never apply a reverse current to the Peltier element.

	<b>CAUTION</b> Check the pinout shown in the attached drawing. Do not apply a reverse current to the Peltier element.
---	---

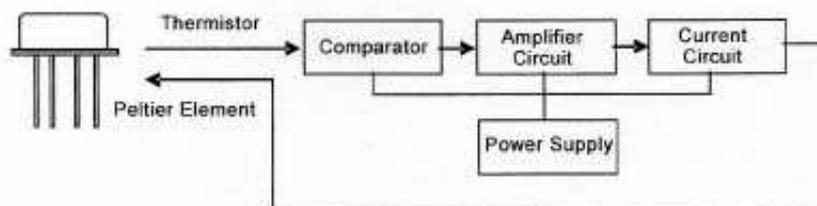
- (6) If a current higher than the rated value (1.0 A) flows in the Peltier element, the cooling capacity will drop and the Peltier element itself might be damaged. Always use the Peltier element at a current below the rated value. To ensure stable operation over extended periods of time, the Peltier element should be operated at 0.8 A or less.

	<b>CAUTION</b> Do not apply higher than the rated current to the Peltier element.
---	---

- (7) On detectors with an internal thermistor for temperature sensing, be careful not to allow the thermistor to exceed its rating (0.2 mW). The thermistor should be operated at 0.03 mW or less.

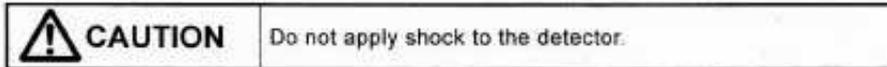
	<b>CAUTION</b> Do not apply higher than the rated power to the thermistor.
---	--

- (8) When using a temperature controller, set a temperature that meets the ambient temperature conditions while taking the thermistor characteristics and cooling capacity into account. Setting the temperature higher than the cooling capacity makes it difficult to maintain stable temperature control. Also make sure the current flowing in the Peltier element does not exceed the rated value.

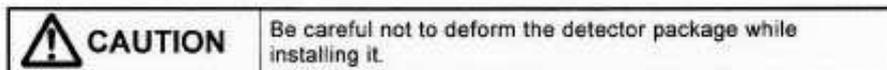
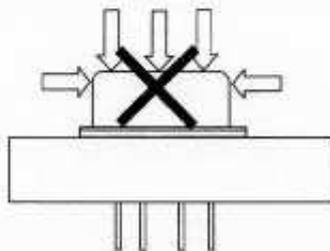


Block diagram for thermoelectric cooling

- (9) Mechanical shocks such as dropping the Peltier element might damage it, so use sufficient caution during handling.



- (10) When installing the detector onto the heatsink, be careful not to apply excessive force to the detector package or it will warp or deform. Applying excessive external force to the portion where the window faceplate is bonded to the package might cause the faceplate to crack or come loose. If the faceplate cracks or a leak occurs in the package, then condensation might occur leading to lower cooling capacity and possible damage to the detector element.



- (11) While handling or using the detector, do not apply any force greater than necessary to the lead pins (especially to the base of each lead). If the glass used to seal the leads cracks, this will cause the package to leak, leading to lower cooling performance and damage to the detector element.

\* When forming or cutting lead pins, do so while keeping the base of each lead pin at room temperatures. Lead forming must be done before soldering. The spacing of the lead pins must be aligned with the pin insertion hole spacing on the printed circuit board so that no mechanical stress is applied to the base of each pin. During lead forming or bending, observe the following limits: a 5 N pull for 5 seconds, two 90-degree bends, and two twists of a lead at 6 mm away from the package.

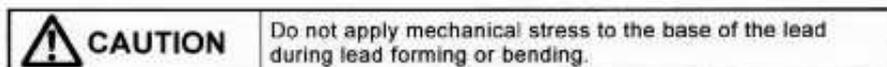
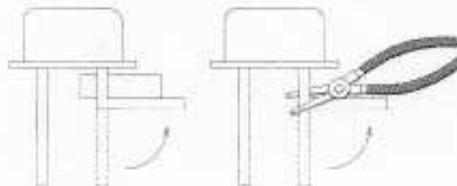


Abbildung 42: Final Inspection Sheet, Seite 5/10

## V-I Characteristics of Thermoelectric Cooler

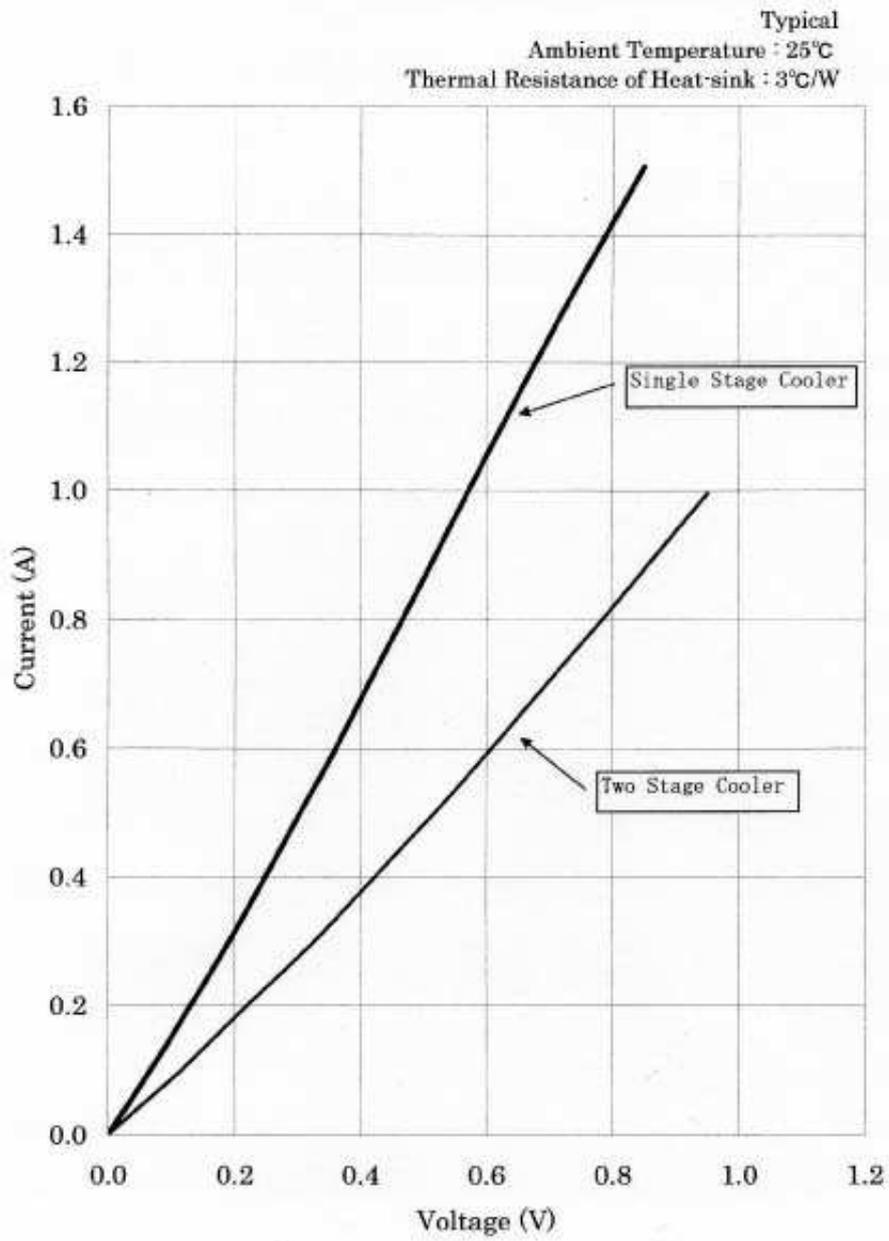


Abbildung 43: Final Inspection Sheet, Seite 6/10

## Cooling Characteristics of Thermoelectric Cooler

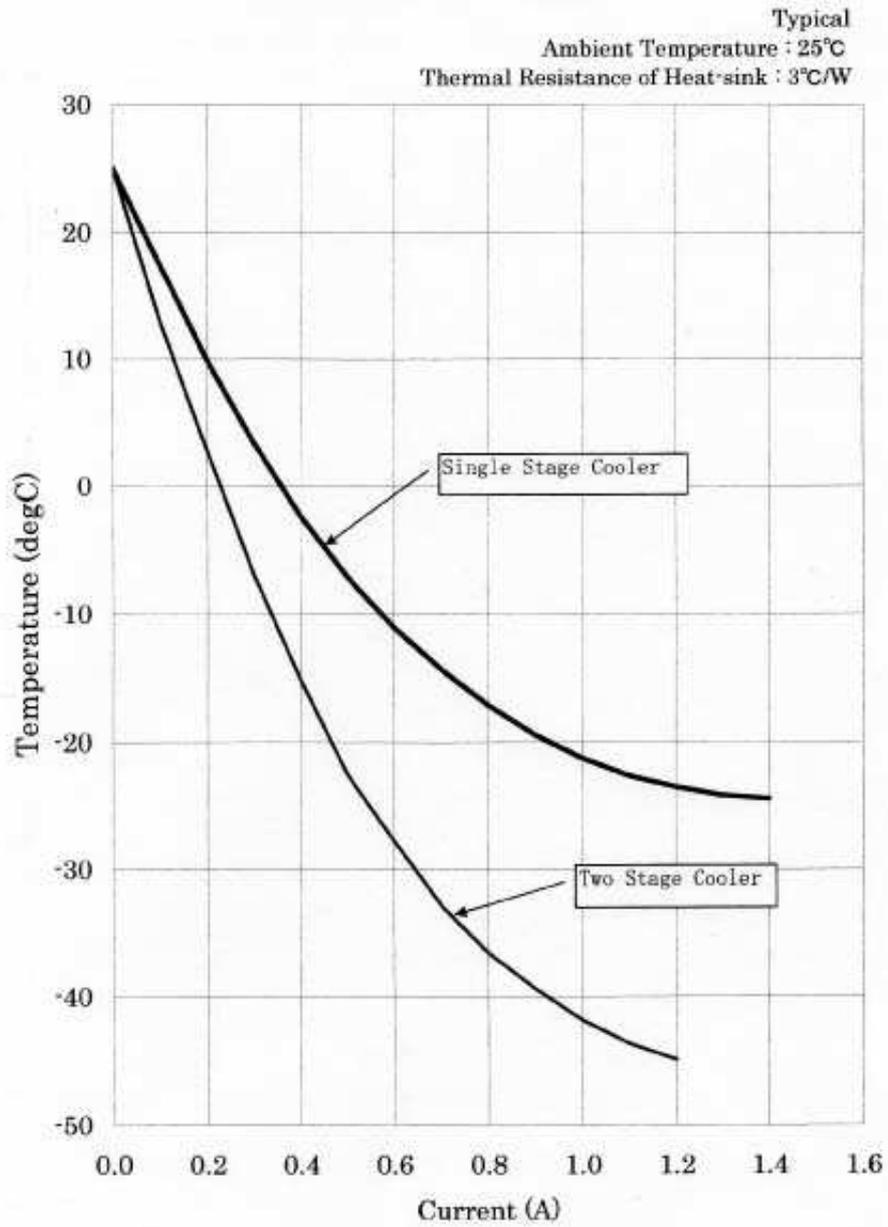


Abbildung 44: Final Inspection Sheet, Seite 7/10

## Temperature Characteristics of Thermistor

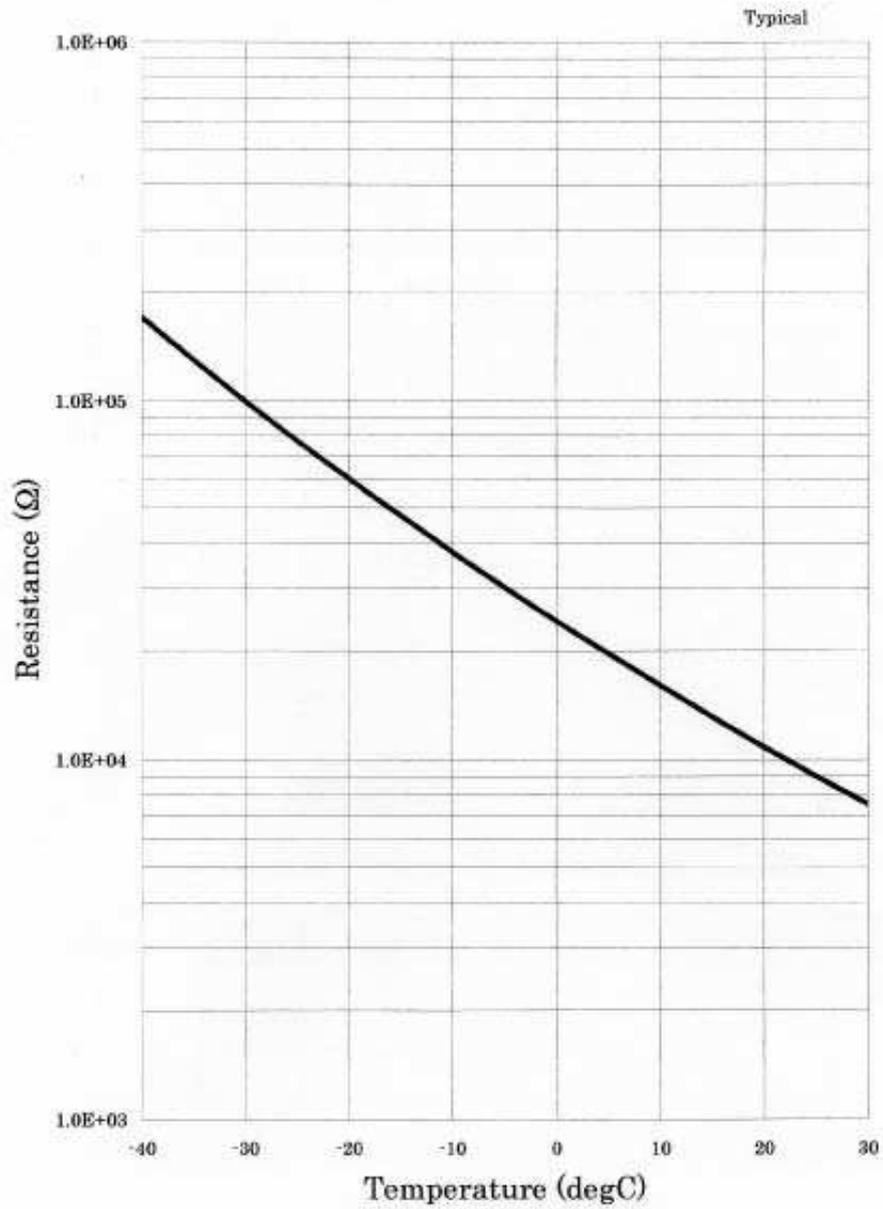
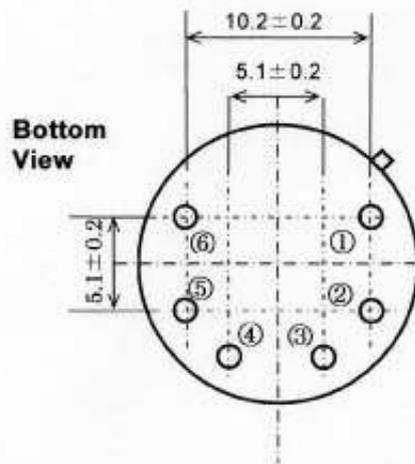
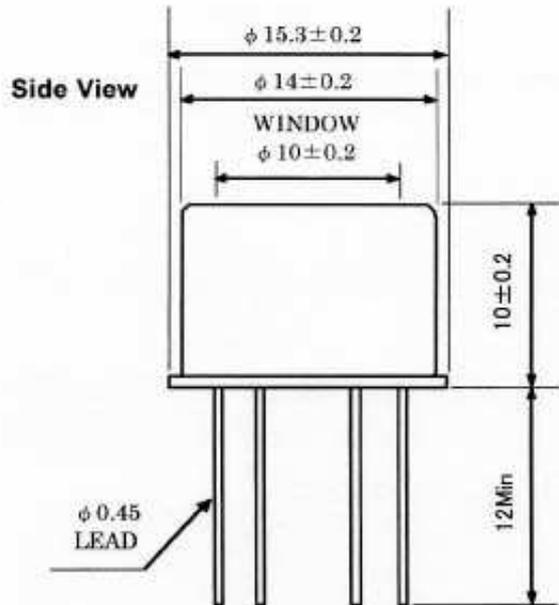


Abbildung 45: Final Inspection Sheet, Seite 8/10



**Caution**

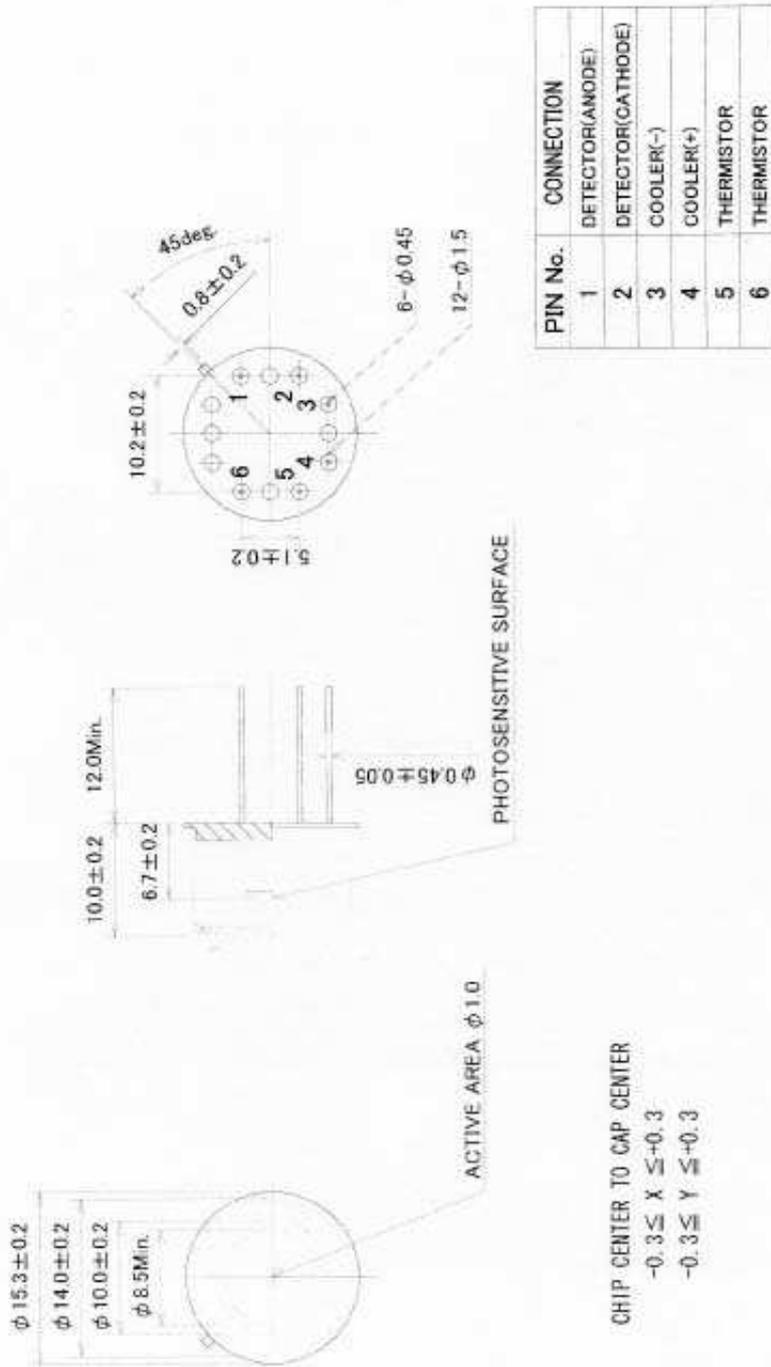
Make sure wiring connection to the thermoelectric cooler are correct.

**PIN No.**

- ① DETECTOR (ANODE)
- ② DETECTOR (CATHODE)
- ③ COOLER (—)
- ④ COOLER (+)
- ⑤⑥ THERMISTOR

Abbildung 46: Final Inspection Sheet, Seite 9/10

G5853-9862 (X) Outline Dimension UNIT:mm



**HAMAMATSU**  
 HAMAMATSU PHOTONICS K.K.  
 SOLID STATE DIVISION  
 1128-1, ICHINO-CHO, HAMAMATSU CITY 431-8513, JAPAN

Abbildung 47: Final Inspection Sheet, Seite 10/10

# InGaAs PIN photodiodes



G8423/G8373/G5853 series

## Long wavelength type (Cut-off wavelength: 2.55 to 2.6 μm)

### Features

- Cut-off wavelength: 2.55 to 2.6 μm
- 3-pin TO-18 package: low price  
Thermoelectrically cooled TO-8 package: low dark current
- Active area: φ0.3 to φ3 mm

### Applications

- Gas analysis
- Spectrophotometer
- NIR (near infrared) photometry

### Accessories (Optional)

- Heatsink for one-stage TE-cooled type **A3179**
- Heatsink for two-stage TE-cooled type **A3179-01**
- Temperature controller for TE-cooled type **C1103-04**

### Specifications / Absolute maximum ratings

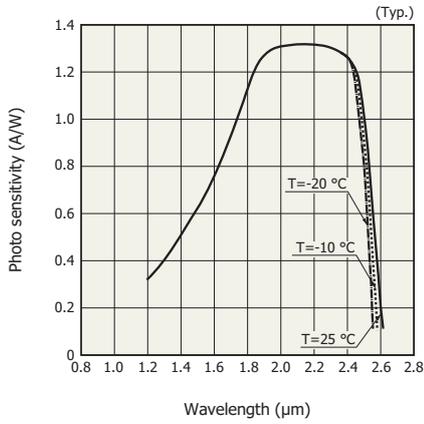
Type No.	Dimensional outline	Package	Cooling	Active area (mm)	Absolute maximum ratings				
					Thermistor power dissipation (mW)	TE-cooler allowable current (A)	Reverse voltage $V_R$ (V)	Operating temperature $T_{opr}$ (°C)	Storage temperature $T_{stg}$ (°C)
G8423-03	①	TO-18	Non-cooled	φ0.3	-	-	-	-40 to +85	-55 to +125
G8423-05				φ0.5					
G8373-01				φ1					
G8373-03	②	TO-5	One-stage TE-cooled	φ3	0.2	1.5	2	-40 to +70	-55 to +85
G5853-103	③	TO-8		φ0.3					
G5853-11				φ1					
G5853-13	④	TO-8	Two-stage TE-cooled	φ3	1.0	-	-	-	-
G5853-203				φ0.3					
G5853-21				φ1					
G5853-23				φ3					

### Electrical and optical characteristics (Typ. unless otherwise noted)

Type No.	Measurement Condition Element temperature (°C)	Spectral response range $\lambda$ (μm)	Peak sensitivity wavelength $\lambda_p$ (μm)	Photo sensitivity $S_{\lambda=\lambda_p}$ (A/W)		Dark current $I_D$ (μA) $V_R=1$ V		Cut-off frequency $f_c$ (MHz) $V_R=1$ V $R_L=50$ Ω $-3$ dB	Terminal capacitance $C_t$ (pF) $V_R=1$ V $f=1$ MHz	Shunt resistance $R_{sh}$ (kΩ) $V_R=10$ mV	$D^*$ $\lambda=\lambda_p$ (cm <sup>2</sup> ·Hz <sup>1/2</sup> /W)	NEP $\lambda=\lambda_p$ (W/Hz <sup>1/2</sup> )
				Min. (A/W)	Typ. (A/W)	Typ. (μA)	Max. (μA)					
G8423-03	25	1.2 to 2.6	2.3	0.9	1.3	2	20	60	40	30	$5 \times 10^{10}$	$7 \times 10^{-13}$
G8423-05						5	50	50	60	15		$1 \times 10^{-12}$
G8373-01						15	75	15	200	3		$2 \times 10^{-12}$
G8373-03						150	1500	1.5	1800	0.3		$8 \times 10^{-12}$
G5853-103	-10	1.2 to 2.57	2.3	0.9	1.3	0.2	2	60	40	300	$1 \times 10^{11}$	$3 \times 10^{-13}$
G5853-11						1.5	7.5	15	200	30		$7 \times 10^{-13}$
G5853-13						15	150	1.5	1800	3		$2 \times 10^{-12}$
G5853-203	-20	1.2 to 2.55	2.3	0.9	1.3	0.1	1	60	40	600	$2 \times 10^{11}$	$2 \times 10^{-13}$
G5853-21						0.8	4	15	200	60		$5 \times 10^{-13}$
G5853-23						7.5	75	1.5	1800	6		$1.8 \times 10^{-12}$

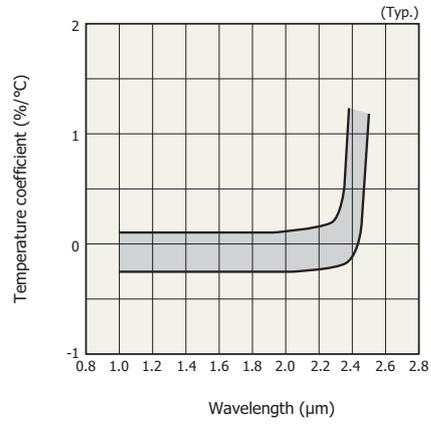
The G8423/G8373/G5853 series may be damaged by electrostatic discharge, etc. Be carefull when using the G8423/G8373/G5853 series.

**Spectral response**



KIRDB0216EB

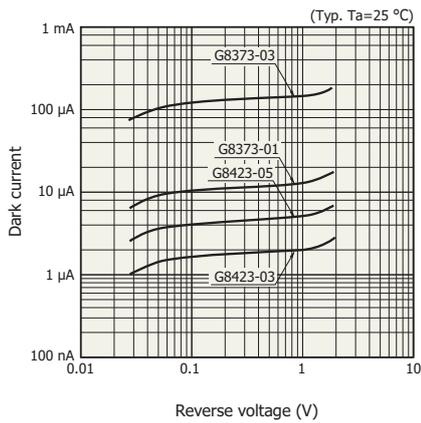
**Photo sensitivity temperature characteristic**



KIRDB0206EA

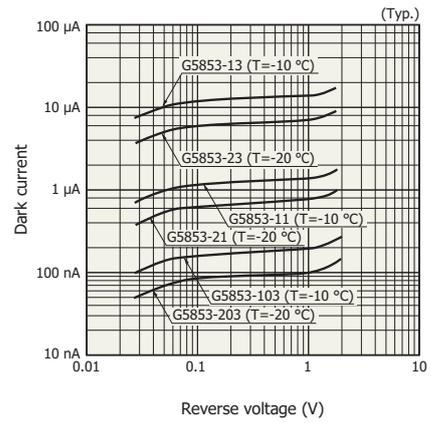
**Dark current vs. reverse voltage**

Non-cooled type



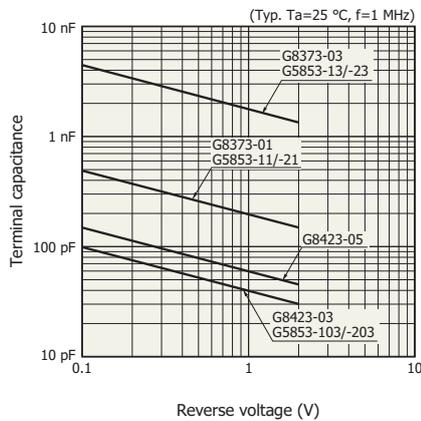
KIRDB0238EA

TE-cooled type



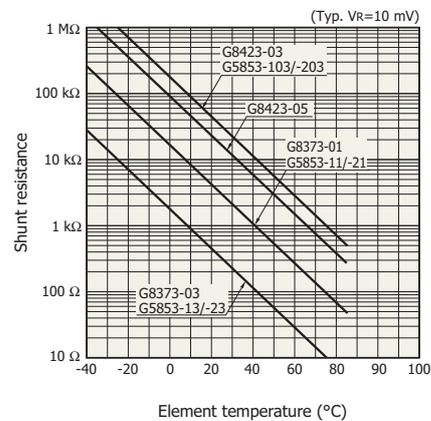
KIRDB0218EA

**Terminal capacitance vs. reverse voltage**



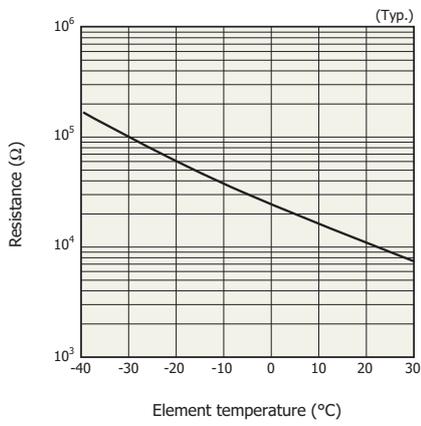
KIRDB0239EA

**Shunt resistance vs. element temperature**



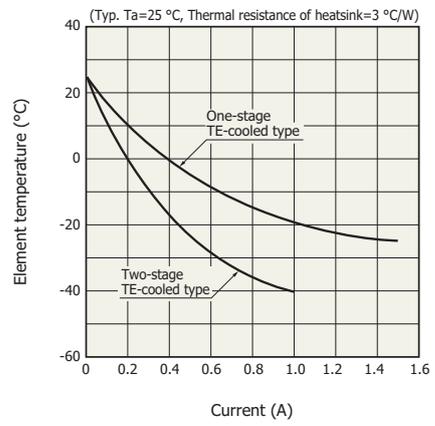
KIRDB0240EA

**Thermistor temperature characteristic**



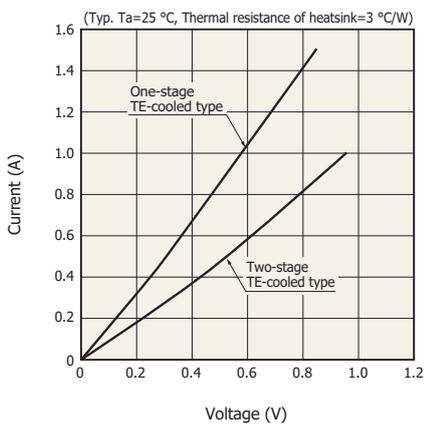
KIRD80116EA

**Cooling characteristics of TE-cooler**



KIRD80231EA

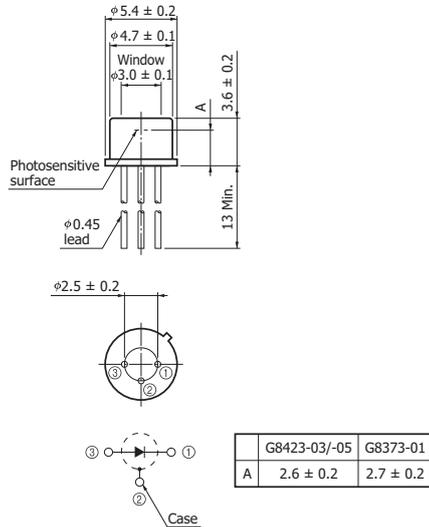
**Current vs. voltage (TE-cooler)**



KIRD80115EB

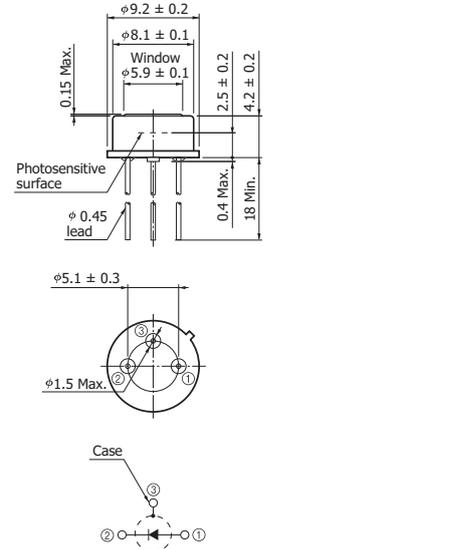
Dimensional outlines (unit: mm)

① G8423-03/-05, G8373-01



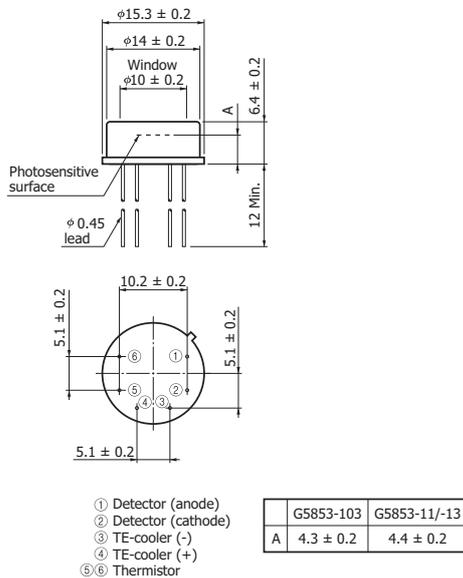
KIRDA0205EA

② G8373-03



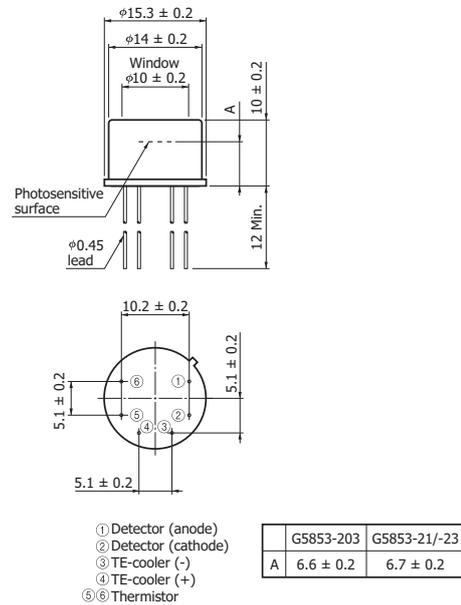
KIRDA0151EA

③ G5853-103/-11/-13



KIRDA0206EA

④ G5853-203/-21/-23



KIRDA0207EA

Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2009 Hamamatsu Photonics K.K.

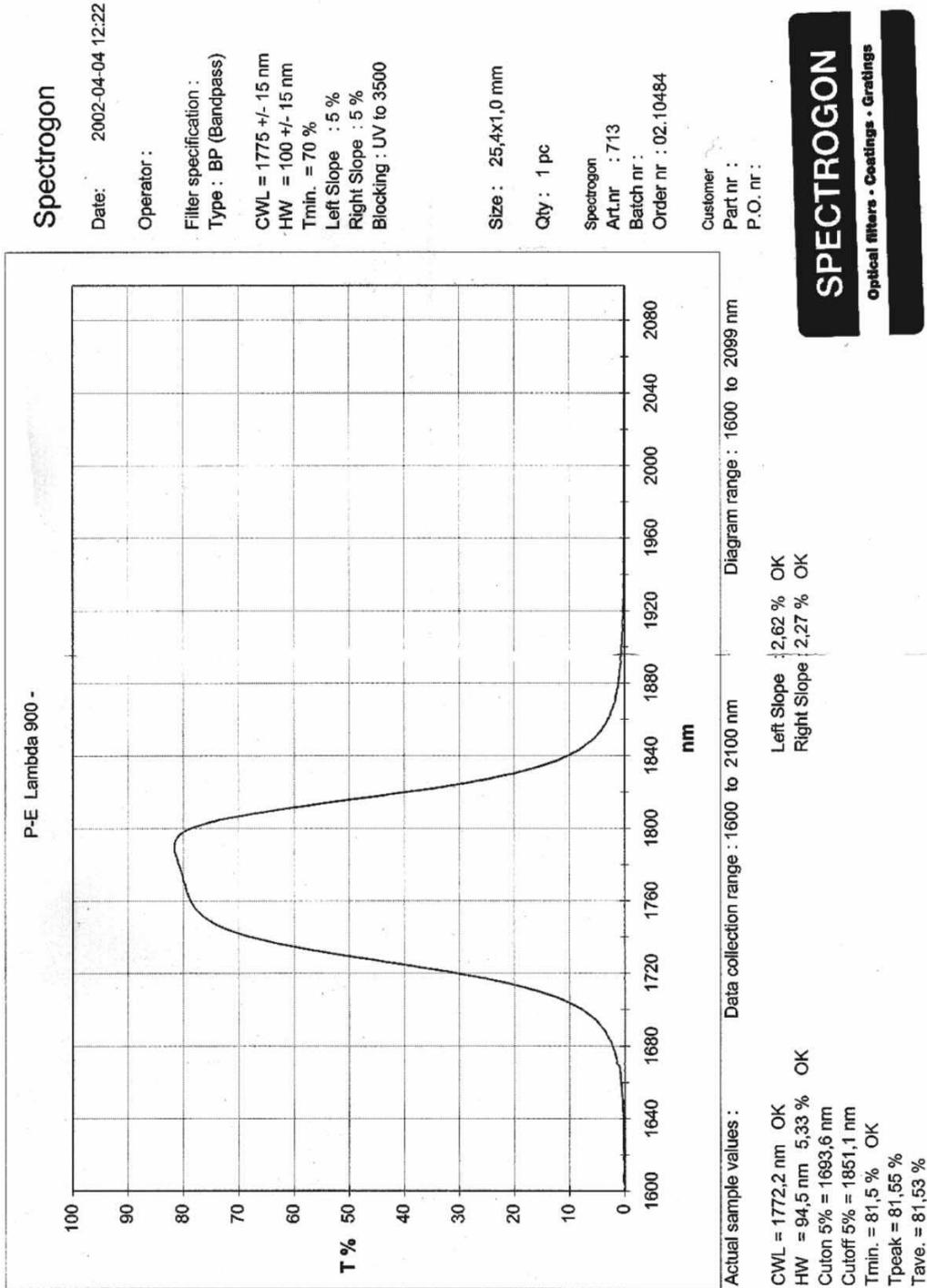


Abbildung 48: Datenblatt des Interferenzfilters 1775 nm [3]

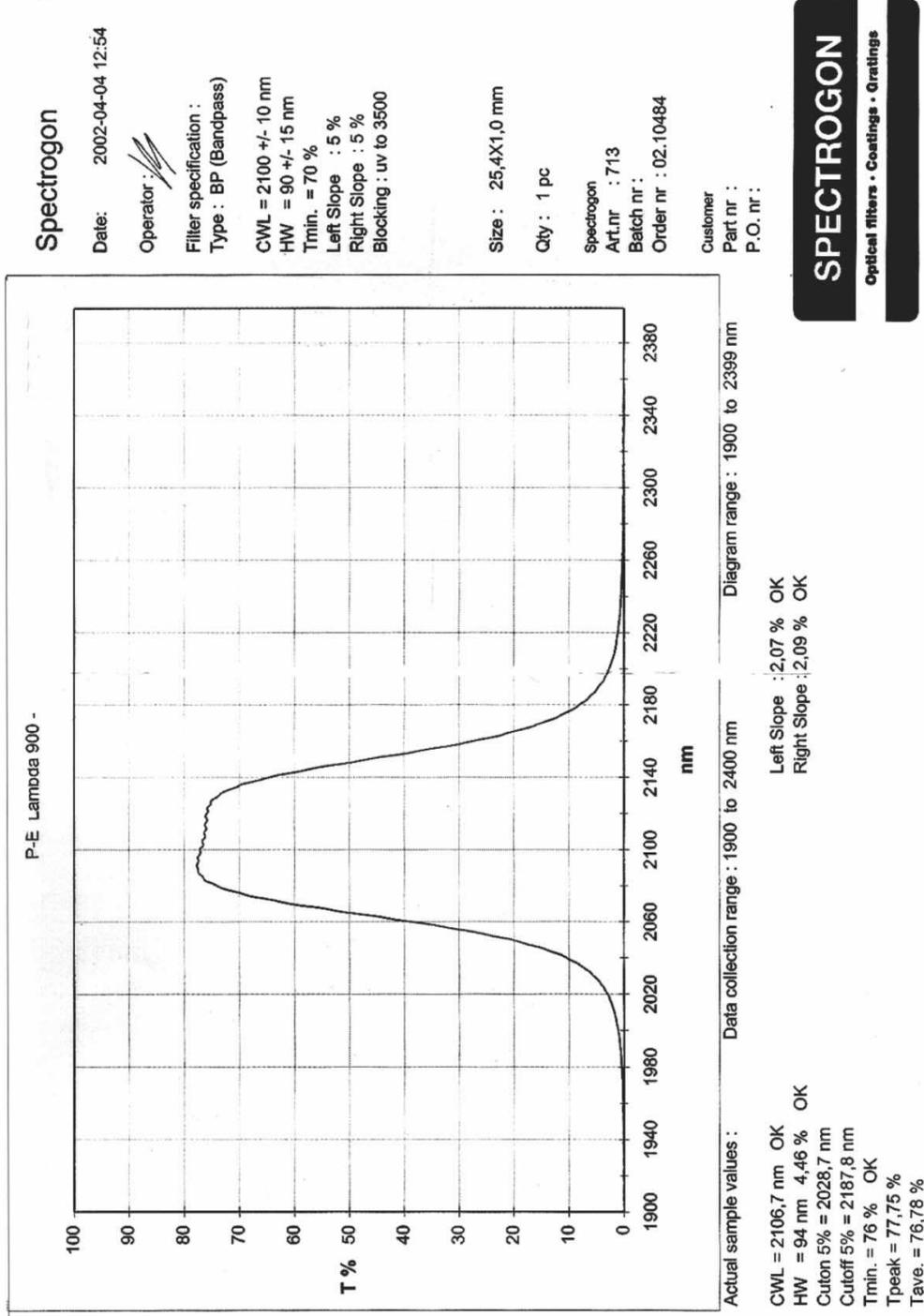


Abbildung 49: Datenblatt des Interferenzfilters 2100 nm [3]

# Spectrogon

Date: 2002-04-04 12:58

Operator: 

Filter specification :

Type : BP (Bandpass)

CWL = 2350 +/- 15 nm

HW = 110 +/- 20 nm

Tmin. = 70 %

Left Slope : 5 %

Right Slope : 5 %

Blocking : UV to 4000

Size : 25,4x1,0 mm

Qty : 1 pc

Spectrogon

Art.nr : 713

Batch nr.:

Order nr : 02.10484

Customer

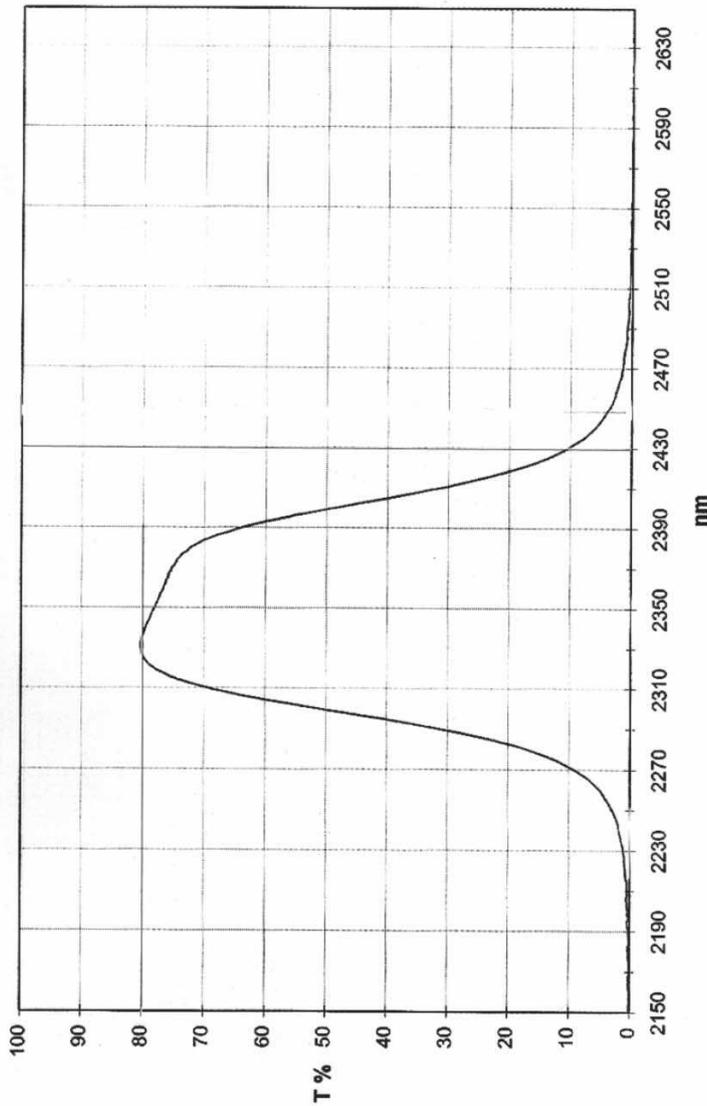
Part nr :

P.O. nr :

## SPECTROGON

Optical filters • Coatings • Gratings

P-E Lambda 900 -



Actual sample values : Data collection range : 2150 to 2650 nm Diagram range : 2150 to 2649 nm

CWL = 2349,5 nm OK

HW = 110 nm 4,68 % OK

Cuton 5% = 2260,1 nm

Cutoff 5% = 2443,5 nm

Tmin. = 80,2 % OK

Tpeak = 80,33 %

Tave. = 80,28 %

Left Slope : 2,05 % OK

Right Slope : 2,21 % OK

Abbildung 50: Datenblatt des Interferenzfilters 2350 nm [3]



Advent Research Materials Ltd

Oakfield Industrial Estate

Eynsham · Oxford

England OX29 4JA

Tel + 44 1865 884440

Fax + 44 1865 884460

info@advent-rm.com

www.advent-rm.com

16<sup>th</sup> December 2010

## Certificate of Analysis

**Aluminium Wire High Purity 99.999%**  
**Catalogue Nos AL501111 - AL501123**  
**Diameter 0.5mm**  
**Lot No Gi2389**

### LABORATORY REPORT

Gi2389 actual analysis ppm

Al <0.5	F <1.0	O <30
As <1.0	Fe <2.0	P <5.0
B <0.2	Ga <0.2	Pb <0.5
Ba <0.2	Ge <1.0	Pd <1.0
Be <0.1	Hg <0.3	Pt <1.0
Bi <1.0	In <1.0	S <1.0
Ca <1.0	K <1.0	Sb <1.0
Cd <0.1	La <0.5	Si <2.0
Ce <3.0	Li <0.1	Sn <0.5
Cl <2.0	Mg <2.0	Ti <0.5
Co <0.1	Mn <0.3	V <0.1
Cr <0.4	Mo <0.2	W <0.5
Cs <0.5	Na <0.3	Zn <0.7
Cu <2.0	Ni <0.5	Zr <0.3

Typical mass fraction in µg/g (ppm)

C < 2.0	(GDMS)	O <10	(GDMS)
N <1.0	(Photometry)	H2 <0.3	(H-mat 2020)
U + Th <0.2	(GDMS)	Au <0.01	(GDMS)

ADVENT Research Materials Ltd  
Quality Assurance

Directors: Andrew Goodfellow · Sara C Goodfellow  
Registered in England No 2273165 Registered Office · Oakfield Industrial Estate · Eynsham · Oxford OX29 4JA

VAT No GB 521 0593 81

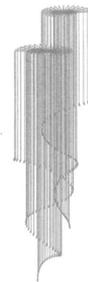


Abbildung 51: Chemische Analyse des bestellten Aluminiumdrahtes

## Tabellenverzeichnis

1	Derzeit eingesetzte Interferenzfilter . . . . .	29
2	Daten des neuen Interferenzfilters . . . . .	30
3	Maxima des Signals in Abhängigkeit von der Verstärkung . . . . .	36
4	Maxima des Signals in Abhängigkeit von der Verstärkung . . . . .	37
5	Chemische Analyse des Drahtes in ppm; Lot No Gi2389 [Advent] . . .	47
6	Typischer Massenanteil in $\mu\text{g/g}$ /ppm [Advent] . . . . .	47
7	Thermophysikalische Daten von Aluminium [aus der Publikation Thermophysical Properties of Copper and Aluminium, Tabelle 11 Spalte 1 und 4] . . . . .	63
8	Unsicherheiten der Geräte [Datenblätter im Anhang] . . . . .	64
9	Konstruktionskonstante K und die Messunsicherheit $\Delta K$ . . . . .	65
10	Berechnete Werte von $dT_{\text{eff}}$ . . . . .	66
11	Unsicherheit der Enthalpie . . . . .	66
12	Unsicherheit des spez. unkor. elek. Widerstands für eine Einzelmessung in Abhängigkeit der Temperatur . . . . .	68
13	Unsicherheit des spez. korr. elek. Widerstands in Abhängigkeit der Temperatur . . . . .	69
14	Unsicherheit für die Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit . . . . .	70

## Abbildungsverzeichnis

1	Experimentaufbau [1] . . . . .	9
2	Abgeleitete physikalische Größen [2] . . . . .	10
3	Strahlungsintensität $I$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\lambda$ verschiedener Strahlungsgesetze [17] . . . . .	14
4	Spektraler Strahldichteverlauf $L_{\lambda,S}$ eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur $T$ und der Wellenlänge $\lambda$ nach dem PLANCK'schen Gesetz. [3] . . . . .	15
5	Aufbau eines Pyrometers [3]; 1: achromatisches Linsensystem, 2: Spiegel, 3: Messmikroskop, 4: Filtersystem, 5: Spalt, 6: Lichtleiter . . . . .	17
6	Bildsequenz der CCD-Kamera. Jeder der Streifen spiegelt ein Einzelbild wieder (rote Zahl). Vergleicht man die Einzelbilder untereinander, sieht man die radiale Expansion des Drahtes. Die x- sowie die y-Achse zeigt beliebige Einheiten px (Pixel). . . . .	22
7	Kühlungscharakteristik für ein- und zweistufige Kühlung [5] . . . . .	28
8	Verhalten der Transmission bei verschiedenen Wellenlängen für verschiedenen Gläsertypen. [2] . . . . .	30
9	Datenblatt des neuen Interferenzfilters [Spectrogon] . . . . .	31
10	Verstärkerschaltung . . . . .	32
11	Platine für die Ansteuerung und Kühlung . . . . .	32
12	Foto des Pyrometers mit neuer Konstruktion für die Diode. Die rote 1 kennzeichnet das neue Gehäuse. . . . .	33
13	Foto des Aufbaus für die Justage mit einer Wolframfadenlampe . . . . .	34
14	Foto des gesamten Justageaufbaus. 1, Spannungs- bzw. Stromversorgung für die Wolframfadenlampe; 2, Wolframfadenlampe; 3, Pyrometer; 4, Oszilloskop für das Anzeigen des Pyrometersignals . . . . .	35
15	Aufbau für die Kalibrierung am Schwarzkörper. SK: Schwarzkörper, B: wassergekühlte Blende, C: Chopper, F: Filterhalter mit Fensterglas, PY: Pyrometer, 2f: Abstand der 2-fachen Brennweite. [1] . . . . .	38
16	Praktischer Aufbau für die Durchführung der Kalibration am Schwarzkörper . . . . .	39
17	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 900°C . . . . .	41
18	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 900°C mit einem Neutraldichtefilter 0.9 . . . . .	41

19	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 800°C . . . . .	42
20	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 700°C . . . . .	42
21	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 650°C . . . . .	43
22	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 600°C . . . . .	43
23	Pyrometersignalverlauf bei der Kalibrationsmessung bei 500°C . . . . .	44
24	Foto des Probenhalters; A: Anschlüsse für die Spannungsmessung; B: Molybdänstreifen zum Abgreifen der Spannungen am Draht; C: Draht eingespannt in den dafür vorgesehenen Blöcken [20] . . . . .	48
25	Messapparatur; 1: Gefäß für das Einbringen des Probenhalters; 2: Pyrometer; 3: Ignitrons zum Starten und Beenden des Aufheizens; 4: Kondensatorbank . . . . .	49
26	Verzögerungseinheit . . . . .	50
27	Spezifische Enthalpie in Abhängigkeit der Temperatur; die schwarzen Kurven zeigen die Einzelmessergenernisse der Aluminium Proben. Die rote Linie zeigt das Least Square Fit Polynom der Einzelmessungen links in der festen und rechts in der flüssigen Phase. . . . .	51
28	Temperatursignal in Abhängigkeit der Zeit einer Einzelmessung von Aluminium mit dem modifizierten Pyrometer. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur ( $T_m = 933.4 \text{ K}$ ) von Aluminium. . . . .	52
29	Temperatursignal in Abhängigkeit der Zeit einer Einzelmessung von Kupfer mit dem modifizierten Pyrometer. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur ( $T_m = 1357.77 \text{ K}$ ) von Kupfer. . . . .	53
30	Volumsänderung und quadratische Durchmesseränderung in Abhän- gigkeit der Temperatur. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium. Auch hier ist der Schmelzbereich mit ca. 40 K wie in Kapitel 7.4.1 diskutiert zu sehen. . . . .	55
31	Dichte in Abhängigkeit der Temperatur. . . . .	56
32	Volumenunkorr. spez. elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur. Die Punkte geben die Mittelwerte der Einzelmessungen und die rote Linie zeigt die Least Sqare Fit Polynome. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium . . . . .	57
33	Volumenkorr. spez. elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Tem- peratur. Die Punkte geben die Mittelwerte der Einzelmessungen und die rote Linie zeigt die Least Sqare Fit Polynome. Die blaue Linie zeigt die Schmelztemperatur von Aluminium . . . . .	58

34	Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur . . . . .	59
35	Temperaturleitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur . . . . .	60
36	Vergleich der spezifischen Enthalpie mit der Publikation von G. R. Gathers. Die Schwarze Linie zeigt das Fitpolynom nach Gathers. Die rote Linie die Fitgerade der Werte des adaptierten Pyrometers . . . .	61
37	Vergleich des spezifischen Widerstandes mit der Publikation von G. R. Gathers. Die roten Punkte zeigen die Werte nach der Publikation. Die schwarze Linie zeigt das Ergebnis des Least Square Fits aus der Diplomarbeit . . . . .	62
38	Final Inspection Sheet, Seite 1/10 . . . . .	75
39	Final Inspection Sheet, Seite 2/10 . . . . .	76
40	Final Inspection Sheet, Seite 3/10 . . . . .	77
41	Final Inspection Sheet, Seite 4/10 . . . . .	78
42	Final Inspection Sheet, Seite 5/10 . . . . .	79
43	Final Inspection Sheet, Seite 6/10 . . . . .	80
44	Final Inspection Sheet, Seite 7/10 . . . . .	81
45	Final Inspection Sheet, Seite 8/10 . . . . .	82
46	Final Inspection Sheet, Seite 9/10 . . . . .	83
47	Final Inspection Sheet, Seite 10/10 . . . . .	84
48	Datenblatt des Interferenzfilters 1775 nm [3] . . . . .	89
49	Datenblatt des Interferenzfilters 2100 nm [3] . . . . .	90
50	Datenblatt des Interferenzfilters 2350 nm [3] . . . . .	91
51	Chemische Analyse des bestellten Aluminiumdrahtes . . . . .	92