

M. Schubert

**Eichung schneller Metallbolometer und Messung
der Plasmastrahlung am Stellarator W7-AS**

Diplomarbeit

IPP III/256

Januar 2000

Eichung
schneller Metallbolometer
und Messung der Plasmastrahlung
am Stellarator W7-AS

Diplomarbeit

vorgelegt am
Physik Department
der Technischen Universität München

von
Martin Schubert
aus
Garching bei München

1999

2. Auflage

Die Arbeit wurde angefertigt am

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
Garching bei München

unter der Anleitung von Prof. Dr. F. Wagner und Dr. L. Giannone

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Plasmastrahlung	3
2 Die Bolometerdetektoren am W7-AS	7
3 Bolometereichung	13
3.1 Temperaturabhängigkeit der Widerstände	13
3.2 Wärmekapazität und Wärmeverluste	18
3.2.1 Wärmeleitung	18
3.2.2 Wärmeverlust über das Restgas	19
3.2.3 Wärmeabstrahlung	21
3.2.4 Eichung der thermischen Eigenschaften	22
4 Simulation	33
4.1 Die Methode der finiten Elemente	33
4.2 Simulation einer Eichung	38
4.2.1 Stationäre Simulation	42
4.2.2 Zeitabhängige Simulation	53
5 Labormessungen	59
5.1 Auswertung der Meßsignale	59
5.2 Überprüfung der Eichung	65
5.3 Schnelle Leistungsmodulationen	68
6 Messung der Plasmastrahlung am W7-AS	71
Zusammenfassung	77
Abstract	79

A Fehlerrechnung bei der Regression	81
B Angewandte Widerstandsnetzwerke	85
C Experimentelle Materialeigenschaften	87
D ANSYS Programmierung	93
D.1 Beispiel 1: stationäre Simulation	94
D.2 Beispiel 2: instationäre Simulation	102
Literaturverzeichnis	109

Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Eichung von Bolometern, die Energieflüsse aus einem Plasma messen.

Ein Bolometer ist ein kleines, sehr dünnes Plättchen, das sich durch Absorption von Energie erwärmt. Wenn diese Erwärmung durch Eichung quantitativ angegeben werden kann, ist auch eine quantitative Zuordnung des Meßsignals zur absorbierten Leistung möglich. Weil Bolometer im allgemeinen in einem breiten Energiebereich elektromagnetische Strahlung absorbieren, sind sie prinzipiell zur Messung der Gesamtstrahlungsverluste von Hochtemperaturplasmen geeignet. Weitere Einsatzmöglichkeiten für Bolometerdetektoren sind zum Beispiel die Fouriertransformierte Infrarotspektroskopie an Halbleitern oder die Detektion von Röntgenstrahlung an Elektronensynchrotrons.

Was ist nun ein Hochtemperaturplasma und welche Bedingungen stellt es an den Einsatz von Bolometern ? Als Plasma kennzeichnet man den Zustand der Materie, in dem die Elektronen nicht mehr fest an die Atome gebunden sind. Elektronen und positive Atomrümpfe bilden gewissermaßen eine nach außen neutrale Flüssigkeit [1]. Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik hat man sich das Ziel gesetzt, Plasmen so weit zu erhitzen, daß sie - würde man mit einem Gemisch aus den schweren Wasserstoffisotopen Deuterium und Tritium arbeiten - durch Kernreaktionen in das Element Helium übergehen und dabei Energie freisetzen. Die technischen Probleme, die bei der Umsetzung dieses Ziels entstehen, sind allerdings eine Herausforderung : Die benötigte Temperatur, die erreicht und gehalten werden muß, liegt etwa bei 100 Millionen Grad, was zum Plasmazustand der beteiligten Stoffe führt; man spricht dann von Hochtemperatur- oder Fusionsplasmen. Die Wand eines Plasmagefäßes darf sich dabei nur auf wenige hundert Grad erwärmen. Weiterhin muß man sicherstellen, daß die Teilchen in ausreichender Anzahl für eine gewisse Zeit in einem engen Brennraum bleiben, oder, wie es die Plasmaphysiker ausdrücken, daß das Produkt aus Energieeinschlußzeit und Teilchendichte bei diesen Temperaturen einen Schwellwert erreicht [2].

Der Stellarator W7-AS am Institut für Plasmaphysik in Garching ist eine der weltweit betriebenen Maschinen, die jede für sich ein Teilgebiet des Fusi-

onsprogramms untersucht. Das Plasma wird hier durch Mikrowellenstrahlung und durch die Injektion von schnellen neutralen Wasserstoffteilchen bis auf über zehn Millionen Grad erhitzt, und durch ein Magnetfeld von bis zu 2.5 T in einem Vakuumgefäß gehalten, das die Form eines Torus mit großem Radius 2 m und kleinem Radius 0.4 m besitzt. Für eine nennenswerte Energiegewinnung durch Kernreaktionen würde das mit den am W7-AS erreichten Werten (Energieeinschlußzeit $\sim 50\text{ ms}$, Teilchendichte $\sim 10^{20}\text{ m}^{-3}$) nicht ausreichen [3].

Eine der zahlreichen Studien am W7-AS ist die Untersuchung der Wirkungsweise der eingesetzten Heizverfahren, also der Heizung durch Welleneinstrahlung (70 GHz und 140 GHz , 0.8 MW , 3 s) und durch Neutralteilcheninjektion (H_2 , D_2 , 50 keV , 3.5 MW , 3 s). Bolometer können hierbei die Verluste durch Plasmastrahlung messen, die darüber mitentscheiden, wie effektiv die im Plasma deponierte Heizenergie zur Aufrechterhaltung der Temperaturen im Plasma beiträgt. Weiterhin können am W7-AS gezielt Verunreinigungen in das Plasma injiziert werden, um den Teilchentransport anhand der abgegebenen Strahlung zu rekonstruieren. Eine große zeitliche und räumliche Auflösung der Bolometersignale erscheint deshalb wünschenswert.

Kapitel 1

Plasmastrahlung

Mit einem Bolometer mißt man ein breites Spektrum von Plasmastrahlung. Der elektromagnetische Anteil der Strahlung untergliedert sich hinsichtlich der Art der Entstehung in drei Gruppen: Bremsstrahlung, Rekombinationsstrahlung und Linienstrahlung.

Bremsstrahlung tritt als Folge der Streuung freier Elektronen im Coulombfeld ionisierter Atome auf. Sie besitzt ein kontinuierliches Spektrum; ihre Leistungsdichte im Plasma ist proportional zu

$$p_{brems} \sim n_e^2 Z_{eff} \sqrt{T_e} \quad [4] \quad .$$

Z_{eff} ist eine Abkürzung für den Ausdruck $n_e^{-1} \sum n_i Z_i^2$, wobei n_i die Teilchendichte des Ions mit der Ionisationszahl Z_i , und n_e die Elektronendichte ist. T_e steht für die Elektronentemperatur.

Rekombinationsstrahlung entsteht, wenn freie Elektronen von Ionen eingefangen werden. Das Spektrum dieser Strahlungsart ist kontinuierlich, weist aber Kanten auf, die den Energieniveaus im Atom entsprechen. Während die Bremsstrahlung mit Z_i^2 anwächst, ist die Leistung der Rekombinationsstrahlung proportional Z_i^4 [4]. In einem stationären Plasma dominiert die Rekombinationsstrahlung am Plasmarand, wo die Temperatur als Funktion des Ortes abnimmt. Hier können ionisierte Atome langsame Elektronen einfangen. Auch nach dem Ende einer Plasmaentladung führt die Rekombinationsstrahlung oft zu einem deutlichen Anstieg der Gesamtstrahlung.

Linienstrahlung beruht auf Elektronübergängen zwischen verschiedenen Energieniveaus eines nicht vollständig ionisierten Atoms. Ihrer Ordnungszahl entsprechend unterscheiden sich die Elemente hinsichtlich der abgestrahlten Leistung. Immer wenn die Anregungsenergie und die Elektronentemperatur ¹

¹Die Temperatur ist hier mit der mittleren kinetischen Energie der Teilchen gleichgesetzt.

...W7-AS NEW-SPRED..., detector 1, #EN045463 08-FEB-99

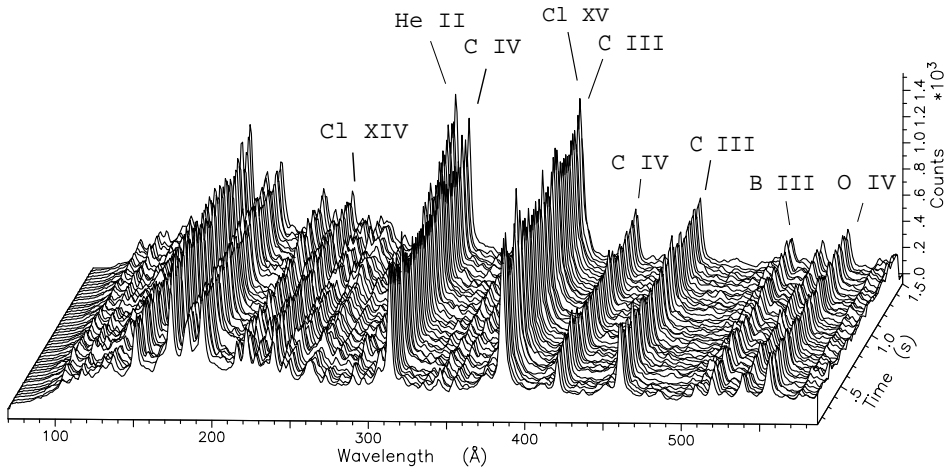


Abbildung 1.1: VUV (Vakuum UltraViolett) - Spektrum der Plasmaentladung Nr.45463, Mikrowellen-Heizleistung 0.4 MW, zentrale Elektronentemperatur 2.5 keV

von derselben Größenordnung sind, kommt es zu intensiven Elektronenübergängen als Folge von kinetischen Stößen.

Abbildung 1.1 zeigt das Strahlungsspektrum im vakuum-ultravioletten Bereich von 10 bis 60 nm einer annähernd stationären Plasmaentladung im Stellarator W7-AS, aufgenommen mit einem SPRED² Spektrometer. Es sind sowohl Spektrallinien³ einzelner Elemente, als auch ein kontinuierlicher Untergrund zu erkennen. Die detektierte Leistung nimmt zu kleinen Wellenlängen hin infolge sinkender Empfindlichkeit des Spektrometers ab.

Welcher der drei Anteile, Bremsstrahlung, Rekombinationsstrahlung oder Linienstrahlung, in einem Plasma dominiert, hängt entscheidend von der Elektronentemperatur ab. Für ein homogenes Plasma im thermischen Gleichgewicht kann man die gesamte Strahlungsleistungsdichte, die ein Element der Ordnungszahl Z emittiert, deshalb in der Form $P_Z = n_e n_Z L(T_e, Z)$ schreiben, mit n_Z Teilchendichte des Elements, n_e Elektronendichte und $L(T_e, Z)$ Strahlungsfaktor als Funktion der Elektronentemperatur und der Ordnungszahl. Das Koronamodell⁴ führt bei der Berechnung von $L(T_e, Z)$ auf Abbildung

²Survey Poor Resolution Extended Domain

³Spektroskopische Notation: I bezeichnet das neutrale Atom, II das einfach ionisierte usw.

⁴Die wesentlichen Aussagen des Koronamodells sind: Das Plasma ist optisch dünn, d.h. die emittierte Linienstrahlung wird nicht reabsorbiert, den Anregungsprozeß für Linienstrahlung dominieren kinetische Stöße und die Ionisationsverteilung wird durch das Verhältnis der Ratenkoeffizienten für die Rekombination und die Ionisation bestimmt.

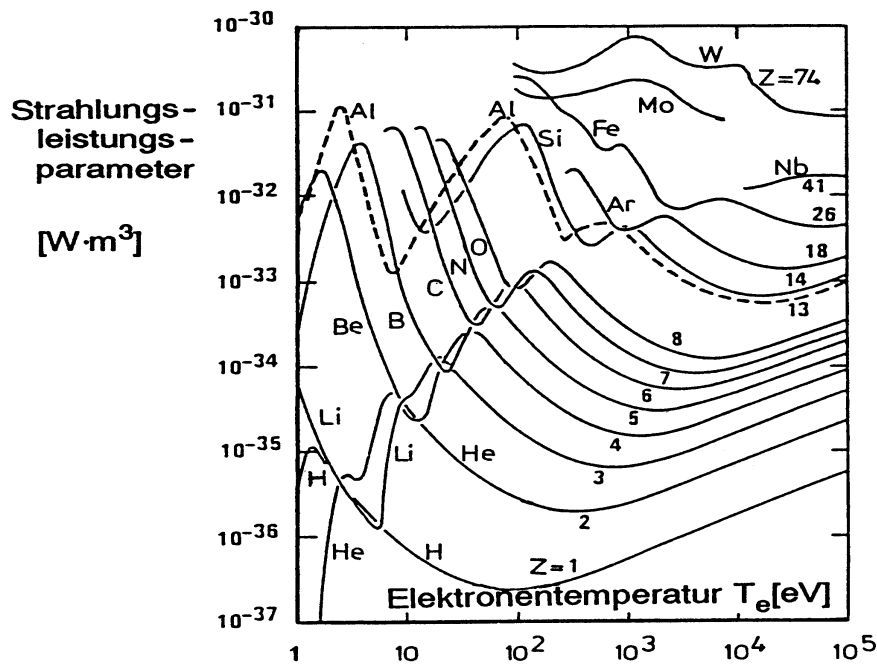


Abbildung 1.2: Strahlungsleistungsparameter als Funktion der Elektronentemperatur (aus [2])

1.2 . Fusionsplasmen genügen häufig dem Koronamodell. Bei der lokal gemessenen Strahlung muß allerdings der Teilchentransport berücksichtigt werden, wenn die Transportzeit und die atomaren Zeiten für Rekombination und Ionisation von derselben Größenordnung sind; die Ionisationszeit kann meist vernachlässigt werden [4]. Abbildung 1.2 zeigt deutlich, daß leichte Elemente in einem Fusionsplasma ($T_e \sim 10 \text{ keV}$) viel weniger Energie abstrahlen als schwere. Wasserstoff zum Beispiel, der Hauptbestandteil eines Fusionsplasmas, besitzt eine Ionisierungsenergie von 13.6 eV und ist bei diesen Temperaturen vollständig ionisiert. Er trägt nur durch Bremsstrahlung zur Gesamtstrahlung bei. Eisen dagegen besitzt mehrere Elektronen mit Bindungsenergien um 1 keV und gibt intensive Linienstrahlung ab. Viele Elemente, zu denen auch das Eisen gehört, sind in den Plasmen des W7-AS immer nachweisbar, da ständig schnelle Teilchen aus dem Plasma auf die Wand des Vakuumgefäßes treffen und dabei Strukturmaterialien abtragen. Will man verhindern, daß zu viele schwere Elemente ins Plasmazentrum gelangen und das Plasma durch Strahlung auskühlen, dann muß man diese Erosionsprozesse weitgehend unterdrücken, oder die belasteten Teile aus leichten Elementen herstellen.

Kapitel 2

Aufbau und Wirkungsweise der W7-AS Bolometerdetektoren

Bei den Temperaturen und Dichten, die im W7-AS erreicht werden, liegt der größte Anteil der abgegebenen elektromagnetischen Strahlungsenergie im Bereich zwischen 1 eV und 1 keV , also im Wellenlängenbereich zwischen 1.2 und 1200 nm [4]. Um diesen breiten Strahlungsbereich mit einem Bolometer zu erfassen, muß man sicherstellen, daß die Strahlung am Meßgerät ankommt. Luft ist nur bis zu einer Untergrenze von rund 200 nm durchlässig, d.h. der Weg der Strahlung vom Plasma zum Bolometer muß evakuiert sein. Da W7-AS neben den Magnetfeldspulen aus einem großen Vakuumgefäß besteht, bietet es sich an, das Bolometer komplett dort einzubauen. Wenn dies an einer Stelle geschieht, die nicht mit dem Plasmavolumen wechselwirkt, ist eine ungehinderte Beobachtung des Plasmas möglich. Die Wahl des Einbauortes hat Konsequenzen für die technische Ausführung : Einerseits müssen alle verwendeten Materialien vakuumtauglich und bis zu Temperaturen von über 100 Grad Celsius ausheizbar sein, andererseits dürfen die ziemlich rauen Bedingungen während einer Entladung, insbesondere die starken Magnetfelder, keine oder zumindest nur eine korrigierbare Verfälschung des gemessenen Signals hervorrufen. Die Bolometer, die Gegenstand dieser Arbeit sind, bestehen deshalb nur aus Gold und dem sehr temperaturbeständigen Kunststoff Polyimid (mit vollem Namen Polydiphenyloxidpyromellithimid, im Handel unter den Namen Vespel, Kapton oder H-Film geführt), wobei das Gold die Strahlung absorbiert und in Form von Wärme ableitet, während der Kunststoff als robustes Trägermaterial und elektrischer Isolator verwendet wird. Die geometrische Form der beiden Materialien ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Zu beachten ist, daß Breite und Länge viel größer als die Dicke des Bolometers sind, deswegen spricht man auch von einer Bolometerfolie. Die

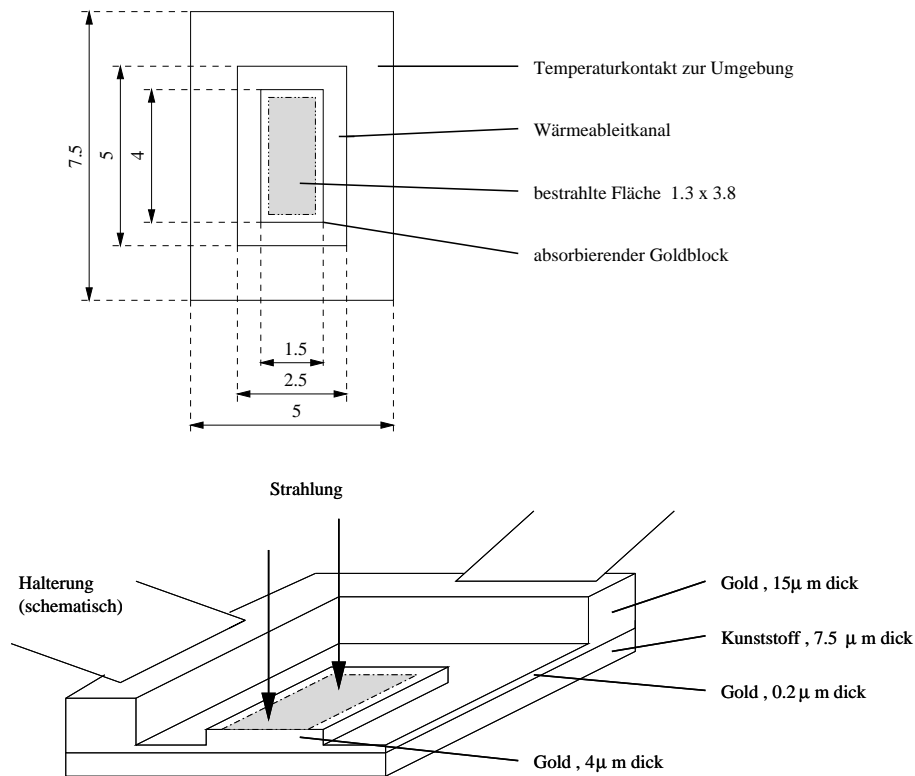


Abbildung 2.1: Aufsicht und Schnitt einer Bolometerfolie. Alle Längen in mm , sofern nicht explizit angegeben.

Aufhängung der Folie ist nur angedeutet. In Wirklichkeit wird dieses Gold- und Kunststoffsandwich von oben und unten durch einen Aluminiumrahmen getragen, der die thermische und mechanische Verbindung zu den tragenden Strukturen herstellt, und auf der bestrahlten Seite in Form einer rechteckigen Blende durchbrochen ist, so daß auch wirklich nur die schraffierte Fläche Strahlung ausgesetzt ist. Aus praktischen Gründen sind bei den W7-AS Bolometern immer 8 Einzelfolien auf einem Kapton Folienstück hergestellt. Diese Gruppe entspricht vier einzelnen Detektoren (Kanälen), das Ganze wird als Bolometerkopf bezeichnet. Alle elektrischen Anschlüsse, aber auch Abschirmungen etc. sind kopfweise durchgeführt.

Die Empfindlichkeit dieser Anordnung gegenüber der Photonenergie wird zu kleinen Energien hin durch die Reflexion der Oberfläche begrenzt, die bei Gold unterhalb 2 eV (Wellenlänge 600 nm) auf über 90% ansteigt, oberhalb von 82 eV (Wellenlänge 15 nm) dagegen total vernachlässigbar ist [5]. Im Bereich großer Photonenergien bestimmt die Golddicke von $4\text{ }\mu\text{m}$ die Grenze der nachweisbaren Strahlung, da die Eindringtiefe von Röntgenstrahlung in Gold

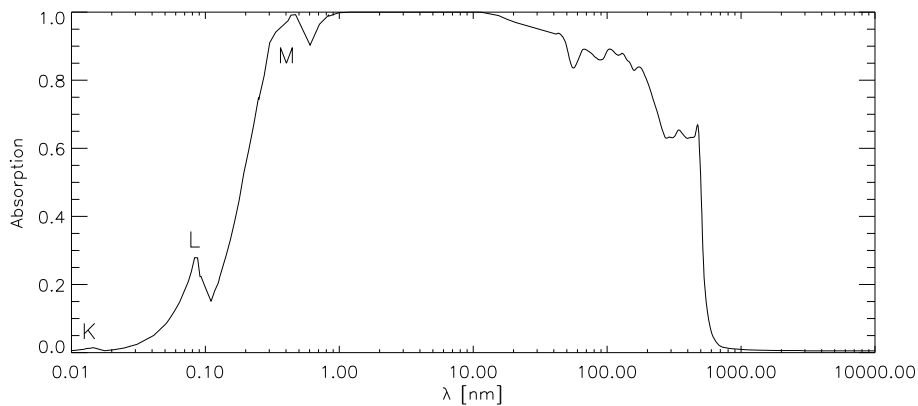


Abbildung 2.2: Absorption einer $4\mu\text{m}$ dicken Goldschicht, nach den Daten aus [6] (Reflexion) und [7], [8], [9] (Gamma Absorption).

ab 2.5 keV die Größenordnung von 0.5 nm erreicht und somit die Absorption sinkt. Das Absorptionsspektrum zeigt Abb. 2.2. In der Abbildung sind auch sehr schön die Absorptionskanten von Gold zu erkennen: Die M-Kante bei 0.5 nm , die L-Kante bei 0.09 nm und ganz leicht angedeutet die K-Kante bei 0.015 nm . Nicht berücksichtigt wurde die Absorption der Kunststoffolie, denn zum einen liegen die K-Absorptionskanten sämtlicher Bestandteile (Wasserstoff, Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff) bei Energien kleiner 0.5 keV oder Wellenlängen größer 2.5 nm [8], also in einem Bereich, in dem das Gold vollständig absorbiert, zum anderen zeigt ein direkter Vergleich der Massenabsorptionskoeffizienten, daß der des Goldes zumindest bei Energien bis 1.5 keV oder Wellenlängen über 0.8 nm immer größer ist [7]. Berücksichtigt man noch die 15fach geringere Massendichte des Kunststoffes [10], so kann in guter Näherung die Absorption im Kunststoff vernachlässigt werden, auch wenn der Kunststoffträger fast doppelt so dick ist wie die Goldauflage.

Der nächste Schritt besteht darin, die Erwärmung einer Bolometerfolie meßtechnisch zu erfassen. Hierzu wurde auf der Unterseite des Kunststoffes eine Mäanderstruktur aus Gold aufgedampft. Abbildung 2.3 stammt aus den Konstruktionszeichnungen für diese Struktur und stellt die Ansicht einer Bolometerfolie von unten dar. Zu sehen sind verschiedene Leiterbahnen, außen die Zuleitungen, die sich unter der $15\mu\text{m}$ Goldschicht befinden, dann ein Freiraum unter dem $0.2\mu\text{m}$ Wärmeableitkanal und die eng gewundene, doppelte Mäanderleiterbahn unter der $4\mu\text{m}$ dicken Absorberschicht.

Da der spezifische Widerstand von Gold temperaturabhängig ist, steht mit dem leicht zugänglichen elektrischen Widerstand der Leiterbahnen eine Meßgröße für die aktuelle Folientemperatur und somit für die absorbier-

Abbildung 2.3: (links) Konstruktionszeichnung der W7-AS Bolometerfolien. Sämtliche Längenangaben in mm .

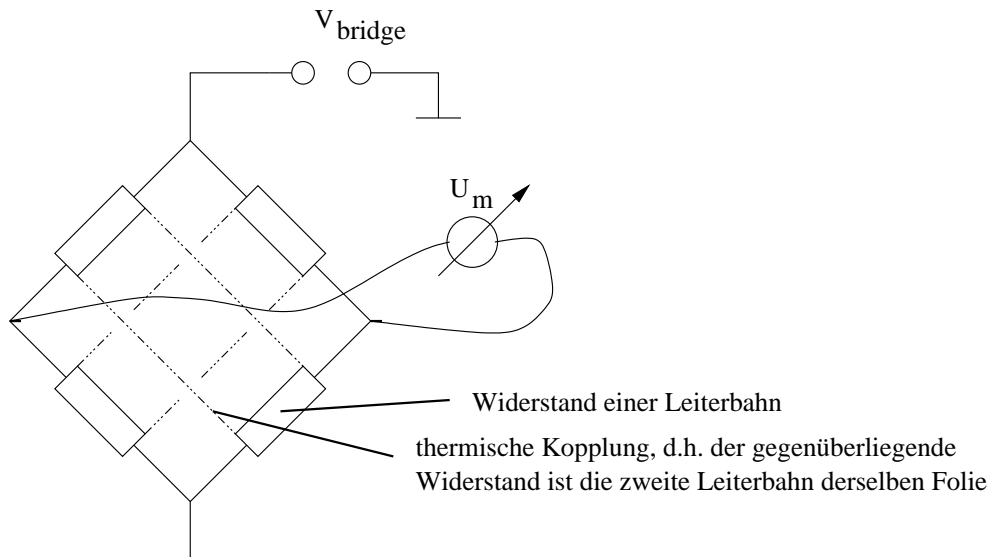


Abbildung 2.4: Brückenschaltung zweier Bolometerfolien

te Strahlungsleistung zur Verfügung. Bei Raumtemperatur beträgt der Widerstand einer Leiterbahn typischerweise $1.25 k\Omega$, aus der Zeichnung kann man die gesamte Bahnlänge zu etwa $50 mm$ abschätzen, die Breite beträgt $30 \mu m$, und der spezifische Widerstand von Gold ist bei Raumtemperatur etwa $2.1 \times 10^{-8} \Omega m$ [11]. Nimmt man an, daß die Bahn aus reinem Gold besteht, überall gleich dick ist, und daß der Literaturwert für den spezifischen Widerstand auch bei diesen kleinen Abmessungen anwendbar ist, so ergibt sich eine Bahndicke von knapp $0.03 \mu m$.

Eine vorteilhafte elektrische Anordnung der Bolometer-Leiterbahnen, im folgenden auch Mäander genannt, ist die Verbindung von jeweils zwei mal zwei zu einer Wheatstoneschen Brücke, wobei sich die gegenüberliegenden Widerstände in der Brücke auf einer Folie befinden (s. Abbildung 2.4). Weiterhin wird nur eine der beiden Absorberfolien, die sogenannte Meßfolie, der Strahlung ausgesetzt, die andere ist abgedeckt und heißt deswegen auch Referenzfolie. Sind die Folien baugleich und legt man eine Spannung V_{bridge} an die Brücke, so ist bei Temperaturgleichheit der Folien die abgegriffene Spannung U_m gleich Null. Kommt es dagegen zu einem Temperaturunterschied zwischen den Folien, zum Beispiel durch die Erwärmung der Meßfolie als Folge von Strahlungsabsorption, so wird U_m ungleich Null.

Kapitel 3

Bolometereichung

Ein kompletter Kopf mit vier Meßkanälen oder acht Folien wurde auf einen massiven Kupferblock mit den Abmessungen $10 \times 10 \times 4 \text{ cm}$ aufgeschraubt, um eine gleichmäßige Temperaturverteilung auf dem Kopf sicherzustellen. Außerdem befinden sich auf dem Kupferblock ein Pt100 Widerstand zur Temperaturmessung und ein koaxialer Heizdraht zum Aufheizen des Blocks. Alles zusammen wurde in ein etwa 8 Liter großes Vakuumgefäß mit Sichtfenster eingebaut und das Gefäß anschließend bis etwa 10^{-4} Pa evakuiert, um die Einsatzbedingungen am W7-AS zu simulieren. Für die Einspeisung der Brückenspannung und die Aufnahme der Spannungssignale stand ein PC mit entsprechender Hard- (AD-Wandlerkarte) und Software zur Verfügung.

3.1 Temperaturabhängigkeit der Widerstände

In einem ersten Schritt wird der Widerstand der Mäander über der Folientemperatur geeicht. Die integrierte Bauform der Folien bedingt, daß auf die Widerstände der einzelnen Mäander nicht direkt zugegriffen werden kann. Zum einen sind diese über Leiterbahnen fest verbunden, zum anderen sind lange Zuleitungen mit entsprechenden Kabelwiderständen oft unvermeidlich. Im Labor betragen diese zwar nur 1.3Ω zwischen PC und Bolometer, am W7-AS sind es bis zu 40Ω zwischen den Bolometern und dem Versorgungsrack. Trotzdem ist es möglich, die Einzelwiderstände zu bestimmen. Jeder der Widerstände zwischen zwei Anschlüssen ist eine Funktion der vier Mäander und des Kabelwiderstandes. Da die Funktion durch das Schaltbild bekannt ist, kann man die vier Mäanderwiderstände und den Kabelwiderstand numerisch fitten. Streng mathematisch betrachtet ist das Ergebnis eines Fits nicht unbedingt eindeutig und muß deshalb auch nicht immer das richtige Ergeb-

nis bringen. Wenn jedoch die Anfangsbedingungen geeignet gewählt werden, sind die Resultate in der Praxis meist sehr zufriedenstellend. Der Einfachheit halber behandelt man im Fall der Bolometer-Meßbrücke die einzelnen Zuleitungswiderstände innerhalb eines Bolometerkanals als gleich groß.

Die Vorgehensweise ist im folgenden näher erläutert:

Ausgangspunkt ist die Meßbrücke mit Kabelzuleitungen (s.Abb. 3.1) .

Man kann sechs verschiedene Summenwiderstände zwischen den Anschlüssen

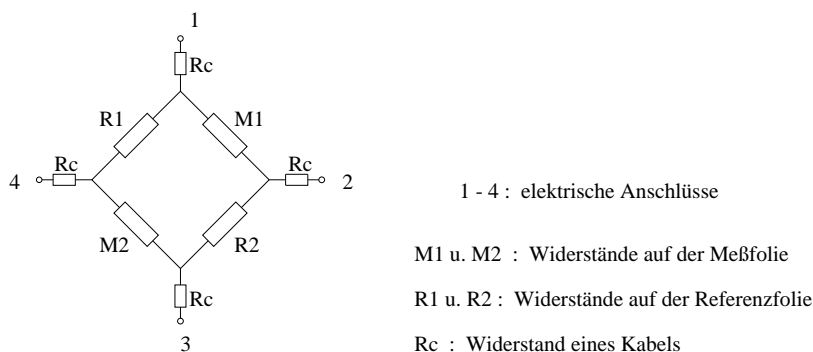


Abbildung 3.1: Anschlüsse einer Bolometerfolie

sen 1 bis 4 messen, weitere sechs ergeben sich durch Kurzschließen der jeweils offenen Zuleitungen, und weitere 15 Summenwiderstände, wenn kurzgeschlossene Zuleitungen auf einen oder auch auf zwei Eingänge des Meßgeräts gelegt werden. Beispielsweise sieht das Ersatzschaltbild für die Messung eines Summenwiderstands R_g vom letztgenannten Typ zwischen 1 und 4 mit 1 – 2 verbunden wie in Abb.3.2 links aus. Abb.3.2 rechts beinhaltet das verein-

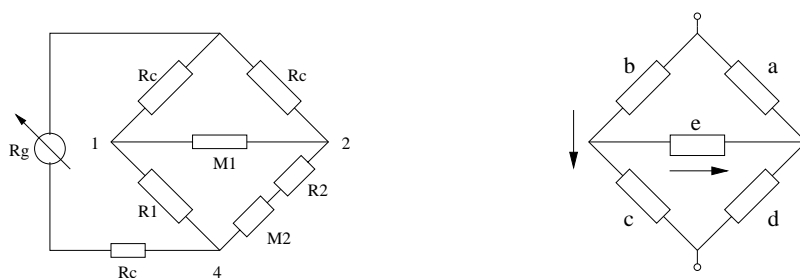


Abbildung 3.2: Beispiel für einen meßbaren Widerstand

fachte Ersatzschaltbild, mit dem dieser Summenwiderstand in die numerische Rekonstruktion der Einzelwiderstände eingebunden werden kann. Der Summenwiderstand und die Einzelströme in dieser Anordnung ergeben sich

nach Anwendung der Kirchhoffschen Gesetze zu

$$R_g = \frac{e(b+c)(a+d) + ab(c+d) + cd(a+b)}{N}$$

$$I_e = \frac{ac - bd}{N} \cdot I_g$$

$$I_a = \frac{b(c+d) + e(b+c)}{N} \cdot I_g$$

$$I_b = \frac{a(d+c) + e(a+d)}{N} \cdot I_g$$

...

$$\text{mit } N = (a+b)(c+d) + e(a+b+c+d)$$

Das Vorzeichen von I_e ist hierbei positiv, wenn der Strom von links nach rechts, und I_g von oben nach unten fließt. Die anderen Ströme ergeben sich aus der Formel für I_a nach symmetrisch sinnvoller Vertauschung der Einzelwiderstände.

Nachdem man mehrere Summenwiderstände bei einer konstanten Bolometerkopftemperatur gemessen hat, kann man den Rechner nach den Einzelwiderständen suchen lassen. Hierzu wurde ein FORTRAN 90 Programm „Rfit“ geschrieben, das automatisch eine Widerstandsdatenbank für jeden Bolometerkanal erstellt, Meßwerte mit der zugehörigen Bolometerkopftemperatur einliest und mit Hilfe von Fitroutinen aus den NAG Libraries „E04FDF“ und „E04YCF“ die einzelnen Mäander- und Kabelwiderstände incl. Erwartungswerte ihrer Varianzen bzw. Unsicherheiten berechnet. Anschließend werden mit diesem neuen Meßwert lineare, gewichtete Regressionen über der Temperatur erstellt bzw. aktualisiert, so daß für jeden Mäanderwiderstand und jedes Anschlußkabel eine Datei mit den entsprechenden Werten und Temperaturkoeffizienten zur Verfügung steht. Das Programm „Rfit“ ist gleichzeitig in der Lage, die Widerstandsänderung, die durch die Heizleistung des Meßstromes hervorgerufen wird, selbstkonsistent zu korrigieren, wenn die Wärmeleistungssensitivität bekannt ist. Stellvertretend und beispielhaft für alle Bolometerkanäle sind in den Abbildungen 3.3 und 3.4 Ergebnisse von „Rfit“ dargestellt. Abbildung 3.3 soll anhand eines gefitteten Einzelwiderstandes auf der Meßfolie des Bolometerkanals Nr.1 im Labor bei Raumtemperatur die zunehmende Genauigkeit mit der Anzahl der gemessenen Summenwiderstände illustrieren (die senkrechten Striche kennzeichnen die vom Fitprogramm abgeschätzten Fehler). Hier sei angemerkt, daß bei weniger als sechs gemessenen Summenwiderständen das Fitergebnis intolerabel schlecht ausfiel, auch wenn theoretisch fünf Meßwerte für die Bestimmung von fünf Fitparametern ausreichen sollten. Abbildung 3.4 zeigt die komplette Eichung des ersten Kanals

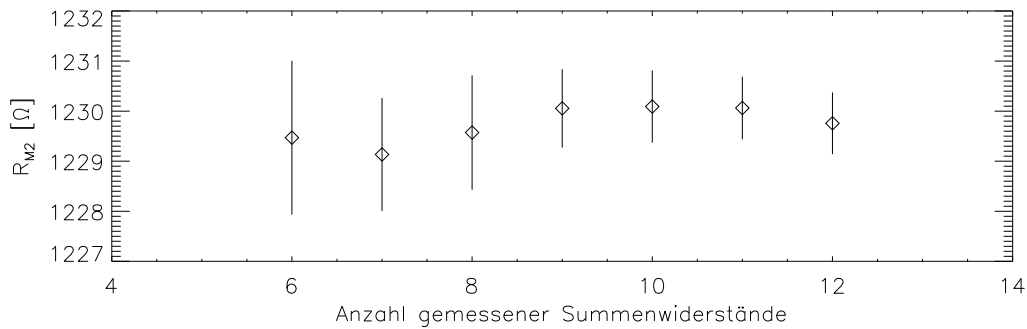


Abbildung 3.3: Fitergebnis für den Laborkanal 1: Widerstand M2 über der Anzahl gemessener Summenwiderstände bei $T = 296K$

im Laboraufbau, dessen Zuleitungen ins Vakuumgefäß etwa $1.5 m$ lang sind: vier gefittete Widerstände in der Brücke und gefitteten Zuleitungswiderstand im Temperaturbereich von Raumtemperatur bis über 120 Grad Celsius. Die Meßpunkte in Abbildung 3.4 stammen aus Meßreihen, die über ein halbes Jahr verteilt waren, wobei zum Teil unterschiedliche Meßgeräte zum Einsatz kamen. Wie man sieht, ist die Approximation mit einem linearen Fit sehr gut und in dem betrachteten Temperaturintervall völlig ausreichend. Zwei mathematischen Aspekte seien noch erwähnt: Erstens beruht die Temperaturmessung im Vakuumgefäß auf der Bestimmung eines Platinwiderstands und ist deshalb auch fehlerbehaftet, was im Fit berücksichtigt werden muß. Zweitens sollte die Darstellung des Fits immer im Datenschwerpunkt der sogenannten unabhängigen Variablen (hier ist das die Temperatur) erfolgen, also z.B. für den Widerstand $M1$:

$$M_1 = 1312.6 (4) \Omega + 2.640 (13) \cdot (T - 327.65K) \Omega/K \quad . \quad ^1$$

Bei Nichtbeachtung führt die unüberlegte Anwendung der Fehlerrechnung auf einen erhöhten Wert der Unsicherheit in der Vorhersage von M_1 (siehe dazu Anhang A).

¹Die Schreibweise $a(b)$ bedeutet $a \pm b$, wobei sich b auf die letzte angegebene Stelle in a bezieht: $1312.6(4) = 1312.6 \pm 0.4$, $2.640(13) = 2.640 \pm 0.013$ etc.

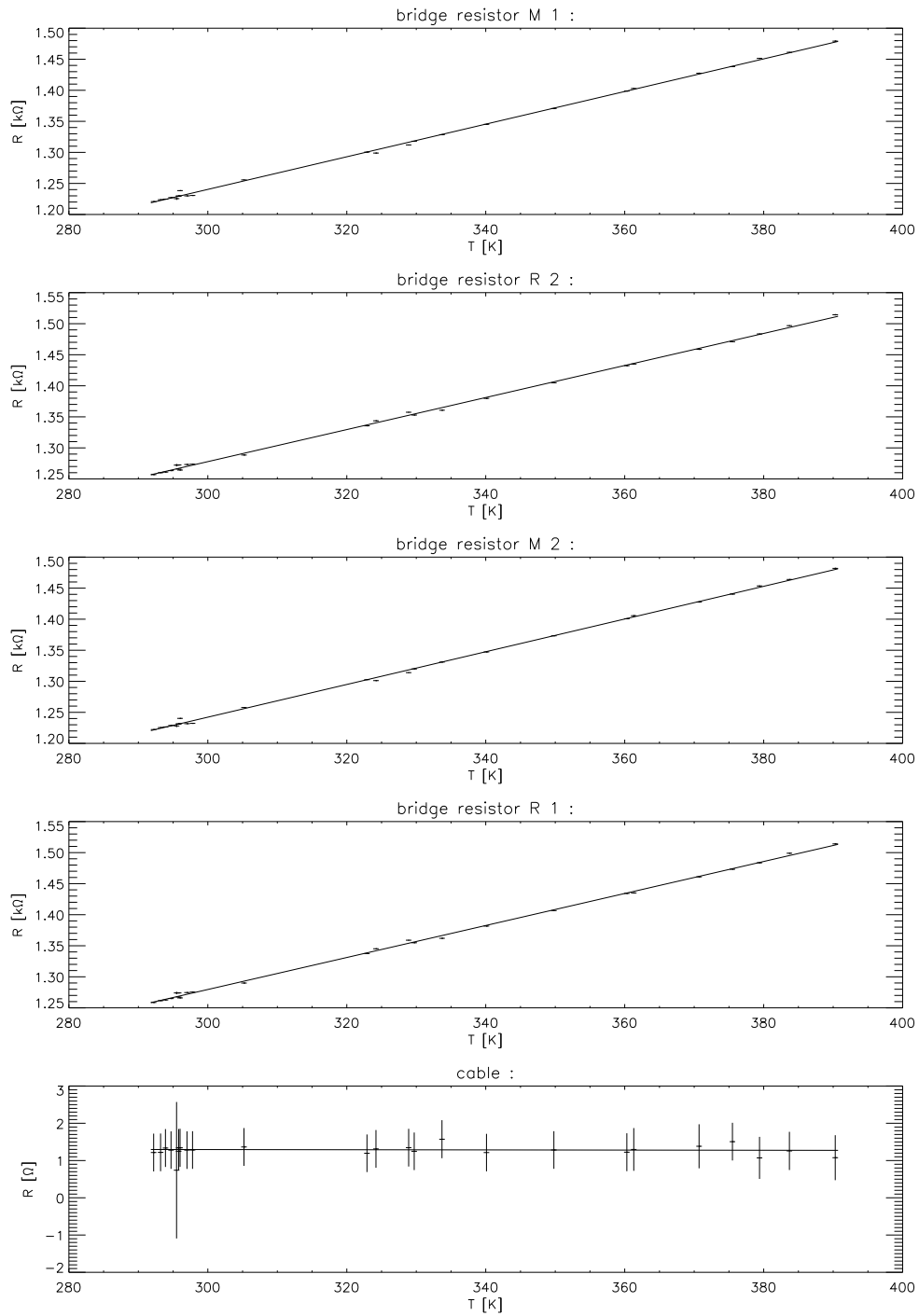


Abbildung 3.4: Temperaturabhängigkeiten der Widerstände in Kanal 1

3.2 Wärmekapazität und Wärmeverluste einer Bolometerfolie

Die zeitliche Änderung des Energieinhaltes einer Bolometerfolie läßt sich mit folgender Gleichung beschreiben :

$$\frac{d}{dt}Q_F = P(t) - L(t) \quad (3.1)$$

In Worten: Die Änderung des Energieinhaltes Q_F der Folie ist gleich der Differenz aus aufgenommener Wärmeleistung $P(t)$ und abgeführter Leistung $L(t)$. Ziel dieser Arbeit ist, den Term Q_F als Funktion der Temperatur bis zur zweiten Ordnung und den Term L als Funktion der Temperaturen von Folie T_F und Umgebung T_U auszudrücken. Im Hinblick auf Plasmaexperimente am zukünftigen Stellarator W7-X, die bis zu einer halben Stunde dauern, soll die Auswirkung einer Zeitabhängigkeit von T_U auf die Eichung eines Bolometers in Betracht gezogen werden.

Als Verlustkanäle kommen folgende Möglichkeiten infrage :

- Wärmeleitung nach dem klassischen Gesetz :

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad } T \quad ,$$

wobei \vec{q} die Wärmestromdichte (Wärmestrom pro Zeit und Querschnittsfläche) , und λ die Wärmeleitfähigkeit ist.

- Strahlung : nach Stefan-Boltzmann ist die pro Fläche eines schwarzen Körpers abgestrahlte Leistung

$$\frac{P}{A} = \sigma T^4 \quad \text{mit} \quad \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \quad .$$

- Gaskonvektion : Wärmetransport zum oder vom Bolometer kann bei Gaseinlaß vor der Zündung oder nach Erlöschen des Plasmas stattfinden.

3.2.1 Wärmeleitung

Im Fall der Wärmeleitung existieren zwei Wege: vom absorbierenden Goldblock über den Wärmeableitkanal (s.Abb.2.1) zum Bolometerträger, oder über das Restgas im Außenraum. Eine grobe Abschätzung der Wärmeströme

ergibt für den Kanal : $L_K = \lambda_{Au} A_K (T_F - T_U) l_K^{-1}$. Mit der Wärmeleitfähigkeit von Gold bei Raumtemperatur $\lambda_{Au} \approx 300 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [12], dem Kanalquerschnitt am Goldblock $A_K \approx (4+4+1.5+1.5) \cdot 10^{-3} \times 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ und der Kanallänge $l_K = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ergibt sich $L_K = 1.3 \cdot (T_F - T_U) \text{ m W K}^{-1}$. Die Wärmeleitfähigkeit des Kunststoffes liegt bei $0.12 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [10] und kann gegen den Wert λ_{Au} vernachlässigt werden.

3.2.2 Wärmeverlust über das Restgas

Der Wärmeverlust über das Restgas hat folgenden Einfluß : Bei den Meßfolien beträgt die Fläche zwischen verdecktem Teil des Goldblocks und überstehendem Teil des Bolometerträgers $A_B = (4 \times 1.5 - 3.8 \times 1.3) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \approx 10^{-6} \text{ m}^2$ und der Abstand $l_B = 11 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ (Differenz zwischen der Dicke der Goldschicht am Rand und der Dicke des Absorbers) . Bei den (abgedeckten) Referenzfolien ist die Querschnittsfläche $4 \times 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 = 6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ groß. Nach [13] gilt für die Wärmeleitfähigkeit in Gasen

$$\lambda = \frac{\bar{v} c_V m_M}{2} \cdot \frac{p}{k_B T} \cdot \frac{d \bar{l}}{d + 2 \frac{2-a}{a} \bar{l}} \quad , \quad (3.2)$$

$$\text{mit } \bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi m_M}} \quad (\text{mittlere thermische Geschwindigkeit})$$

$$\text{und } \bar{l} = \frac{k_B T}{\sqrt{32} p \sigma \left(1 + \frac{T_d}{T}\right)} \quad (\text{mittlere freie Weglänge}) \quad .$$

Hier ist c_V die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen, m_M die Molekülmasse, p der Druck, k_B die Boltzmann-Konstante, d die Weglänge der Wärmeübertragung, a die Akkomodationswahrscheinlichkeit, σ die Querschnittsfläche eines Moleküls und T_d die Sutherlandkorrektur. Werte für Wasserstoff und Stickstoff [13] :

$c_V(H_2) \approx 10 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	$c_V(N_2) \approx 740 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$m_M(H_2) = 3.35 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	$m_M(N_2) = 46.5 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
$a(H_2) \approx 0.15$	$a(N_2) \approx 0.77$
$\sigma(H_2) = 4.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	$\sigma(N_2) = 8.0 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$
$T_d(H_2) \sim 100 \dots 200 \text{ K}$	$T_d(N_2) \approx 100 \text{ K}$
$k_B = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	

Das Produkt $\bar{l} p$ kann auch einfacher dargestellt werden :

Gas	$(\bar{l} p)_{293K}$	$(\bar{l} p)_{373K}$
H_2	$12 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$	$16 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$
N_2	$6 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$	$8 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$

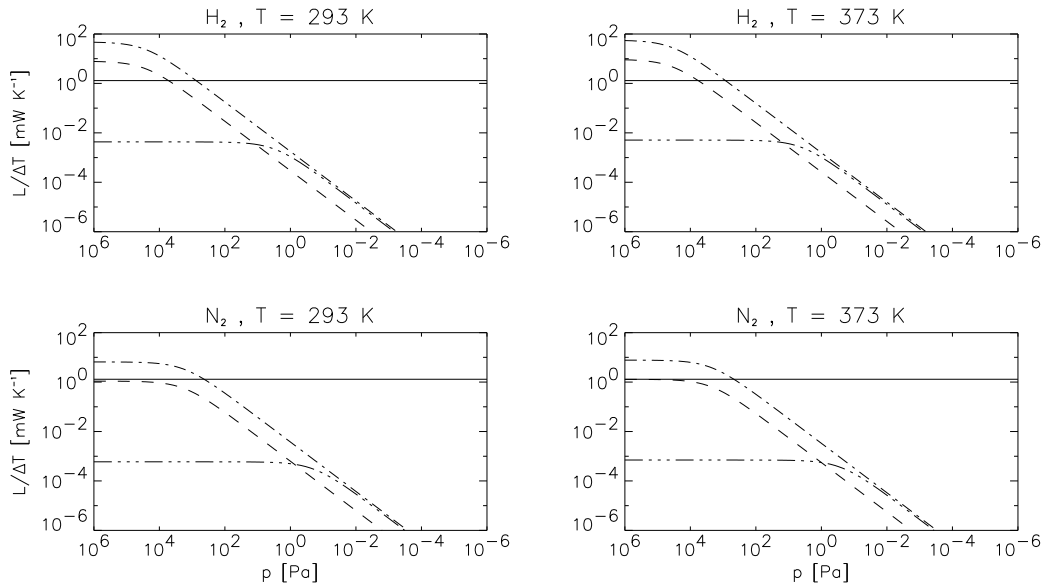


Abbildung 3.5: Vergleich der Wärmeströme für $T = 293 \text{ K}$ und $T = 373 \text{ K}$ in Wasserstoff und in Luft (Stickstoff) als Funktion des Drucks. — Verlustleistung über den Golkanal, --- Verlust der Meßfolie an das Restgas, - · - · Verlust der Referenzfolie an das Restgas, - · · · - · · · Verlust der Meßfolie über offene Fläche.

Eine Berechnung von $\lambda A_B l_B^{-1}$ ergibt jetzt einen direkten Vergleich zu den Verlusten über den Goldkanal. Abbildung 3.5 zeigt $L \cdot (T_F - T_U)^{-1}$ in mW K^{-1} für den Wärmeableitkanal aus Gold, die Verlustleistung der Meßfolie und der Referenzfolie über das Restgas, und die Verlustleistung der Meßfolie über die offene Fläche ($3.8 \times 1.3 \text{ mm}^2$) an eine 10 cm entfernte Struktur, stellvertretend für das Vakuumgefäß.

Eine wesentliche Aussage dieser Abbildung ist, daß immer dann, wenn die freie Weglänge \bar{l} eines Teilchens groß ist gegen die zu überbrückende Entfernung, der Wärmestrom unabhängig von der Entfernung wird. In Abb. 3.5 sieht man das für kleine Drücke an den identischen Verlusten von der Referenzfolie an die nur $11 \mu\text{m}$ entfernte Abdeckplatte, und von der Meßfolie über die ausgesetzte Fläche, die der Fläche der Referenzfolie fast gleich ist, an die 10 cm entfernte Struktur. Die Gleichung 3.2 entpuppt sich nämlich mit $\bar{l} \gg d$ (d.h. p klein), $c_V m_M = C_{V,M} = o(k_B)$, $n = p k_B^{-1} T^{-1}$ und $\dot{Q} = \lambda A_B l_B^{-1}$ als Energiefluß $\dot{Q} A_B^{-1} = o(n \bar{v} k_B (T_{\text{Gas}} - T_F))$, der genau der kinetischen Theorie der Wärme entspricht: $\dot{Q} = \text{Stoßrate} \times \text{Energieübertrag}$. Entscheidend ist für $\bar{l} \gg d$ also die Temperaturdifferenz zwischen Folie und Gas, und die kann durchaus verschieden sein von der Temperaturdifferenz zwischen Fo-

lie und Bolometerkopf (=Folienträger), welche den Wärmestrom durch den Goldkanal treibt. Zum Beispiel erzeugt das Eindringen von „Kaltgas“ in das Bolometergehäuse am W7-AS bei einem Fehlpuls ein Signal, das ganz eindeutig einer negativen Leistungsabsorption des Bolometers, also einer Energieabgabe der Folie an das Restgas entspricht [5]. Aber selbstverständlich hinterlassen auch heiße Teilchen eine Wärmeleistung auf der Folie, die quantitativ genauso abgeschätzt werden kann, wenn die Teilchengeschwindigkeiten bekannt sind.

Eine andere wesentliche Aussage von Abbildung 3.5 betrifft den Regelfall der Bolometermessung: Der Wärmetransport von der Folie über das Restgas unter Betriebsbedingungen am W7-AS ($p \approx 10^{-5} Pa$) kann gegenüber dem Wärmeableitkanal aus Gold vernachlässigt werden, wenn Restgas und Bolometerkopf im thermischen Gleichgewicht stehen.

3.2.3 Wärmeabstrahlung

Die Folie gibt Strahlungsleistung entsprechend ihrer Temperatur ab und absorbiert entsprechend der Umgebungstemperatur. Bei den Referenzfolien ist die Umgebungstemperatur gleich der Kopftemperatur (sie sind vorn und hinten abgedeckt), nur bei den Meßfolien sind die Umgebungen von Vorder- und Rückseite verschieden. In jedem Fall muß das Stefan-Boltzmann Gesetz für nicht „schwarze“ Körper um einen Faktor ϵ , den Emissionsgrad, korrigiert werden, der für Gold bei Zimmertemperatur etwa $\epsilon_{Au} = 0.02$ ist. Die Leistungsbilanz der Strahlung ergibt dann auf der Referenzfolie:

$$L_{Rad} \approx 2 A \sigma \epsilon_{Au} (T_F^4 - T_U^4) \quad \text{mit} \quad A = 6 \cdot 10^{-6} m^2 \quad ,$$

und auf der Meßfolie:

$$L_{Rad} \approx A \sigma \epsilon_{Au} (2 T_F^4 - T_{U1}^4 - T_{U2}^4) \quad ,$$

wobei $U1$ und $U2$ die Halbräume vor und hinter der Folie bezeichnen.

Abbildung 3.6 vergleicht $L_{Rad} \cdot (T_F - T_{Gg})^{-1}$ mit dem Goldkanal, T_{Gg} ist die Temperatur der Folie im Gleichgewicht. Für das linke Bild gilt eine einheitliche Umgebungstemperatur von $293 K$, und für das rechte eine Strahlungstemperatur von $T_{U2} = 4 K$ im Halbraum vor der Meßfolie. Das würde der Situation entsprechen, daß sich vor dem Bolometer eine Struktur auf dem Temperaturniveau von flüssigem Helium befindet. In beiden Fällen ist eindeutig zu sehen, daß die Wärmeabstrahlung keine Rolle spielt.

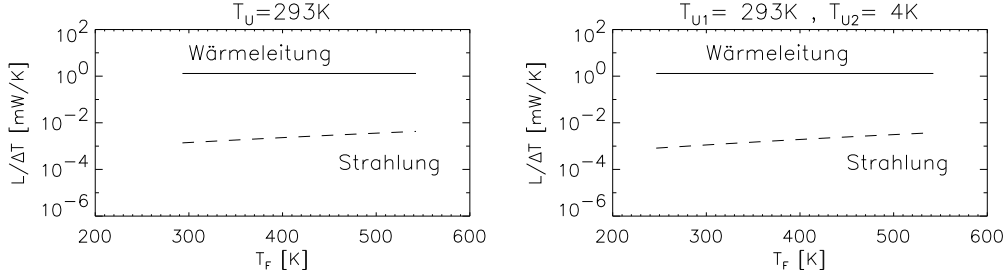


Abbildung 3.6: Vergleich der Wärmeverluste durch den Goldkanal und durch Strahlung

3.2.4 Eichung der thermischen Eigenschaften einer Bolometerfolie

Es wurde gezeigt, daß die Verlustleistung einer Bolometerfolie in sehr guter Näherung durch die Wärmeableitung über den Goldkanal beschrieben werden kann. Unter den Annahmen einer konstanten Wärmekapazität C_0 des absorbierenden Goldblocks und einer konstanten Wärmeleitfähigkeit im Goldkanal liegt deshalb folgender Ansatz zur Lösung von 3.1 nahe :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}Q_F &= C_0 \cdot \frac{d}{dt}T_F(t) \\ L(t) &= k_0 \cdot (T_F(t) - T_U(t)) \quad , \end{aligned}$$

wobei k_0 bereits grob abgeschätzt wurde. Es folgt daraus

$$T_F(t) = e^{-\frac{k_0}{C_0}t} \left(T_F(0) + \int_0^t \frac{P(\hat{t}) + k_0 T_U(\hat{t})}{C_0} e^{\frac{k_0}{C_0}\hat{t}} d\hat{t} \right) \quad (3.3)$$

Eine Kalibration mit konstantem P und T_U läßt deswegen folgenden Zeitverlauf des Meßsignals $R(t)$ bzw. der Folientemperatur

$$T_F(t) = \frac{R(t) - R_0(T_U)}{m_R} - T_U$$

(m_R und R_0 sind die Fitparameter aus der Temperatureichung) erwarten :

$$(T_F(t) - T_U) = (T_F(0) - T_U)e^{-\frac{k_0}{C_0}t} + \frac{P}{k_0} \left(1 - e^{-\frac{k_0}{C_0}t} \right) \quad . \quad (3.4)$$

Hieraus folgen C_0 und k_0 . Dies wurde in [5] durchgeführt, wobei der Quotient $C_0 \cdot k_0^{-1}$ die Dimension einer Zeit besitzt, und deswegen auch als Zeitkonstante

τ bezeichnet ist. Es zeigte sich in [5] aber bereits, daß Temperaturabhängigkeiten auftreten, die eine Verfeinerung des Modells sinnvoll erscheinen lassen. In nächsthöherer Ordnung sollen deswegen sowohl Wärmekapazität C als auch Wärmeverlustkonstante k als lineare Funktionen der Temperatur geacht werden. Die Differentialgleichung, die dann aus 3.1 folgt, ist jetzt nicht mehr linear und kann nur noch numerisch gelöst werden:

$$\begin{aligned} (C_{T_C} + m_{T_C}(T_F(t) - T_C)) \frac{d}{dt} T_F(t) = \\ P(t) - (k_{T_k} + m_{T_k}(T_F(t) - T_k)) (T_F(t) - T_U(t)) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Sinnvollerweise führt man hier Bezugstemperaturen T_C und T_k ein, mit denen man Umgebungen $|T_F - T_C| < \Theta_C$ definieren kann, innerhalb derer die angegebenen Formeln Gültigkeit besitzen. Für die Größe k wurde zur Vereinfachung auf eine Parametrisierung mit der Bolometerkopftemperatur T_U verzichtet, auch wenn k eng mit den Eigenschaften des Goldkanals verknüpft ist, der thermisch sowohl an den Bolometerkopf (Temperatur T_U), als auch an den absorbierenden Goldblock (Temperatur T_F) koppelt. Eine Idee war nun, die Konstanten C_{T_C} , m_{T_C} , k_{T_k} und m_{T_k} aus einer einzigen Heizkurve zu bestimmen, indem bei bekanntem $P(t)$ und $T_U(t)$ die gemessene Folientemperatur $T_F(t)$ und ihre Ableitung $\frac{d}{dt} T_F(t)$ an ein Computerprogramm übergeben werden, das die Unbekannten einfach anfittet. Das Ergebnis dieser Prozedur war mit allen vier Unbekannten überhaupt nicht reproduzierbar. Einerseits ist denkbar, daß insbesondere bei großem $\frac{d}{dt} T_F(t)$ geometrische Effekte auf der Folie eine Rolle spielen, andererseits kann der Konvergenzpunkt des Fits, dem die nichtlineare Gleichung 3.5 zugrunde liegt, stark von leichten Signalschwankungen beeinflusst werden, z.B. durch unvermeidliches Rauschen. Als Ausweg wurden deshalb für eine Zeitspur von T_F nur zwei der vier Unbekannten bestimmt, was dann mehrere Messungen pro Folie für eine komplette Eichung notwendig macht. Aus Gleichung 3.5 folgt im stationären Zustand

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} T_F(t) = 0 \quad , \quad P = const. \quad , \quad T_U = const. \\ \rightarrow \quad k_{T_k} = \frac{P}{T_F - T_U} \quad \text{mit} \quad T_k = T_F \quad . \end{aligned} \quad (3.6)$$

Zu Beginn einer sprunghaften Änderung (Zeitpunkt t_1) von P folgt, wenn der Zustand für $t < t_1$ stationär war,

$$\begin{aligned} C_{T_C} \frac{d}{dt} T_F(t_1) &= P_1 - k_{T_k} (T_F(t_1) - T_U) \\ &= P_1 - P_0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\text{mit } P_0 = P(t < t_1) \quad , \quad P_1 = P(t > t_1)$$

$$\text{und } T_C = T_k = T_F(t < t_1) = T_F(t_1) \quad .$$

Das experimentelle Vorgehen war nun derart, daß die Leistung P mittels Ohmscher Heizung auf die Folie übertragen wurde. Die Firma Vishay Measurements Group hat hierzu ein Gerät „ESAM TRAVELLER 2“ entwickelt, das softwaregesteuert die Bolometerfolien über ihre Zuleitungen mit einer Meßbrücke aus Präzisionswiderständen verbindet (Abb.3.7), die Meßbrücke mit rechteckförmigen Spannungen speist, und die Spannung quer zur Brücke mit einer Samplefrequenz von 1kHz und wählbarer Verstärkung (20fach bis 2000fach) aufnimmt. Der erlaubte Bereich bei der Spannungsaufnahme er-

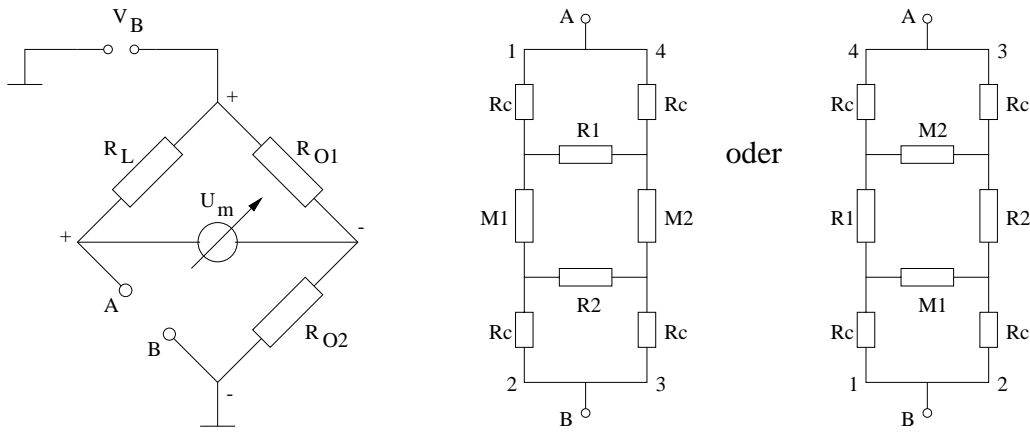


Abbildung 3.7: Schaltbild zur Ohmschen Kalibration, A-B ist das Bolometer

streckt sich dabei von -10 bis $+10V$; er wird mit 12 Bit digitalisiert, das entspricht 4096 Schritten oder einer Auflösung von knapp $5 mV$; die Impedanz von U_m beträgt $20 M\Omega$ mit $250 pF$, sie wird also oberhalb $10 kHz$ kleiner als $64 k\Omega$. Alle Brückenwiderstände liegen im Bereich von $1 k\Omega$, der Eingriff der Messung in den Stromkreis kann deswegen sicherlich vernachlässigt werden. Die Brücke wird nicht abgeglichen, was nach

$$U_m = \frac{R_{O1}R_{AB} - R_{O2}R_L}{(R_{O1} + R_{O2})(R_L + R_{AB})} \cdot V_B \quad (3.8)$$

zu Sprüngen in U_m führt, wenn V_B einen rechteckförmigen Verlauf aufweist. Die Sprünge werden im „ESAM TRAVELLER 2“ vor der Ausgabe des Meßsignals U_m durch einen Operationsverstärker teilweise unterdrückt, indem dieser zuerst den Widerstand A-B ermittelt und eine entsprechende Kompensationsspannung produziert. Allein das thermische Rauschen bedingt, daß

dies nicht immer zuverlässig funktioniert. Deshalb ist es besser, Gleichung 3.8 durch die Antwort ΔU_m auf eine Änderung

$$\begin{pmatrix} R_L \\ R_{AB} \\ R_{O1} \\ R_{O2} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} R_L + \Delta R_L \\ R_{AB} + \Delta R_{AB} \\ R_{O1} + \Delta R_{O1} \\ R_{O2} + \Delta R_{O2} \end{pmatrix}$$

zu ersetzen:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta U_m}{V_B} = & \frac{R_{O2}\Delta R_{O1} - R_{O1}\Delta R_{O2}}{(R_{O1} + R_{O2})(R_{O1} + \Delta R_{O1} + R_{O2} + \Delta R_{O2})} + \\ & + \frac{R_L\Delta R_{AB} - R_{AB}\Delta R_L}{(R_L + R_{AB})(R_L + \Delta R_L + R_{AB} + \Delta R_{AB})} . \end{aligned} \quad (3.9)$$

Gleichungen 3.8 und 3.9 sind vorzeichenrichtig, wenn die Polaritäten mit denen in der Abbildung 3.7 übereinstimmen.

ΔR_L , ΔR_{O1} und ΔR_{O2} können als Folge einer angelegten Spannung sicherlich vernachlässigt werden, so daß aus der Zeitspur $U_m(t)$ eine Zeitspur $R_{AB}(t)$ folgt. Anschließend ergeben sich mit den Formeln aus Anhang B die von den Bolometerfolien absorbierten Leistungen, und zwar gilt für die Meßfolie

$$P_M(t) = R_{M1}(t) I_{M1}^2 + R_{M2}(t) I_{M2}^2(t)$$

und für die Referenzfolie

$$P_R(t) = R_{R1}(t) I_{R1}^2 + R_{R2}(t) I_{R2}^2(t) ,$$

wobei sich I_{M1} , I_{M2} , I_{R1} und I_{R2} zurückführen lassen (siehe Anhang B) auf

$$I_{AB}(t) = \frac{V_B}{R_L + R_{AB}(t)} .$$

Aus Abbildung 3.7 wird ersichtlich, daß mit $M1 \approx M2 \approx R1 \approx R2$ in der mittleren Konfiguration nur die M-Widerstände, also die Meßfolie, und in der rechten nur die R-Widerstände (Referenzfolie) Leistung umsetzen. Tatsächlich führt die Annahme des ungünstigsten Falls in Abbildung 3.7 Mitte mit $M1 \rightarrow \infty$, $M2 = R1 = R2 = 1\text{ k}\Omega$ und $R_c = 100\ \Omega$ zu $I_{M2} = I_{AB}$ und $I_{R1} = I_{R2} = 0.08 I_{AB}$, oder $P_R \approx 0.01 P_M$. Bei der Kalibration der Meßfolie ist also $T_{F(R)}$ und damit auch $R1$ und $R2$ konstant zu setzen, so daß aus $R_{AB}(t)$ eindeutig $M1(t)$, $M2(t)$ und mit der Temperatureichung $T_{F(M)}(t)$ folgt. Bei der Kalibration der Referenzfolie (Abbildung 3.7 rechts) ist es umgekehrt.

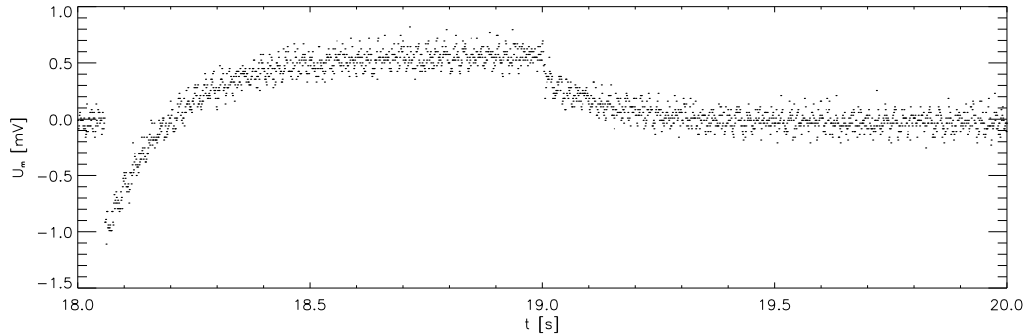


Abbildung 3.8: Rohsignal einer Ohmschen Kalibrierung der M Folie des Kanals 1 im Labor, Versorgungsspannung der Brücke 0.5/2/0.5 Volt

Alle beschriebenen Schritte wurden in IDL Programmen „makef.pro“ und „makeck.pro“ umgesetzt. Zunächst ergänzt „makef.pro“ die aufgenommenen Zeitspuren $U_m(t)$ halbautomatisch um die notwendigen Informationen (Kanalnummer, Verstärkungsfaktor, Umgebungstemperatur, Temperaturkoeffizienten der Widerstände aus der Datenbank etc.). Abbildung 3.8 zeigt mit dem Signal $U_m(t)$ das typische Rohsignal einer Eichung mit einer kleinen Leistungsstufe. Die Spannungsfolge im „ESAM TRAVELLER 2“ war 0.5/2/0.5 V, was einer Wärmeleistung von 0.1/1.7/0.1 mW auf der Folie entspricht. Die Kompensation des Spannungssprungs hat hier offensichtlich nicht perfekt funktioniert, weil das Signal/Rausch-Verhältnis relativ gering ist. Das Programm „makef.pro“ sucht jetzt die Nulllinie, indem es den ersten Kurvenabschnitt als Gerade, und den letzten als Exponentialfunktion fitet, die zu dieser Gerade zurückkehrt. Dazwischen wird eine Funktion

$$b \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-(t - t_0)}{\tau}\right) \right) + c \quad (3.10)$$

angenommen (Abb. 3.9). Die Fitfunktionen werden aus dem Signal herausgenommen (Abb. 3.10), der Rest wird im Frequenzraum mit einem Besselfilter (s.dazu [5]) behandelt (Abb. 3.11) und anschließend so zu den Fitfunktionen addiert, daß das Signal von der Null aus stetig verläuft (Abb. 3.12). Hierzu muß der Fitparameter c in Gleichung 3.10 zu Null gesetzt werden. Die Nulllinie entspricht in Gleichung 3.9 dem Zustand $\Delta R_{AB} = 0$, deswegen ist das aufbereitete Signal U_m^* (Abb. 3.12), das dem ΔU_m aus Gleichung 3.9 entspricht, auch dann stetig, wenn V_B nicht stetig ist. Aus diesem aufbereiteten Signal, dem Schaltbild 3.7 und der Gleichung 3.9 errechnet „makeck.pro“ selbstkonsistent in einem Iterationsverfahren die Zeitspuren $R_{AB}(t)$, $P(t)$ und $T_F(t)$ (s.Abb. 3.13). Es sei an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Stetigkeit der Folientemperatur beim Zurückschalten der Heizung zwar physikalisch unbedingt notwendig, von der Mathematik der Auswerte-

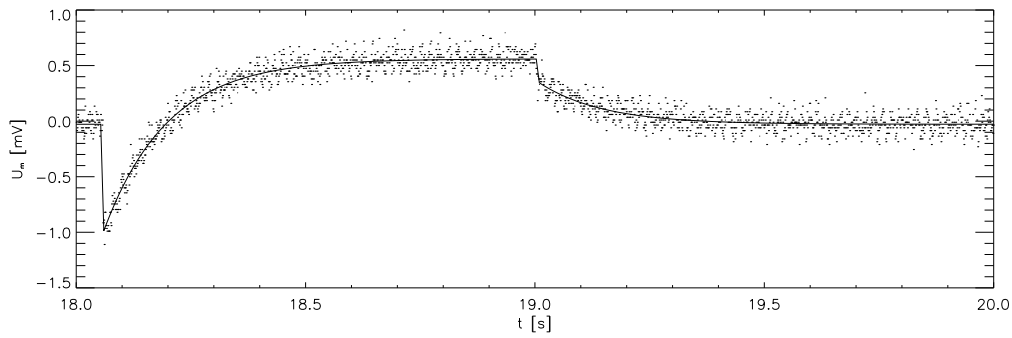


Abbildung 3.9: Nulllinie und Signalfit

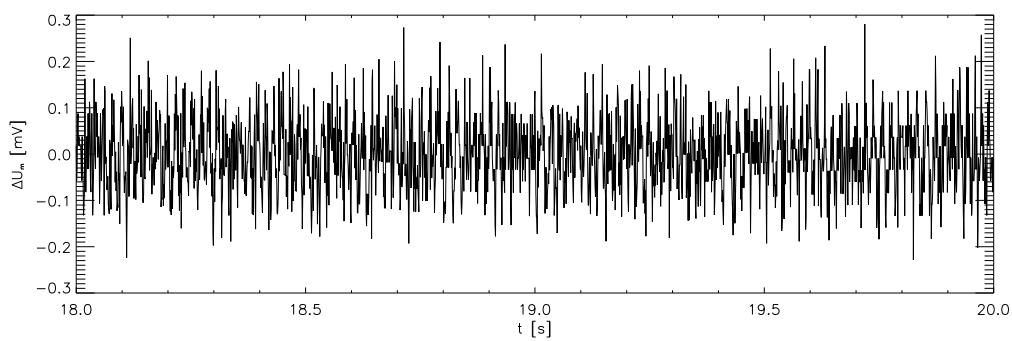


Abbildung 3.10: Restsignal und Rauschen

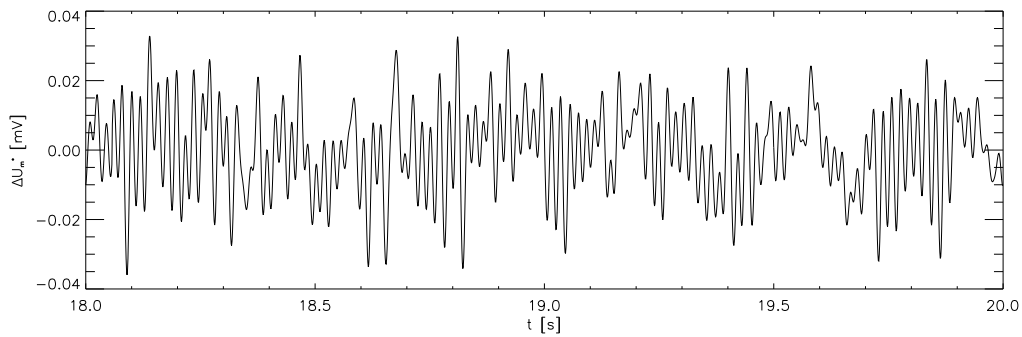


Abbildung 3.11: Restsignal und Rauschen nach der Filterung

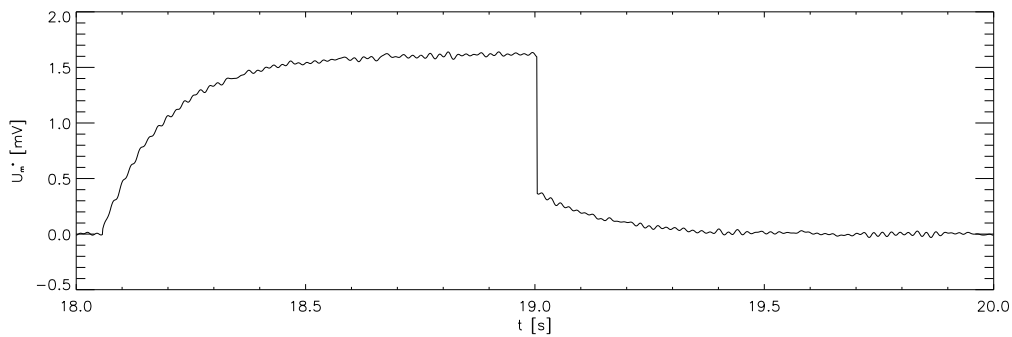


Abbildung 3.12: Aufbereitetes Signal

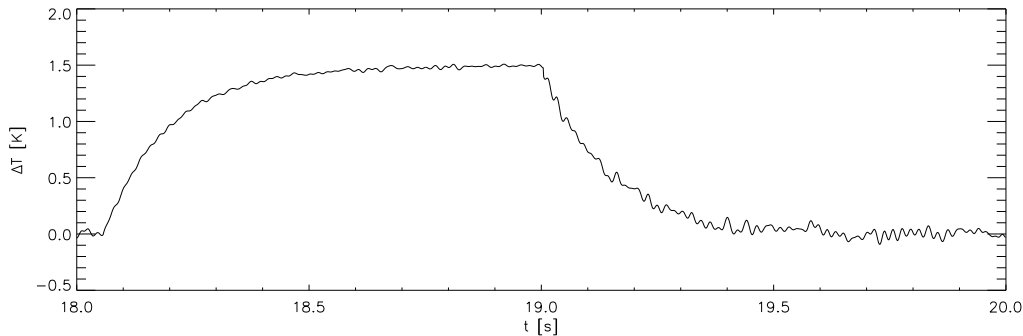


Abbildung 3.13: Errechneter relativer Temperaturverlauf

routine her aber nicht zwingend ist. Da der Betrag des Sprungs im Rohsignal nur von den augenblicklichen Widerstandsverhältnissen abhängt, ist die Stetigkeit an dieser Stelle eine gute Kontrollmöglichkeit der Widerstands - Temperatureichung aus Kapitel 3.1.

Dieselbe Prozedur soll auch anhand einer großen Heizleistung demonstriert werden.

Abbildung 3.14 zeigt das Rohsignal einer Kalibration mit der Spannungsfolge $0.5/10/0.5 V$, entsprechend einer Wärmeleistung von $0.1/41/0.1 mW$ auf der Folie, bei dem die Sprungkompensation gut funktioniert hat. Nach Subtraktion der gefitteten Kurvenabschnitte bleibt hier ganz eindeutig ein Signalrest, der Nichtlinearitäten enthält (Abb. 3.15). Dieser Rest wird gefiltert (Abb. 3.16) und so korrigiert, daß das Signal am Einschaltzeitpunkt stetig verläuft (Abb. 3.17). Die zuvor herausgenommene Exponentialfunktion trägt durch das Nullsetzen von c (s.Gleichung 3.10) am Einschaltzeitpunkt nicht zum Gesamtsignal bei, deswegen muß das Restsignal an dieser Stelle stetig sein. Der direkte Vergleich der Abbildungen 3.15, 3.16 und 3.17 macht deutlich, daß der Filter den Peak zum Zeitpunkt des Einschaltens glättet, und die Stetigkeitskorrektur im gefilterten Signal deswegen zu gering ausgefallen ist. Für die automatisierte Auswertung der Eichung ist deshalb eine verbesserte Version der Programme denkbar, die vor dem Filtern eine besser angepaßte Form vom Rohsignal abzieht. Da es sich im Verhältnis zur Gesamtamplitude um einen Effekt von einem Prozent handelt, wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet, zumal andere Fehler (z.B. die Messung der Umgebungstemperatur) zu weit größeren Unsicherheiten führen. Nach dem Zusammenbau des Signals (Abb. 3.18) kann „makeck.pro“ auch hier den Temperaturverlauf auf der Folie rekonstruieren (Abb. 3.19).

Mit den Gleichungen 3.6 und 3.7 folgen nun aus jeder Eichkurve die Werte $C(T_F^0)$ und $k(T_F^{max})$. Es müssen dazu die Ableitung der Folientemperatur zu Beginn der Heizung und der Sättigungswert bestimmt werden. Bei kleinen

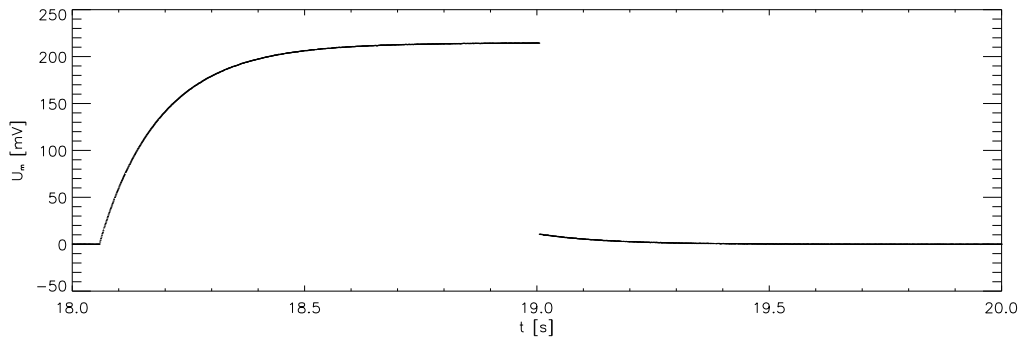


Abbildung 3.14: Rohsignal einer Ohmschen Kalibration mit großer Heizleistung

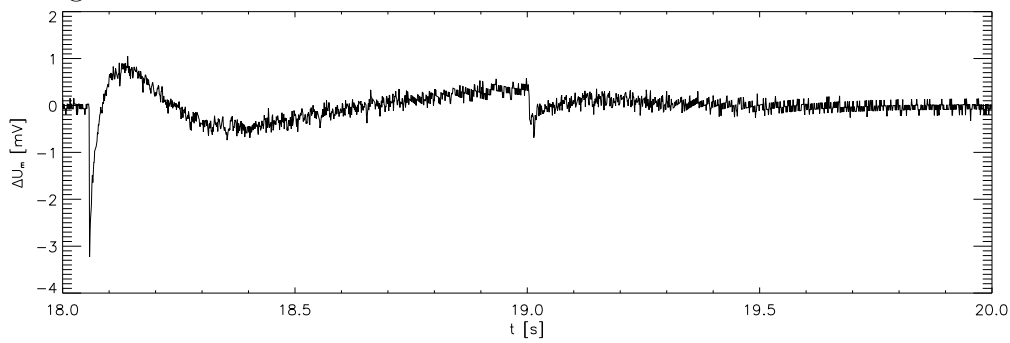


Abbildung 3.15: Restsignal und Rauschen

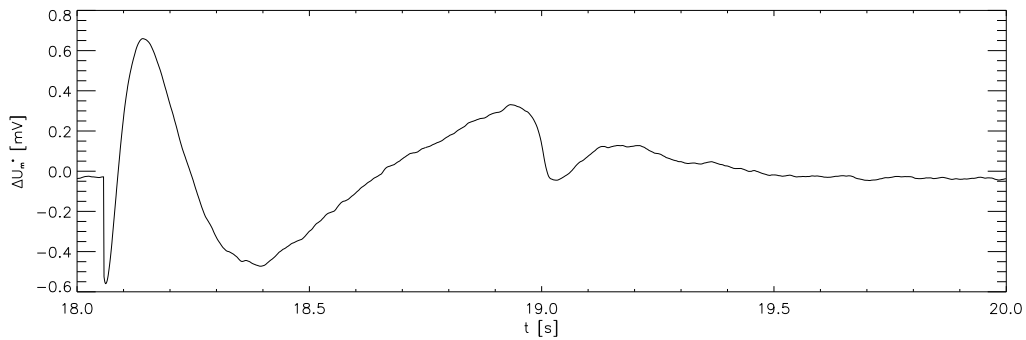


Abbildung 3.16: Restsignal und Rauschen nach der Filterung

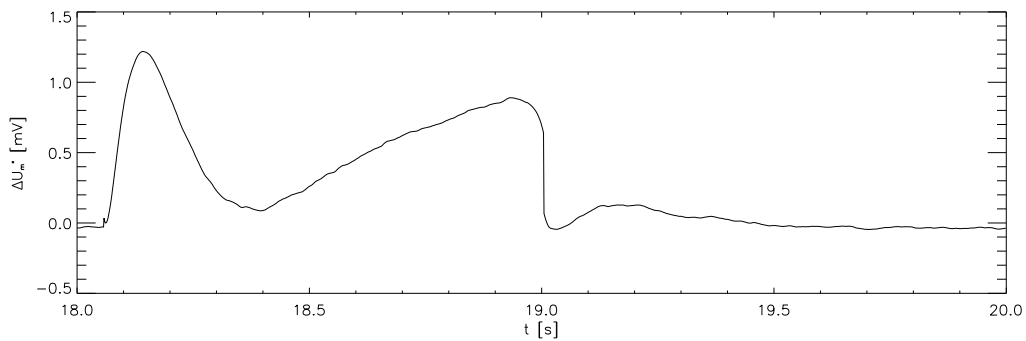


Abbildung 3.17: Korrektur des Restsignals

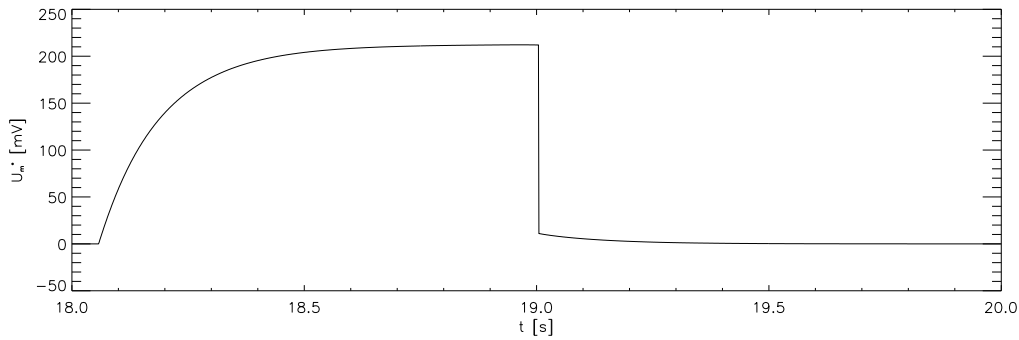


Abbildung 3.18: aufbereitetes Rohsignal

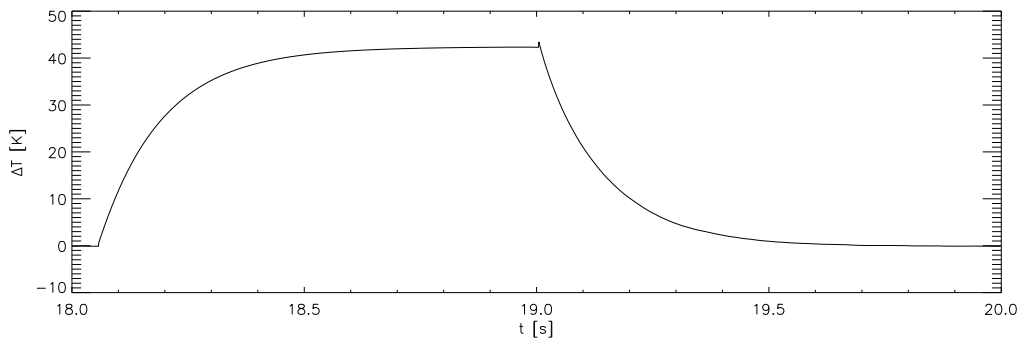


Abbildung 3.19: errechneter relativer Temperaturverlauf

Heizleistungen reicht es aus, die Funktion

$$\Delta T_F(t) = A \left(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} \right) \quad (3.11)$$

mit den Fitparametern A und τ für das gesamte Zeitintervall zu verwenden, so daß folgt :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} T_F(t_1) &= \frac{A}{\tau} \quad , \\ T_F^{max} &= A \quad . \end{aligned} \quad (3.12)$$

Bei großen Heizleistungen ist es besser, Ableitung und Sättigung in getrennten Fits zu berechnen. Gleichung 3.11 wird nur auf den Beginn der Temperaturkurve angewandt, in „makeck.pro“ typischerweise auf die ersten acht Grad Temperaturdifferenz. Zur Kontrolle muß das verbleibende Restsignal nach Abzug des Fits kleiner sein als in Abbildung 3.15 . Die Berechnung der Ableitung erfolgt genau wie in Gleichung 3.12 ; die Wärmekapazität folgt aus Gleichung 3.7 . Der Fit zur Bestimmung der Sättigung in der Folientemperatur lautet bei großen Heizleistungen

$$\Delta T_F(t) = \hat{A} \left(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\hat{\tau}}} \right)$$

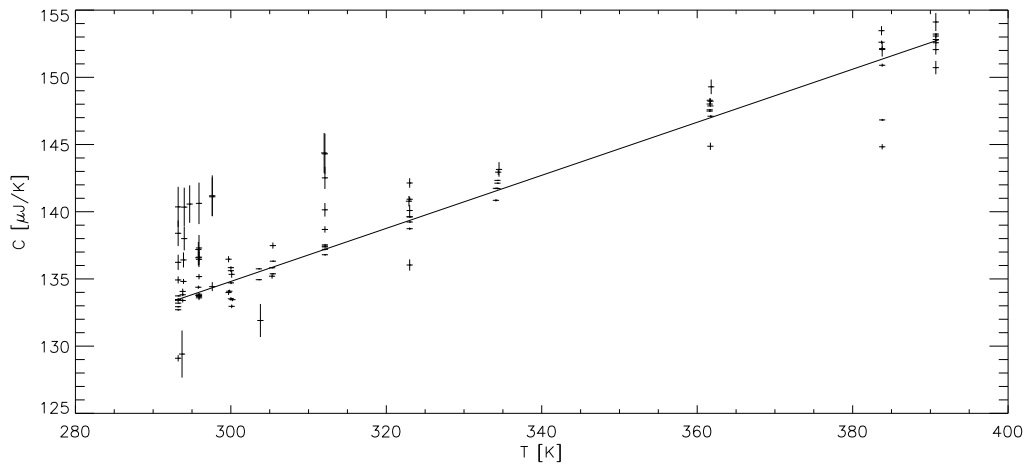


Abbildung 3.20: Wärmekapazität der Meßfolie (Kanal 1) als Funktion der Folientemperatur

mit Fitparametern \hat{A} , $\hat{\tau}$ und \hat{t}_1 . Dieser Fit wird in „makeck.pro“ auf den Bereich der höchsten Temperaturen angewandt. Auch hier muß das Restsignal kleiner sein als in 3.15. Die Sättigungstemperatur ist jetzt \hat{A} , und mit Gleichung 3.6 folgt die Wärmeverlustkonstante $k(T_F^{max})$.

Wie das Programm „Rfit“ für die Temperatureichung legt auch „makeck.pro“ eine Datenbank an, in der für jeden Bolometerkanal sämtliche Ergebnisse von Kalibrationen gespeichert und lineare Regressionen über der Temperatur erstellt bzw. aktualisiert werden. Der Inhalt der Datenbank für den Kanal 1 im Labor ist in den Abbildungen 3.20 und 3.21 zu sehen. Der Parameter k (Abb.3.21) ist schwach temperaturabhängig, große und kleine Heizleistungen bei der Kalibration ergänzen sich nahtlos. Dagegen nimmt die errechnete Wärmekapazität (Abb. 3.20) mit steigender Temperatur deutlich zu, während die Werte großer und kleiner Heizleistung voneinander abweichen. Eine genaue Betrachtung zeigt, daß die aus der Zeitableitung von T_F am Einschaltzeitpunkt errechnete Wärmekapazität mit der Heizleistung ab einem Schwellwert zunimmt (siehe Abbildung 3.22).

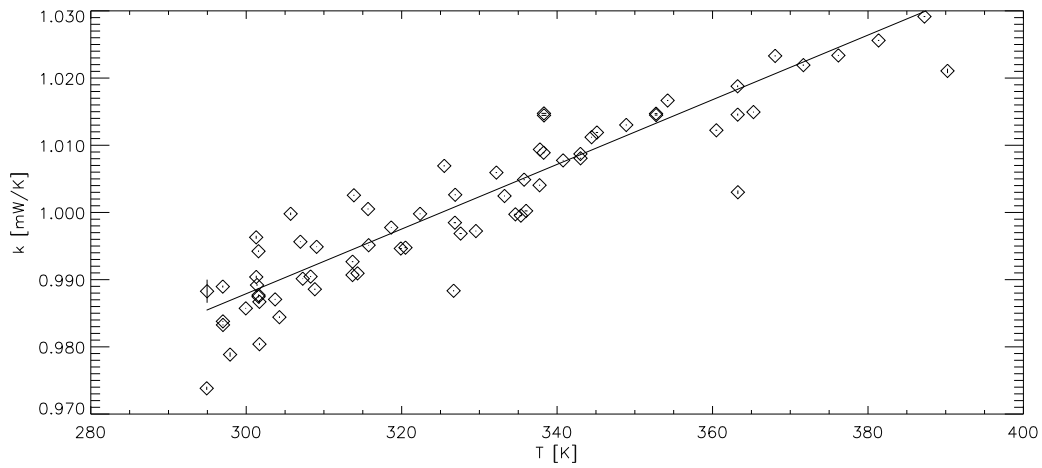


Abbildung 3.21: Wärmeableitungskonstante der Meßfolie (Kanal 1) als Funktion der Folientemperatur

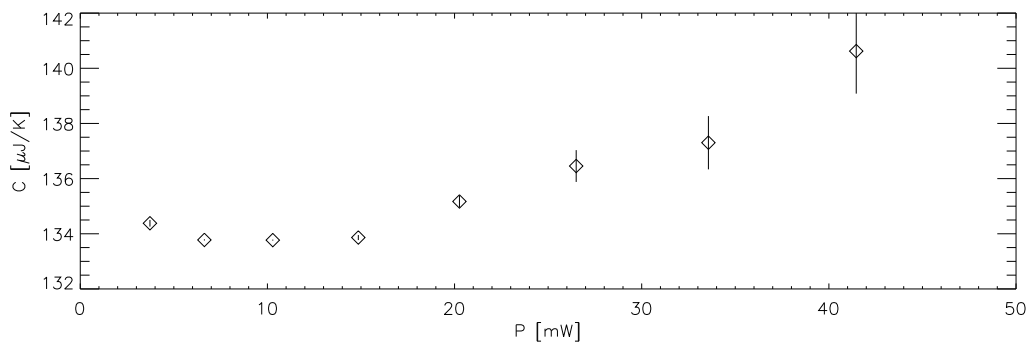


Abbildung 3.22: Abhängigkeit der errechneten Wärmekapazität von der angelegten Heizleistung P bei einer Umgebungstemperatur von 295.9K

Kapitel 4

Simulation

4.1 Die Methode der finiten Elemente

Wenn die Reaktion eines Körpers auf mechanische Kräfte oder thermische Belastungen gesucht ist, gelingt es nur selten, eine analytische Beschreibung dafür aufzustellen, auch wenn die zugrundeliegenden physikalischen Gesetze bekannt und exakt formuliert sind. Solche Probleme werden heute mit der Methode der finiten Elemente behandelt. Der Grundgedanke ist dabei die räumliche Aufteilung eines Körpers in Bereiche, die finiten Elemente, innerhalb derer die Materialeigenschaften als homogen betrachtet werden und die physikalischen Größen wie Temperatur, mechanische Spannung etc. einem einfachen Modell genügen. Die Verbindung zwischen den Elementen geschieht über Knotenpunkte, die sogenannten „nodal points“. Das Ergebnis einer Simulation mit finiten Elementen wird numerisch in den Knotenpunkten berechnet und nach dem vorher festgelegten Modell, das von der gewählten Elementform abhängt, über die Elemente interpoliert. In enger Anlehnung an die Bücher [14], [15], und [16] seien die mathematischen Grundlagen an dem Beispiel der stationären Wärmeleitung kurz skizziert.

Die Wärmeleitung gehorcht in drei Dimensionen dem Gesetz:

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T \quad ,$$

mit der Wärmestromdichte \vec{q} [Energie/(Fläche · Zeit)], der Wärmeleitfähigkeit λ und der Temperaturverteilung T . Nach dem Gaußschen Satz folgt für die Energieänderung in einem Volumen V ohne interne Wärmeproduktion, das von der Oberfläche S begrenzt wird:

$$\dot{Q}_V = \int_V c \rho \dot{T} dV = - \int_S \vec{q} \cdot \vec{n} dS = \int_V \nabla \cdot (\lambda \nabla T) dV \quad .$$

Die lokale Wärmeänderung in einem Volumenelement dV

$$c \rho \dot{T} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T)$$

ist im stationären Fall

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0 \quad . \quad (4.1)$$

In der Praxis löst man Randwertprobleme :

$$\begin{aligned} T(S_A) &= \text{const.} = T_{S_A} \quad \text{mit } S_A \subset S \\ \dot{Q}_{S_B} &= \text{const.} = \int_{S_B} \vec{q} \cdot \vec{n} dS_B = - \int_{S_B} \vec{n} \cdot (\lambda \nabla T) dS_B \\ &= - \int_{S_B} q_{S_B} dS_B \quad \text{mit } S_B \subset S \quad . \end{aligned} \quad (4.2)$$

Dies entspricht dem Wärmestrom q_{S_B} in das Volumen $\int dV$ senkrecht zur Oberfläche S_B bei festgehaltener Temperatur $T(S_A)$.

Die Galerkin Methode, auch als Methode der gewichteten Residuen bezeichnet, sagt aus, daß die Lösung T der Gleichung 4.1 durch \hat{T} im Volumen V am besten approximiert wird, wenn das Integral

$$\int_V w \nabla \cdot (\lambda \nabla \hat{T}) dV \quad (4.3)$$

verschwindet. Die Funktion w ist dabei eine geeignet zu wählende Gewichtsfunktion. Da in der Methode der finiten Elemente die erste Ableitung der Approximation \hat{T} im allgemeinen nicht stetig ist, muß man die zweite Ableitung in Gleichung 4.3 durch partielle Integration beseitigen. Weiterhin wird λ zunächst als konstant angenommen; falls das nicht gerechtfertigt ist, sind alle folgenden Schritte solange zu iterieren, bis die Änderung in \hat{T} eine zuvor festgelegte Grenze unterschreitet. Die jeweils zuletzt durchgeführte Berechnung von \hat{T} dient der Neubestimmung von λ .

Mit $\nabla \cdot (w \nabla \hat{T}) = \nabla \hat{T} \cdot \nabla w + w \Delta \hat{T}$ folgt aus Gleichung 4.3 :

$$\begin{aligned} \lambda \int_V \nabla \cdot (w \nabla \hat{T}) dV - \lambda \int_V \nabla w \cdot \nabla \hat{T} dV &= 0 \\ &= \lambda \int_S (w \nabla \hat{T}) \cdot \vec{n} dS - \lambda \int_V \nabla w \cdot \nabla \hat{T} dV \end{aligned}$$

Im ersten Integral ist $w = 0$ auf S_A , denn T ist auf S_A festgelegt und braucht nicht gewichtet oder berechnet werden. Auf dem Oberflächenstück S_B gilt nach Gleichung 4.2

$$\vec{n} \cdot (\lambda \nabla T) = q_{S_B}$$

und auf den übrigen Bereichen, die weder zu S_A noch zu S_B gehören, $\vec{q} = \vec{0}$ oder

$$\vec{n} \cdot (\lambda \nabla T) = 0 \quad .$$

Daraus folgt

$$\int_{S_B} w q_{S_B} dS_B - \lambda \int_V \nabla w \cdot \nabla \hat{T} dV = 0 \quad .$$

Die Zerlegung des Volumens V in finite Elemente geschieht im einfachsten dreidimensionalen Fall durch die Einführung von tetraederförmigen Bausteinen, deren Ecken vier Knotenpunkte bilden (siehe Abb. 4.1) . Innerhalb die-

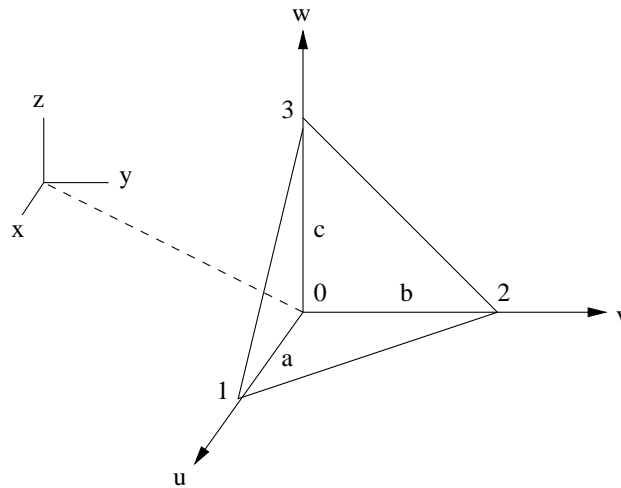


Abbildung 4.1: Ein einfaches finites Element in drei Dimensionen

ses Elements wird die Temperaturverteilung durch eine lokale Formfunktion („local shape function“) N in normalisierten Koordinaten dargestellt.

$$T = N_0 T_0 + N_1 T_1 + N_2 T_2 + N_3 T_3$$

$$\left. \begin{array}{l} N_0 = (1 - u - v - w) \\ N_1 = u \\ N_2 = v \\ N_3 = w \end{array} \right\} u, v, w = 0 \dots 1$$

Außerhalb dieses Elements ist die lokale Formfunktion identisch Null. Kompliziertere Elemente mit zusätzlichen Knotenpunkten, z.B. die sogenannten isoparametrischen Elemente (s.Abb. 4.2) erlauben im Innern eine Approximation des Temperaturverlaufs in höherer Ordnung und ermöglichen die Modellierung von gekrümmten Gebieten [17].

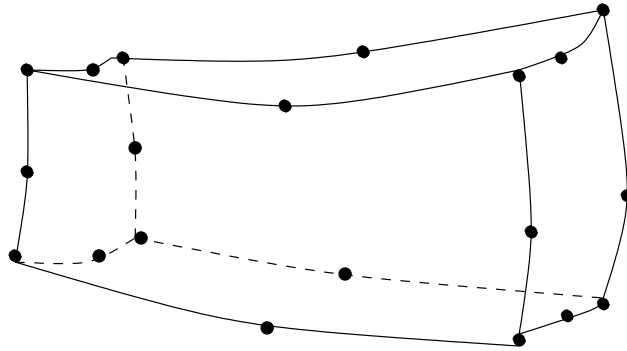


Abbildung 4.2: Isoparametrisches Quaderelement, das den Funktionsverlauf im Inneren bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt.

Um die lokale normalisierte Temperaturverteilung in eine globale einzuordnen, dient die Koordinatentransformation

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \vec{r}_0 + D \begin{pmatrix} a u \\ b v \\ c w \end{pmatrix}$$

mit dem Aufpunkt \vec{r}_0 des Ursprungs von (u, v, w) und einer Drehmatrix D , die sich von der Identität unterscheidet, wenn die Achsen (u, v, w) nicht identisch (x, y, z) sind. Mit $D = I$ folgt für die Formfunktion dieses Elements in globalen Koordinaten :

$$N_0 = 1 - \frac{x - x_0}{a} - \frac{y - y_0}{b} - \frac{z - z_0}{c} \quad , \quad \nabla N_0 = \begin{pmatrix} -\frac{1}{a} \\ -\frac{1}{b} \\ -\frac{1}{c} \end{pmatrix} \quad ,$$

$$N_1 = \frac{x - x_0}{a} \quad , \quad \nabla N_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{a} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad ,$$

...

Für $D \neq I$ würde jede der Komponenten von (a, b, c) abhängen, die Gradienten blieben aber konstant.

Da es zu jedem Knoten mehrere lokale Formfunktionen N_i gibt, nämlich genauso viele, wie Elemente an ihm hängen, liegt es nahe, eine globale Formfunktion zu definieren, so daß die globale Temperaturverteilung gegeben ist

durch

$$T = \sum_{i=1}^n M_i T_i \quad ,$$

wobei n Anzahl der Knotenpunkte und $M_i T_i$ Formfunktion und Temperatur in den Knotenpunkten sind. M_i enthält jetzt die Summe aus allen N_i der benachbarten Elemente zum Knoten i , wobei noch einmal darauf hingewiesen sei, daß die M_i in allen nicht angrenzenden Elementen Null sind. Abbildung 4.3 soll die Formfunktion um den Knoten i in einem zweidimensionalen Netz aus Dreiecken, einem sogenannten „mesh“, verdeutlichen. Die Bestimmung

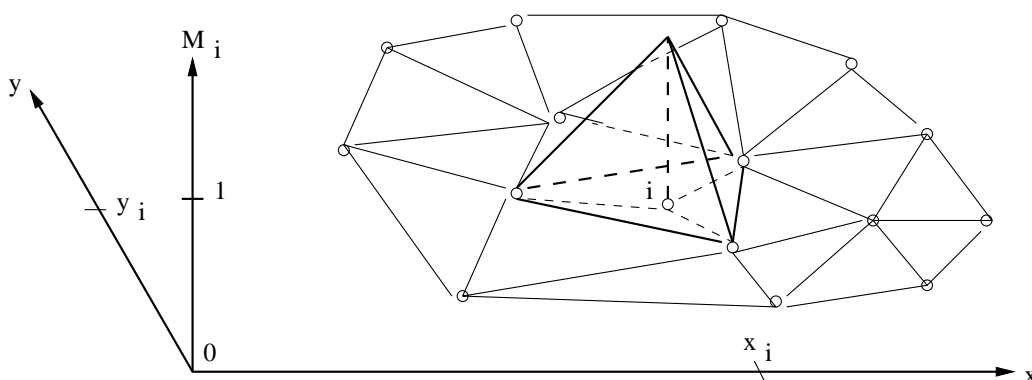


Abbildung 4.3: Globale Formfunktion des Knotens i

eines Temperaturgradienten erfolgt nun einfach durch:

$$\nabla T(\vec{r}) = \sum_{i=1}^n T_i \nabla M_i(\vec{r}) \quad .$$

Die beste Approximation wird erreicht, wenn das Integral aus Gleichung 4.3 für jedes $w = M_i$ verschwindet (siehe dazu [18]). Es ergibt sich deshalb folgendes Gleichungssystem:

$$\int_{S_B} M_i q_{S_B} dS_B = \lambda \int_V \nabla M_i \cdot \nabla \hat{T} dV \quad , \quad i = 1 \dots \hat{n}$$

\hat{n} ist hier die Gesamtzahl der Knoten n minus der Anzahl der auf der Fläche S_A liegenden Knoten, deren Temperatur vorgegeben ist. Die Gradienten lassen sich als Summe schreiben :

$$\begin{aligned} \int_{S_B} M_i q_{S_B} dS_B &= \lambda \int_V \nabla M_i \cdot \left(\sum_{j=1}^n T_j \nabla M_j \right) dV \\ &= \sum_{j=1}^n \left(\lambda \int_V \nabla M_i \cdot \nabla M_j dV \right) T_j \quad , \quad i = 1 \dots \hat{n} \quad , \end{aligned}$$

oder in einer abkürzenden Schreibweise als

$$\mathbf{K} \vec{T} = \vec{f} .$$

Hier ist \mathbf{K} eine $n \times \hat{n}$ Matrix, die aus historischen Gründen auch „stiffness matrix“ heißt, \vec{T} ein Vektor, der die n Temperaturen in den Knotenpunkten enthält, und \vec{f} ein „nodal force vector“ mit \hat{n} Einträgen, der sich in diesem Fall aus den senkrechten Wärmezufüssen von außen zusammensetzt. Die Lösung der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung ist somit auf die Lösung eines Gleichungssystems zurückgeführt worden. Jedes Element der „stiffness matrix“ und des „nodal force“ Vektors entsteht durch die Integration über einen Teilbereich des betrachteten Körpers. Bei Benutzung des Tetraeders als „mesh“ ist die Integration sogar analytisch lösbar, denn mit konstanten Gradienten ∇M sind die Einträge in der Matrix proportional zum Volumen des jeweiligen Elements, und die Einträge in \vec{f} sind Integrale linearer Funktionen.

Eine Verallgemeinerung der Finite Element Methode auf Problemstellungen wie die Verwendung mehrerer Materialien ($\rightarrow \lambda(\vec{r})$) und die Behandlung instationärer Wärmequellen ist möglich. Dazu sei nur auf [18] oder die eingangs erwähnte Literatur verwiesen.

4.2 Simulation einer Eichung

Um die in Kapitel 3.2.4 experimentell gefundenen Größen C und k mit der Theorie der Wärmeleitung zu vergleichen, wurde mit dem Finite Element Programm ANSYS [19] ein dreidimensionales Modell der Bolometerfolie entwickelt. Alle hierzu benötigten Materialkonstanten stammen aus der Literatur und sind in Tabelle 4.1 als linear temperaturabhängige Größen aufgelistet. Da es nur auf die Masse der beteiligten Stoffe ankommt, wurde die Temperaturabhängigkeit der Dichte und die Wärmeausdehnung vernachlässigt. Dies führt freilich zum Verlust des Beitrags der Wärmekapazität, der durch innere mechanische Spannungen zwischen der Kunststoffolie und dem Gold hervorgerufen wird. Unter der Annahme, daß die Folie eben bleibt, läßt sich dazu folgende Abschätzung durchführen:

Verformungsenergie

$$W_{tens} = \frac{1}{2} \left(E_{Au} A_{Au}^{(b)} \frac{(\Delta l_{Au})^2}{l_0} + E_{Au} A_{Au}^{(l)} \frac{(\Delta b_{Au})^2}{b_0} + E_{Kap.} A_{Kap.}^{(b)} \frac{(\Delta l_{Kap.})^2}{l_0} + E_{Kap.} A_{Kap.}^{(l)} \frac{(\Delta b_{Kap.})^2}{b_0} \right)$$

E sind die Elastizitätsmoduln , A die Querschnittsflächen , l und b Länge und Breite der Folien. Mit

$$\begin{aligned} A_{Au}^{(l)} &= l_0 d_{Au} & , & & A_{Au}^{(b)} &= b_0 d_{Au} \\ A_{Kap.}^{(l)} &= l_0 d_{Kap.} & , & & A_{Kap.}^{(b)} &= b_0 d_{Kap.} \\ l_{Au} &= l_{Kap.} & \text{und} & & b_{Au} &= b_{Kap.} & \text{oder} \\ \Delta l_{Au} + l_0(1 + \beta_{Au} \Delta T) &= \Delta l_{Kap.} + l_0(1 + \beta_{Kap.} \Delta T) \\ \Delta b_{Au} + b_0(1 + \beta_{Au} \Delta T) &= \Delta b_{Kap.} + b_0(1 + \beta_{Kap.} \Delta T) \end{aligned}$$

(β bezeichnet den Wärmeausdehnungskoeffizient), und dem Kräftegleichgewicht

$$\begin{aligned} E_{Au} A_{Au}^{(b)} \frac{\Delta l_{Au}}{l_0} + E_{Kap.} A_{Kap.}^{(b)} \frac{\Delta l_{Kap.}}{l_0} &= 0 \\ E_{Au} A_{Au}^{(l)} \frac{\Delta b_{Au}}{b_0} + E_{Kap.} A_{Kap.}^{(l)} \frac{\Delta b_{Kap.}}{b_0} &= 0 \end{aligned}$$

folgt für die Verformungsenergie

$$W_{tens} = \frac{1}{2} (1 + 1) \frac{l_0 b_0 E_{Au} E_{Kap.} d_{Au} d_{Kap.} (\beta_{Au} - \beta_{Kap.})^2}{E_{Au} d_{Au} + E_{Kap.} d_{Kap.}} (\Delta T)^2 \quad .$$

Der Ausdruck $(1 + 1)$ wurde dabei absichtlich nicht aufgelöst, um zu zeigen, daß hier genauso viele Summanden auftreten, wie es Freiheitsgrade in der Spannung gibt, in diesem Fall zwei: Länge und Breite. Die erste und zweite Ableitung nach der Temperatur ergeben jetzt den Beitrag zur Wärmekapazität, bzw. die Temperaturabhängigkeit dieses Beitrags.

$$C_{tens} = 2 \frac{l_0 b_0 E_{Au} E_{Kap.} d_{Au} d_{Kap.} (\beta_{Au} - \beta_{Kap.})^2}{E_{Au} d_{Au} + E_{Kap.} d_{Kap.}} \Delta T$$

$$\begin{aligned} \text{mit } l_0 &= 4 \text{ mm} \quad , \quad b_0 = 1.5 \text{ mm} \\ d_{Au} &= 0.004 \text{ mm} \quad , \quad d_{Kap.} = 0.0075 \text{ mm} \\ E_{Au} &= 7.8 \cdot 10^4 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2} \quad (\text{aus [27]}) \\ \beta_{Au} &= 14.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (\text{aus [27]}) \\ E_{Kap.} &= 2.5 \cdot 10^3 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2} \quad (\text{aus [10]}) \\ \beta_{Kap.} &= 27 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (\text{aus [24]}) \end{aligned}$$

$$\rightarrow C_{tens} = 3.4 \cdot 10^{-5} \Delta T \frac{\mu\text{J}}{\text{K}^2}$$

Material	Größe	Wert ^{††}	d/dT ^{‡‡}	Bereich [*]	Fehler [‡]	
<i>Au</i>	c_p	128.42	0.023	280 ... 430	< 0.5%	†
	ρ	$19.3 \cdot 10^3$	-	-	-	§
	λ	280	-0.07	273 ... 500	< 0.5%	¶
<i>Kapton</i>	c_p	1008	3.3	> 270	?	
	ρ	$1.42 \cdot 10^3$	-	-	-	
	λ	0.154	0.00011	298 ... 450	< 0.5%	
<i>Al₂O₃</i>	c_p	724	1.8	298 ... 400	< 1%	†
	ρ	$4 \cdot 10^3$	-	-	-	**
	λ	38.4	-0.1	298 ... 430	< 2%	**

^{††}bei $T = 273.15K$; spez. Wärmekapazität c_p in $J kg^{-1} K^{-1}$,

Dichte ρ in $kg m^{-3}$, Wärmeleitfähigkeit λ in $W m^{-1} K^{-1}$

^{‡‡}in $[Einheit] \cdot K^{-1}$

^{*}Temperaturbereich in Kelvin

[‡]Abweichung der linearen Näherung von den Literaturwerten im angegebenen Temperaturbereich

[†]aus [20]

[§]aus [21]

[¶]polykristallin, Reinheit 95%, aus [12] ; sehr reines Gold hat laut [22] eine nahezu temperaturunabhängige Wärmeleitfähigkeit von $310 W m^{-1} K^{-1}$ zwischen $290 K$ und $470 K$; mit Eisen und Kupfer verunreinigtes Gold hat nach [23] sogar einen positiven Temperaturkoeffizient der Wärmeleitfähigkeit

^{||}aus [10] und [24]; über die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität liegen keine Herstellerangaben vor ; nach [25] gilt für alle Polymere unterhalb der Glastemperatur $(c_p)^{-1} dc_p/dT = 3 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ mit einer durchschnittlichen Streuung von 5% ; die Glastemperatur von Kapton liegt zwischen $630 K$ und $680 K$ [10]

^{**}aus [26]

Tabelle 4.1: Thermische Eigenschaften der Bestandteile eines Bolometers

Dieser Wert liegt viele Größenordnungen unter der gemessenen Wärmekapazität aus Kapitel 3.2.4:

$$C \approx 135 \frac{\mu J}{K} \quad (\text{bei Zimmertemperatur})$$

mit $\frac{d}{dT}C \approx 0.2 \frac{\mu J}{K^2}$

Außer den Materialkonstanten haben auch die geometrischen Abmessungen der Folien einen entscheidenden Einfluß auf C und k . Die ersten Simulationen, denen die Abmessungen aus den Konstruktionszeichnungen zugrunde lagen (siehe Kapitel 2), ergaben für die Eichkonstanten Werte, die bis zu 50% von den experimentellen der Laborbolometer abwichen. Um die Geometrie genauer zu bestimmen, aber gleichzeitig den bestehenden Laboraufbau im Hochvakuum für weitere Messungen zu erhalten, wurde die Folie eines baugleichen Bolometerkopfs untersucht. Mit dem Mikroskop konnten hier Länge und Breite des Absorberblocks aus Gold und die des Wärmeableitkanals auf etwa $50 \mu m$ genau nachgemessen werden. Die mechanische Dickenmessung ergab dagegen $5 \mu m$ Gesamtdicke im Wärmeableitkanal und $8 \mu m$ auf dem Absorber, beide mit einer Genauigkeit von etwa $1 \mu m$. Das paßt einerseits überhaupt nicht zur vom Hersteller angegebenen Dicke der Kaptonfolie von $7.5 \mu m$, denn danach müßte man im Wärmeableitkanal $7.5 + 0.2 = 7.7 \mu m$ und auf dem Absorber $7.5 + 4 = 11.5 \mu m$ messen. Der Grund für diese Diskrepanz mag wohl der Anpreßdruck sein, der Voraussetzung für diese Meßmethode ist und der die Kaptonfolie gestaucht hat. Andererseits ist die erreichte Auflösung von $1 \mu m$ nicht ausreichend, wenn die gesuchte Dicke der Goldschicht im Wärmeableitkanal nur wenige zehntel μm beträgt. Statt dessen wurde mittels „Rutherford Back Scattering“ (RBS) an einem $2 MV$ van-de-Graaff Beschleuniger die Zahl der Goldatome pro Auftrefffläche bestimmt, was einer Dickenmessung äquivalent ist. Der große Unterschied der atomaren Massen von Gold und der Bestandteile von Kapton erleichtert dabei die Messung, da er zu einer deutlichen energetischen Trennung der im Gold und im Kapton gestreuten Ionen führt. Die Umrechnung der Flächenbelegung ergab die Dicke des Goldkanals zu $220 nm$ mit einer Genauigkeit von 10% [28]. Die Dicke des Absorberblocks aus Gold konnte nicht bestimmt werden, weil dazu die Eindringtiefe der verwendeten He^+ Ionen, die etwa bei $1 \mu m$ liegt, nicht ausreichte. Um das Bild vor dem Vergleich mit der Simulation zu vervollständigen, war es weiterhin erforderlich, genau diese Folie nach der im vorherigen Kapitel beschriebenen Methode zu eichen. Dabei wurde für die Wärmekapazität bei Raumtemperatur ein Wert von $140(6) \mu J/K$, und

für die Wärmeverlustkonstante ein Wert von $1.49(1) \text{ mW/K}$ gefunden. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Schichtdicken zwischen verschiedenen Bolometern zum Teil stark variieren, ergab sich doch in dem Laborkanal aus Kapitel 3.2.4 ein k -Wert von ziemlich genau 1. Umgekehrt verdeutlicht dies natürlich auch die Notwendigkeit einer individuellen Eichung.

4.2.1 Stationäre Simulation

Die stationäre Simulation soll dazu dienen, den Parameter k der Wärmeverluste theoretisch zu bestimmen, denn es gilt: absorbierte Wärmeleistung gleich Wärmeverlustleistung, oder, um es in der Terminologie von Kapitel 3.2.4 auszudrücken:

$$P = k \Delta T \quad .$$

Das hierbei verwendete FEM (finite element method) Modell ist in Abbildung 4.4 illustriert. Dazu sind zwei Anmerkungen zu machen: Erstens beschränkt sich das Modell auf ein Viertel des Bolometers, da in der rechteckigen Geometrie zwei Symmetrieachsen existieren (vgl. dazu auch die Vollansicht einer Folie aus Kapitel 2). Zweitens wurde außer dem Goldrand noch eine Schicht Aluminiumoxid mit in das Modell einbezogen. Der Grund dafür ist die Tatsache, daß die Folie in eine Struktur aus Aluminium eingespannt ist, an deren Oberfläche sich immer eine Oxidschicht bildet, die im Gegensatz zu Gold Wärme sehr schlecht leitet (siehe dazu Tabelle 4.1). Die untere Schicht hat eine Dicke von $10 \mu\text{m}$, und ist in der Herstellung ausdrücklich so gewollt, da sie den Bolometerträger von den auf der Folienunterseite liegenden elektrischen Anschlüssen und Leiterbahnen isoliert. Die obere Schicht wurde hypothetisch als $1 \mu\text{m}$ dick angenommen, als Folge der natürlichen Oxidation an Luft. Um allerdings ein Ergebnis gleich vorwegzunehmen: Ein Einfluß der unteren Schichtdicke ist nicht feststellbar, da fast die gesamte Wärme über die Oberseite abfließt, und der Einfluß der oberen Oxidschicht ist vernachlässigbar klein.

In Abbildung 4.5 ist als Randbedingung ein Wärmezufuß von außen angedeutet, der homogen über die Unterseite des Goldabsorbers verteilt ist. Dies entspricht der Ohmschen Kalibration, wie sie in Kapitel 3.2.4 beschrieben ist. Da der Widerstandsmäander die Unterseite flächig ausfüllt, ist anzunehmen, daß die homogene Näherung gut ist. Als Zahlenwert wurde in der Simulation 0.88 mW/mm^2 angenommen, was im Schaltbild des „ESAM TRAVELLER 2“ einer Kalibration bei Einstellung der Brückenversorgungsspannung $V_B = 3.5 \text{ V}$ entspricht. Nach Anlegen dieses Wärmeflusses stellt sich auf der Unterseite der Folie ein gekrümmtes Temperaturprofil ein.

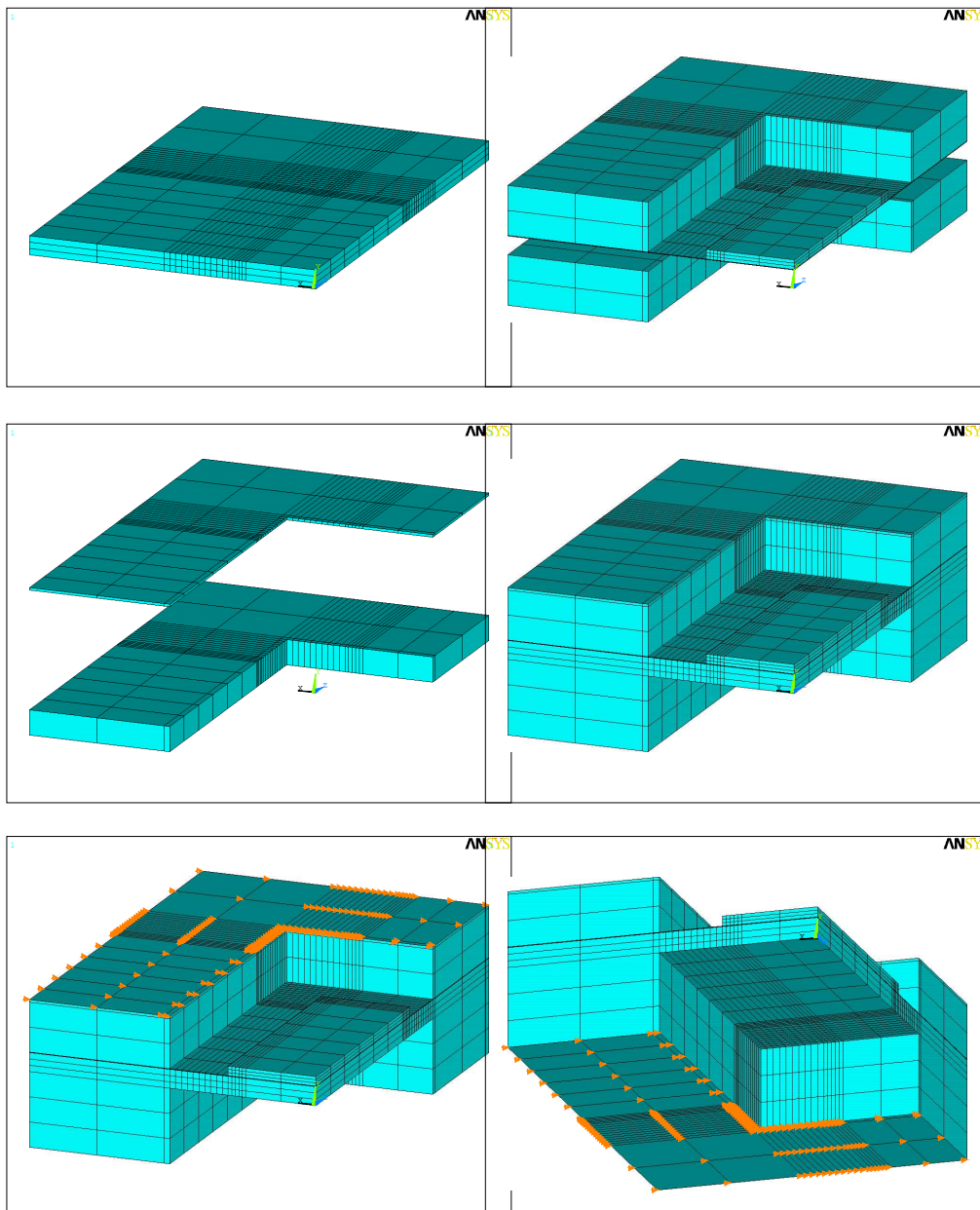
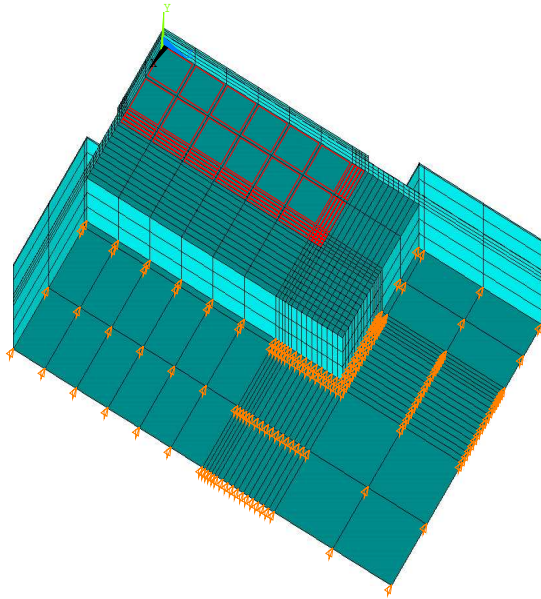


Abbildung 4.4: Ansichten des FEM - Modells eines Bolometers
 oben links : Kaptonfolie
 oben rechts : Goldschichten
 Mitte links : Aluminiumoxidschichten
 Mitte rechts : gesamtes Modell
 unten : Dreiecke kennzeichnen die Randbedingung $T = const.$
 (links Oberseite , rechts Unterseite des Bolometers)

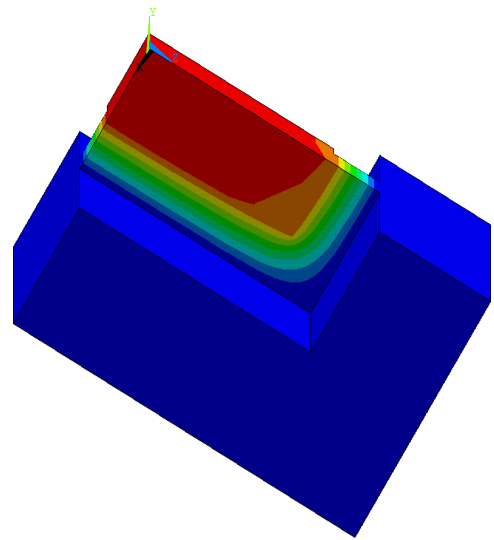
Abbildung 4.5: (rechts) Stationäre Temperaturverteilung im Bolometer

- oben links : Ort des Wärmeflusses während der Kalibration durch Ohmsche Heizung (rote Vierecke); die orangen Spitzen kennzeichnen die Randbedingung $T = \text{const.}$
- oben rechts : Temperaturverteilung von unten gesehen
- Mitte links : Temperaturverteilung von oben
- Mitte rechts : Vergrößerung des Absorberblocks und der darunterliegenden Kaptonfolie; feinere Temperaturskala
- unten links : Rand des Goldkanals am Übergang zur äußeren Goldschicht
- unten rechts : äußere Goldschicht

1

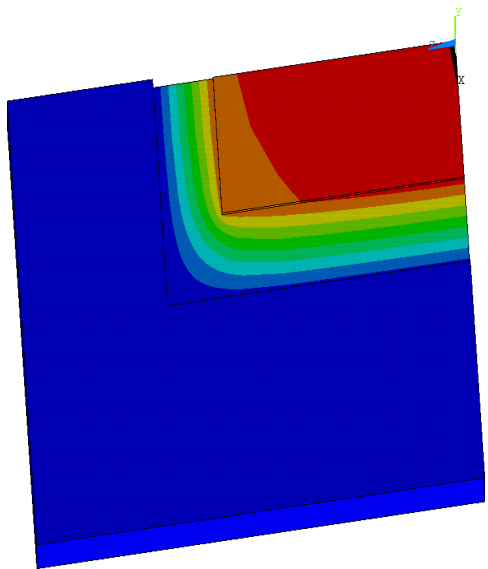


1



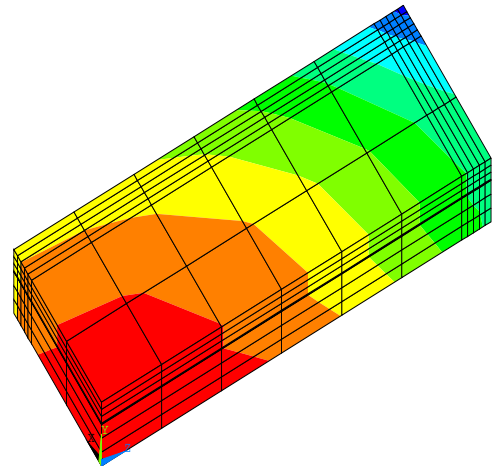
ANSYS 5.4
FEB 22 1999
17:34:51
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =20
SMX =23.74
20
20.416
20.831
21.247
21.662
22.078
22.494
22.909
23.325
23.74

1



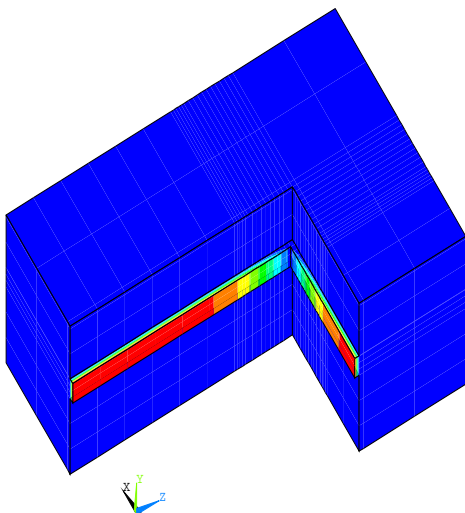
ANSYS 5.4
FEB 22 1999
17:51:53
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =20
SMX =23.74
20
20.416
20.831
21.247
21.662
22.078
22.494
22.909
23.325
23.74

1



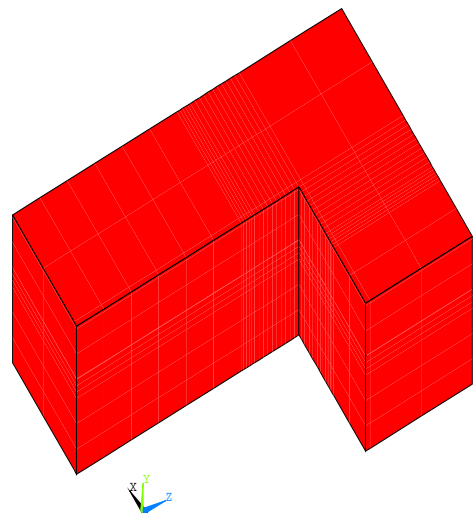
ANSYS 5.4
FEB 22 1999
18:25:20
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =22.953
SMX =23.74
22.953
23.041
23.128
23.215
23.303
23.39
23.478
23.565
23.653
23.74

1



ANSYS 5.4
FEB 22 1999
18:36:00
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =20
SMX =20.355
20
20.039
20.079
20.118
20.158
20.197
20.237
20.276
20.316
20.355

1



ANSYS 5.4
FEB 22 1999
18:35:30
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =20
SMX =20.003
20
20.003

Mit dem Widerstand des Mäanders mißt man eine über die Unterseite gemittelte Temperatur, deswegen wurden IDL-Programme „SORT2D“ , „SUM2D“ und „TEMTRANS“ geschrieben, die die Ausgabe des FEM Programms aufbereiten. Diese Ausgabe besteht aus mehreren Listen, in denen den Knotenpunkten Temperaturen oder Orte zugeordnet sind. Die Programme sortieren die Einträge dieser Listen nach dem Ort der Knotenpunkte, wichten die jeweilige Temperatur mit der Fläche, die die halben Abstände zu den nächsten Nachbarn aufspannen, und summieren die Beiträge. Nach Division durch die Gesamtfläche, über die sich der Mäander erstreckt, ist die so ermittelte Temperatur gleichwertig der Temperatur, die man mit der Widerstands-Temperatur-Eichung einem gemessenen Mäanderwiderstand zuordnet. Alle Berechnungen von Eichkonstanten aus der Simulation beziehen sich deswegen immer auf diese mittlere, „effektive“ Flächentemperatur.

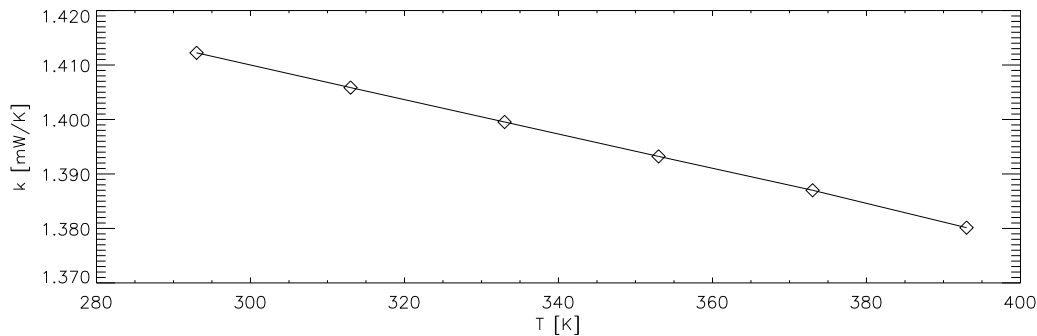


Abbildung 4.6: Temperaturabhängigkeit der Wärmeverlustkonstante k als Funktion der Umgebungstemperatur

Das Ergebnis des ANSYS Modells für die Wärmeverlustkonstante ist

$$k = 1.41 \frac{mW}{K} ,$$

bei Zimmertemperatur. Verschiedene Umgebungstemperaturen führen zu Bild 4.6 .

Während im Labor eine leichte Zunahme von k mit der Umgebungstemperatur festgestellt werden konnte, zeigte sich in der Simulation das Gegenteil. Um nachzuvollziehen, welche Parameter in der Simulation am empfindlichsten in den Wert von k , und damit auch in die Temperaturabhängigkeit eingehen, wurden alle geometrischen und alle Materialgrößen infinitesimal variiert. Die jeweiligen Auswirkungen auf k sind in Tabelle 4.2 als Quotient der relativen Änderungen dargestellt; die zugehörigen geometrischen Größen entnimmt man Abbildung 4.7 . In der Tabelle bezeichnet eine 1 eine gleiche relative Änderung in k bei Variation einer Materialeigenschaft

varierte Größe x	Quotient der relativen Änderungen $\frac{dk/k}{dx/x}$
Dicke des Goldabsorbers	0.051
Dicke des Wärmeableitkanals	0.92
Dicke der Kaptonfolie	0.0065
Dicke des äußeren Goldrands unten	$< 10^{-6}$
Dicke des äußeren Goldrands oben	-0.0005
Dicke der oberen Al_2O_3 Schicht	-0.0002
Dicke der unteren Al_2O_3 Schicht	$< 10^{-6}$
Breite des Goldabsorbers b_a	0.23
Länge des Goldabsorbers l_a	0.65
Länge des Wärmeableitkanals an der Breitseite b_k	-0.64
Länge des Wärmeableitkanals an der Längsseite l_k	-0.21
Randbreite b_r	$< 10^{-6}$
Wärmekapazität aller Materialien	0
Wärmeleitfähigkeit von Gold	0.98
Wärmeleitfähigkeit von Kapton	0.03
Wärmeleitfähigkeit von Al_2O_3	$< 10^{-6}$

Tabelle 4.2: Abhängigkeit der Wärmeverlustkonstante k von der Geometrie und den Materialeigenschaften

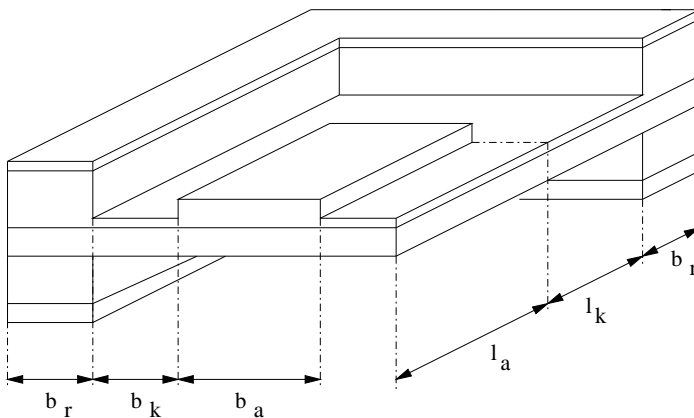


Abbildung 4.7: Bedeutung der geometrischen Angaben

oder geometrischen Ausdehnung. Aus der Tabelle 4.2 kann man den folgenden Schluß ziehen: Da sich alle geometrischen Größen mit der Temperatur nicht bzw. kaum ändern und der Beitrag der Wärmeleitfähigkeit von Gold die Beiträge der anderen Materialien stark dominiert, ist die Messung der Temperaturabhängigkeit von k gleichbedeutend einer Messung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Goldes. Daraus folgt, daß die relative Abnahme der Größe k von $-0.00023 K^{-1}$ in der Simulation dem hierbei verwendeten Literaturwert für die relative Temperaturänderung der Wärmeleitfähigkeit von Gold $-0.00025 K^{-1} = \frac{-0.07}{280} K^{-1}$ (siehe Tabelle 4.1) entspricht. In Kapitel 3.2.4 wurde experimentell die relative Änderung von k mit der Temperatur zu $0.00048(2) K^{-1}$ bestimmt. Die vom Hersteller angegebene relative Zunahme der Wärmeleitfähigkeit von Kapton ($0.00071 K^{-1}$, siehe Tabelle 4.1) kann dies nach Tabelle 4.2 nicht vollständig erklären, da $0.00071 K^{-1} \cdot 0.03 = 0.000021 K^{-1}$. Der verbleibende Rest von $0.00046(2) K^{-1}$ muß demnach von der Goldschicht des Laborbolometers herrühren. Wie in Tabelle 4.1 in den Fußnoten erwähnt, steht das nicht unbedingt im Gegensatz zur Literatur. Einige Verunreinigungen können zu diesem Temperaturverhalten des Goldes beitragen (siehe dazu auch Anhang C).

Die Simulation ermöglicht es, einen weiteren Aspekt zu untersuchen. Bei der Kalibration wird der Wärmefluß von unten an das Bolometer angelegt, bei der Messung trifft die Strahlung das Bolometer von der Goldseite her. Trägt man diesem Umstand Rechnung und verlegt den Wärmezufuß in der Simulation bei sonst unveränderten Randbedingungen auf die Oberseite des Goldabsorbers, so ergibt die Auswertung der Temperaturerhöhung an der Unterseite der Kaptonfolie, dort wo sich der Mäander befindet, eine Wärmeverlustkonstante von

$$k = 1.43 \frac{mW}{K} ,$$

was einer etwa 1.5%igen Erhöhung gegenüber der Ohmschen Kalibration entspricht. Die zugehörige Temperaturverteilung im Goldabsorber und der darunterliegenden Kaptonfolie ist in Abbildung 4.9 oben dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 4.5 Mitte verhindert die große Wärmeleitfähigkeit des Goldes den Aufbau einer vertikalen Komponente des Temperaturgradienten im Kapton, was den genannten Einfluß auf k zur Folge hat.

In der Praxis ist die Situation noch etwas komplizierter, denn während der Messung verursacht die Versorgungsspannung eine Ohmsche Heizung des Mäanders und damit einen Wärmezufuß von unten. Dieser beträgt bei einem typischen Spannungsabfall von $\Delta U_{eff} = 7V$ an den beiden Mäandern einer Folie etwa $12 mW/mm^2$ (siehe dazu Kapitel 5) und ist meist viel größer

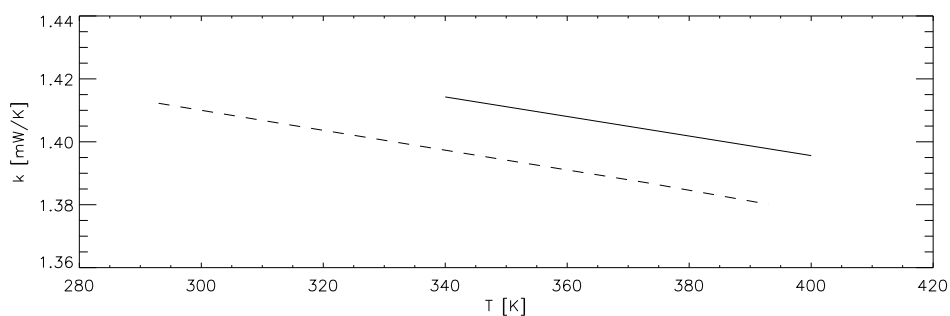


Abbildung 4.8: Wärmeverlustrate k unter Meßbedingungen (—) im Vergleich zur Ohmsch geeichten Wärmeverlustrate (- - -); die Temperaturskala bezieht sich auf die Temperatur des Mäanders, der durch Ohmsche Heizung um 50 Grad über die Umgebungstemperatur erwärmt wird

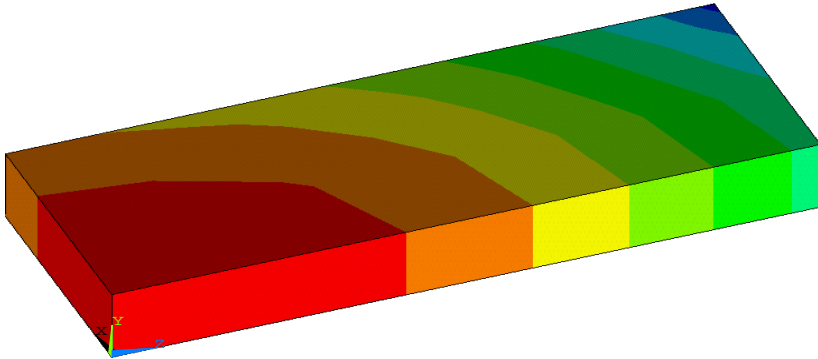
als der zu messende Wärmefluß (siehe dazu Kapitel 6). Abbildung 4.8 liegen Auswertungen der Konstante k aus Simulationen, die dies berücksichtigen, zugrunde; demnach ist die Eichkonstante k als Ergebnis einer Ohmschen Kalibrierung während der Messung um 1% höher zu wählen. In den zugehörigen Temperaturverteilungen (Abbildungen 4.10 und 4.11) ist zu sehen, daß die Ohmsche Heizleistung die Betriebstemperatur des Mäanders stark anhebt, in diesem Fall um knapp 50 Grad.

Abbildung 4.9: (rechts oben) Temperaturverteilung im und unterhalb des Goldabsorbers, wenn der Wärmefluß das Bolometer nur von oben trifft.

Abbildung 4.10: (rechts Mitte) Temperaturverteilung im Bolometer unter Meßbedingungen

Abbildung 4.11: (rechts unten) Vergrößerung des Absorberblocks und der darunterliegenden Kaptonfolie, feinere Temperaturskala; die Wärmeflüsse entsprechen Meßbedingungen

1

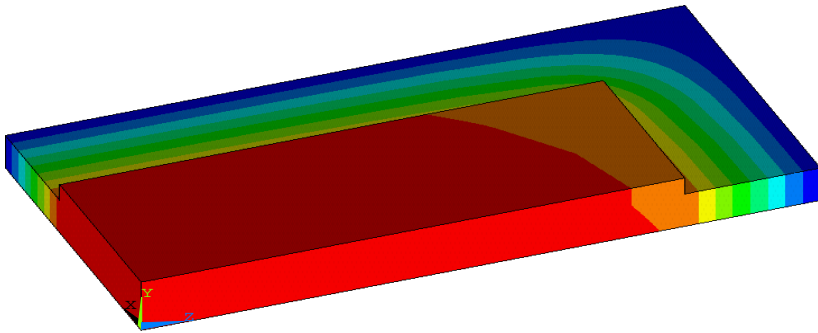


```

ANSYS 5.4
MAR 4 1999
13:01:06
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =22.953
SMX =23.698
22.953
23.036
23.118
23.201
23.284
23.367
23.45
23.533
23.615
23.698

```

1

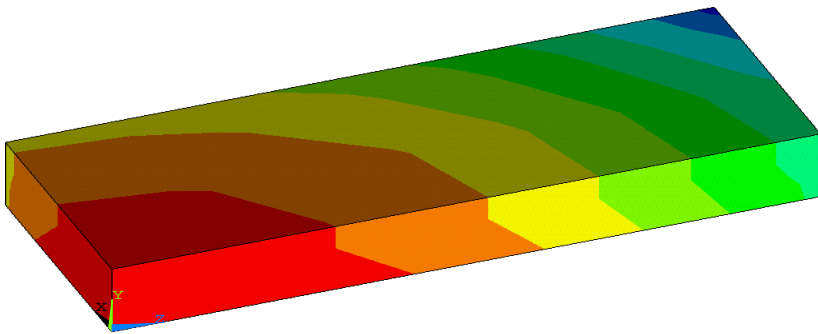


```

ANSYS 5.4
MAR 8 1999
08:41:31
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =20
SMX =71.479
20
25.72
31.44
37.16
42.879
48.599
54.319
60.039
65.759
71.479

```

1



```

ANSYS 5.4
MAR 8 1999
08:43:10
PLOT NO. 1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =1
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
PowerGraphics
EFACET=1
AVRES=Mat
SMN =60.611
SMX =71.479
60.611
61.818
63.026
64.233
65.441
66.649
67.856
69.064
70.271
71.479

```


4.2.2 Zeitabhängige Simulation

In diesem Abschnitt wird der Eichparameter C aus der Simulation gewonnen. Wie in der Ohmschen Kalibration ist dazu die Steigung in der Zeitspur der effektiven Folientemperatur kurz nach Einschalten der Wärmezufuhr zu bestimmen. Um Rechenzeit zu sparen, erschien es sinnvoll, das Modell aus 4.2.1 durch Verringerung der Elementanzahl und der zeitlichen Auflösung möglichst weit zu vereinfachen, da für jeden Zeitschritt das Gleichungssystem, das sich über alle Knotenpunkte erstreckt, zu lösen ist. Beispielsweise wurde der komplette Rand, der sich von der Umgebungstemperatur nie stärker als um $1/100$ Grad unterscheidet, weggelassen und die Bedingung $T = const.$ bereits am Ausgang des Wärmeleitkanals gesetzt. Das Modell, das den folgenden Rechnungen zugrunde liegt, unterscheidet sich im Ergebnis für C vom vollständigen Modell aus 4.2.1 um höchstens 0.9% , wenn letzteres mit der hohen Zeitauflösung von 0.02 ms berechnet wurde. Im einzelnen umfaßt das vereinfachte Modell 1000 statt 4000 Elemente, die Al_2O_3 Schichten fallen komplett weg, und die Zeitauflösung beträgt 0.5 ms im Intervall von 1.0 s (Einschaltzeitpunkt) bis 1.3 s . Die Temperaturprofile auf der Unterseite des Bolometers werden alle 5 ms geschrieben und anschließend mit den Programmen aus 4.2.1 in ein effektives Temperatursignal verwandelt, das dem gemessenen zeitlichen Widerstandsverlauf bei der Ohmschen Kalibration entspricht. Nach Anfitzen einer Exponentialfunktion ergibt sich C aus der Gleichung

$$C_{TC} \frac{d}{dt} T_F(t_1) = \Delta P \quad (\text{s.Kap.3.2.4}) \quad .$$

Abbildung 4.12 ist das Ergebnis einer zeitabhängigen Simulation bei Zimmertemperatur (Wärmefluß 0.88 mW/mm^2), wobei alle Materialeigenschaften der stationären Simulation aus dem vorherigen Abschnitt entsprechen. Das Ergebnis für C stimmt innerhalb der Unsicherheit gut mit dem zugehörigen experimentellen Ergebnis von $140(6)\text{ }\mu\text{J/K}$ (s.S. 41) überein:

$$C = 149.9 \frac{\mu\text{J}}{\text{K}} \quad .$$

Auch eine Temperaturabhängigkeit kann durch Simulationen angegeben werden, siehe dazu Abbildung 4.13. Zieht man im Signal aus Abbildung 4.12 die gefittete Exponentialfunktion ab, so bleibt ein Restsignal (siehe Abbildung 4.14), das mit dem experimentellen aus Kapitel 3.2.4 zu vergleichen ist, wo dies aus filterungstechnischen Gründen gewonnen wurde (s.S. 29). Um der Herkunft dieses Restsignals auf die Spur zu kommen, kann man versuchs- halber die Materialeigenschaften in der Simulation temperaturunabhängig setzen und die Restsignale vergleichen (Abbildung 4.15). Demnach existiert

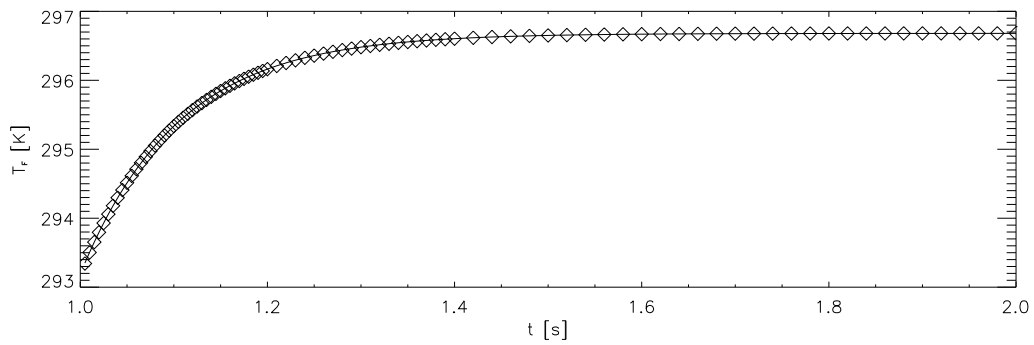


Abbildung 4.12: Zeitspur mit Fit der simulierten Bolometerkalibration bei Zimmertemperatur

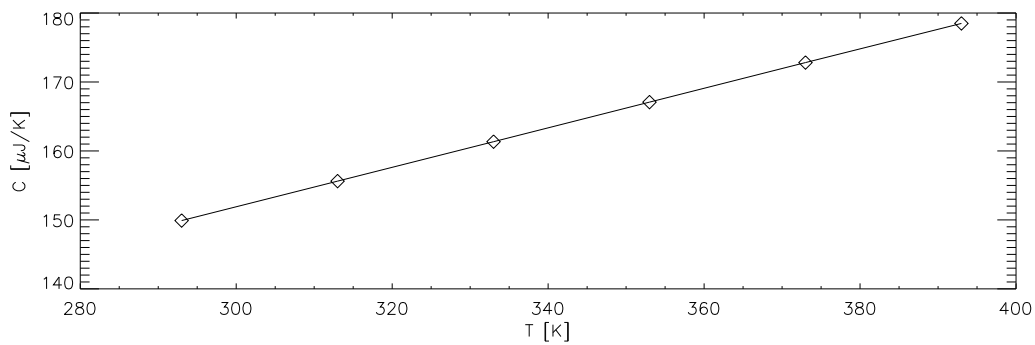


Abbildung 4.13: Simulierte Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität C

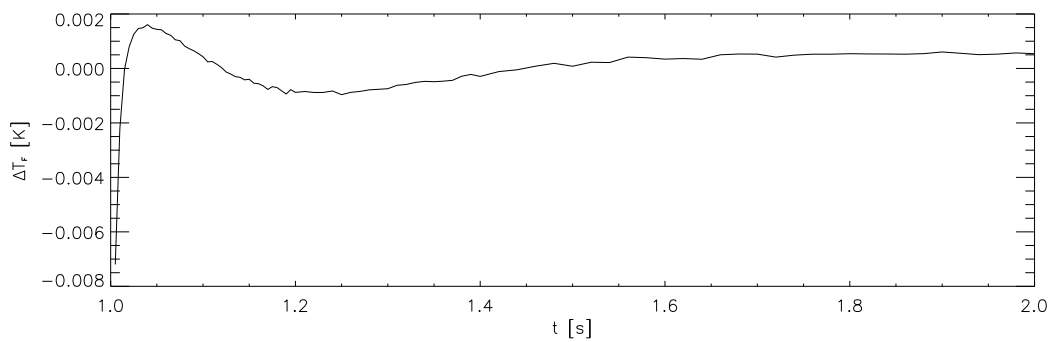


Abbildung 4.14: Restsignal der Simulation aus Abbildung 4.12 nach Abzug der gefitteten Exponentialfunktion

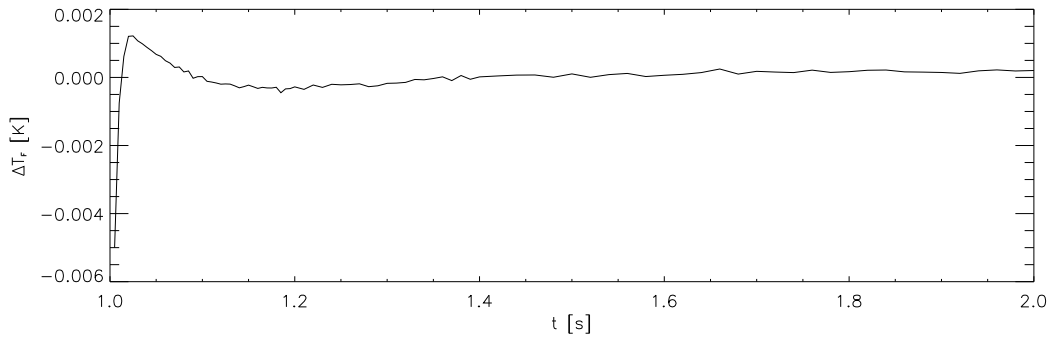


Abbildung 4.15: Restsignal einer Simulation mit temperaturunabhängigen Materialeigenschaften nach Abzug einer gefitteten Exponentialfunktion

in beiden Fällen ein Einschalteffekt, während der weitere Kurvenverlauf bei konstanten Materialeigenschaften mit der Exponentialfunktion besser gefittet wird, was auch nicht weiter verwundert.

In Analogie zu Tabelle 4.2 sind in Tabelle 4.3 die Auswirkungen auf C als Quotient der relativen Änderungen bei einer infinitesimalen Variation verschiedener Größen dokumentiert. Bedenkt man, daß sich die geometrischen Größen bei der Erwärmung so gut wie nicht verändern, kann aus der experimentell gemessenen relativen Temperaturabhängigkeit $m_C / C = \frac{d}{dT} C / C = 1.48(3) \cdot 10^{-3} K^{-1}$ (bei Zimmertemperatur, siehe Kapitel 3.2.4) auf Materialeigenschaften des Bolometers geschlossen werden. Nach Tabelle 4.3 setzt sich die relative Temperaturänderung der experimentellen Eichkonstanten C zu etwa 60 (8)% (≈ 0.56) aus der Wärmekapazität von Kapton und zu 40 (5)% aus der von Gold zusammen. Die angegebenen Fehler sind sehr grob abgeschätzt und folgen aus der Überlegung, daß C für das Laborbolometer bei Zimmertemperatur um 12% kleiner war als beim simulierten Bolometer. Dieser Wert wurde in erster Näherung als Unsicherheit verwendet. Betrachtet man den Literaturwert für die Änderung der Wärmekapazität von Gold als zuverlässig (Tabelle 4.1), so ergibt sich die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Kapton bei Zimmertemperatur :

$$\begin{aligned} \frac{m_C}{C} &= 0.6 \cdot \left(\frac{m_C}{C} \right)_{\text{Kapton}} + 0.4 \cdot \left(\frac{m_C}{C} \right)_{\text{Gold}} \\ &\rightarrow \left(\frac{m_C}{C} \right)_{\text{Kapton}} = 2.4(3) \cdot 10^{-3} K^{-1} \quad . \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis stützt die Anmerkung in Tabelle 4.1 über die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Polymeren.

Wie in 4.2.1 fällt es leicht, den Wert C einer der Messung angepaßten Simu-

variierte Größe x	Quotient der relativen Änderungen $\frac{dC/C}{dx/x}$
Dicke des Goldabsorbers	0.40
Dicke des Wärmeableitkanals	-0.015
Dicke der Kaptonfolie	0.60
Dicke des äußeren Goldrands	$< 10^{-6}$
Breite des Goldabsorbers ¹ b_a	0.88
Länge des Goldabsorbers ² l_a	0.95
Länge des Wärmeableitkanals an der Breitseite b_k	0.13
Länge des Wärmeableitkanals an der Längsseite l_k	0.046
spezifische Wärmekapazität von Kapton	0.56
Wärmeleitfähigkeit von Kapton	-0.034
spezifische Wärmekapazität von Gold	0.40
Wärmeleitfähigkeit von Gold	-0.0045

¹Hier wurde gleichzeitig der Mäander bzw. die Fläche, auf die der Wärmefluß trifft, mit verbreitert. Auch das Volumen der Kaptonfolie „über“ dem Mäander nimmt damit zu.

²Es gilt das gleiche wie bei der Verbreiterung.

Tabelle 4.3: Abhängigkeit der Wärmekapazität C von der Geometrie und den Materialeigenschaften

lation mit Auftreffen des Wärmeflusses von der Goldseite her zu berechnen. Das Ergebnis bei Zimmertemperatur bei sonst unveränderten Randbedingungen (Absolutwert des Wärmeflusses 0.88 mW/mm^2) ist :

$$C = 150.3 \mu\text{J/K}$$

Dies entspricht einer 0.3%igen Erhöhung gegenüber der Simulation der Ohmschen Kalibration. Das Restsignal nach Subtraktion einer gefitteten Exponentialfunktion ändert sich gegenüber dem der Ohmschen Kalibration aus Abbildung 4.14 nicht.

Der letzte Schritt zur praxisnahen Simulation einer Messung mit Ohmscher Heizung von der Unterseite als Folge der Spannungsversorgung und einem kleinen Wärmefluß, der die Strahlung simuliert, auf der Oberseite, führt auf Abbildung 4.16 . Zur Auswertung von Meßsignalen ist demnach C

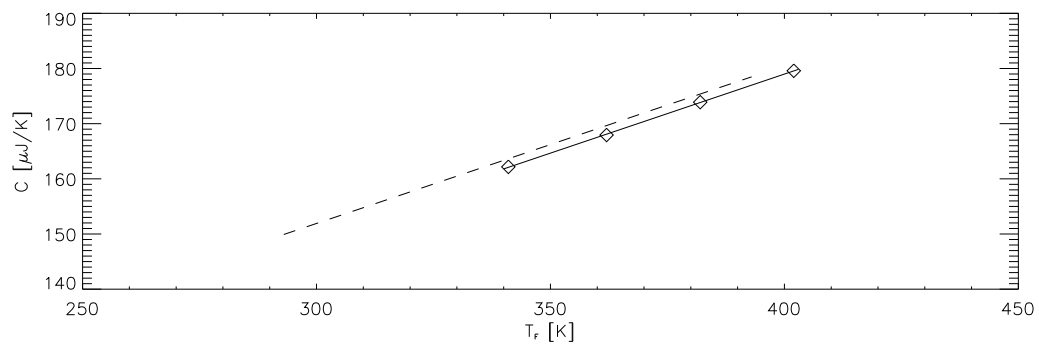


Abbildung 4.16: Wärmekapazität C unter Meßbedingungen (—) im Vergleich zur Ohmsch geeichten Wärmekapazität (- - -); die Temperaturskala bezieht sich auf die Temperatur des Mäanders, der durch Ohmsche Heizung um 50 Grad wärmer ist als die Umgebung.

um 1% niedriger zu wählen als das Ergebnis der Ohmschen Kalibration. Vorab muß außerdem unbedingt die Betriebstemperatur des Mäanders ermittelt werden, da C in jedem Fall hiervon stark abhängt.

Kapitel 5

Labormessungen

5.1 Auswertung der Meßsignale

Bei der Strahlungsmessung werden die vier Widerstandsmäander zweier Bolometerfolien zu einer Meßbrücke verbunden (siehe Abbildung 5.1). Da nur eine der beiden Folien Strahlung absorbiert und die andere abgedeckt ist, wird die erste als Meßbolometer (M) und die zweite als Referenzbolometer (R) bezeichnet.

Legt man die Spannung \hat{V}_B an die Brücke, so stellt sich nach entsprechender Wartezeit ein thermisches Gleichgewicht ein, das durch folgende Gleichungen beschrieben werden kann :

$$\begin{aligned} P_{\Omega,M} &= k_M \cdot (T_{F,M} - T_U) \quad , \\ P_{\Omega,R} &= k_R \cdot (T_{F,R} - T_U) \quad . \end{aligned}$$

$P_{\Omega,M}$ und $P_{\Omega,R}$ sind die Wärmeleistungen auf der M- und der R-Folie als Folge Ohmscher Heizung der Mäander M_1 und M_2 bzw. R_1 und R_2 . Die Wärmeverlustkonstanten k_M und k_R folgen aus Kapitel 3.2.4 ; sie sind schwach von den Folientemperaturen $T_{F,M}$ bzw. $T_{F,R}$ abhängig. T_U steht für die Umgebungstemperatur. Es gilt :

$$\begin{aligned} P_{\Omega,M} &= M_1 \cdot \left(\frac{V_B}{R_2 + M_1} \right)^2 + M_2 \cdot \left(\frac{V_B}{R_1 + M_2} \right)^2 \quad , \\ P_{\Omega,R} &= R_1 \cdot \left(\frac{V_B}{R_1 + M_2} \right)^2 + R_2 \cdot \left(\frac{V_B}{R_2 + M_1} \right)^2 \quad , \\ V_B &= \hat{V}_B \left(1 - \frac{R_c}{R_c + \frac{(M_1 + R_2)(R_1 + M_2)}{R_1 + R_2 + M_1 + M_2}} \right) \quad . \end{aligned}$$

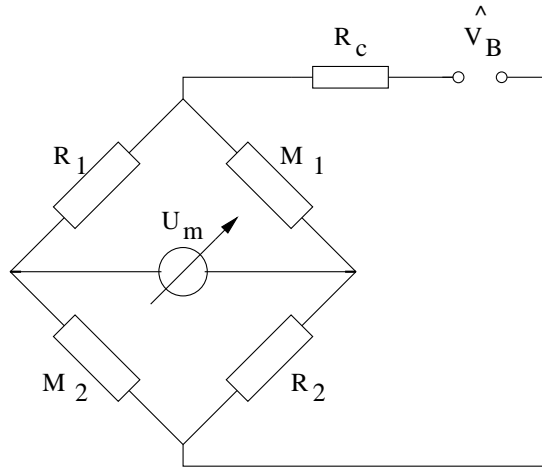


Abbildung 5.1: Meßschaltung

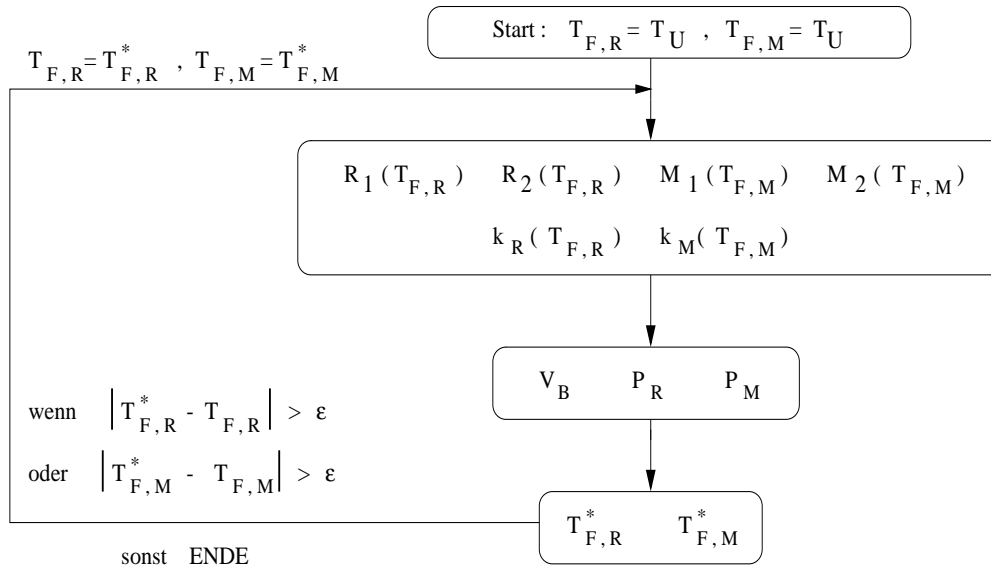


Abbildung 5.2: Rechenschema zum Finden der stationären Anfangsbedingung; ϵ steht für eine kleine Zahl, die je nach der gewünschten Genauigkeit zu wählen ist

Zu beachten ist, daß die Widerstände Funktionen der effektiven Folientemperaturen ¹ $T_{F,M}$ oder $T_{F,R}$ sind. Entsprechend gilt $M_1(T_{F,M})$, $M_2(T_{F,M})$, $R_1(T_{F,R})$ und $R_2(T_{F,R})$. In einer programmtechnisch realisierten Iteration können die Anfangstemperaturen der Folien M und R nach dem Schema aus Abbildung 5.2 berechnet werden. Alle benötigten Funktionen $k_M(T_{F,M})$, $k_R(T_{F,R})$, wie auch $M_1(T_{F,M})$ etc. stammen aus der Datenbank, die bei der Eichung (s. Kapitel 3.2.4) angelegt wurde. Den Beginn der Messung charakterisieren die Zeit $t = 0$ und die Signalspannung $\Delta U_m^0 = 0$, was im Experiment einem Zurücksetzen des Spannungsoffsets am Verstärker und dem Beginn der Datenaufnahme $\Delta U_m(t)$ entspricht. Kommt es für $t > 0$ aufgrund von Strahlungsabsorption zu einer Wärmeleistung $P_{Strahlung}$ auf der offenen M -Folie, so gelten folgende Gleichungen :

$$\begin{aligned}
C_M(T_{F,M}) \frac{d}{dt} T_{F,M} &= P_{Strahlung} - k_M(T_{F,M}) \cdot (T_{F,M} - T_U(t)) \\
&\quad + (M_1^0 + \Delta M_1) \cdot \left(\frac{V_B}{R_2^0 + \Delta R_2 + M_1^0 + \Delta M_1} \right)^2 \\
&\quad + (M_2^0 + \Delta M_2) \cdot \left(\frac{V_B}{R_1^0 + \Delta R_1 + M_2^0 + \Delta M_2} \right)^2 \\
C_R(T_{F,R}) \frac{d}{dt} T_{F,R} &= -k_R(T_{F,R}) \cdot (T_{F,R} - T_U(t)) \\
&\quad + (R_1^0 + \Delta R_1) \cdot \left(\frac{V_B}{R_1^0 + \Delta R_1 + M_2^0 + \Delta M_2} \right)^2 \\
&\quad + (R_2^0 + \Delta R_2) \cdot \left(\frac{V_B}{R_2^0 + \Delta R_2 + M_1^0 + \Delta M_1} \right)^2 \\
\frac{\Delta U_m}{V_B} &= \frac{R_2^0 \Delta M_1 - M_1^0 \Delta R_2}{(M_1^0 + R_2^0)(M_1^0 + \Delta M_1 + R_2^0 + \Delta R_2)} \\
&\quad + \frac{R_1^0 \Delta M_2 - M_2^0 \Delta R_1}{(M_2^0 + R_1^0)(M_2^0 + \Delta M_2 + R_1^0 + \Delta R_1)} \quad (5.1)
\end{aligned}$$

$$R_g = R_c + \frac{(M_1^0 + \Delta M_1 + R_2^0 + \Delta R_2)(R_1^0 + \Delta R_1 + M_2^0 + \Delta M_2)}{R_1^0 + \Delta R_1 + R_2^0 + \Delta R_2 + M_1^0 + \Delta M_1 + M_2^0 + \Delta M_2}$$

$$V_B = \hat{V}_B \left(1 - \frac{R_c}{R_g} \right) \quad .$$

¹Zur Bedeutung des Begriffs „effektiv“ in diesem Zusammenhang siehe Kapitel 4.

Die Herkunft der Gleichung 5.1 wurde bereits in Kapitel 3.2.4 erwähnt. $P_{Strahlung}$, $T_{F,M}$ und $T_{F,R}$ sind die zu bestimmenden Größen, $U_m(t)$ und $T_U(t)$ müssen als gemessene Größen bekannt sein. Der Index 0 steht für $t = 0$. Aus $T_{F,M}(t)$ folgen $\Delta M_1(t)$ und $\Delta M_2(t)$, und aus $T_{F,R}(t)$ die Werte $\Delta R_1(t)$ und $\Delta R_2(t)$. Die Hilfsgrößen $R_g(t)$ und $V_B(t)$ entsprechen dem Gesamtwiderstand der Brücke und der Brückenspeisespannung. Setzt man die Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} k_M^0 \cdot (T_{F,M}^0 - T_U^0) &= M_1^0 \cdot \left(\frac{V_B}{R_2^0 + M_1^0} \right)^2 + M_2^0 \cdot \left(\frac{V_B}{R_1^0 + M_2^0} \right)^2, \\ k_R^0 \cdot (T_{F,R}^0 - T_U^0) &= R_1^0 \cdot \left(\frac{V_B}{R_1^0 + M_2^0} \right)^2 + R_2^0 \cdot \left(\frac{V_B}{R_2^0 + M_1^0} \right)^2 \end{aligned}$$

ein und benutzt die Zerlegung

$$\frac{a + \hat{a}}{(a + \hat{a} + b + \hat{b})^2} = \frac{a}{(a + b)^2} + \frac{\hat{a}(b^2 - a^2) - 2a\hat{b}(a + b) - a(\hat{a} + \hat{b})^2}{(a + \hat{a} + b + \hat{b})^2(a + b)^2},$$

sowie die linearen Näherungen

$$\begin{aligned} k_M(T_{F,M}) &= k_M^0 + m_{k_M}(T_{F,M} - T_{F,M}^0) \\ k_R(T_{F,R}) &= k_R^0 + m_{k_R}(T_{F,R} - T_{F,R}^0), \end{aligned}$$

so können die ersten beiden Gleichungen geschrieben werden als :

$$\begin{aligned} C_M(T_{F,M}) \frac{d}{dt} T_{F,M} &= P_{Strahlung} - (k_M^0 + m_{k_M} \Delta T_{F,M})(\Delta T_{F,M} - \Delta T_U) \\ &\quad - m_{k_M} \Delta T_{F,M}(T_{F,M}^0 - T_U^0) \\ &\quad + V_B^2 \cdot \left(\frac{\Delta M_1((R_2^0)^2 - (M_1^0)^2) - 2M_1^0 \Delta R_2(M_1^0 + R_2^0) - M_1^0(\Delta M_1 + \Delta R_2)^2}{(M_1^0 + R_2^0)^2 (M_1^0 + \Delta M_1 + R_2^0 + \Delta R_2)^2} \right) \\ &\quad + V_B^2 \cdot \left(\frac{\Delta M_2((R_1^0)^2 - (M_2^0)^2) - 2M_2^0 \Delta R_1(M_2^0 + R_1^0) - M_2^0(\Delta M_2 + \Delta R_1)^2}{(M_2^0 + R_1^0)^2 (M_2^0 + \Delta M_2 + R_1^0 + \Delta R_1)^2} \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} C_R(T_{F,R}) \frac{d}{dt} T_{F,R} &= - (k_R^0 + m_{k_R} \Delta T_{F,R})(\Delta T_{F,R} - \Delta T_U) \\ &\quad - m_{k_R} \Delta T_{F,R}(T_{F,R}^0 - T_U^0) \\ &\quad + V_B^2 \cdot \left(\frac{\Delta R_1((M_2^0)^2 - (R_1^0)^2) - 2R_1^0 \Delta M_2(R_1^0 + M_2^0) - R_1^0(\Delta R_1 + \Delta M_2)^2}{(R_1^0 + M_2^0)^2 (R_1^0 + \Delta R_1 + M_2^0 + \Delta M_2)^2} \right) \\ &\quad + V_B^2 \cdot \left(\frac{\Delta R_2((M_1^0)^2 - (R_2^0)^2) - 2R_2^0 \Delta M_1(R_2^0 + M_1^0) - R_2^0(\Delta R_2 + \Delta M_1)^2}{(R_2^0 + M_1^0)^2 (R_2^0 + \Delta R_2 + M_1^0 + \Delta M_1)^2} \right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Hier ist $\Delta T_{F,M} = T_{F,M} - T_{F,M}^0$, $\Delta T_{F,R} = T_{F,R} - T_{F,R}^0$ und $\Delta T_U = T_U - T_U^0$. Der Vorteil dieser Schreibweise ist, daß auf der rechten Seite der Gleichungen keine Differenz großer Zahlen auftritt. Außerdem können die letzten drei Summanden oft vernachlässigt werden. Die beiden letzten hiervon beschreiben die Änderung der Ohmschen Heizleistung in Abhängigkeit von der Folientemperatur, da $\Delta M = f(T_{F,M})$ und $\Delta R = f(T_{F,R})$.

Die Messung $U_m(t)$, die einen Vektor $U_m(t_i)$ darstellt, kann wie folgt ausgewertet werden: Zuerst reserviert man Zeitvektoren $\Delta T_{F,M}^{(1)}(t)$ und $\Delta T_{F,R}^{(1)}(t)$ derselben Dimension wie $U_m(t)$ und setzt sie identisch Null. Gleichung 5.5 ist eine leicht abgewandelte Form der Gleichung 5.1 und ergibt unter Beachtung von $\Delta M_1 = m_{M_1} \Delta T_{F,M}$ und $\Delta M_2 = m_{M_2} \Delta T_{F,M}$ (siehe dazu die Eichung aus Kapitel 3.1) eine erste Näherung $T_{F,M}^{(2)}(t)$:

$$R_g = R_c + \frac{(M_1^0 + m_{M_1} \Delta T_{F,M}^{(1)} + R_2^0 + m_{R_2} \Delta T_{F,R}^{(1)}) (R_1^0 + m_{R_1} \Delta T_{F,R}^{(1)} + M_2^0 + m_{M_2} \Delta T_{F,M}^{(1)})}{R_1^0 + R_2^0 + (m_{R_1} + m_{R_2}) \Delta T_{F,R}^{(1)} + M_1^0 + M_2^0 + (m_{M_1} + m_{M_2}) \Delta T_{F,M}^{(1)}} , \quad (5.4)$$

$$V_B = \hat{V}_B \left(1 - \frac{R_c}{R_g} \right) ,$$

$$\begin{aligned} \Delta T_{F,M}^{(2)}(t) = & \left(\frac{\Delta U_m}{V_B} + \frac{M_1^0 m_{R_2} \Delta T_{F,R}^{(1)}}{(M_1^0 + R_2^0)(M_1^0 + R_2^0 + m_{M_1} \Delta T_{F,M}^{(1)} + m_{R_2} \Delta T_{F,R}^{(1)})} \right. \\ & \left. + \frac{M_2^0 m_{R_1} \Delta T_{F,R}^{(1)}}{(M_2^0 + R_1^0)(M_2^0 + R_1^0 + m_{M_2} \Delta T_{F,M}^{(1)} + m_{R_1} \Delta T_{F,R}^{(1)})} \right) \\ & \cdot \left(\frac{R_2^0 m_{M_1}}{(M_1^0 + R_2^0)(M_1^0 + R_2^0 + m_{M_1} \Delta T_{F,M}^{(1)} + m_{R_2} \Delta T_{F,R}^{(1)})} \right. \\ & \left. + \frac{R_1^0 m_{M_2}}{(M_2^0 + R_1^0)(M_2^0 + R_1^0 + m_{M_2} \Delta T_{F,M}^{(1)} + m_{R_1} \Delta T_{F,R}^{(1)})} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Der gesuchte Vektor $P_{Strahlung}(t)$ folgt jetzt, indem man $\Delta T_{F,M}^{(2)}(t)$ nach der Zeit ableitet, in Gleichung 5.2 einsetzt, und diese nach $P_{Strahlung}$ auflöst. Möchte man die Lösung in höherer Ordnung angeben, so kann man in der Gleichung 5.3 nach Division durch $C_R(T_{F,R}^{(1)}(t))$ die rechte Seite von $T_{F,R}^0$ bis $T_{F,R}(t)$ numerisch integrieren. Daraus folgt die Näherung $\Delta T_{F,R}^{(2)}(t)$. Einsetzen der Ergebnisse als neue Startwerte $T_{F,M}^{(1)}(t) = T_{F,M}^{(2)}(t)$ und $T_{F,R}^{(1)}(t) = T_{F,R}^{(2)}(t)$ in Gleichung 5.4 liefert bei einem oder mehreren Durchläufen Korrekturen in $T_{F,M}(t)$ und $P_{Strahlung}(t)$.

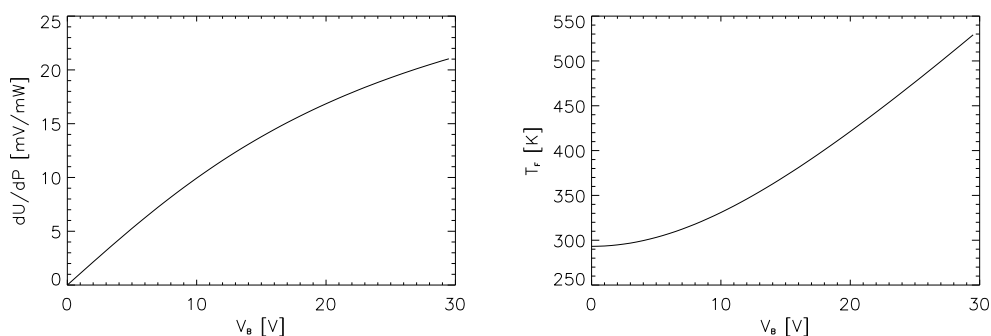


Abbildung 5.3: Bolometerempfindlichkeit und Folientemperatur als Funktion der Versorgungsspannung; Umgebungstemperatur konstant 293K

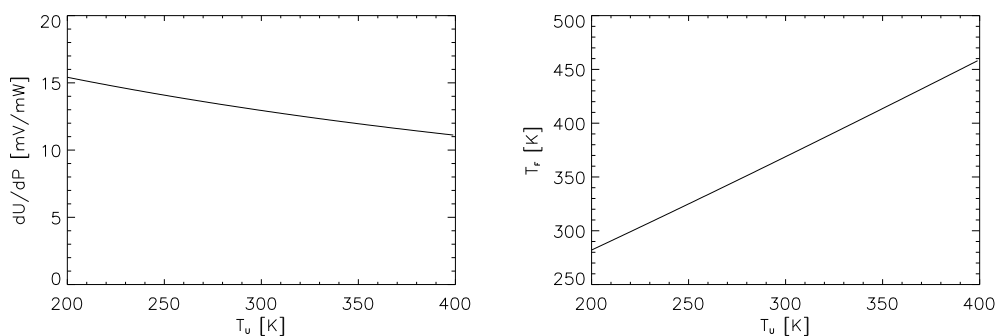


Abbildung 5.4: Bolometerempfindlichkeit und Folientemperatur als Funktion der Umgebungstemperatur; Versorgungsspannung konstant 14V

Gleichung 5.1 zeigt die Besonderheit der Bauform mit einem Referenz- und einem Meßbolometer: Wenn die geometrischen Abmessungen und die Mäanderwiderstände auf beiden Folien annähernd übereinstimmen, dann führt eine Schwankung in der Umgebungstemperatur T_U zu keinem Spannungssignal, da $M_1^0 = M_2^0 = R_1^0 = R_2^0 := M$ und $\Delta M_1(T_U) = \Delta M_2(T_U) = \Delta R_1(T_U) = \Delta R_2(T_U) := \Delta M$. Für die stationäre Empfindlichkeit $\Delta U_m / \Delta P$ läßt sich unter diesen Voraussetzungen ein einfacher Ausdruck angeben. Mit

$$\begin{aligned} \Delta P &= k\Delta T \quad , \quad (5.6) \\ \Delta U_m &= \frac{\Delta M}{2M + \Delta M} V_B \approx \frac{\Delta M V_B}{2M} \quad , \\ \Delta M &= m\Delta T \end{aligned}$$

$$\text{folgt } \frac{\Delta U_m}{\Delta P} = \frac{m V_B}{2 k M(T_U, V_B)} .$$

Die schwache Temperaturabhängigkeit der Wärmeverlustkonstante k ist hier vernachlässigt. Die Funktion $M(T_U, V_B)$ kann aus der Bilanz der Ohmschen Heizleistung bestimmt werden.

$$\begin{aligned} M &= M_0 + m T_U + m (T_{F,M} - T_U) \quad , \\ \frac{V_B^2}{2 M} &= k (T_{F,M} - T_U) \\ \rightarrow M &= M_0 + m T_U + \frac{m V_B^2}{2 M k} \\ \text{oder } M &= \frac{M_0 + m T_U}{2} + \sqrt{\left(\frac{M_0 + m T_U}{2}\right)^2 + \frac{m V_B^2}{2 k}} \end{aligned}$$

M_0 kennzeichnet den Widerstand bei einer Bezugstemperatur. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen die Bolometerempfindlichkeit als Funktionen der Versorgungsspannung V_B und der Umgebungstemperatur T_U . Für die Parameter k , m und M_0 sind die Werte des Laborbolometers aus Kapitel 3.2.4 eingesetzt worden.

5.2 Überprüfung der Eichung

Da man mit dem Bolometer Strahlung misst, ist es vorteilhaft, die Eichung mit einer kalibrierten Lichtquelle zu überprüfen. Hierzu wurde ein *He – Ne*-Laser² mit einem Strahldurchmesser von 1 mm verwendet. Eine Messung der stationären Lichtleistung³ ergab mit einem Kalorimeter und einem Silizium-Meßkopf übereinstimmend 2.23 (3) mW. Da der Laserstrahl die aktive Bolometerfläche nicht ganz ausfüllt, wurde vorab eine der Situation angepaßte ANSYS Simulation durchgeführt. Das Ergebnis dieser Simulation war, daß man die Konstante C um knapp 5% niedriger und die Konstante k um 3% niedriger wählen muß als den Wert der Ohmschen Kalibration, wenn man den Lichtfleck auf der Folie zentriert.

Die Bolometermessung wurde im Labor mit dem „ESAM TRAVELLER“ bei einer Brückenspeisespannung von 10 V und einer Samplingrate von 1 kHz durchgeführt. Zwei Programme, die die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Methoden anwenden, berechneten den stationären Anfangszustand bei eingeschalteter Spannung und die Zeitspuren $P_{Strahlung}(t)$, $T_{F,M}(t)$ und

²Helium-Neon-Laser, Wellenlänge $\lambda = 632.8 \text{ nm}$

³1/2 Std. nach Einschalten

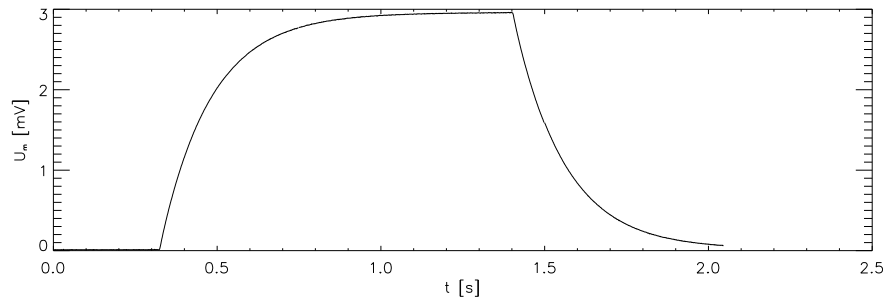


Abbildung 5.5: Rohsignal der Bolometermessung einer kalibrierten Lichtquelle (Ein- / Ausschaltvorgang)

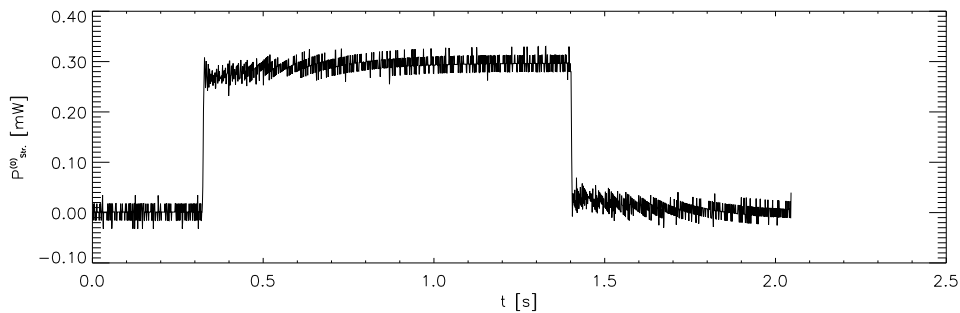


Abbildung 5.6: Absorbierte Strahlungsleistung in erster Näherung

$T_{F,R}(t)$ aus dem Rohsignal $U_m(t)$. Die Ohmsche Heizleistung der Speisespannung beträgt knapp 37 mW , was die Folientemperaturen $T_{F,M}$ und $T_{F,R}$ um 60 Grad gegenüber der Umgebung anhebt.

Abbildung 5.5 zeigt das Rohsignal $U_m(t)$ des Ein-/Ausschaltvorgangs, bei dem eine Blende vor dem Laser auf- und zugemacht wurde. In erster Näherung ergibt sich aus diesem Rohsignal der zeitliche Verlauf der absorbierten Strahlung wie in Abbildung 5.6. Dabei wurde die Änderung der Ohmschen Heizleistung als Folge der Widerstandsänderung vernachlässigt.

Abbildung 5.7 beinhaltet das ausgewertete Leistungssignal nach 200 Ite-

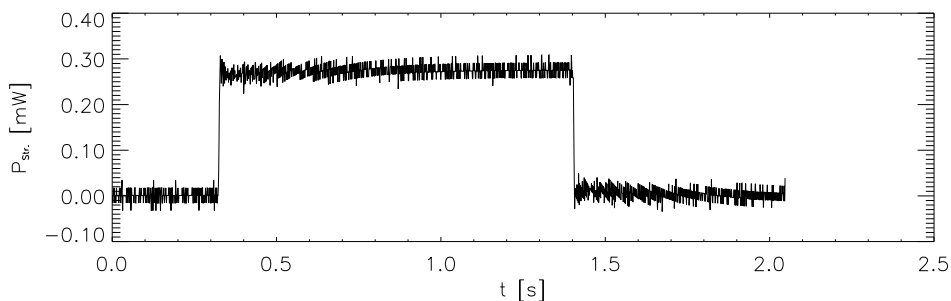


Abbildung 5.7: Korrigiertes Ergebnis für die absorbierte Strahlungsleistung

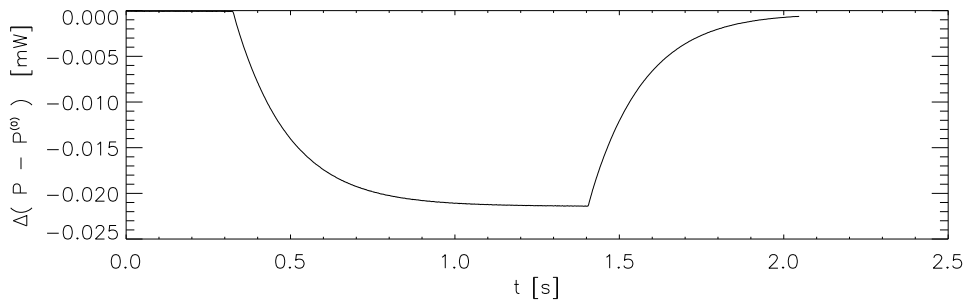
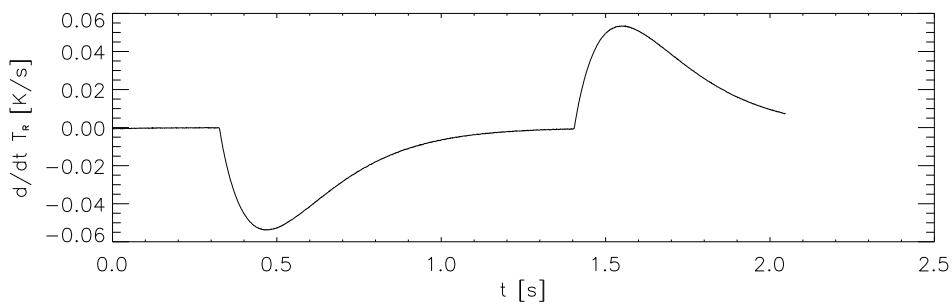
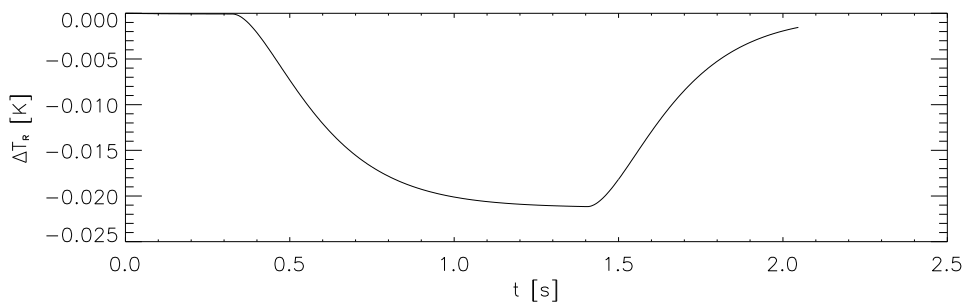


Abbildung 5.8: Differenz zwischen Korrektur und erster Näherung

Abbildung 5.9: Erste Zeitableitung des Temperaturverlaufs auf der R -Folie

rationen, die Ergebnisse einer Iteration für die Folientemperaturen $T_{F,M}^{(2)}(t)$ und $T_{F,R}^{(2)}(t)$ dienen dabei jeweils als Startwert für die nächste Iteration, vgl. S.63. Abbildung 5.8 ist die Differenz zwischen dieser iterierten Auswertung und der ersten Näherung. Der Unterschied beträgt etwa 7% und hat seine Ursache in den Widerstandsänderungen auf der M -Folie und der R -Folie, die einen Offset in der Brückenspannung nach sich ziehen. Die Rekonstruktion des zeitlichen Temperaturverlaufs auf der zugedeckten R -Folie während der Strahlungsabsorption in der M -Folie ist in den Abbildungen 5.9 und 5.10 zu sehen.

Die Bolometermessung des Laserlichts wurde viermal wiederholt. Das

Abbildung 5.10: Temperaturverlauf auf der R -Folie

Anfitten einer horizontalen Gerade ergab die absorbierte Leistung $P_{abs} = 0.2738 (10) \text{ mW}$.

Da der Laser durch ein Glasfenster im Vakuumgefäß auf das Bolometer trifft, muß vor dem Vergleich mit der Lichtleistung zunächst der Verlust durch Vielfachreflexion an den Glasoberflächen berücksichtigt werden. Die transmittierte Leistung ist:

$$P_T = \frac{(1 - R)^2}{1 - R^2} P_{Laser} \quad ,$$

$$\text{mit } R = \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^2 \quad .$$

Hier ist $n = 1.65 (5)$ die Brechzahl von Quarzglas [22]. Am Bolometer kommen somit $88.7 (1.3) \%$ der Laserleistung an. Wenn $P_{abs} = 0.2738 (10) \text{ mW}$ und $P_T = 0.887 (13) \cdot 2.23 (3) \text{ mW} = 1.98 (4) \text{ mW}$, folgt für die Reflexion an der Goldoberfläche $R_{Au} = 0.862 (3)$. In der Literatur findet man bei dieser Wellenlänge Werte von 0.858 aus der Kramers-Kronig Analyse [29] bis zu 0.96 (experimentell) für polierte Oberflächen [6].

5.3 Schnelle Leistungsmodulationen

Wenn das Bolometer einer periodisch modulierten Strahlungsleistung ausgesetzt ist, können der Temperaturverlauf auf der Folie und die Zeitableitung in Fourierreihen dargestellt werden:

$$T_{F,M} = \sum_n c_n \cos(n\omega t) + s_n \sin(n\omega t)$$

$$\frac{d}{dt} T_{F,M} = \sum_n n\omega (s_n \cos(n\omega t) - c_n \sin(n\omega t)) \quad .$$

Bei Periodendauern, die kleiner sind als die Abkühlzeit C/k des Referenzbolometers, vereinfacht sich die Leistungsbilanz nach einer Einschwingphase zu Gleichung 5.7, da die Änderung der Ohmschen Heizleistung zu träge ist, um sich im Signal auszuwirken.

$$C \frac{d}{dt} T_{F,M}^{(\omega)} = -k T_{F,M}^{(\omega)} + P^{(\omega)} \quad (5.7)$$

Wählt man eine harmonische Leistungsmodulation P , so ergibt sich nach elementarer Umformung die Frequenzantwort der Folientemperatur:

$$P = A \sin(\omega t)$$

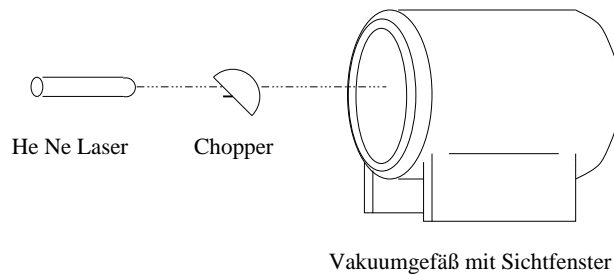


Abbildung 5.11: Versuchsaufbau zur Leistungsmodulation

$$\begin{aligned}
 \rightarrow T &= \frac{A}{k^2 + \omega^2 C^2} \cdot (k \sin(\omega t) - \omega C \cos(\omega t)) \\
 &= \frac{A}{\sqrt{k^2 + \omega^2 C^2}} \cos(\omega t - \phi) \\
 \text{mit } \phi &= \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 C^2}{k^2}}}\right)
 \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde von den Additionstheoremen Gebrauch gemacht. Die Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit ist einfach darstellbar, wenn man in Gleichung 5.6 auf Seite 64 k durch $\sqrt{k^2 + \omega^2 C^2}$ ersetzt.

Um diese Beziehungen im Labor zu verifizieren, wurde zwischen Bolometer und Laser ein Chopper aufgebaut (s. Abbildung 5.11) und eine Meßreihe mit verschiedenen Chopfrequenzen durchgeführt. Da die so erzielte Leistungsmodulation einen rechteckförmigen Verlauf hat, muß vor dem Vergleich mit der Theorie die Frequenzantwort auf ein Rechteck (Amplitude A von Scheitel zu Scheitel) berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{2}{\pi} A \sum_{n=1,3,5\dots} \frac{\sin(n\omega t)}{n} \\
 T &= \sum_{n=1,3,5\dots} (c_n \cos(n\omega t) + s_n \sin(n\omega t)) \\
 \frac{d}{dt} T &= \sum_{n=1,3,5\dots} n\omega (s_n \cos(n\omega t) - c_n \sin(n\omega t)) \\
 n\omega C s_n &= -k c_n \\
 -n\omega C c_n &= -k s_n + \frac{2A}{\pi n} \\
 &\dots
 \end{aligned}$$

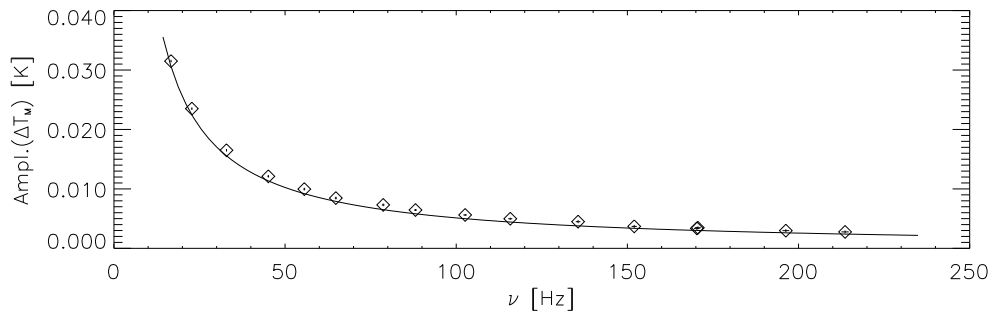


Abbildung 5.12: Berechnete und experimentelle Abhängigkeit der Temperaturamplitude von der Modulationsfrequenz

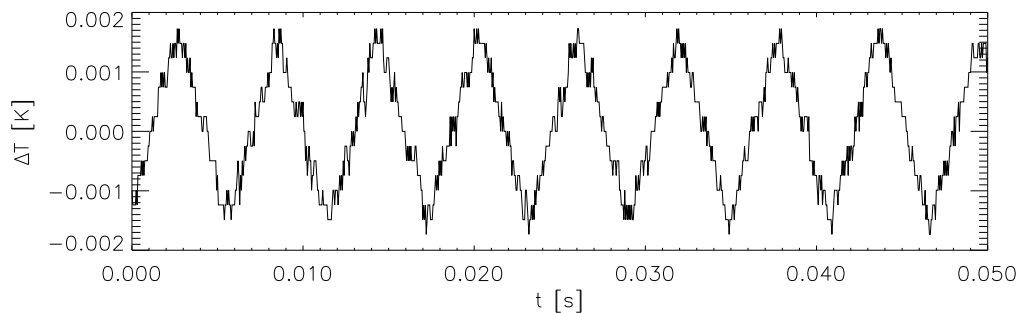


Abbildung 5.13: Gemessener zeitlicher Temperaturverlauf auf der M -Folie bei rechteckförmiger Modulation der absorbierten Leistung

$$\rightarrow T = \frac{2A}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{1}{k^2 + n^2\omega^2 C^2} \left(\frac{k}{n} \sin(n\omega t) - \omega C \cos(n\omega t) \right)$$

Die Amplitude dieser Funktion, die ein Computerprogramm von $n = 1$ bis $n = 100$ berechnete, ist in Abbildung 5.12 als Funktion der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ zusammen mit den experimentellen Ergebnissen zu sehen. Für k und C wurden die Werte aus der Ohmschen Kalibration verwendet und für A die in 5.2 gemessene absorbierte Leistung. Abbildung 5.13 zeigt den Temperaturverlauf auf der M -Folie bei einer Chopfrequenz von 170 Hz , abgetastet mit 20 kHz . Der stufenförmige Verlauf ist eine Folge der Digitalisierung des Rohsignals. Die Temperaturschwankungen auf der Folie betragen nur wenige tausendstel Grad!

Kapitel 6

Messung der Plasmastrahlung am W7-AS

Das Plasmavolumen im Vakuumgefäß des Stellarators W7-AS hat eine Form, die in erster Näherung einem Torus ähnelt (s. Abb. 6.1) . Der kleine Radius dieses Torus hängt vom Magnetfeld und der Position der Limiter ab. Limiter sind hitzefeste Platten innerhalb des Vakuumgefäßes, durch die das Plasma in seiner Ausdehnung eingeschränkt wird. Die Beobachtung des Plasmas erfolgt durch Stutzen im Vakuumgefäß. An einem dieser Stutzen ist hinter einer Blende eine Bolometerkamera mit 32 Kanälen montiert, die einen etwa dreiecksförmigen Querschnitt längs unterschiedlicher Sichtlinien beobachtet (s. Abb. 6.2).

Mit dieser Kamera wurde der zeitliche Verlauf der Plasmastrahlung während der Entladung Nr. 45370 (ECRH, $0.5 MW$) gemessen. Abbildung 6.3 zeigt die ausgewerteten Leistungssignale eines Bolometers, dessen Sichtlinie durch das Plasmainnere führt, und eines Bolometers, dessen Sichtlinie den Plasmarand tangiert. Das Bolometer mit der zentralen Sichtlinie zeigt zum Zeitpunkt $0.9 s$ eine erhöhte Strahlungsleistung an. Dies ist die Folge einer Materieablation durch Laser-blow-off Technik, bei der kurzzeitig Neutralteilchen in das Plasmavolumen gelangen. Die von einer Folie absorbierte Strahlungsleistung ergibt sich aus dem Produkt von Strahlungsfluß und Bolometerfläche ($1.3 mm \cdot 3.8 mm = 4.9 \cdot 10^{-6} m^2$) . Demnach entspricht das Maximum von $12 W/m^2$ einer Wärmeleistung von knapp $0.06 mW$ auf der Bolometerfolie. Der Parameter r/a aus Abbildung 6.3 ist ein Maß dafür, wie nah die Mitte der Querschnittsfläche an der Sichtlinie ist. $r/a = 1$ bedeutet, die Sichtlinie streift das Plasma, $r/a = 0$ entspricht einer Sichtlinie, die genau durch die Mitte führt.

Unter der Annahme, daß der Teilchen- und Energietransport längs einer Magnetfeldlinie sehr viel schneller erfolgt als senkrecht dazu, ist eine

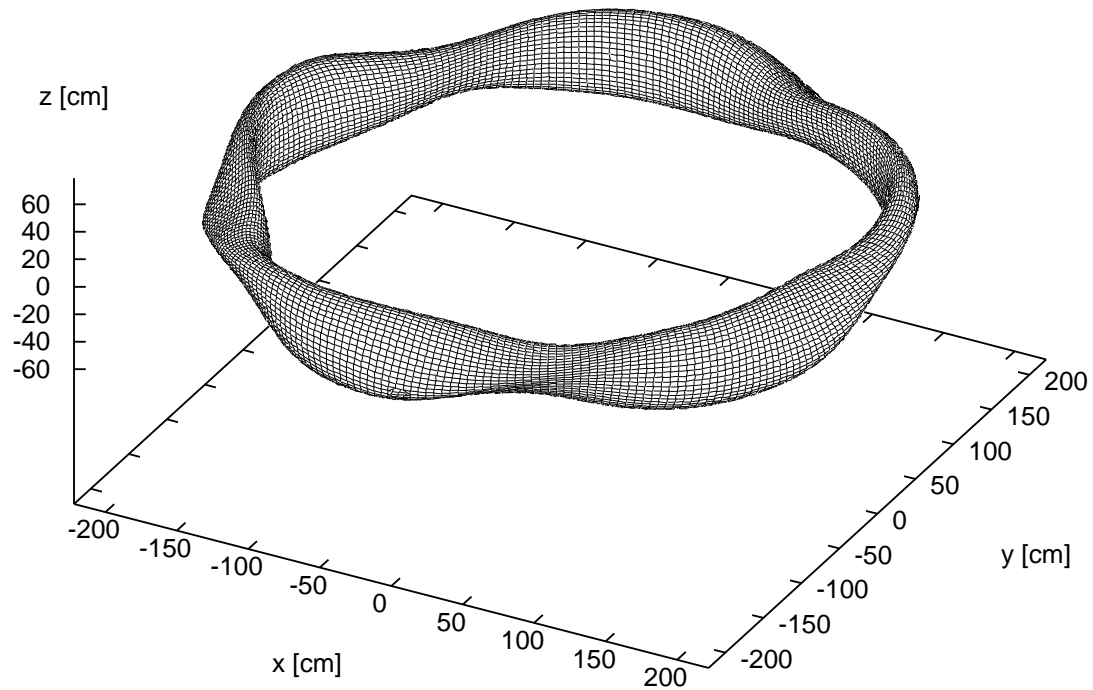


Abbildung 6.1: Plasmaoberfläche im W7-AS

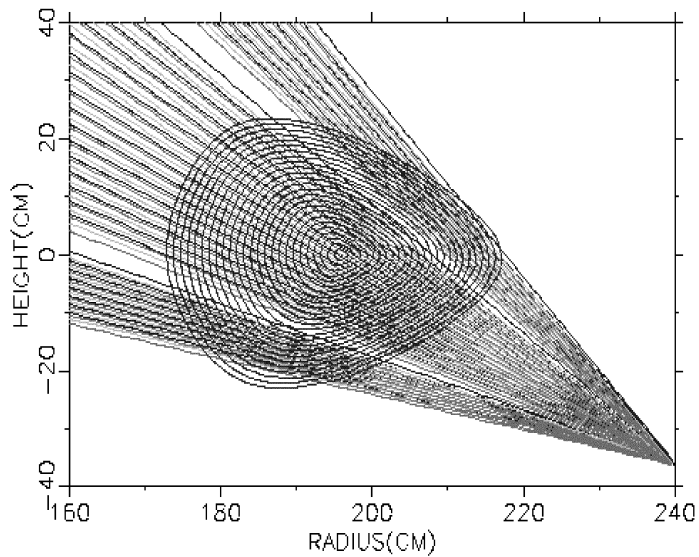


Abbildung 6.2: Bolometersichtlinien im W7-AS Plasma

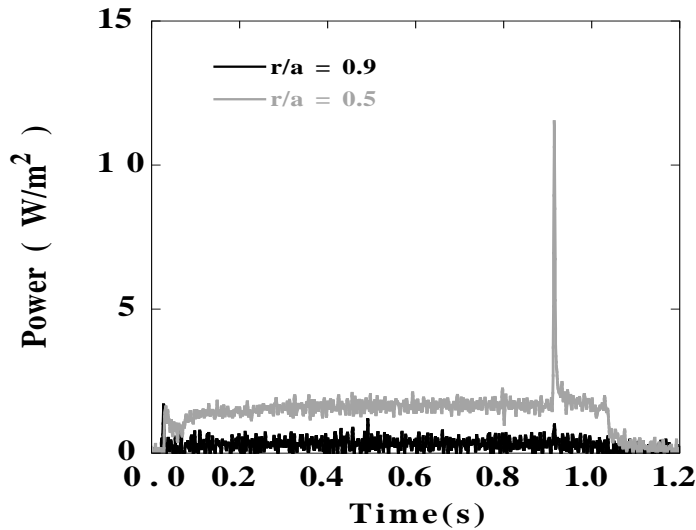


Abbildung 6.3: Strahlungsfluß in zwei verschiedenen Bolometerkanälen

Rekonstruktion des Strahlungsprofils über der Querschnittsfläche möglich. Diese Annahme ist im allgemeinen sehr gut erfüllt, da sich ein Ion oder ein Elektron längs der Magnetfeldlinie mit einem Anteil seiner thermischen Geschwindigkeit bewegt und dabei Gyrationen um die Feldlinie ausführt. Die Radien dieser Gyration betragen bei einer Temperatur von 0.5 keV und einem Magnetfeld von 2.5 T für Elektronen 0.03 mm und für Protonen 1 mm . Senkrecht zu den Feldlinien erfolgt der Teilchentransport nur durch Stöße und Driften. Verfolgt man eine Feldlinie beim einmaligen Umlauf um den Torus, so trifft sie den Ausgangspunkt nicht wieder, sondern wird um einen Poloidalwinkel versetzt. Wiederholt man den Umlauf beliebig oft, spannt die Magnetfeldlinie eine Flußfläche im Raum auf. Dies führt dazu, daß die Drift eines Teilchens im inhomogenen Magnetfeld bei mehrmaligem Umlauf um den Torus im Mittel Null ist. Wenn die Stoßzeit sehr viel größer ist als die Umlaufzeit um den Torus, so sind Teilchenenergie, Teilchenkonzentration, und damit auch die abgegebene Strahlungsleistungsdichte auf einer Flußfläche annähernd konstant. Durch eine sogenannte Inversion kann eine Größe, die entlang mehrerer Sichtlinien gemessen wurde, auf die Flußfläche umgerechnet werden. Im Fall der Plasmastrahlung wurde die Methode in [5] beschrieben.

Abbildung 6.4 zeigt die Plasmastrahlung aus Abbildung 6.3 als Funktion des effektiven Radius. Der effektive Radius ist der kleine Radius eines Torus, der denselben Volumeninhalt besitzt wie die entsprechende Flußfläche. Abbildung 6.5 beinhaltet Elektronendichte und Elektronentemperatur ¹ als

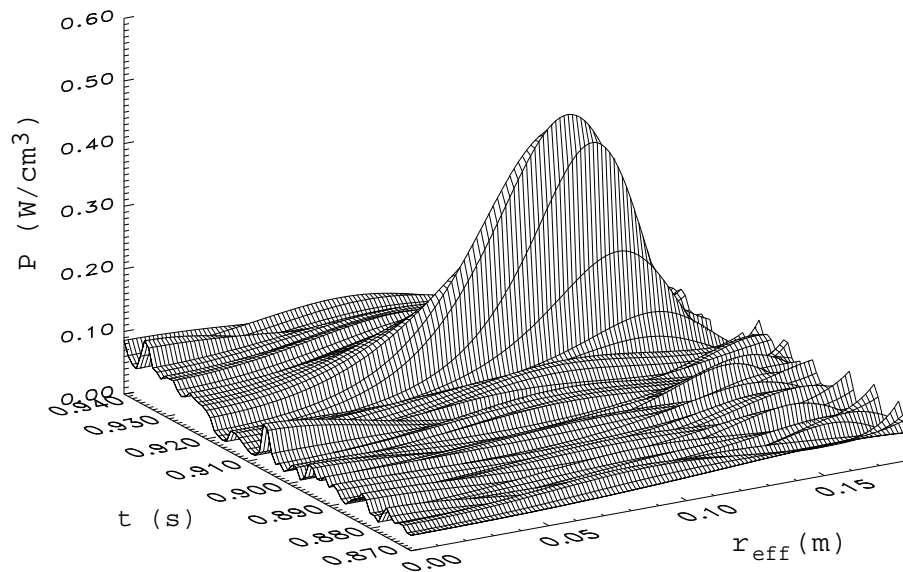


Abbildung 6.4: Strahlungsleistungsprofil als Funktion der Zeit bei einer Laserablation

Funktion des effektiven Radius zur Zeit 0.879 s, also kurz bevor der Strahlungsanstieg mit dem Bolometer gemessen wurde. Es ist deutlich, daß die ablationsinduzierte Strahlung am Plasmarand, im Bereich des starken Anstiegs der Elektronendichte lokalisiert ist. Die von außen kommenden Teilchen erfahren hier eine Anregung durch Stöße .

¹aus dem Streulicht eines Laserblitzes bestimmt, sog. Thomson-Streuung

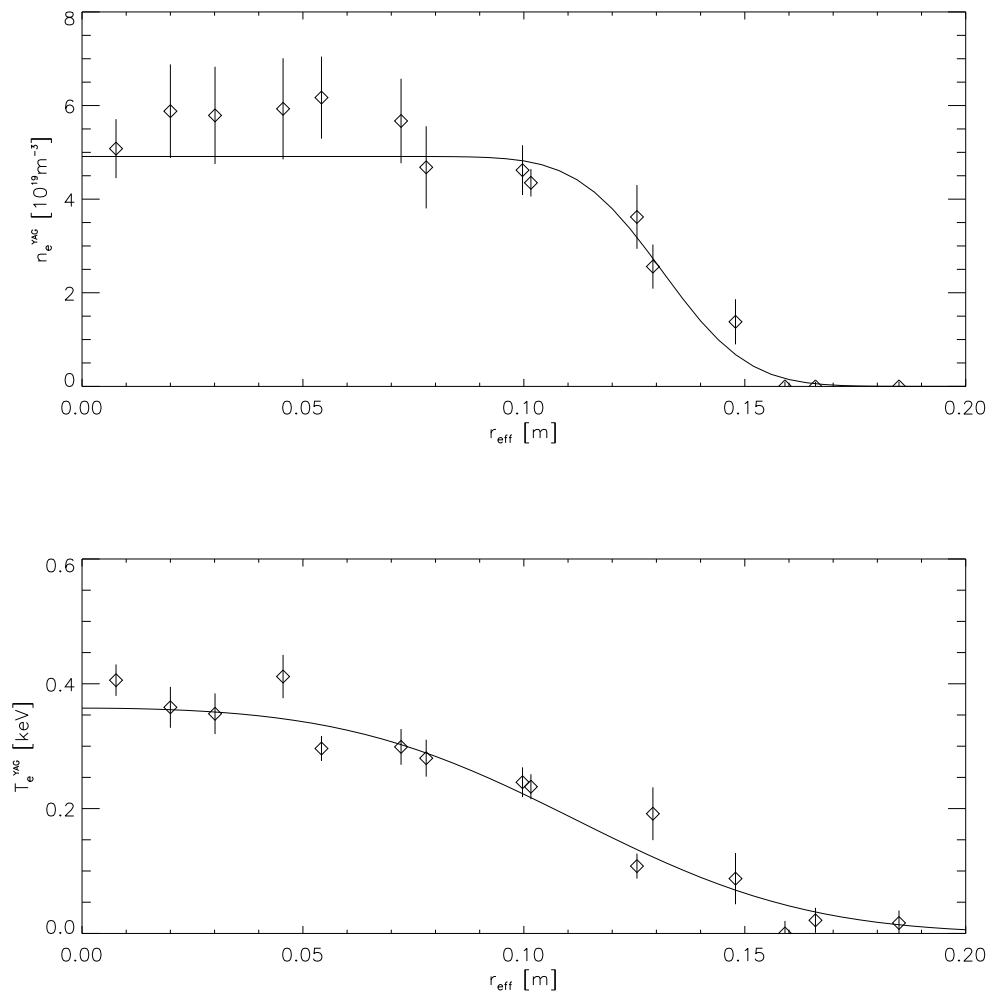


Abbildung 6.5: Elektronendichte und Elektronentemperatur als Funktion des effektiven Plasmaradius zur Zeit 0.879 s

Zusammenfassung

Bolometer werden in der Fusionsforschung zur Messung der Strahlungsverluste eines Plasmas verwendet. Am W7-AS sind seit Oktober 1996 Metallbolometer im Einsatz, die eine hohe Zeitaufösung gestatten. Bei der Kalibration dieser Bolometer zeigte sich eine meßbare Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur, die das bisherige Modell, das auch der Signalauswertung zugrunde liegt, nicht erklären konnte. Es war deshalb Ziel dieser Arbeit, das Modell zu erweitern, um den Strahlungsverlust von Plasmen auch bei langen Entladungen, wie sie am zukünftigen Stellarator W7-X geplant sind und bei denen eine Schwankung der Bolometerkamerateperatur nicht ausgeschlossen werden kann, möglichst genau zu messen.

In die Kalibration des Bolometers gehen drei physikalische Größen ein:

Die erste Größe ist der elektrische Widerstand. Er ist relativ stark temperaturabhängig und entscheidet über die Ohmsche Wärmeleistung durch die Versorgungsspannung des Bolometers, aber auch über die Amplitude des Meßsignals bei der Strahlungsabsorption. Mit der entwickelten Software ist die Temperaturabhängigkeit aller vier integrierten Widerstände eines Bolometerkanals darstellbar.

Die zweite Größe ist die Wärmeverlustkonstante k . Sie ist kaum temperaturabhängig und beschreibt den Temperaturunterschied zwischen der aktiven Bolometerfläche und dem Bolometergehäuse bei gegebener Wärmeleistung auf der aktiven Fläche.

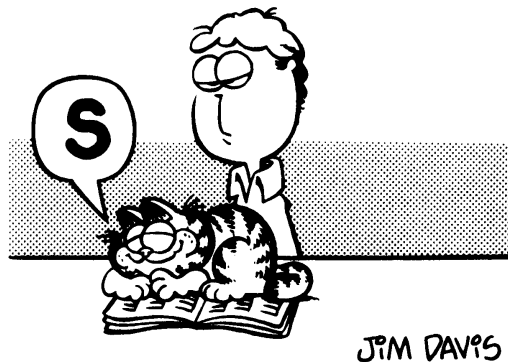
Die dritte Größe ist die Wärmekapazität C . Sie bestimmt die Abnahme der Empfindlichkeit mit der Modulationsfrequenz der absorbierten Leistung und ist relativ stark temperaturabhängig.

Wärmeverlustkonstante und Wärmekapazität wurden aus dem zeitlichen Verlauf der Spannungssignale als Funktion der Ohmschen Wärmeleistung berechnet. Messungen mit einem kalibrierten Laser als Energiequelle stimmen sowohl bei stationärer als auch bei modulierter Leistung mit dieser Eichung überein.

In einer genauen Signalauswertung muß der Einfluß der Ohmschen Heizung berücksichtigt werden. Labormessungen mit einem stationären Ener-

giefluß von 50 W/m^2 ergaben eine 7%ige Korrektur.

Um Aufschluß über die Temperaturverteilung im Bolometer zu erhalten, wurden dreidimensionale Finite-Element-Rechnungen durchgeführt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, daß die Theorie der Wärmeleitung die Eigenschaften eines Bolometers sehr gut beschreibt. Unter Verwendung der Literaturdaten für die Materialeigenschaften von Gold kann die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von „Kapton“ angegeben werden. Darüber hinaus erlauben die Finite-Element-Rechnungen Voraussagen über die Abhängigkeit der Kalibration von der Bolometergeometrie. Zukünftige optimierte Bauformen können damit am Computer geplant werden.



THE END

Abstract

In fusion research, bolometers are used to measure the total radiation losses of a plasma. At the W7-AS stellarator in Garching several metal film bolometers with a high temporal resolution, using gold as absorber block and meander-like resistor and Kapton as insulator, have been installed. Since a variation of the bolometer head temperature is likely to occur during the long pulses of the future stellarator W7-X, one objective of this thesis was to study the temperature dependence of the calibration constants.

A bolometer detector is described by three physical quantities: the electrical resistance of the meander and the heat conduction and heat capacity of the detection foil. The electrical resistance of the meander has a comparatively strong temperature dependence. It determines the amplitude of the voltage signal and the ohmic heating power caused by the voltage supply of the bolometer. The developed software allows the values of all four meander resistors integrated within one bolometer channel to be deduced from at least six external measurements of resistance. The heat conduction is nearly independent of the absolute temperature and determines the relative temperature difference between bolometer foil and support, if a stationary power flux is applied. The heat capacity is again comparatively strongly temperature dependent.

Both the heat capacity and the heat conduction were calculated from the response of the bolometer to a modulated ohmic heating power. A cross check with a calibrated laser showed good agreement for the absolute value of measured and deduced power flux. The frequency dependence of the bolometer response was checked by a frequency scan of the modulated power.

If radiation is absorbed by the bolometer, the change in ohmic heating has to be taken into account when calculating the radiation power from the signals. Measurements with a flux of 50 Wm^{-2} revealed a modification of 7% .

In order to learn about the temperature distribution within a bolometer foil, a three-dimensional finite element model was developed. Heat diffusion simulations with this model and experimental results are in good agreement.

Using data from literature for the material properties of gold, the temperature dependence of the heat capacity of “Kapton” could be deduced. Additionally the finite element model provides a valuable tool for the design of future bolometer devices.

Anhang A

Eine Anmerkung zur Fehlerrechnung bei der Regression

Der Sinn einer Regression ist, die Abhängigkeit einer Größe y von einer oder mehreren Variablen x in Form einer Funktion $y = y(p, x)$ mit möglichst wenigen Parametern p wiederzugeben. Im Falle physikalischer Meßgrößen besteht dann die Möglichkeit, für jeden Wert der unabhängigen Größe x eine Vorhersage für die abhängige Größe y abzugeben. Die lineare Regression mit unabhängigem x benötigt für die Darstellung von y zwei Parameter, m und t :

$$y = mx + t \quad ,$$

wobei sich Erwartungswerte m_s und t_s für m und t aus einem gemessenen Datensatz (x_i, y_i) errechnen lassen. Mit der in der Regel gerechtfertigten Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Meßwerte um den wahren Wert läuft die Auswertung des Datensatzes auf die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate hinaus, d.h. sie ist gleichbedeutend mit :

$$\sum_i w_i (y_i - m_s x_i - t_s)^2 = \textit{Minimum} \quad .$$

Die Zahl w_i bezeichnet hierbei das Gewicht des Punktes (x_i, y_i) , also das Vertrauen, das man in seine Korrektheit setzt. Die Minimierung ist gleichbedeutend mit der Suche nach den Nullstellen der partiellen Ableitungen nach m_s und t_s und führt auf:

$$\begin{aligned} m_s &= \frac{(\sum w_i)(\sum w_i x_i y_i) - (\sum w_i y_i)(\sum w_i x_i)}{D} \\ t_s &= \frac{(\sum w_i x_i^2)(\sum w_i y_i) - (\sum w_i x_i)(\sum w_i x_i y_i)}{D} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$\text{mit } D = (\sum w_i)(\sum w_i x_i^2) - (\sum w_i x_i)^2$$

Weiterhin kann ein Erwartungswert σ_s^2 für die Varianz σ^2 und somit für die Abweichung von m_s und t_s vom wahren Wert m bzw. t angegeben werden (siehe dazu [30] und [31]) :

$$\sigma_s^2 = \frac{\sum w_i (t_s + m_s x_i - y_i)^2}{n - 2}$$

$$u_{m_s}^2 = \frac{\sigma_s^2 \sum w_i}{D} \quad (\text{A.2})$$

$$u_{t_s}^2 = \frac{\sigma_s^2 \sum w_i x_i^2}{D} \quad (\text{A.3})$$

Eine Transformation des Systems (x, y) der Form

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \hat{x} = x - x_0 \\ y &\rightarrow \hat{y} = y - y_0 \end{aligned}$$

zieht folgende Veränderungen nach sich :

$$\begin{aligned} t_s &\rightarrow \hat{t}_s = t_s - y_0 + m_s x_0 \\ u_{t_s}^2 &\rightarrow u_{\hat{t}_s}^2 = u_{t_s}^2 - 2 \frac{\sigma_s^2 x_0 \sum w_i x_i}{D} + x_0^2 u_{m_s}^2 \quad (\text{A.4}) \\ m_s &\rightarrow \hat{m}_s = m_s \quad (\text{invariant}) \\ u_{m_s}^2 &\rightarrow u_{\hat{m}_s}^2 = u_{m_s}^2 \quad (\text{invariant}) \\ D &\rightarrow \hat{D} = D \quad (\text{invariant}) \\ \sigma_s^2 &\rightarrow \hat{\sigma}_s^2 = \sigma_s^2 \quad (\text{invariant}) \end{aligned}$$

Das bedeutet aber, daß die Methode der Fehlerfortpflanzung die Unsicherheit einer Vorhersage y_a an der Stelle $x_a \pm u_{x_a}$ im allgemeinen überschätzt, denn in der Formel

$$\begin{aligned} u_{y_a}^2 &= \left(\frac{\partial \hat{y}_a}{\partial \hat{x}_a}\right)^2 u_{x_a}^2 + \left(\frac{\partial \hat{y}_a}{\partial \hat{m}_s}\right)^2 u_{\hat{m}_s}^2 + \left(\frac{\partial \hat{y}_a}{\partial \hat{t}_s}\right)^2 u_{\hat{t}_s}^2 \\ &= m_s^2 u_{x_a}^2 + (x_a - x_0)^2 u_{m_s}^2 + u_{t_s}^2 \end{aligned}$$

hängt $u_{y_a}^2$ über x_0 und $u_{t_s}^2$ von der Wahl des Koordinatensystems ab !

Da man (meistens) an einer möglichst genauen Vorhersage interessiert ist, sollte man die Koordinatentransformation so wählen, daß $u_{y_a}^2$ minimal wird .

Mit A.4 und A.3 folgt dann aus der Nullstelle der partiellen Ableitung nach x_0 :

$$\begin{aligned}
 u_{\hat{y}_a}^2 &= m_s^2 u_{\hat{x}_a}^2 + (x_a - x_0)^2 u_{m_s}^2 + \frac{\sigma_s^2 \sum w_i x_i^2}{D} - 2 \frac{\sigma_s^2 x_0 \sum w_i x_i}{D} + x_0^2 u_{m_s}^2 \\
 \frac{\partial}{\partial x_0} u_{\hat{y}_a}^2 &= 0 \quad \Rightarrow \quad x_0 u_{m_s}^2 - \frac{1}{2} u_{m_s}^2 x_a - \frac{\sigma_s^2 \sum w_i x_i}{2D} = 0 \\
 x_0 &= \frac{1}{2} (x_a + \bar{x}_{(i)}) \quad \text{mit} \quad \bar{x}_{(i)} = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i}
 \end{aligned}$$

Ein sehr unbequemes Ergebnis, denn es bedeutet, daß die günstigste Transformation von der unbekanntem Stelle x_a abhängt und der Fit für jede Vorhersage neu berechnet werden müßte. Setzt man dieses Ergebnis allerdings in $u_{\hat{y}_a}^2$ ein, so folgt:

$$\begin{aligned}
 u_{\hat{y}_a}^2 = \dots &= m_s^2 u_{\hat{x}_a}^2 + \frac{1}{2} (x_a - \bar{x}_{(i)})^2 u_{m_s}^2 + \frac{\sigma_s^2 \sum w_i x_i^2}{D} - \bar{x}_{(i)}^2 u_{m_s}^2 \\
 &= m_s^2 u_{\hat{x}_a}^2 + \frac{1}{2} (x_a - \bar{x}_{(i)})^2 u_{m_s}^2 + \frac{\sigma_s^2}{\sum w_i} \quad . \quad (\text{A.5})
 \end{aligned}$$

Im letzten Schritt sind die letzten beiden Summanden durch Einsetzen von A.2 zusammengezogen worden. Das Ergebnis besteht aus drei Teilen : Der erste Summand ist eine Invariante, der zweite sagt aus, daß die Unsicherheit der Vorhersage nur vom Abstand zum Datensatzschwerpunkt abhängt, und der dritte Summand ist die quadratische Unsicherheit des Datensatzschwerpunktes.

Somit wurde gezeigt, daß der Schwerpunkt der unabhängigen Variablen eines Datensatzes erst in den Ursprung transformiert werden muß, bevor man die Fitparameter ermittelt. Jede Unsicherheit einer Vorhersage kann dann unter Anwendung von A.5 berechnet werden.

Abschließend noch ein Wort zu den Gewichten w_i :

Im einfachsten Fall, wenn die x_i als exakt angesehen werden, sollten alle y_i mit

$$w_i = \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}$$

gewichtet werden [30]. Dabei ist $\sigma_{y_i}^2$ der Erwartungswert der Varianz von y_i , zum Beispiel das Quadrat der Unsicherheit des verwendeten Meßgerätes, mit dem y_i bestimmt wurde. Das Resultat der Regression ist dann die Kurve, deren quadratische vertikale Abstandssumme zu den Meßpunkten unter Berücksichtigung der verschiedenen Gewichte minimal ist.

Sollten dagegen auch die x_i einer statistischen Schwankung um den wahren Wert unterworfen sein, weil sie sich zum Beispiel auch aus einer Messung ergeben, so sind die Gewichte

$$w_i = \frac{1}{\sigma_{y_i}^2 + (m|_{x_i})^2 \sigma_{x_i}^2}$$

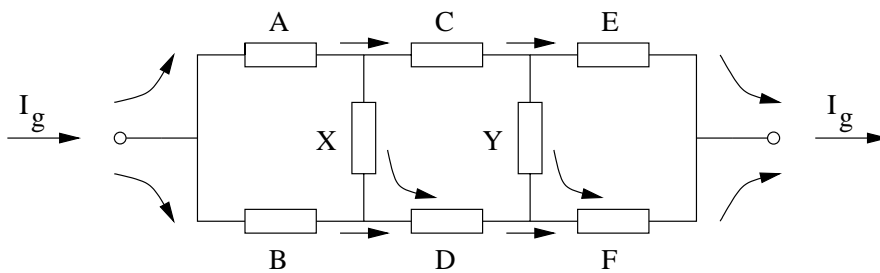
zu wählen, wobei $m|_{x_i}$ die Steigung an der Stelle x_i repräsentiert und $\sigma_{x_i}^2$ den Erwartungswert der Varianz von x_i . Der Einfachheit halber wurde hier nicht mehr zwischen dem unbekanntem wahren Wert m und dem berechenbaren Schätzwert m_s unterschieden, deren Unterschied für eine große Anzahl an Meßpunkten (x_i, y_i) aber ohnehin gegen Null geht.

Das Resultat dieser Regression ist übrigens eine Kurve, deren quadratische Abstandssumme senkrecht oder normal zu den einzelnen Meßpunkten minimal ist. Leider kann in diesem Fall der Wert für m_s nicht mehr wie in A.1 berechnet werden, da die Gewichte ihrerseits von m_s abhängen und sich bereits bei der linearen Regression eine quadratische Gleichung für m_s ergibt. Anstatt diese zu lösen reicht es aber oft aus, A.1 mit einem geeigneten Startwert für m_s und damit für w_i zu lösen, das Ergebnis zur Neuberechnung von w_i zu nützen, und A.1 zu iterieren, bis sich keine Änderungen mehr zeigen. Insbesondere auf dem Computer führt diese Methode sehr schnell zum Ziel.

Anhang B

Angewandte Widerstandsnetzwerke

Im Netzwerk



gilt nach Kirchhoff :

$$R_{ges} = \frac{1}{N} \cdot [XY(A + C + E)(B + D + F) + \\ + X(EF(A + B + C + D) + (A + C)(B + D)(E + F)) + \\ + Y(AB(C + D + E + F) + (A + B)(C + E)(D + F)) + \\ + AB(C + D)(E + F) + CD(A + B)(E + F) + \\ + EF(A + B)(C + D)]$$

$$I_A = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(B + D + F) + X(B + D)(E + F) + \\ + B(Y(C + D + E + F) + (C + D)(E + F))]$$

$$I_B = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(A + C + E) + X(A + C)(E + F) + \\ + A(Y(C + D + E + F) + (C + D)(E + F))]$$

$$I_C = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(B + D + F) + X(B + D)(E + F) + \\ + Y(A + B)(D + F) + D(A + B)(E + F)]$$

$$I_D = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(A + C + E) + X(A + C)(E + F) + \\ + Y(A + B)(C + E) + C(A + B)(E + F)]$$

$$I_E = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(B + D + F) + Y(A + B)(D + F) + \\ + F(X(A + B + C + D) + (A + B)(C + D))]$$

$$I_F = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [XY(A + C + E) + Y(A + B)(C + E) + \\ + E(X(A + B + C + D) + (A + B)(C + D))]$$

$$I_X = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [Y(BE - AF) + (E + F + Y)(BC - AD)]$$

$$I_Y = \frac{I_{ges}}{N} \cdot [X(BE - AF) + (A + B + X)(DE - CF)]$$

mit

$$N = XY(A + B + C + D + E + F) + X(E + F)(A + B + C + D) \\ + Y(A + B)(C + D + E + F) + (A + B)(C + D)(E + F)$$

Anhang C

Rückschluß auf Materialeigenschaften aus den Meßwerten

In Kapitel 3.2.4 wurden mit den Konstanten k und C des Laborbolometers Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität der verwendeten Materialien über einen weiten Temperaturbereich gemessen. Wenn man die ANSYS Simulation über die Materialeigenschaften an die experimentellen Ergebnisse anpaßt, kann man deswegen auf die Wärmeleitfähigkeit und auf die Wärmekapazität von Gold und Kapton in diesem Bolometer zurückschließen. Obwohl die Absolutwerte der Materialeigenschaften hierbei mit einem großen Fehler behaftet sind, da sie reziprok mit den weitgehend unbekanntem Schichtdicken verknüpft sind, so ist doch eine Aussage über die Temperaturabhängigkeit möglich.

Die Wärmeverlustkonstante k des Laborbolometers Nr.1 kann zwischen 295 und 395 Kelvin (20 bis 120 Grad Celsius) nach Kapitel 3.2.4 beschrieben werden durch

$$k (W/K)^{-1} = 0.0010014 (4) + 4.8 (2) \cdot 10^{-7} K^{-1} (T - 328.12 K) \quad .$$

Eine Anpassung der Kaptoneigenschaften (s. Abb. C.1) unter der Annahme von reinem Gold ($\lambda_{Au} = 310 W/m K = const.$) erforderte eine extrem starke Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Kapton (s. Abb. C.2) . Um den experimentellen Absolutwert von k zu reproduzieren mußte die Dicke des Goldkanals in dieser Simulation auf $136 nm$ reduziert werden (die Kaptonfoliendicke betrug unverändert $7.5 \mu m$) .

Wesentlich plausibler ist die Annahme einer geringeren Wärmeleitfähigkeit von Gold mit positivem Temperaturkoeffizient, da dann die Temperatur-

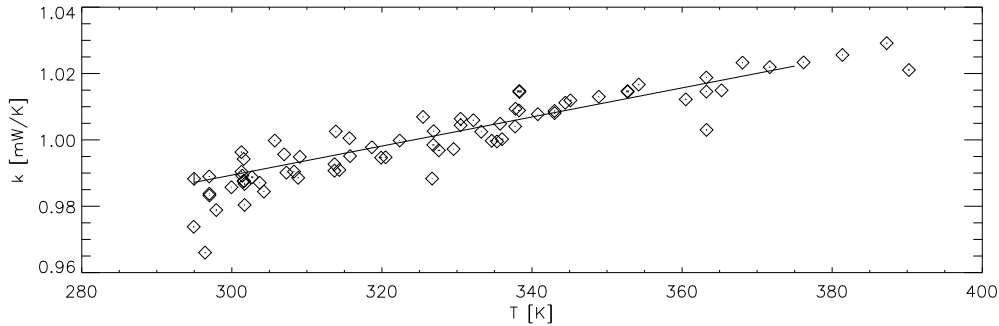


Abbildung C.1: Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen für k und der ANSYS Simulation (durchgezogene Linie) nach Anpassung der Wärmeleitfähigkeit von Kapton

abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Kapton mit den Herstellerangaben übereinstimmen kann. Die Anpassung an die experimentellen Werte führt hier zu Abbildung C.3 und dem Ergebnis aus einer ANSYS Simulationsreihe :

$$k (W/K)^{-1} = 0.0010022 (4) + 4.8 (2) \cdot 10^{-7} K^{-1} (T - 328.12 K) \quad .$$

Bei einer Dicke des Goldkanals von 220 nm , das ist der RBS-Meßwert (s. Kapitel 4.2) eines **anderen** Bolometers, mußte hier die Wärmeleitfähigkeit von Gold auf

$$\lambda_{Au} (W/m K)^{-1} = 190.2 + 0.093 K^{-1} (T - 273.15 K) \quad (C.1)$$

gesetzt werden. Die starke Abweichung des Absolutwertes von reinem Gold, wie auch der positive Temperaturkoeffizient, stehen mit der Literatur z.B. dann im Einklang, wenn im Gold die Verunreinigungen Eisen und Kupfer vorhanden sind (s. Abb. C.4). Erhöht man in der Simulation den Absolutwert der Wärmeleitfähigkeit von Gold (Gleichung C.1) und verringert gleichzeitig die Dicke des Goldkanals im selben Verhältnis, so bleibt die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erhalten. Da die Goldkanal Dicke genau dieses Bolometers nicht gemessen wurde, ist somit keine Aussage über den Absolutwert der Wärmeleitfähigkeit von Gold möglich. Die einzig gesicherte Aussage ist die, daß der Temperaturkoeffizient der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Goldes im betrachteten Temperaturintervall positiv ist.

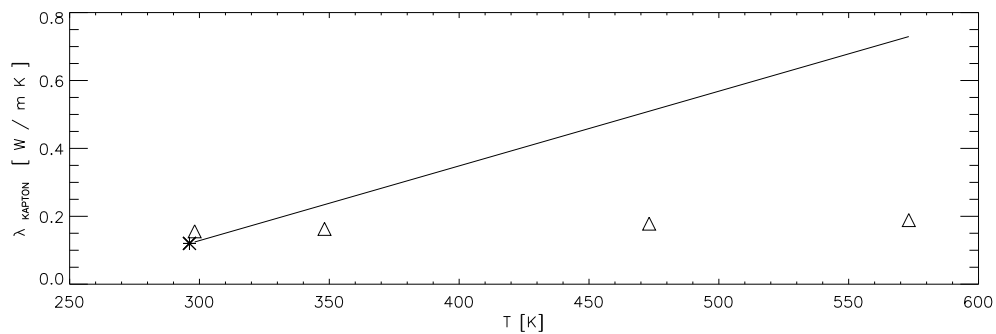


Abbildung C.2: Hypothetische Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Kapton (durchgezogene Linie) im Vergleich mit einem Datenblatt (Δ , s. [24]) und der neuesten Produktinformation (*, s. [10])

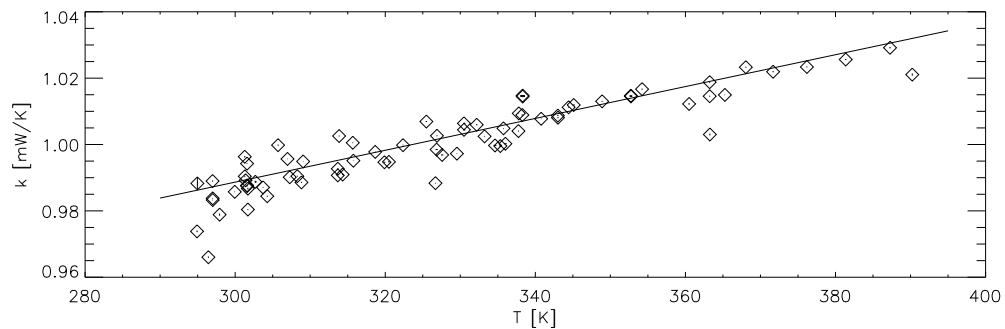


Abbildung C.3: Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen für k und der ANSYS Simulation (durchgezogene Linie) nach Anpassung der Wärmeleitfähigkeit von Gold

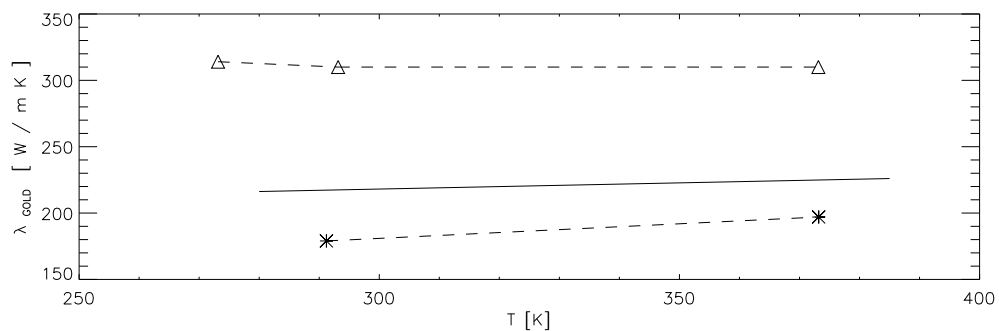


Abbildung C.4: Erforderliche Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Gold (durchgezogene Linie) im Vergleich mit Literaturdaten für sehr reines Gold (Δ , s. [22]) und für Gold, das je 0.1 Gewichtsprozent Eisen und Kupfer enthält (*, s. [23])

Die Eichung ergab für die Wärmekapazität C des Laborbolometers Nr.1 zwischen 295 und 390 Kelvin (s.Kapitel 3.2.4) :

$$C (J/K)^{-1} = 0.00013873 (12) + 1.98 (4) \cdot 10^{-7} K^{-1} (T - 320.126 K) \quad .$$

Die Wärmekapazität von Gold ist in diesem Temperaturbereich bekannt und ändert sich durch geringe Verunreinigungs-konzentrationen kaum. Bei Zimmertemperatur hat die Firma DuPont einen Wert für Kapton angegeben: $c_{Kapton} = 1.09 J/g K$ (s.[10]) . Eine ANSYS Simulation mit diesen Stoffdaten und mit den Bolometerabmessungen aus den Konstruktionszeichnungen ergab bei der Berechnung von C knapp $0.00015 J/K$ ($T = 293 K$, s.Kapitel 4) . Das Laborbolometer Nr.1 muß deshalb geringere Materialmengen enthalten, d.h. seine Abmessungen und/oder Schichtdicken sind kleiner als in den Konstruktionszeichnungen angegeben. Um die Simulation dem Laborbolometer Nr.1 anzugleichen, wurden im ANSYS Modell zunächst die Bolometerabmessungen reduziert, insbesondere die Schichtdicken. Nachdem C bei Zimmertemperatur mit dem experimentellen Wert übereinstimmte, erfolgte ein manueller „Fit“ der Temperaturabhängigkeit von C . Der Fitparameter war hierbei der Temperaturkoeffizient der Wärmekapazität von Kapton. Die Obergrenze des Temperaturkoeffizienten für Kapton ergab sich aus maximaler Goldschichtdicke bei minimalem Gold-Temperaturkoeffizient (durchgezogene Linie in Abb. C.5) und minimaler Kaptondicke (L/B/Dicke des Goldabsorbers: $1.95 mm / 0.74 mm / 4 \mu m$, Kaptondicke $6.46 \mu m$) . Da die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Gold aus den Literaturdaten verschieden interpretiert werden kann (s.Abb. C.5), wurde zur Bestimmung der Untergrenze eine Simulationsserie mit minimaler Goldschichtdicke, einem größeren Temperaturkoeffizienten der Wärmekapazität von Gold (gestrichelte Linie in Abb.C.5) und maximaler Kaptondicke gestartet (L/B/Dicke des Goldabsorbers: $1.95 mm / 0.74 mm / 3.26 \mu m$, Kaptondicke $7.4 \mu m$) . Der Unterschied zwischen Ober- und Untergrenze kann als Anhaltspunkt für die Unsicherheit dienen. Die resultierenden Zahlenwerte sind:

$$c_{Kapton}^{(+)} [J/(g K)] = 1.038 + 0.00262 K^{-1} \cdot (T - 273.15 K)$$

$$c_{Kapton}^{(-)} [J/(g K)] = 1.045 + 0.00225 K^{-1} \cdot (T - 273.15 K)$$

im Temperaturbereich zwischen $295 K$ und $390 K$ (beide Gleichungen erfüllen die Randbedingung $c_{Kapton} = 1.09 J/g K$ bei Raumtemperatur) . Als Durchschnittswert für den Temperaturkoeffizienten der Wärmekapazität von Kapton erhält man $0.00244(19) J/g K^2$.

Der Anteil $(m_C/C)_{Kapton}$ beträgt demnach $0.00224(18) K^{-1}$, ein Zahlenwert, der bereits in Kapitel 4 auf $0.0024(3) K^{-1}$ geschätzt wurde. Die Bilder C.6 und C.7 zeigen den Vergleich zwischen den simulierten und den experimentellen C -Werten.

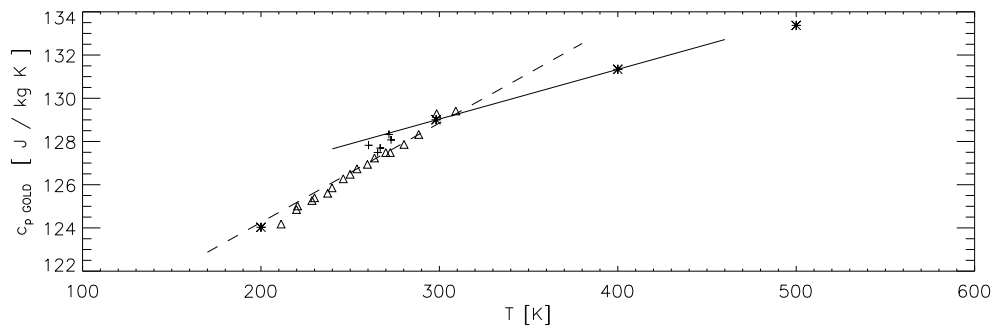


Abbildung C.5: Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Gold, Δ und $+$ aus [32], $*$ aus [20].

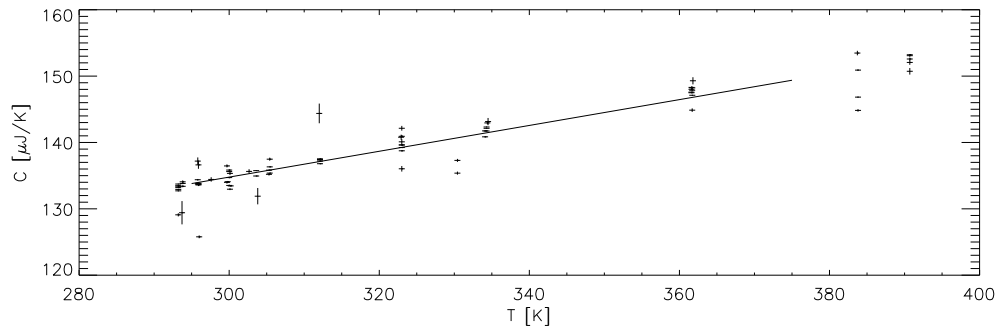


Abbildung C.6: Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen für C und der ANSYS Simulation (durchgezogene Linie) nach Anpassung der Wärmekapazität von Kapton bei maximaler Kaptondicke

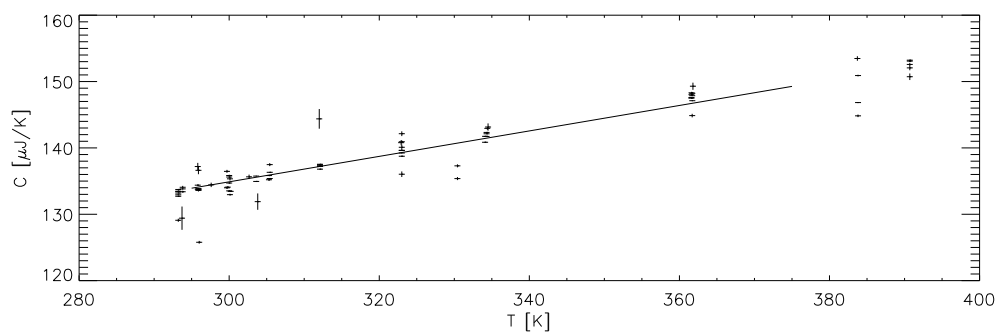


Abbildung C.7: Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen für C und der ANSYS Simulation (durchgezogene Linie) nach Anpassung der Wärmekapazität von Kapton bei minimaler Kaptondicke

Anhang D

ANSYS Programmierung

Das *Finite Elements* Programm ANSYS kann sowohl interaktiv, als auch im Batch-Betrieb benutzt werden. Insbesondere bei der Entwicklung eines neuen Modells empfiehlt sich die interaktive Bedienung, für die es auch eine hervorragende graphische Oberfläche gibt.

Unter SOLARIS startet

```
ansys54 -p Lizenzname
```

das Programm (aktuelle Version 5.4) aus einer Shell heraus. Auf den SUN-Workstations der Abteilung ZTE des IPP gibt es eine Datei *anslogin.54*, die, wenn vorher mit **source /usr/local/bin/anslogin.54** aufgerufen, alle notwendigen Einträge im Pfad ergänzt. Die Befehle

```
/show,x11 und /menu,on
```

aktivieren die graphische Oberfläche mit dem Fenster für die Darstellung des Modells (*working plane*) und mehreren Hilfsmenus. Alle ANSYS-spezifischen Befehle können nun in dem kleinen Fenster mit der Eingabezeile (meist links oben am Bildschirm) eingegeben werden, die Auswirkungen sind im Modellfenster sofort sichtbar. Wählt man den Batch-Betrieb, so muß man alle ANSYS-Befehle in einem Textfile zusammenfassen und dieses unter UNIX als Eingabefile für ANSYS deklarieren, z.B.

```
nohup ansys54 -p Lizenzname < Textfile &
```

Anhand zweier Beispiele (b18IN.btc s.S. 99-101 und b23aIN.btc s.S. 105-107) aus den Bolometersimulationen sind einige ANSYS-Befehle erläutert. Diese Beispiele wurden im Batch-Betrieb gerechnet. Möchte man die einzelnen Stadien graphisch anzeigen (interaktiv !), so steht dazu in ANSYS eine Reihe von plot-Befehlen zur Verfügung: Bei der Planung und zur Darstellung der Materialien **eplot** (Elements), **nplot** (nodes) etc. , zur Darstellung der Lösung **plnsol** (plot nodal solution), **plvect** u.a.

Es ist sinnvoll, mit dem Befehl **/ratio,,1,20** die graphische Darstellung des Bolometers auf dem Bildschirm vertikal um (z.B.) den Faktor 20 gegenüber der Horizontalen (Faktor 1) zu vergrößern, und mit dem Befehl **/view,,x,y,z** die Ansicht des Modells in drei Dimensionen (Sichtvektor x,y,z) festzulegen. Das doppelte Komma nach diesen Befehlen bedeutet lediglich, daß hier der (überflüssige) Parameter ausgelassen wurde, der das Graphikfenster bezeichnet. Eine Umleitung der Ausgabe in eine Datei (**/show,Dateiname**) erlaubt die Erzeugung der Bilder aus Kapitel 4. Das Format dieser Datei kann, ebenfalls unter SOLARIS, mit dem Programm DISPLAY53 oder DISPLAY54 in POSTSCRIPT verwandelt werden. Notwendige DISPLAY53/54 Befehle:

```
file,Dateiname,extension
pscr,color,1 (wenn Farbe erwünscht)
/show,post
plot
```

Im interaktiven Modus von ANSYS kann man sich mit **help,Befehlsname** die vollständige Erklärung jedes Befehls anzeigen lassen.

D.1 Beispiel 1: stationäre Simulation

Die folgenden Erläuterungen beziehen sich auf den Programmtext am Ende dieses Abschnitts (S.99 - 101).

Die Entwicklung des Bolometermodells erfolgt in den Batch-Files nach dem Bottom-Up Prinzip:

Zunächst wechselt man mit dem Kommando **/prep7** in den Entwicklungsmodus und legt die räumliche Ausdehnung des Bolometers mit sogenannten **keypoints** fest. Die keypoints werden mit Linien verbunden, mehrere Linien bilden Flächen und diese schließlich Volumina. Volumina und Flächen sind mit den **mesh** Befehlen in finite Elemente aufteilbar. Nachdem man die Entwicklung mit **fini** beendet hat, wechselt man in den Lösungsmodus (Kommando **/solution**), gibt die Randbedingungen an den Oberflächen des Modells ein, und kann das Problem dem Computer mit **solve** zum Lösen überlassen. Die Ergebnisse sind nach Verlassen des Lösungsmodus (**fini**) im Modus **/post1** darstellbar. Eingabe von **fini** und **/exit** beenden ANSYS.

Das nachfolgende Listing der Simulation **b18IN.btc** (der Name ist eine Konvention des Autors) beginnt mit einem Kopf, der das Eingabefile als Batch-File deklariert und ANSYS daran hindert, Fenster aufzumachen. Nach Aufruf des Entwicklungsmodus **/prep7** folgen Parametervereinbarungen, die die Größe des Modells in *mm* angeben. Die Bezeichnungen sind in Abbildung

D.1 dem Bolometer zugeordnet. Der Absorberblock erstreckt sich demnach von 0 bis b_2 bzw. l_2 in der x-z Ebene. Die vom Mäander bedeckte Fläche kennzeichnen b_m und l_m . b_1 , l_1 sowie b_4 und l_4 sind Hilfsgrößen zur Unterteilung in finite Elemente. Da die größten Temperaturgradienten in der Umgebung des Wärmeableitkanals zu erwarten sind, wird man das Modell zwischen b_1 und b_2 mit mehr Elementen vernetzen als zwischen 0 und b_1 .

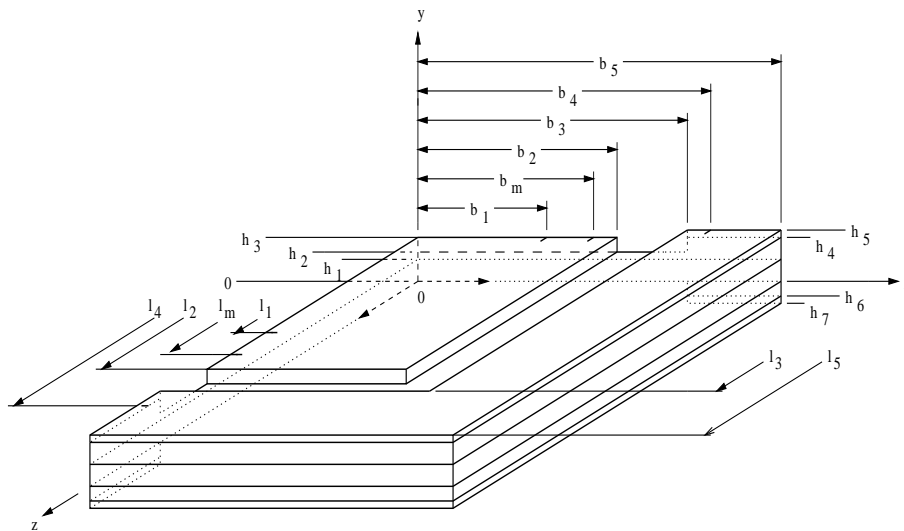


Abbildung D.1: Deklaration der Bolometerabmessungen

Die Konstruktion des Bolometers beginnt nun in der x-y Ebene. Das Kommando `k,no.,x,y,z` legt dazu die *keypoints* in absoluten Koordinaten fest. Unterbleibt die Angabe von *no.*, so wählt ANSYS automatisch die niedrigste freie laufende Nummer für den neuen *keypoint* aus. Die Zeile `k` deklariert den Ursprung als *keypoint Nr.1*, `k,,b1` deklariert den Punkt ($b_1/0/0$) als *keypoint Nr.2* usw.

Anschließend führt die Eingabe von `l,kpoi1,kpoi2` (*kpoi1* und *kpoi2* sind laufende Nummern) dazu, daß die *keypoints* „kpoi1“ und „kpoi2“ mit einer Linie (die ebenfalls eine laufende Nummer erhält) verbunden werden. Folglich erstreckt sich die Linie Nr.1 vom Ursprung zum Punkt ($b_1/0/0$) usw.

Alle Numerierungen von Objekten können in der interaktiven Darstellung auf dem Bildschirm getrennt ein- und ausgeschaltet werden. Insbesondere bei komplizierten Modellen ist dies sehr vorteilhaft. Die Kommandos lauten `/pnum,kp,0 /pnum,lines,0 /pnum,areas,0 ...` zum Aus-, und `/pnum,kp,1 /pnum,lines,1 /pnum,areas,1 ...` zum Einschalten der Nummernanzeige.

Der Befehl `et,no.,element type` ordnet der breiten Palette der ANSYS

Elementtypen eine laufende Nummer *no.* zu. Das ANSYS Element 70 ist hierbei ein dreidimensionales finites Element mit dem Freiheitsgrad Temperatur (s. online help). Es erhält mit **et,1,70** die laufende Nummer 1. Element 41 ist ein zweidimensionales Element, das nur während der Konstruktion benötigt wird. **type,2** wählt das zweidimensionale Element 41 mit der laufenden Nummer 2 als aktuelles Element aus. **eshape,2** zwingt ANSYS, nur quaderförmige Elemente und keine Tetraeder zu erzeugen. Dieser Befehl könnte laut Hersteller bei zukünftigen ANSYS Versionen (> 5.4) nicht mehr zur Verfügung stehen. **adrag,l1,l2,l3,l4,l5,l6,p1,p2,p3,p4,p5,p6** „zieht“ nun eine Fläche mit Hilfe von Linien auf. Nach Konvention werden bis zu sechs Linien l1 . . . l6 entlang des Pfades p1 . . . p6 (ebenfalls Linien) „gezogen“ und dabei Flächen erzeugt. Bei weniger als sechs Linien muß man Kommas als Platzhalter eingeben. Der erste **adrag** Befehl zieht die Linien 6 und 7 entlang der Linien 1 bis 5. Linie 6 verbindet Ursprung und *keypoint Nr.7* (Koordinaten 0/h1/0), Linie 7 verbindet *keypoint Nr.7* und *keypoint Nr.8* (Koordinaten 0/h2/0). Folglich entsteht mit diesem **adrag** Kommando der Querschnitt der Kaptonfolie und der des Wärmeableitkanals aus Gold über die gesamte Breite (Linien 1 bis 5) hinweg. Da jedes „drag“ Kommando neue Linien und Keypoints erzeugt, muß man mit **nummrg,all,tolerance** die entlang des Pfades neu angelegten keypoints und lines mit den alten „verschmelzen“. Dabei werden laufende Nummern für *lines* und *keypoints* frei, die später neu besetzbar sind. Die Numerierung kann sich nach einem **nummrg** Befehl ändern !

Als nächstes folgen **lesize, line no.,, no.of elements** Befehle, um die Elementunterteilung manuell festzulegen. Die Linie 1 erhält zwei Elemente, Linie 2 (von b_1 nach b_2) fünf und Linie 3 (der Wärmeableitkanal von b_2 nach b_3) zehn. Beachtenswert ist dabei, daß die Unterteilung zwischen b_1 und b_2 der Mäanderbreite b_m angepaßt wurde, damit zwischen b_1 und b_m genau vier Elemente, und zwischen b_m und b_2 ein Element liegt. Da die Randbedingung eines Wärmeflusses später die Fläche von 0 bis b_m betrifft, ist nur so eine korrekte Berechnung der absorbierten Leistung möglich (die Randbedingung „hflux“ gilt elementweise, da sie an die „nodes“ gekoppelt ist !). Mit dem Befehl **amesh,area no.** werden anschließend Flächen mit dem zweidimensionalen Element (immer noch **type,2** !) vernetzt.

An dieser Stelle ist es ratsam, im interaktiven Modus mit **/view** die Ansicht zu ändern, da die folgenden **k,,b5,,l1 . . .** und **l,6,19 . . .** Befehle die dritte Dimension (die z-Richtung) des Bolometers beginnen. **type,1** wechselt zum dreidimensionalen Element, und **mat,1** deklariert den aktuellen Werkstoff als Material Nr.1, in unserem Fall Kapton. Der Befehl **vdrag,A1,A2,A3,A4,A5,A6,l1,l2,l3,l4,l5,l6** spannt analog zu **adrag** ein Volumen aus den Flächen A1 bis A6 entlang der Linien l1 bis l6 auf. Da die Flächen A1,A2 etc. in unserem Beispiel schon vernetzt waren, übernimmt

ANSYS diese Vernetzung des **zweidimensionalen** Elements bei der Erzeugung der Volumina (die Elementunterteilung in z-Richtung wurde kurz zuvor mit **lesize** vorgenommen) . Der erste **vdrag** Befehl hat die Kaptonfolie „aufgezogen“ . Durch **mat,2** definiert man einen neuen Werkstoff, und „zieht“ mit den folgenden **vdrag** Befehlen alle Volumina auf, die aus Gold sind. **mat,3** kennzeichnet die Aluminiumoxidschichten. Das zweidimensionale Element ist jetzt überflüssig geworden. Deshalb werden mit **asel,,loc,z,0**. alle Flächen in der $z=0$ Ebene ausgewählt und mit **aclear,all** gelöscht. Hier sei erwähnt, daß sich alle ANSYS-Befehle immer auf die gerade ausgewählten („selektierten“) Objekte beziehen. Die Familie der **sel** Kommandos umfaßt deswegen Befehle für alle Bausteine, **esel** für Elemente, **nsl** für Knotenpunkte, **ksel** für *keypoints*, **lsl** für Linien u.s.w. . Als Auswahlkriterien stehen neben der Position (*loc*) auch zahlreiche andere Eigenschaften zur Verfügung (s. **help,asel** . . .). Möchte man beispielsweise graphisch darstellen, welche Elemente aus Gold sind, so führen die Befehle **esel,,mat,,2** und **eplot** zum gewünschten Ergebnis. Bevor man am gesamten Modell weiterarbeitet, müssen mit **allsel**, das die Einzelkommandos **vsel,all** etc. implizit enthält, sämtliche Einzelbestandteile ausgewählt werden.

Der letzte Schritt in der Konstruktion ist die Vereinbarung der Materialeigenschaften mit dem **mp** Kommando (material properties). Der erste Parameter dieses Befehls kennzeichnet die physikalische Größe, benötigt werden die Wärmekapazität **c**, die Dichte **dens** und die thermische Leitfähigkeit **kxx** (bei anisotroper Wärmeleitung zusätzlich **kyy** und **kzz**). Der zweite Parameter ist die Materialnummer; weitere Parameter sind der konstante Zahlenwert bei Temperatur 0 und die höheren Entwicklungskoeffizienten einer Taylorreihe über der Temperatur. Alle Zahlenwerte beziehen sich im Beispiel auf die Einheiten $J / g ^\circ C$ (Wärmekapazität), $W / mm ^\circ C$ (Wärmeleitfähigkeit) und g / mm^3 (Dichte). Alternativ dazu können die Materialeigenschaften auch in Form einer Tabelle mit den Befehlen **mptemp** und **mpdata** angegeben werden.

Der nächste Abschnitt behandelt die Lösung des Problems. Dazu wird zunächst die Randbedingung $T = const.$ festgelegt. **asel,,loc,y,h7** wählt alle Flächen in der Ebene $y = h7$ (unterer Wärmekontakt zur Umgebung) und **nsla,,1** alle Knotenpunkte, die innerhalb dieser Flächen liegen, oder an diese grenzen. **d,all,temp,20**. fixiert die Temperatur dieser Knotenpunkte auf $20 ^\circ C$. Dasselbe geschieht mit den Knoten in der Ebene $y = h5$ (oberer Wärmekontakt zur Umgebung). Um den Wärmefluß auf einen Teil der Bolometerunterseite fließen zu lassen, müssen die entsprechenden Knotenpunkte in mehreren Schritten „selektiert“ werden. Dies bewirkt die Befehlsfolge **nsl,,loc,y,0** , **nsl,r,loc,x,0,,bm** und **nsl,r,loc,z,0,,lm** . Der Parameter **r** der letzten beiden **nsl** Befehle steht für „reselect“ und wählt

aus der aktuellen Teilmenge der Knotenpunkte wiederum eine Teilmenge aus. **sf,all,hflux,0.00088** setzt einen Wärmefluß von $0.00088W/mm^2$ auf diese (selektierten) Knotenpunkte an. Die gesamte Wärmeleistung berechnet sich dann unter Berücksichtigung der Symmetrie zu

$$4 \cdot b_m \cdot l_m \cdot 0.00088 \text{ W} \quad ,$$

vorausgesetzt *die Knotenpunkte reichen exakt bis an b_m bzw. l_m heran* (s. Bemerkung zur Elementunterteilung). Bevor **solve** das Problem löst, darf man nicht vergessen, alle Objekte auszuwählen (**allsel**).

Um die Ergebnisse zu schreiben, werden im letzten Abschnitt die zugehörigen Knotenpunkte ausgewählt und die Standardausgabe mit dem Befehl **/output,b18NLIST,lis** in die Datei *b18NLIST.lis* umgeleitet. **nlist** produziert hierauf eine Liste der ausgewählten Knotenpunkte, die die absoluten Koordinaten dieser Punkte enthält. **/output** lenkt wieder in die Standardausgabe um, damit laufende Meldungen des Programms nicht in der Ausgabedatei erscheinen. Die gesuchte thermische Lösung wird mit dem Befehl **prnsol,temp** in die Datei *b18SL01.lis* geschrieben.

Die Nachbereitung dieser Ergebnislisten erfolgt, wie in Kapitel 4 erwähnt, mit den IDL Programmen *temtrans.pro* oder *temtransd.pro* (das *d* steht für double precision) . Wenn alle Namenskonventionen eingehalten wurden, reicht der Aufruf *temtransd,bnr='18'*, um die Temperaturlisten von Beispiel 1 in die effektive, mit dem Widerstand des Mäanders gemessene Temperatur zu verwandeln (Ergebnisdatei *b18-T_eff.dat*) . Eine kleine Online Hilfe kann man sich durch Aufruf von *temtrans,/help* oder *temtransd,/help* anzeigen lassen. Es sollte unbedingt darauf geachtet werden, daß die Längenangaben, die in ANSYS für die Mäanderlänge und -breite benutzt wurden, mit denen in *temtrans* und *temtransd* übereinstimmen, sonst ist die Berechnung fehlerhaft.

Listing der Simulation **b18IN.btc** :

/BATCH	1,1,7
/MSTART,MAIN,OFF	1,7,8
/MSTART,INPUT,OFF	1,8,9
/MSTART,GRPH,OFF	et,1,70
/MSTART,TOOL,OFF	et,2,41
/prep7	type,2
h1=0.0075	eshape,2
h2=0.00772	adrag,6,7,,,,,1,2,3,4,5
h3=0.0115	adrag,8,,,,,13,18
h4=0.0275	k,,b5,h4
h5=0.0285	k,,b5,h5
h6=-0.02	k,,b5,h6
h7=-0.03	k,,b5,h7
b1=0.6	nummrg,all,1.e-6
bm=0.72	1,6,31
b2=0.75	1,31,32
b3=1.25	1,24,29
b4=1.3	1,29,30
b5=2.45	adrag,20,25,,,,,33,28
l1=1.85	adrag,10,15,,,,,5,4
lm=1.97	nummrg,all,1.e-6
l2=2.	lesize,1,,2
l3=2.5	lesize,2,,5
l4=2.55	lesize,6,,3
l5=3.7	lesize,7,,2
k	lesize,8,,3
k,,b1	lesize,3,,10
k,,b2	amesh,1
k,,b3	amesh,2
k,,b4	amesh,11
k,,b5	amesh,3
1,1,2	amesh,4
1,2,3	amesh,12
1,3,4	amesh,5
1,4,5	amesh,6
1,5,6	lesize,4,1
k,,,h1	lesize,5,,2
k,,,h2	lesize,4,,1
k,,,h3	lesize,10,,2


```

lesize,15,,1
lesize,20,,2
lesize,25,,1
amesh,7
amesh,8
amesh,9
amesh,10
amesh,17
amesh,18
amesh,19
amesh,20
amesh,13
amesh,15
amesh,14
amesh,16
k,,b5,,11
k,,b5,,12
k,,b5,,13
k,,b5,,14
k,,b5,,15
l,6,19
l,19,21
l,21,27
l,27,35
l,35,38
nummrg,all,1.e-6
lesize,35,,6
lesize,43,,5
lesize,48,,10
lesize,53,,1
lesize,57,,2
type,1
mat,1
vdrag,1,3,5,7,9,,35,43,48,53,57
mat,2
vdrag,2,4,6,8,10,,82,110,138,166,194
vdrag,13,15,,,,,222,250,278,306,334
vdrag,17,19,,,,,35,43,48,53,57
vdrag,11,12,,,,,200,228
vdrag,264,273,,,,,323,318,313
vdrag,309,318,,,,,187,182,177
mat,3
vdrag,14,16,,,,,340,353,366,379,392
vdrag,18,20,,,,,405,418,431,444,457
vdrag,471,480,,,,,544,557,570
nummrg,all,1.e-6
asel,,loc,z,0.
aclear,all
allsel
VSEL,ALL
ASEL,ALL
LSEL,ALL
KSEL,ALL
ESEL,ALL
NSEL,ALL
mat,3
type,1
vdrag,426,435,,,,,505,518,531
nummrg,all,1.e-6
mp,c,1,1.008,0.0033
mp,dens,1,1.42e-3
mp,kxx,1,0.154e-3,0.11e-6
mp,c,2,0.12842,0.000023
mp,dens,2,19.3e-3
mp,kxx,2,0.28,-0.00007
mp,c,3,0.724,0.0018
mp,dens,3,4.e-3
mp,kxx,3,0.0384,-0.0001
fini
/solution
asel,,loc,y,h7
nsla,,1
d,all,temp,20.
asel,,loc,y,h5
nsla,,1
d,all,temp,20.
nset,,loc,y,0.
nset,r,loc,x,0.,bm
nset,r,loc,z,0.,lm
sf,all,hflux,0.00088
allsel
VSEL,ALL

```

```
ASEL,ALL
LSEL,ALL
KSEL,ALL
ESEL,ALL
NSEL,ALL
solve
fini
/post1
nset,,loc,y,0.
nset,r,loc,x,0.,bm
nset,r,loc,z,0.,lm
/output,b18NLIST,lis
nlist
/output
/output,b18SL01,lis
prnsol,temp
/output
fini
/exit
```

D.2 Beispiel 2: instationäre Simulation

Der Programmtext am Ende dieses Abschnitts (S.105 - 107) beginnt wie Beispiel 1. Kleine Unterschiede ergeben sich dadurch, daß an den Positionen **bm** und **lm** *keypoints* gesetzt werden. Bei der Vernetzung erhält die Unterseite deswegen automatisch eine ganzzahlige Elementanzahl auf der aktiven Fläche, was eine Verbesserung gegenüber Beispiel 1 darstellt, wo man die geometrische Ausdehnung des Mäanders manuell der Elementunterteilung anpassen mußte. Weiterhin wurde auf das dritte Material verzichtet, die Elementanzahl drastisch reduziert und der Bolometeraußenrand stark vereinfacht (vgl. dazu Kapitel 4) . Die größten Unterschiede gegenüber Beispiel 1 treten allerdings im Lösungsabschnitt auf (**/solution**) : Zunächst setzt **sf,all,hflux,0.0000001** einen kleinen Wärmefluß auf die Unterseite. Experimentell wurde dieser Wärmefluß durch Schalten der Versorgungsspannung schlagartig erhöht. Um dies mit ANSYS zu simulieren, benötigt man dazu die Befehle **antype,trans** und **kbc,1** . **antype,trans** aktiviert die instationäre („transiente“) Berechnung und **kbc,1** schaltet auf stufenförmige Belastungsänderungen (Voreinstellung ist in ANSYS die stetige Belastungsänderung). **autots,on** (automatic time scale) überläßt die Wahl der Zeitschritte der ANSYS Automatik, soweit nicht explizit angegeben. **oures,all,all** stellt sicher, daß für jeden Zwischenschritt alle Temperaturen in jedem Knotenpunkt abgespeichert werden.

Die Lösung des Problems erfolgt ab jetzt in drei Schritten, sogenannten Lastfällen. Der erste Schritt dient dazu, mit dem geringen Wärmefluß einen stationären Anfangszustand zu finden. Im zweiten Schritt wird die Bedingung für eine stationäre Temperaturberechnung aufgehoben, so daß das Bolometer für einen kurzen Moment „frei“ ist. Am Ende dieses Schritts darf sich die Temperatur in keinem Knotenpunkt verändert haben, sonst bedeutete dies, daß die Anfangsbedingung nicht stationär war. Zu Beginn des dritten Schritts wird der Wärmezufuß erhöht und die zeitliche Entwicklung der Temperaturen in den Knotenpunkten berechnet.

Im einzelnen enthalten diese drei Schritte folgende Kommandos:

nsubst,2,2,2 im ersten Lastfall setzt die Anzahl der Zwischenschritte auf exakt zwei. **time,0.9995** ist die Zeit (in s) am Ende des ersten Lastfalls. **timint,off** schaltet die instationäre Analyse aus, d.h. es wird für diesen Lastfall eine stationäre Lösung gesucht. Nach dem ersten **solve** Befehl folgt der zweite Lastfall. **nsubst,1,1,1** legt fest, daß nur ein Zwischenschritt benötigt (und abgespeichert) wird. **timint,on** schaltet die instationäre Analyse wieder ein, zeitabhängige Lösungen sind jetzt möglich. Der zweite Lastfall endet exakt

bei 1 s (**time,1.**). Nach dem **solve** des zweiten Lastfalls folgt aus dem Kommando **nsubst,600,600,600**, daß der dritte Lastfall mit 600 Zwischenschritten berechnet wird. **outres,all,10** hat zur Folge, daß ANSYS nur jeden zehnten Zwischenschritt abspeichert. **sfdele,all,hflux** löscht den vorherigen Wärmefluß, der durch den höheren Fluß von $0.00088W/mm^2$ ersetzt wird. Da der dritte Lastfall bei 1.3 s endet, entsprechen die 600 Zwischenschritte einer zeitlichen Auflösung von $0.5ms$. An dieser Stelle fällt es leicht, die Wirkung des Befehls **kbc,1** zu verdeutlichen: Die Voreinstellung, die **kbc,0** entspricht, würde den Wärmefluß zwischen 1s und 1.3s linear erhöhen, von 0.0000001 bei $t = 1s$ auf 0.00088 bei $t = 1.3s$.

Im Beispiel **b23aIN.btc** fehlt der Abschnitt, der die Ergebnisse extrahiert und in eine eigene Datei schreibt. Da diese Prozedur etwas komplizierter ist als im stationären Fall, hat der Autor ein IDL Hilfsprogramm *extract.pro* entwickelt. Dieses erstellt unter Einhaltung der eigenen Namenskonventionen ein ANSYS Programm, das die entscheidenden Knotenpunkttemperaturen aus dem ANSYS Ergebnisfile ausliest. Eine Online Hilfe zeigt die wichtigsten Informationen im Umgang mit *extract* an, wenn es unter IDL mit *extract,/help* aufgerufen wird. Die von *extract* produzierte ANSYS Eingabedatei ist wie folgt aufgebaut (vgl. S.107): Der Anfangsbefehl **resume** bringt ANSYS dazu, das (zuvor angelegte) Ergebnisfile *file.rst* zu öffnen. **set,1,1** setzt einen Zeiger auf den ersten Zwischenschritt des ersten Lastfalles. Nach dem Auswählen der Knotenpunkte öffnet der Befehl **/output,b< bnr >NLIST,lis** die Datei mit den Knotenpunktkoordinaten und **nlist** schreibt diese. *< bnr >* ist eine frei wählbare Kennung, im Beispiel 2 „23a“. Anschließend erfolgt die Reservierung der Namen für die einzelnen Zeitschritte:

```
*dim,names,char,63      names(1)='b23aSL01'
names(2)='b23aSL02'      ...  names(63)='b23aSL63'
```

Die Gesamtzahl *63* setzt sich zusammen aus zwei Zwischenschritten im ersten, einem im zweiten, und 60 (jeder zehnte von 600) im dritten Lastfall. Mit der Befehlsfolge **/output,names(1),lis set,1,1 prnsol,temp ...** für die ersten Lastfälle, und der Schleife

```
*do,i,4,63 /output,names(i),lis set,3,(i-3)*10
prnsol,temp /output *enddo
```

für den dritten Lastfall wird die Ausgabe beendet.

Auch die Temperaturlisten von instationären Simulationen kann das IDL Programm *temtransd.pro* in eine Zeitspur der effektiven Mäandertemperatur verwandeln. Im Beispiel 2 würde dazu der Aufruf *temtransd,bnr='23a'* ausreichen. Um aus dieser Zeitspur die Größe *C* zu berechnen, kann man eines der IDL-Programme *fitprime.pro* oder *fitprimec.pro* benutzen.

Programm *fitprime,bnr='23a'* fittet eine Exponentialfunktion mit zwei Parametern an die Zeitspur an (das benötigte Eingabefile ist das *temtrans-*

Ergebnis *b23a-T-eff.dat*).

Programm *fitprimec*, *bnr='23a'*, *offs=< value >* fittet eine Exponentialfunktion mit nur einem Parameter an. Dafür benötigt *fitprimec* den zusätzlichen Eingabeparameter *< value >*, das ist der Sättigungswert der Exponentialfunktion. Dieser Sättigungswert kann aus einer stationären Simulation gewonnen werden. Der Vorteil der letztgenannten Auswertemethode mit *fitprimec* ist die enorme Ersparnis an Rechenzeit ! Statt das Bolometermodell in der instationären Analyse solange zu iterieren, bis der Sättigungswert erreicht ist, genügen zwei kurze Berechnungen, eine stationäre und eine instationäre. In Beispiel 2 erstreckt sich die instationäre von 1s bis 1.3s (zum Vergleich: Anstiegszeit der Exponentialfunktion = Bolometerzeitkonstante $\sim 0.1s$) .

Abschließend sei noch die Beobachtung vermerkt, daß das einfache **solve** Kommando wie in Beispiel 1 im Fall großer Wärmeflüsse bei nichtlinearen Materialeigenschaften selten zu einem stationären Zustand führt ! Hier ist es besser, in Analogie zu Beispiel 2 **timint,off** explizit anzugeben, mit **nsubst** eine Anzahl an Zwischenschritten berechnen zu lassen, und in einem zweiten Schritt nach **timint,on** noch einmal ein Temperaturprofil zu schreiben. Im Ergebnis kann dann durch den Vergleich der Temperaturen über der Zeit sofort überprüft werden, ob der stationäre Zustand erreicht wurde oder nicht.

Listing der Simulation **b23aIN.btc** :

```

/BATCH
/MSTART,MAIN,OFF
/MSTART,INPUT,OFF
/MSTART,GRPH,OFF
/MSTART,TOOL,OFF
/prep7
h1=0.0075
h2=0.00772
h3=0.0115
h4=0.0095
b1=0.3
b2=0.6
bm=0.72
b3=0.75
b4=1.25
b5=1.4
l1=1.55
l2=1.85
lm=1.97
l3=2.
l4=2.5
l5=2.65
k
k,,b1
k,,b2
k,,bm
k,,b3
k,,b4
k,,b5
l,1,2
l,2,3
l,3,4
l,4,5
l,5,6
l,6,7
k,,,h1
k,,,h2
k,,,h3
l,1,8

```

```

1,8,9
1,9,10
et,1,70
et,2,41
type,2
eshape,2
adrag,7,8,,,,,1,2,3,4,5,6
adrag,9,,,,,14,19,24,29
k,,b5,h4
nummrg,all,1.e-6
1,28,37
adrag,11,,,,,39
nummrg,all,1.e-6
lesize,1,,1
lesize,2,,2
lesize,3,,2
lesize,4,,1
lesize,5,,4
lesize,6,,1
lesize,16,,1
lesize,7,,2
lesize,8,,1
lesize,9,,1
amesh,1
amesh,2
amesh,3
amesh,4
amesh,5
amesh,6
amesh,7
amesh,8
amesh,9
amesh,10
amesh,11
amesh,12
amesh,13
amesh,14
amesh,15
amesh,16

```

```

amesh,17
k,,b5,,11
k,,b5,,12
k,,b5,,1m
k,,b5,,13
k,,b5,,14
k,,b5,,15
l,7,17
l,17,20
l,20,23
l,23,25
l,25,26
l,26,29
lesize,31,,5
lesize,36,,2
lesize,39,,2
lesize,41,,1
lesize,44,,4
lesize,47,,1
type,1
mat,1
vdrag,1,3,5,7,9,11,31,36,39,41,44,47
mat,2
vdrag,2,4,6,8,10,12,80,113,146,179,212,245
vdrag,13,14,15,16,,251,284,317,350
vdrag,17,,,,,278,311,344,377,410,443
nummrg,all,1.e-6
vdrag,17,,,,,278,311,344,377,410,443
nummrg,all,1.e-6
vdrag,283,,,,,404,399,394,389,384
nummrg,all,1.e-6
mp,c,1,1.008,0.0033
mp,dens,1,1.42e-3
mp,kxx,1,0.154e-3,0.11e-6
mp,c,2,0.12842,0.000023
mp,dens,2,19.3e-3
mp,kxx,2,0.28,-0.00007
asel,,loc,z,0.
aclear,all
allsel
VSEL,ALL
ASEL,ALL
LSEL,ALL
KSEL,ALL
ESEL,ALL
NSEL,ALL
fini
/solution
asel,,loc,y,h4
nsla,,1
d,all,temp,20.
nset,,loc,y,0.
nset,r,loc,x,0.,bm
nset,r,loc,z,0.,lm
sf,all,hflux,0.0000001
allsel
VSEL,ALL
ASEL,ALL
LSEL,ALL
KSEL,ALL
ESEL,ALL
NSEL,ALL
antype,trans
kbc,1
autots,on
outres,all,all
nsubst,2,2,2
time,0.9995
timint,off
solve
nsubst,1,1,1
timint,on
time,1.
solve
nsubst,600,600,600
outres,all,10
sfdele,all,hflux
nset,,loc,y,0.
nset,r,loc,x,0.,bm
nset,r,loc,z,0.,lm
sf,all,hflux,0.00088
allsel

```

```

VSEL,ALL
ASEL,ALL
LSEL,ALL
KSEL,ALL
ESEL,ALL
NSEL,ALL
time,1.3
solve
fini
/exit,solu

```

zugehöriges „extract“ file (gekürzt):

```

/BATCH
/MSTART,MAIN,OFF
/MSTART,INPUT,OFF
/MSTART,GRPH,OFF
/MSTART,TOOL,OFF
resume
/post1
set,1,1
nsl,,loc,y,0.
nsl,r,loc,x,0.,bm
nsl,r,loc,z,0.,lm
/output,b23aNLIST,lis
nlist
/output
*dim,names,char,63
names(1)='b23aSL01'
names(2)='b23aSL02'
...
names(63)='b23aSL63'
/output,names(1),lis
set,1,1
prnsol,temp
/output,names(2),lis
set,1,2
prnsol,temp
/output,names(3),lis
set,2,1
prnsol,temp
*do,i,4,63
/output,names(i),lis
set,3,(i-3)*10
prnsol,temp
/output
*enddo
fini
exit,nosave

```


Literaturverzeichnis

- [1] U.Schumacher, *Fusionsforschung*, pages 37–42, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt, 1993.
- [2] U.Schumacher, *Fusionsforschung*, pages 22–25, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt, 1993.
- [3] U.Schumacher, *Fusionsforschung*, page 195, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt, 1993.
- [4] F.Wagner, experimentelle Plasmaphysik, Kapitel 7 Plasmastrahlung, Vorlesungsskript TU München, 1997.
- [5] E. B. Arroyo, Betrieb einer neuen Bolometerkamera und Berechnung der Emissivität am Stellarator W7-AS, Diplomarbeit, Technische Universität München, Oktober 1997.
- [6] J.H.Weaver, C.Krafka, D.W.Lynch, und E.E.Koch, Physics Data, Technical report, Fachinformationszentrum Energie Physik Mathematik GmbH Karlsruhe, 1981.
- [7] C.L.Grant, C.S.Barrett, J.B.Newkirk, und C.O.Ruud, *Advances in X-Ray Analysis*, Band 17, Plenum Press, New York,London, 1974.
- [8] N.A.Dyson, *X-rays in atomic and nuclear physics*, Longman, London, 1973.
- [9] D’Ans-Lax, *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 3, Springer-Verlag, Berlin,Heidelberg,New York, 1970.
- [10] Du Pont de Nemours (Luxemburg) S.A., L-2984 Luxembourg, *Kapton Polyimidfolie , Zusammenfassung der Eigenschaften*, 1994, Produktinformation.
- [11] H.Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, Harri Deutsch, Frankfurt, 1994.

- [12] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik*, Band 4, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1972.
- [13] M.Wutz, H.Adam, und W.Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Friedr.Vieweg & Sohn, Braunschweig, Wiesbaden, 1982.
- [14] O.C.Zienkiewicz, *Methode der finiten Elemente*, Carl Hanser Verlag, München, 1975.
- [15] D.R.J.Owen und E.Hinton, *A simple guide to finite elements*, Pineridge Press Limited, 91 West Cross Lane, West Cross, Swansea, U.K., 1980.
- [16] H.Goering, H.G.Roos, und L.Tobiska, *Finite - Element - Methode, Eine Einführung*, Akademie Verlag, Berlin, 1993.
- [17] H.R.Schwarz, *Methode der finiten Elemente*, Teubner, Stuttgart, 1980.
- [18] R.W.Lewis, K.Morgan, H.R.Thomas, und K.N.Seetharamu, *The Finite Element Method in Heat Transfer Analysis*, pages 8–17, John Wiley & Sons Ltd, Chichester,England, 1996.
- [19] P.Kohnke, *ANSYS Theory , Rev. 5.4*, Swanson Analysis Systems, Houston, PA, August 1997.
- [20] D'Ans-Lax, *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 1, Springer-Verlag, Berlin,Heidelberg,New York, 1967.
- [21] A.Goldsmith, Th.E.Waterman, und H.J.Hirschhorn, *Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials*, Band 1, Pergamon Press, Oxford, New York, 1961.
- [22] M. von Ardenne, *Tabellen zur angewandten Physik*, Band 3, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1973.
- [23] Y. Touloukian, R. Powell, C. Ho, und P. Klemens, *Thermal Conductivity, Metallic Elements and Alloys*, Band 1 aus *Thermophysical Properties of Matter*, IFI/Plenum, New York,Washington, 1970.
- [24] Du Pont de Nemours International SA, Plastic Products and Resins Department, 50-52, rte des Acacias, CH-1211 Geneva 24, *Kapton Polyimid Film, Bulletin H-1*, Datenblatt.
- [25] D. van Krevelen, *Properties of Polymers*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, Oxford, New York, 1976.

- [26] A.Goldsmith, Th.E.Waterman, und H.J.Hirschhorn, *Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials*, Band 3, Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [27] H.Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig,Köln, 1991.
- [28] In Zusammenarbeit mit Dr.Ch.Linsmeier, Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Bereich Oberflächenphysik.
- [29] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*, Band 15, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1985.
- [30] P.G.Guest, *Numerical Methods of Curve Fitting*, chapter 6, Cambridge University Press, London,New York, 1961.
- [31] Anleitung zum Physikalischen Praktikum I/II für Physiker, Skript, 1994, Fakultät für Physik der TU München.
- [32] Y. Touloukian und E. Buyco, *Specific Heat, Metallic Elements and Alloys*, Band 4 aus *Thermophysical Properties of Matter*, IFI/Plenum, New York,Washington, 1970.

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die freundliche Unterstützung durch zahlreiche Mitarbeiter des IPP nicht zustande gekommen. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. Wagner, der diese Arbeit ermöglicht hat, für die hervorragende Ausstattung der Abteilung E3,

meinem Betreuer Herrn Dr. Giannone für die Geduld und den wohlwollenden Umgang mit einem wißbegierigen Studenten,

Herrn Dr. Elsner für die genaue Durchsicht des Manuskripts und viele Verbesserungsvorschläge,

Herrn Wolf, der sämtliche Laboraufbauten betreute und überwachte,

Herrn Dr. Jandl für die Zeit, die er sich mit mir bei der Einarbeitung in das Programm ANSYS genommen hat,

Herrn Dr. Linsmeier, ohne dessen freundliche Unterstützung die Messungen mit RBS nicht möglich gewesen wären,

Herrn Dr. Fuchs für die Bereitstellung eines Choppers und die umfangreichen Hilfestellungen beim Umgang mit allen Arten von Computern,

Frau Volkenandt, Herrn Dr. Burhenn, Herrn Dr. Wendland und Herrn Dr. Geiger für die Bereitstellung diverser Bilder,

Herrn Eschlwech für die Hilfe bei Aufbau und Kalibration der Laserapparatur,

Herrn Cox für die Erhöhung meiner „quota“ ,

dem gesamten W7-AS Team für die freundliche und hilfsbereite Aufnahme, sowie das äußerst angenehme Arbeitsklima,

und meinen Eltern für die Freihaltung von sämtlichen familiären Pflichten während der kritischen Phase des Zusammenschreibens.