

**Herstellung und Charakterisierung
von Hochtemperatursupraleiter-Bolometern
auf gepufferten Siliziumnitrid-Membranen**

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Torsten Heidenblut
geboren am 18.03.1963 in Seesen

2001

Referent: Prof. Dr.-Ing. J. Gaul

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. K.-H. Löcherer

Tag der Promotion: 23. Juni 2000

Kurzfassung

Membran-Bolometer, die mit einem bei der Sprungtemperatur T_c betriebenen Hochtemperatursupraleiter (HTSL) als Thermometer ausgestattet sind, zeichnen sich wegen ihrer hohen spektral breitbandigen Empfindlichkeit aus und rufen daher ein großes wissenschaftliches und technologische Interesse hervor. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Bolometer mit einem $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Supraleiter entworfen, hergestellt und charakterisiert.

In der entwickelten Technologiekette dienen SON(Silicon-On-Nitride)-Substrate mit einer monokristallinen Siliziumschicht auf einer Siliziumnitridmembran als Ausgangsmaterial. Zwischen der Siliziumschicht und dem Supraleiterfilm wird ein CeO_2/YSZ -Pufferschicht-system eingesetzt. Im Vergleich zu YSZ wird durch dieses Doppelschicht-Puffersystem die Gitteranpassung zwischen Silizium und Supraleiter weiter verbessert. Dieses Pufferschichtsystem wird mit einer neu entwickelten UHV-Abscheideanlage unter Verwendung eines Elektronenstrahlverdampfers heteroepitaktisch hergestellt. Mit Tiefenprofiluntersuchungen (SIMS und AES) kann gezeigt werden, daß die Diffusion von Silizium in den Supraleiter durch dieses Pufferschichtsystem ausreichend verhindert wird.

Sowohl die CeO_2/YSZ -Doppelpufferschicht als auch die Siliziumlage werden anschließend in einem Argon-Sputter-Ätzprozeß und durch ein reaktives Ionenätzverfahren strukturiert, um so den Sensorbereich mäanderartig zu definieren. Nur an den Stellen, an denen die monokristalline Unterlage (d.h. der gepufferte Silizium-Mäander) noch vorhanden ist, zeigt die $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht gute epitaktische und damit supraleitende Eigenschaften, außerhalb dieses Mäanders hingegen degradiert die Supraleiterschicht vollständig und ist elektrisch isolierend (sogenannte Inhibit-Technik).

Die Bolometer sind auf geschlossenen als auch auf spinnennetzartig strukturierten Siliziumnitrid-Membranflächen hergestellt worden. So kann die thermische Wärmeleitfähigkeit G durch Vergrößern bzw. durch Strukturieren der Membranfläche von $G = 45 \mu\text{W/K}$ auf $G = 2,7 \mu\text{W/K}$ reduziert werden. Der kleinste gemessene Betrag der rauschäquivalenten Leistung beträgt $\text{NEP} = 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ W/Hz}^{1/2}$ und ist damit im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu identisch mit der theoretischen Grenze des Phonon-Rauschens $\text{NEP}_{\text{Phonon}} = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ W/Hz}^{1/2}$. Das Excess(1/f)-Rauschen liefert daher nur einen vernachlässigbaren Beitrag. Die Rauscheigenschaften und damit die epitaktische Qualität des komplexen Schichtsystems zeigen hervorragenden Attribute. Die Detektivität erreicht dabei einen Wert von $D^* = 6,34 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$.

Die hergestellten Bolometer erreichen hinsichtlich der Detektivität Weltrekordwerte und eignen sich damit auch als Detektor zur Messung der langwelligen Emissionslinie des OH-Moleküle in der Stratosphäre mit Hilfe eines satellitengestützten Fabry-Perot-Analysesystems.

Schlagworte

Bolometer, Pufferschicht, Supraleiter

Abstract

High- T_c superconductor transition edge bolometers have attracted considerable scientific and technological interest, due to their spectral broadband high sensitivity. Within the scope of this thesis a $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconducting membrane bolometer was designed, fabricated and characterized.

A thin monocrystalline silicon layer on top of a silicon-nitride membrane (SON Silicon-On-Nitride) was used as the starting substrate. Between the silicon layer and the superconducting film a CeO_2/YSZ buffer layer system is used. The CeO_2 layer decreases the lattice mismatch between the superconductor and the silicon even more compared to just YSZ. This buffer layer system was heteroepitaxial grown by electron beam evaporation in a specially developed MBE (Molecular Beam Epitaxy) system. Depth profiles (SIMS and AES) indicate that this buffer layer sufficiently prevents diffusion of silicon into the superconductor.

Subsequently, the CeO_2/YSZ and the silicon layers are patterned by argon ion milling and reactive ion etching respectively, thereby defining the sensor layout. Only on those parts containing the $\text{CeO}_2/\text{YSZ}/\text{Si}$ layer the $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ film has a good epitaxial and superconducting quality. Outside this region, where the superconducting layer is deposited on the amorphous silicon-nitride, it has insulating properties (so-called inhibit technique).

The bolometers have been made with both closed silicon-nitrid membranes and patterned silicon-nitrid spiderweb-like suspension structures. By increasing the membrane size and by structuring the silicon-nitride, the thermal conductance G of the bolometer layout is reduced from about $45 \mu\text{W}/\text{K}$ to $2.7 \mu\text{W}/\text{K}$. The best obtained value of Noise Equivalent Power (NEP) is $1.2 \cdot 10^{-12} \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ which is very close to the theoretical minimum determined by the phonon noise limit of $1.1 \cdot 10^{-12} \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$, indicating that the excess noise of the superconducting film is very low. This value corresponds with a detectivity D^* of $6.34 \cdot 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$.

The performances of these bolometers are unequaled by other reported superconducting bolometers. The bolometer is intended to be used as a detector in a Fabry-Perot based satellite instrument, designed for remote sensing of atmospheric hydroxyl OH.

Keywords

Bolometer, Buffer layer, Superconductor

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Formelzeichen	3
Verzeichnis der Abkürzungen	5
1. Einleitung	6
2. Theorie	11
2.1 Funktionsweise des Bolometers	11
2.1.1 Konstantstrom-Betrieb	11
2.1.2 Konstantspannungs-Betrieb	14
2.2 Berechnung der thermischen Kenndaten	16
2.3 Heteroepitaxie	18
3. Herstellung von HTSL-Bolometern	21
3.1 Technologiekette	21
3.2 Pufferschichten auf SON-Substraten	22
3.2.1 UHV-Beschichtungssystem	22
3.2.2 Pufferschichtabscheidung	25
3.3 Inhibit-Strukturierung	29
3.4 Siliziumnitrid-Strukturierung	33
3.5 Membranherstellung	38
3.6 Spinnennetz-Struktur	40
3.6.1 Variante A	42
3.6.2 Variante B	42
3.6.3 Variante C	44
3.6.4 Variante D	45
4. Ergebnisse	48
4.1 Pufferschichtepitaxie	48
4.1.1 Epitaxiequalität	48
4.1.2 Interdiffusion	53
4.1.3 Langzeitstabilität und Rauschverhalten der Supraleiterschicht	56
4.2 Messung der Bolometer-Performance	59
4.2.1 Bolometer mit 2x2 mm ² Membranfläche	60
4.2.2 Bolometer mit 3x3 mm ² Membranfläche	63

4.2.3 Bolometer mit 4,2x4,2 mm ² Membranfläche	65
4.2.4 Bolometer mit 4,8x4,8 mm ² großer Spinnennetz-Struktur	68
4.2.5 Bolometer mit 4,2x4,2 mm ² großer Spinnennetz-Struktur	71
4.2.6 Zusammenfassung der Meßergebnisse	74
4.3 Berechnung der Bolometer-Performance	80
5. Ausblick	82
6. Zusammenfassung	87
Anhang	90
A1 Herstellung der SON-Substrate	90
A2 Abscheidung und Passivierung der HTSL-Schichten	92
A3 Messung der elektrischen Bolometerkenndaten	94
A4 Analytische Berechnung der thermischen Sensorkenndaten	97
Literaturverzeichnis	100

Verzeichnis der Formelzeichen

α	Temperaturkoeffizient [1/K]
γ_H	Hooge-Parameter des Supraleiters
η	Absorptionskoeffizient
κ	Spezifische Wärmeleitfähigkeit [W/cmK]
τ	Zeitkonstante [sec]
τ_{eff}	Effektive Zeitkonstante [sec]
ω	Kreisfrequenz [Hz]
a	Rückkopplungsverstärkung
A	Detektorfläche [mm ²]
c	Spezifische Wärmekapazität [J/cm ³ K]
C	Wärmekapazität [J/K]
C_{Membr}	Wärmekapazität der Membranfläche [J/K]
C_{Zuleit}	Wärmekapazität der Zuleitung [J/K]
d	Schichtdicke [μm]
D^*	Detektivität [$\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$]
D_{Abs}	Durchmesser der Absorberfläche [μm]
$D_{\text{Mäand}}$	Durchmesser der vom Mäander bedeckten Kreisfläche [μm]
f	Frequenz [Hz]
f_G	Grenzfrequenz [Hz]
G	Wärmeleitfähigkeit [W/K]
G_{eff}	Effektive Wärmeleitfähigkeit [W/K]
G_{Membr}	Wärmeleitfähigkeit der Membran [W/K]
G_{Zuleit}	Wärmeleitfähigkeit der Zuleitung [W/K]
I	Stromstärke [A]
I_0	Stromstärke im Arbeitspunkt [A]
I_B	Bias-Strom [A]
k_B	Boltzmann-Konstante, $k_B = 1,3805 \cdot 10^{-23}$ J/K
l	Länge der Zuleitung [μm]
L	Kantenlänge der Membranfläche [mm]
n_c	Ladungsträgerkonzentration [cm^{-3}]
NEP	Rauschäquivalente Leistung (Noise Equivalent Power) [$\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$]
$\text{NEP}_{1/f}$	Rauschäquivalente Leistung des Excess(1/f)-Rauschens [$\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$]

NEP_E	Elektrische rauschäquivalente Leistung [$W/Hz^{1/2}$]
NEP_{Emin}	Minimale elektrische rauschäquivalente Leistung [$W/Hz^{1/2}$]
$NEP_{Johnson}$	Rauschäquivalente Leistung des Johnson-Rauschens [$W/Hz^{1/2}$]
NEP_{Phonon}	Durch Phononen hervorgerufene rauschäquivalente Leistung [$W/Hz^{1/2}$]
NEP_{str}	Optische rauschäquivalente Leistung [$W/Hz^{1/2}$]
NEP_{strmin}	Minimale optische rauschäquivalente Leistung [$W/Hz^{1/2}$]
p	Druck [mbar]
P	Leistung [W]
P_{el}	Elektrisch eingekoppelte Leistung [W]
P_{OP}	Leistung der Hintergrundstrahlung [W]
$P_{Strahlung}$	Optisch eingekoppelte Leistung [W]
R	Elektrischer Widerstand [Ω]
R_0	Elektrischer Widerstand im Arbeitspunkt [Ω]
r_i	Radius [mm]
S_E	Elektrische Spannungs-Response [V/W]
S_I	Strom-Response [A/W]
S_{str}	Optische Spannungs-Response [V/W]
S_V	Spannungs-Response [V/W]
$S_V(\omega)$	Spektrale Leistungsdichte der Spannungsfluktuationen [V^2/Hz]
t	Zeit [sec]
T	Temperatur [K]
$T_{0Substr}$	Temperatur des Substrates (bzw. Wärmebades) [K]
T_c	Sprungtemperatur des Supraleiters [K]
T_m	Temperatur der größten Steilheit des R(T)-Überganges des Supraleiters [K]
T_M	Gemessene Temperatur [K]
$T_{M\ddot{a}ander}$	Temperatur des Bolometermäanders [K]
T_n	Rauschtemperatur des Verstärkers [K]
V	Spannung [V]
V_B	Bias-Spannung [V]
Vol	Volumen des Supraleiters [cm^3]
W_{Abs}	Absorbierte Energiedichte [W/cm^2]
$w_{M\ddot{a}and}$	Breite des Mäanders [μm]
w_{Zul}	Breite der Zuleitung [μm]

Verzeichnis der Abkürzungen

AES	Auger-Elektronenspektroskop
AFM	Atomic Force Microscope
BESOI	Bond and Etch back Silicon On Insulator
CMP	Chemical Mechanical Polishing
DI	De-Ionisiert
EBE	Electron Beam Evaporation
EDTA	Ethylen-diamin-tetra-acid
ESA	European Space Agency
FT	Fouriertransformation
GBCO	$\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Supraleiter
HF	Flußsäure
HRTEM	High Resolution Transmission Electron Microscopy
HTSL	Hochtemperatur-Supraleiter
IBAD	Ion Beam Assisted Deposition
IPA	Iso-Propyl-Alkohol (Isopropanol)
IR	Infrarot
kfz	Kubisch-flächenzentriert
KOH	Kalilauge
LEED	Low Energy Electron Diffraction
LN_2	Flüssiger Stickstoff (Liquid Nitrogen)
LPCVD	Low Pressure Chemical Vapor Deposition
MBE	Molecular Beam Epitaxy
OH	Sauerstoff-Wasserstoff-Molekül
REM	Raster-Elektronenmikroskop
RIE	Reactive Ion Etch
SIMS	Sekundär-Ionen-Massenspektroskop
SiN	Siliziumnitrid Si_xN_y
SOI	Silicon-On-Insulator (Oxide)
SON	Silicon-On-Nitrid
TEM	Transmissions-Elektronenmikroskop
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum
YSZ	Yttrium stabilisiertes Zirkondioxid

1. Einleitung

Durch Themen wie *Treibhauseffekt*, *Klimakatastrophe* und *Ozonloch* ist die Erforschung der die Erde umgebende und schützende Atmosphäre zunehmend ins Blickfeld auch des öffentlichen Interesses geraten. Um die in der Lufthülle stattfindenden Prozesse verstehen zu können, ist eine genaue Kenntnis der chemischen Reaktionen in der Stratosphäre essentiell. Zur qualitativen und quantitativen Einordnung der zu untersuchenden chemischen Reaktionszyklen sind exakte Daten über die beteiligten Spezies notwendig. In den Bildern 1, 2 und 3 sind die drei wichtigsten stratosphärischen Reaktionsmechanismen aufgeführt [1]. Das OH-Molekül spielt in der Atmosphärenchemie dabei eine zentrale Rolle.

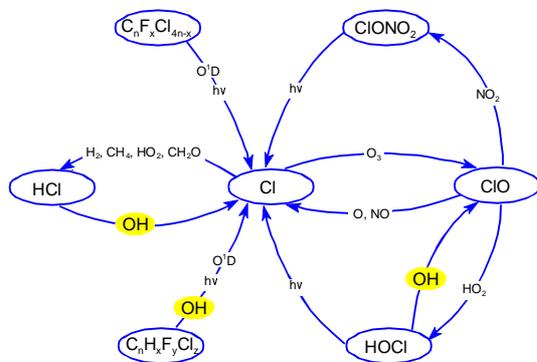


Bild 1 Chlor-Reaktionszyklus.

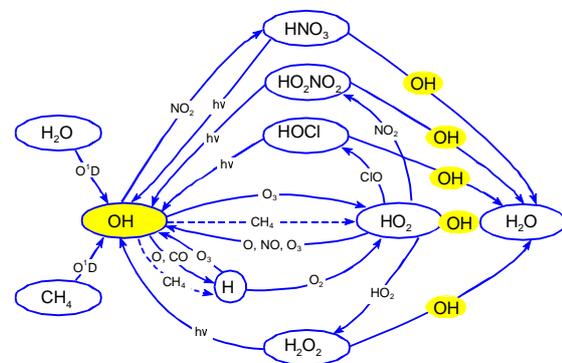


Bild 2 Wasserstoff-Reaktionszyklus.

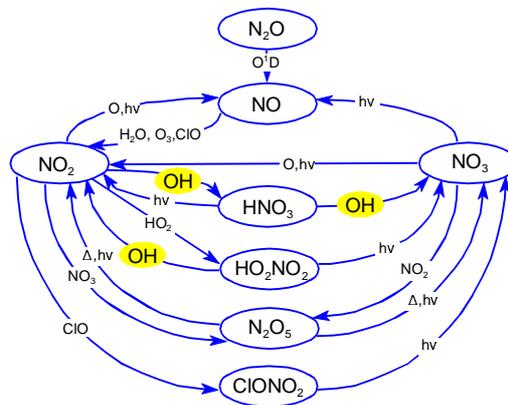


Bild 3 Stickstoff-Reaktionszyklus.

Die gebräuchliche Vorgehensweise zur Beschaffung dieser Daten erfolgt mit Hilfe von ballongestützten Analysesystemen, die über Sensoren zur Untersuchung der einzelnen Reaktionspartner verfügen. Auf diese Weise können allerdings nur Aussagen über die lokale Konzentration

des OH-Moleküls für einen eng begrenzten Zeitraum getroffen werden. Wünschenswert wäre es hingegen, die OH-Konzentration weltweit und dazu über einen längeren Zeitraum messen zu können. Nur so wäre ein tieferes Verständnis über die komplexen klimatischen Veränderungen und deren beeinflussenden Faktoren zu erzielen.

Die europäische Raumfahrtagentur ESA verfolgt die Strategie, mit einem satellitengestützten Detektorsystem diese Aufgabe zu lösen [2]. Dazu wird die Tatsache ausgenutzt, daß das OH-Molekül Strahlung im fernen Infrarot mit der Wellenlänge $\lambda = 84,4 \mu\text{m}$ emittiert. Mit Hilfe eines Satelliten kann dann vom Weltraum aus diese Strahlung über mehrere Jahre weltweit detektiert werden. Hieraus könnten die Daten über die OH-Konzentrationsverteilung und deren jahreszeitlichen Schwankungen gewonnen werden.

Mit einem Fabry-Perot-Interferometer kann die OH-Emissionslinie ($\lambda = 84,4 \mu\text{m}$) aus dem IR-Spektrum selektiert werden [3]. In mehreren Studien wurde dieses Konzept entwickelt und auf seine Anwendbarkeit hin untersucht [4,5,6]. Als Sensor zur Detektion dieser OH-Emissionslinie soll ein Bolometer dienen (vgl. Bild 4), da Quantendetektoren nur bis zu Wellenlängen $\lambda < 20 \mu\text{m}$ einsatzfähig sind [7]. Bolometer sind thermische Strahlungssensoren, mit deren Hilfe IR-Strahlung detektiert werden kann. Dabei wird durch die einfallende Strahlung ein Absorber erwärmt und die Temperaturerhöhung des Sensors durch einen temperaturabhängigen elektrischen Widerstand nachgewiesen.

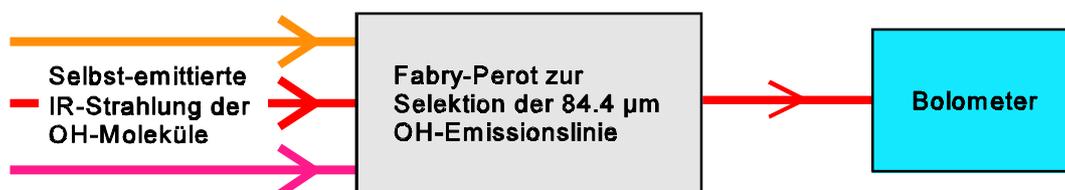


Bild 4 Einsatz des Bolometers als Sensor zur Detektion der Infrarotstrahlung, die von OH-Molekülen emittiert wird (Wellenlänge $\lambda = 84,4 \mu\text{m}$). Zur Selektion der OH-Emissionslinie dient ein Fabry-Perot-Spektrometer.

Unter Berücksichtigung der bei Ballonflugexperimenten gemessenen stratosphärischen OH-Konzentrationen und den geplanten Flugdaten des Satelliten ergeben sich die in Tabelle 1 aufgelisteten elektrischen und optischen Spezifikationen an einen möglichen Detektor. Zusätzlich muß die Sensor-Lebensdauer einige Jahre betragen (d.h. Degradationseffekte müssen während dieser Zeit eliminiert werden) und die Betriebstemperatur muß oberhalb von 25 K liegen, damit

ein einstufiger mechanischer Kühler mit Weltraumeignung eingesetzt werden kann [8].

Die von Bednorz und Müller [9] entdeckten Hochtemperatursupraleiter (HTSL) zeichnen sich durch einen sehr steilen Anstieg der elektrischen Widerstandskurve $R(T)$ bei der Sprungtemperatur T_c aus. Wie in Bild 5 angedeutet ist, führen dort schon kleinste Temperaturerhöhungen ΔT im Arbeitspunkt zu einem drastischen Anstieg des elektrischen Widerstandes (ΔR). Diese Temperaturerhöhungen werden in dieser konkreten Bolometeranwendung durch die eingekoppelte Wärmeenergie der IR-Strahlung hervorgerufen.

Tabelle 1 Anforderungen an den Sensor (zur Definition der einzelnen Parameter s. Kap. 2.1).

Sensorfläche	$A \sim 1 \text{ mm}^2$
Zeitkonstante	$\tau < 1 \text{ sec}$
Rauschäquivalente Leistung	$\text{NEP} < 4 \cdot 10^{-12} \text{ W/Hz}^{1/2}$
Detektivität	$D^* > 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$

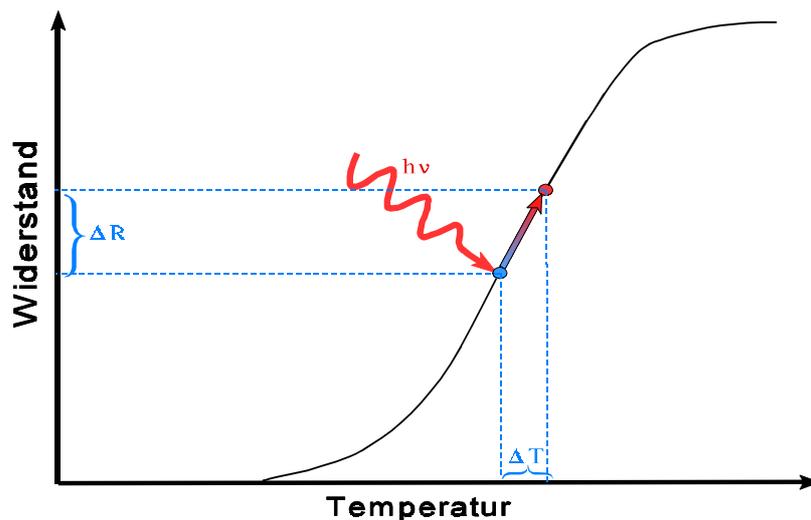


Bild 5 Schematische Darstellung der $R(T)$ -Kennlinie eines Hochtemperatur-Supraleiters im Übergangsbereich (Arbeitspunkt).

Der Einsatz eines Hochtemperatursupraleiters als Thermometer in einem Bolometer ist von verschiedenen Forschergruppen mit unterschiedlichen Lösungsansätzen untersucht worden. Richards et al. haben folgende HTSL-Bolometer-Klassifikation eingeführt [10]:

- *Primitive Bolometer*: Absorber und Thermometer sind kombiniert und stark an ein Temperaturbad gekoppelt (z.B. Khimenko et al. [11]).

- *Komposite-Bolometer*: Absorber und Thermometer sind separiert und schwach an ein Temperaturbad gekoppelt (z.B. Brasunas et al. [12]).
- *Mikro-Bolometer*: Die Strahlung wird über eine Antenne in das Thermometer eingekoppelt und ist nur für kleine Wellenlängen geeignet (z.B. Rice et al. [13]).
- *Membran-Bolometer*: Das Thermometer befindet sich auf einer mikromechanisch hergestellten Membran (vgl. Bild 6) und besitzt entweder eine *starke Kopplung* (z.B. Neff et al. [14]) oder eine *schwache Kopplung* (z.B. Fenner et al. [15]) an ein Temperaturbad.

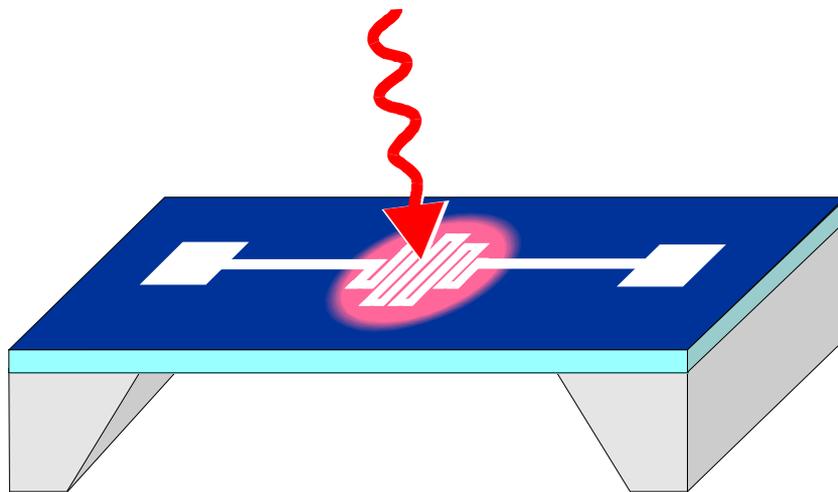


Bild 6 Skizze eines Membranbolometers. Als Sensor dient der temperaturabhängige Widerstand des HTSL-Mäanders.

Eine Übersicht über die Performance verschiedener bisher publizierter HTSL-Bolometer ist in Bild 7 gegeben [16]. Keines dieser Bolometer erreicht alle in Tabelle 1 geforderten Kenndaten.

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung und Optimierung eines Membran-Bolometers beschrieben, das alle geforderten Performance-Daten erfüllt und damit hinsichtlich der Detektivität D^* Weltrekordwerte erreicht. Ausgehend von sogenannten SON-Substraten (Silicon-On-Nitride) wurde mit Hilfe einer optimierten Pufferschichttechnologie das Wachstum extrem empfindlicher Supraleiterschichten ermöglicht. Durch das Strukturieren der Silizium-Nitrid-Membran kann dann die Bolometer-Performance weiter gesteigert werden. Die hervorragende Übereinstimmung der erzielten Ergebnisse mit analytischen Berechnungen wird

schließlich demonstriert werden.

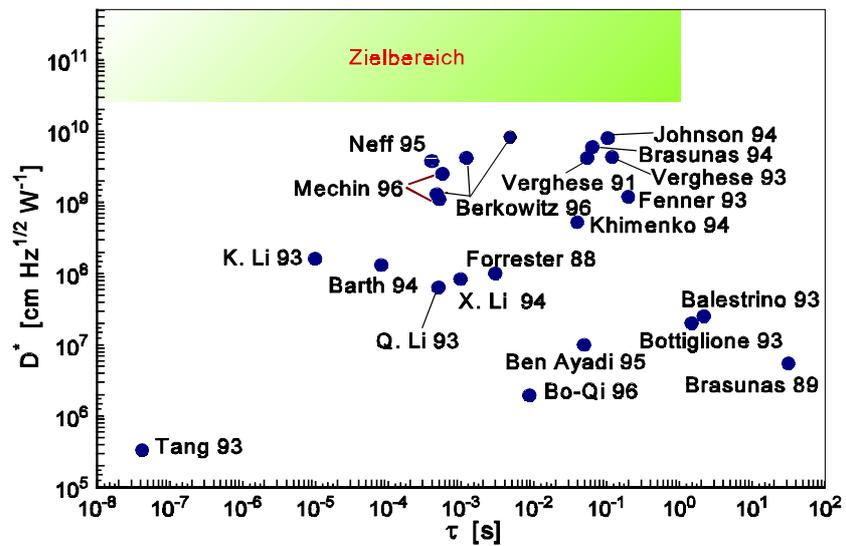


Bild 7 Detektivität und Zeitkonstante verschiedener weltweit publizierter HTSL-Bolometer. Der für die Anwendung als OH-Detektor gekennzeichnete Parameterbereich wird von keinem Bolometersystem erreicht.

2. Theorie

2.1 Funktionsweise des Bolometers

Ein Bolometer ist ein thermischer Detektor, der mit einem elektrischen Widerstandsthermometer die Temperatur eines Strahlungsabsorbers mißt. In der hier vorgestellten Arbeit dient der auf die Sprungtemperatur eingeregelt Widerstandsmäander des Hochtemperatursupraleiters als Thermometer. Das die Strahlung absorbierende Volumen mit der Wärmekapazität C [J/K] und der Arbeitstemperatur T [K] ist schwach durch die Wärmeleitfähigkeit G [W/K] an ein Wärmebad mit der Temperatur $T_{0\text{Substr}}$ [K] gekoppelt [17].

2.1.1 Konstantstrom-Betrieb

Im Allgemeinen werden Bolometer im sogenannten Konstantstrom-Modus (current-bias) betrieben, d.h. durch den Bolometerwiderstand R fließt ein von außen eingespeister konstanter Bias-Strom I_B , und der durch die einfallende Strahlungsleistung $P_{\text{Strahlung}}$ hervorgerufene Temperaturanstieg $\Delta T_{\text{Strahlung}}$ bzw. Widerstandsanstieg ΔR wird durch Messen der Spannungsänderung nachgewiesen. Diese Temperatur- und die daraus folgende Widerstandserhöhung bewirkt wiederum ein Ansteigen der im Sensorelement durch den Strom I_B eingebrachten elektrischen Leistung $P_{\text{el}} = I_B^2 \cdot R$. Durch diesen positiven Rückkopplungsmechanismus können Temperatur-Instabilitäten hervorgerufen werden. Für die Temperatur $T_{\text{Mäander}}$ des Bolometerwiderstandes gilt also:

$$\begin{aligned} T_{\text{Mäander}} &= T_{0\text{Substr}} + \Delta T_{\text{el}} + \Delta T_{\text{Strahlung}} = T_{0\text{Substr}} + I_B^2 \frac{R}{G} + \frac{P_{\text{Strahlung}}}{G} \\ \Rightarrow dT &= d(T_{\text{Mäander}} - T_{0\text{Substr}}) = \frac{1}{G} (I_B^2 dR + P_{\text{Strahlung}}) \end{aligned} \quad (1)$$

Da in der differentiellen Schreibweise von Formel (1) nur positive Terme auftreten, folgt für die Stabilität des Bolometers im Konstantstrom-Betrieb:

$$G > I_B^2 \cdot \frac{dR}{dT} \Rightarrow 1 > \frac{I_B^2 \cdot \frac{dR}{dT}}{G} = a = \frac{I_B^2 R \alpha}{G} \quad (2)$$

Hierbei ist der Temperaturkoeffizienten α des Widerstandes im Übergangsbereich definiert als:

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (3)$$

Als Wert für die dimensionslose Rückkopplungsverstärkung a wird i.A. $a = 0.3$ gewählt. D.h. anschaulich gesprochen, für die Ableitung der elektrischen Wärmeleistung P_{el} werden 30% der Wärmeableitung G ‘verbraucht’, und 70 % stehen noch für die Ableitung der optisch eingekoppelten Strahlungsleistung $P_{Strahlung}$ zur Verfügung. Diese Stabilitätsbedingung begrenzt daher die Größe von I_B . Die elektrische Energie sollte in diesem Betriebsmodus den Sensor nicht zu stark aufwärmen. Um die Arbeitstemperatur (typ.: 89 K) zu erreichen, muß das Substrat sehr aufwendig und genau auf diese Temperatur geregelt werden. Die kleine Temperaturdifferenz zwischen Sensor und Substrat ergibt sich im wesentlichen aus der optisch eingekoppelten Wärmemenge.

Als weitere Konsequenz ergibt sich, daß die Wärmeleitfähigkeit G zu

$$G_{eff} = G (1-a) = G - \alpha I_B^2 R \quad (4)$$

verkleinert und die Zeitkonstante τ zu

$$\tau_{eff} = \frac{\tau}{1-a} \quad (5)$$

erhöht wird.

Die Response S_V ist definiert als [17]:

$$S_V \left[\frac{V}{W} \right] =: \frac{dV}{dP} = \frac{I_B R_0 \alpha}{G(1-a) + i\omega C} \quad (6)$$

Hierbei ist ω die Kreisfrequenz des zeitlich modulierten Anteils der eingekoppelten Leistung $P_{\text{Strahlung}}$. Um den Betrag von S_V zu maximieren, muß die $R(T)$ -Kurve des Supraleiters im Übergangsbereich möglichst steil ($R_0\alpha = dR/dT$) und die Wärmeleitfähigkeit G möglichst klein sein.

Die rauschäquivalente Leistung NEP (Noise Equivalent Power) setzt sich aus dem Phonon-Rauschen, dem Johnson-Rauschen, dem Excess(1/f)-Rauschen und dem Verstärker-Rauschen gemäß Formel (7) zusammen [18]:

$$NEP^2 = \frac{4k_B T^2 G}{\eta^2} + \frac{4k_B T R}{|S_V|^2} + \frac{S_V(\omega)}{|S_V|^2} + \frac{4k_B T_n R}{|S_V|^2} \quad (7)$$

Hierbei ist η der Absorptionskoeffizient.

Als weitere wichtige Kenngröße zur Charakterisierung eines Bolometers wird die Detektivität D^* bei gegebener Detektorfläche A aus der rauschäquivalenten Leistung NEP abgeleitet [19]:

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \quad (8)$$

Das in Formel (7) erwähnte Phonon-Rauschen NEP_{Phonon}

$$NEP_{\text{Phonon}}^2 = \frac{4k_B T^2 G}{\eta^2} \quad (9)$$

entsteht bei der Bewegung quantisierter Energieträger aufgrund der Wärmeleitung, d.h. beim Transport der Wärmeenergie vom Mäanderbereich zum gekühlten Substrat. Ziel ist es, die Schichtqualität so zu optimieren, daß das Johnson- und das Excess(1/f)-Rauschen vollständig durch das Phonon-Rauschen NEP_{Phonon} dominiert werden. Daher folgt in diesem Fall aus den Formeln (7), (8) und (9), daß dann die Detektivität mit dem Faktor $G^{-1/2}$ skaliert:

$$D^* \sim \frac{1}{\sqrt{G}} \quad (10)$$

Für die Zeitkonstante τ gilt:

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (11)$$

Hierbei ist C die Wärmekapazität. Die Zeitkonstante skaliert also mit dem Faktor G^{-1} .

2.1.2 Konstantspannungs-Betrieb

Eine weitere Betriebsart des Bolometers ist der Konstantspannungs-Modus (voltage-bias) [20]. Hierbei wird an den Bolometerwiderstand eine konstante Spannung angelegt, und der durch die einfallende Strahlung hervorgerufene Temperatur- bzw. Widerstandsanstieg wird durch Messen der Stromänderung nachgewiesen. Da die Bias-Spannung konstant bleibt, muß sich bei der Widerstandserhöhung der Strom erniedrigen, d.h. die Stromänderung hat ein negatives Vorzeichen. Durch diesen negativen Rückkopplungsmechanismus werden im Gegensatz zum Konstantstrom-Betrieb Temperatur-Instabilitäten vermieden.

Die Response ist in diesem Fall definiert als:

$$S_I \left[\frac{A}{W} \right] =: \frac{dI}{dP} = \frac{dI}{dT} \cdot \frac{dT}{dP} \quad (12)$$

Für die Herleitung von dI/dT aus (12) wird die Stromänderung betrachtet:

$$I = I_0 + \delta I = \frac{V_B}{R_0(1+\alpha \cdot \delta T)} \approx \frac{V_B}{R_0} (1 - \alpha \cdot \delta T) \quad (13)$$

$$\Rightarrow \frac{\delta I}{\delta T} = - \frac{V_B}{R_0} \alpha \quad (14)$$

Am negativen Vorzeichen in Formel (14) ist die negative Rückkopplung, d.h. die Stabilität des Systems zu erkennen.

Für die Herleitung von dT/dP in Formel (12) wird die Leistungsbilanz betrachtet, d.h. die

zugeführte Leistung muß gleich der abgeführten Leistung sein:

$$P_{OP} + \frac{V_B^2}{R_0} + \delta P e^{i\omega t} - \left(\frac{V_B^2 \alpha}{R_0} \delta T e^{i\omega t} \right) = G(T - T_{0Substr}) + G \delta T e^{i\omega t} + i\omega C \delta T e^{i\omega t} \quad (15)$$

$$\Rightarrow \frac{\delta T}{\delta P} = \frac{1}{G + \frac{V_B^2 \alpha}{R_0} + i\omega C} = \frac{1}{G_{eff} + i\omega C} \quad (16)$$

Die einzelnen Terme in Formel (15) sind die durch die Hintergrundstrahlung eingekoppelte Leistung, die elektrische Leistung der Biasspannung, die zeitlich modulierte Leistung der zu messenden Strahlung und die aufgrund der Strahlung hervorgerufene Widerstandsänderung und damit einhergehende Verringerung der elektrischen Leistung. Diese zugeführten Leistungen werden mittels der Wärmeleitfähigkeit zum gekühlten Substrat wieder abgeleitet. Aus Gleichung (16) folgt die bei dieser Betriebsart entstehende *Erhöhung* der Wärmeleitfähigkeit:

$$G_{eff} = G(1+a) \quad \text{mit} \quad a = \frac{V_B^2 \alpha}{R_0 G} = \alpha \frac{P_{el}}{G} = \alpha(T - T_{0Substr}) \quad (17)$$

Die Temperatur des Substrates $T_{0Substr}$ kann in diesem Betriebsmodus erheblich unter der Arbeitstemperatur T des Bolometers (typ.: $T=89$ K) liegen. Im Gegensatz zum Strombias-Modus kann hier die elektrische Energie zum Aufheizen des Mänders bis zur Arbeitstemperatur verwendet werden, da thermische Instabilitäten nicht auftreten. Naheliegend ist eine Substrattemperatur $T_{0Substr} = 77$ K.

Aus den Gleichungen (12), (14) und (16) ergibt sich also für die Response:

$$S_I = -\frac{1}{V_B} \left(\frac{\frac{V_B^2 \alpha}{R_0}}{G + \frac{V_B^2 \alpha}{R_0} + i\omega C} \right) \approx -\frac{1}{V_B} \quad \text{für} \quad a \gg 1 \quad \text{und} \quad a \gg \frac{\omega C}{G} \quad (18)$$

Aus Gleichung (18) folgt, daß in diesem Betriebsmodus der Sensor extrem linear (da er nur am Arbeitspunkt der R(T)-Kurve betrieben wird) und einfach zu kalibrieren ist. Diese Vorteile ergänzen den positiven Aspekt, daß die Temperaturregelung einfach über die konstante Bias-Spannung und die Ankopplung an das LN₂-Temperaturbad zu handhaben ist. Eine aufwendige Regelung des Kryostaten entfällt.

2.2 Berechnung der thermischen Kenndaten

Für die Performancedaten Detektivität D^* und Zeitkonstante τ eines Bolometers sind die thermischen Kenndaten (Wärmeleitfähigkeit G und Wärmekapazität C) von entscheidender Bedeutung. Wie in den Formeln (10) und (11) zu sehen ist, bewirkt eine Reduzierung der Wärmeleitfähigkeit G zwar eine Steigerung der Detektivität D^* , aber gleichzeitig wird auch die Zeitkonstante τ vergrößert. Ebenso wie die Wärmeleitfähigkeit G kann die Wärmekapazität C zum Ausbalancieren der Bolometerperformance dienen. Dies muß so geschehen, daß die gewünschten Kenndaten als Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Schnelligkeit des Sensors im Zielbereich (vgl. Bild 7) der geplanten Anwendung liegen.

Um das Design des Sensors zielgerichtet optimieren zu können, ist eine analytische Berechnung von Wärmeleitfähigkeit G und Wärmekapazität C notwendig. Dazu muß die bekannte Wärmeleitungsgleichung

$$dc \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} = \kappa d \nabla^2 T(x,y,t) + W_{Abs}(x,y,t) \quad (19)$$

mit dem Laplace-Operator $\Delta = \nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$

gelöst werden. Hierbei ist d [μm] die Dicke, c [$\text{J}/\text{cm}^3\text{K}$] die spezifische Wärmekapazität, κ [W/cmK] die spezifische Wärmeleitfähigkeit und W_{Abs} [W/cm^2] die absorbierte Energiedichte.

Wie in Bild 8 angedeutet, besteht das zu berechnende thermische System aus der Kombination einer quadratischen Membranfläche und balkenförmigen mehrschichtigen Zuleitungen zu den

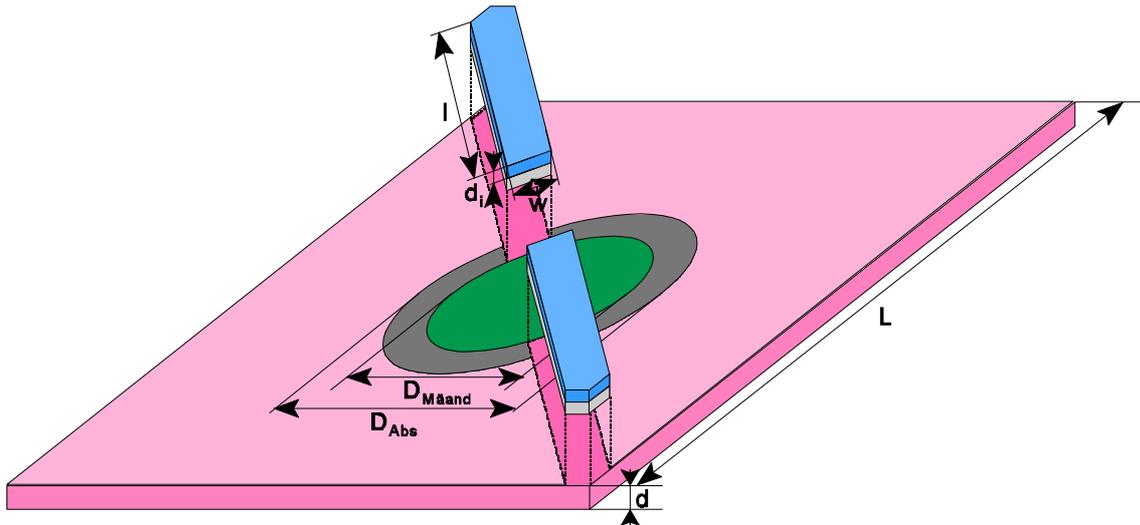


Bild 8 Kombination der quadratischen Membranfläche (Kantenlänge L , Dicke d , Absorberdurchmesser D_{Abs} , Mäanderdurchmesser $D_{Mäand}$) und der mehrschichtigen Zuleitungen (Länge l , Dicke d_i , Breite w).

Anschlußpads. Für beide Komponenten läßt sich die Wärmeleitungsgleichung (19) unter Berücksichtigung der Anfangs- und Randbedingungen analytisch lösen. Der genaue Rechengang der Lösung wird im Anhang A4 gezeigt. Dabei wird von der Näherung ausgegangen, daß der Einfluß des Wärmeaustausches zwischen den einzelnen Schichten in vertikaler Richtung im Vergleich zu der lateralen Wärmeleitung vernachlässigbar ist [21].

Es gilt dann für die Wärmeleitfähigkeit G der quadratischen Membranfläche:

$$G_{Membr} = \frac{2\pi\kappa d}{\ln\left(\frac{1,08L}{D_{Abs}}\right) - \frac{D_{Mäand}^2}{4D_{Abs}^2} + \frac{1}{2}} \quad (20)$$

und für die Zuleitung:

$$G_{Zuleit} = \sum \kappa_i d_i \frac{w}{l} \quad (21)$$

Die Wärmekapazität C läßt sich bestimmen für die Membranfläche zu

$$C_{Membr} = \frac{cdl^2}{\pi \left[\ln\left(\frac{1,08L}{D_{Abs}}\right) - \frac{D_{Mäand}^2}{4D_{Abs}^2} + \frac{1}{2} \right]} \quad (22)$$

und für die Zuleitung zu:

$$C_{Zuleit} = \sum c_i d_i w l \quad (23)$$

2.3 Heteroepitaxie

Die oxidischen Hochtemperatursupraleiter-Keramiken (in diesem Fall $Gd_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$) kristallisieren in der sogenannten Perowskitstruktur mit orthorhombischer Einheitszelle [22]. Diese geschichtete Struktur ist gekennzeichnet durch die ausgeprägte Anisotropie des supraleitenden Stromtransportmechanismus. Der Stromtransport erfolgt überwiegend in den Ebenen, die die Kupferatome enthalten; diese Ebenen verlaufen parallel zur a/b-Ebene (s. Bild 9). Die Qualität der elektrischen Eigenschaften der Supraleiterkeramik ist entscheidend abhängig von der Perfektion ihres kristallinen Aufbaues.

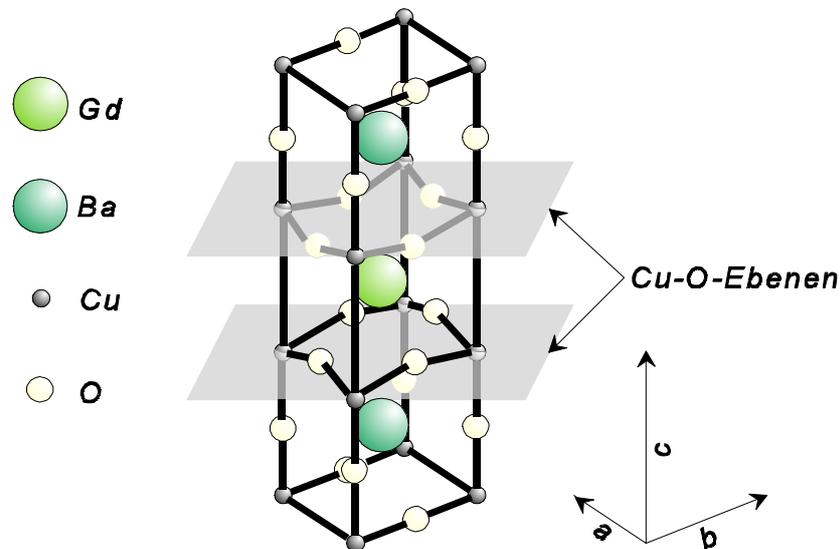


Bild 9 Kristallstruktur des GBCO-Supraleiters.

Die Herstellung von dünnen HTSL-Schichten läßt sich also nur realisieren, wenn ein Substrat mit geeigneten Kristallgitterparametern zu Verfügung steht. Die Übertragung der kristallinen Orientierung des Substrates auf die zu wachsende Schicht wird als Heteroepitaxie bezeichnet. Es liegt dann eine feste Orientierungsbeziehung zwischen einkristallinem Substrat und dem

Kristallgitter der hierauf wachsenden Schicht vor.

Bei der Untersuchung einkristallinen Siliziums als Substratmaterial für die HTSL-Schicht stellte sich bereits früh heraus, daß die Verwendung von Pufferschicht-Materialien essentiell ist, denn die Interdiffusion der Materialien erfolgt bei der Abscheidung der HTSL-Schicht so schnell, daß eine intolerable Verschlechterung der Eigenschaften unvermeidbar ist [23,24,25]. Neben der Verhinderung dieser Interdiffusion muß die Pufferschicht die oben erwähnte Orientierungsübertragung (Heteroepitaxie) gewährleisten. Daher muß ein (100)-Wachstum auf dem Si(100)-Substrat mit sowohl an das Silizium als auch an den Supraleiter angepaßten Gitterparametern erfolgen. Außerdem dürfen im relevanten Temperaturbereich ($700\text{ °C} = \text{Abscheidetemperatur des Supraleiters bis } 77\text{ K} = \text{LN}_2$) keine Phasenumwandlungen erfolgen, und die thermischen Ausdehnungskoeffizienten müssen aufeinander abgestimmt sein.

Als geeignete Substratmaterialien haben sich Oxide herausgestellt [26,27,28]. Unter Berücksichtigung der notwendigen Prozeßkompatibilität mit der Bolometerherstellung wird das Yttrium-stabilisierte Zirkoniumdioxid (YSZ) den genannten Anforderungen am besten gerecht. Durch den Zusatz von 8-10% Y_2O_3 ist das ZrO_2 in der kubischen Phase stabil und weist eine CaF_2 -Kristallstruktur auf [29]. In Verbindung mit einer dünnen CeO_2 -Schicht auf dem YSZ wird die Gitteranpassung dieses Doppelschicht-Puffersystems noch weiter verbessert. CeO_2 kristallisiert ebenfalls wie das YSZ in der CaF_2 -Struktur [30]. Die für die Eignung als epitaktischer Pufferschicht zwischen Silizium und GBCO-Supraleiter maßgeblichen Parameter dieses Schichtsystems sind in Tabelle 2 aufgeführt [31,32,33,34,35,36].

Tabelle 2 Epitaxierelevante Materialdaten.

Material	Thermischer Ausdehnungskoeffizient [1/K]	Gittertyp	Gitterkonstante [Å]	Gitterfehl-anpassung
GBCO	$4 \cdot 10^{-6}$ bis $12 \cdot 10^{-6}$	ortho-rhombisch	$a = 3,82$, $a \cdot \sqrt{2} = 5,40$ $b = 3,89$	< 1 % 4,9 % 5,2 %
CeO_2	$11,6 \cdot 10^{-6}$	kfz	$a = 5,41$	
YSZ	$8 \cdot 10^{-6}$	kfz	$a = 5,15$	
Si	$-1 \cdot 10^{-6}$ bis $4 \cdot 10^{-6}$	kfz	$a = 5,43$	

Die Orientierungsbeziehungen der verschiedenen Materialien bei der Heteroepitaxie sind in Bild 10 skizziert. Sowohl YSZ als auch CeO_2 wachsen auf der jeweils darunterliegenden Schicht in (100)-Orientierung (d.h. "Kubus auf Kubus"). Der Supraleiter dagegen weist bzgl. der Unterlage eine 45° -Rotation auf.

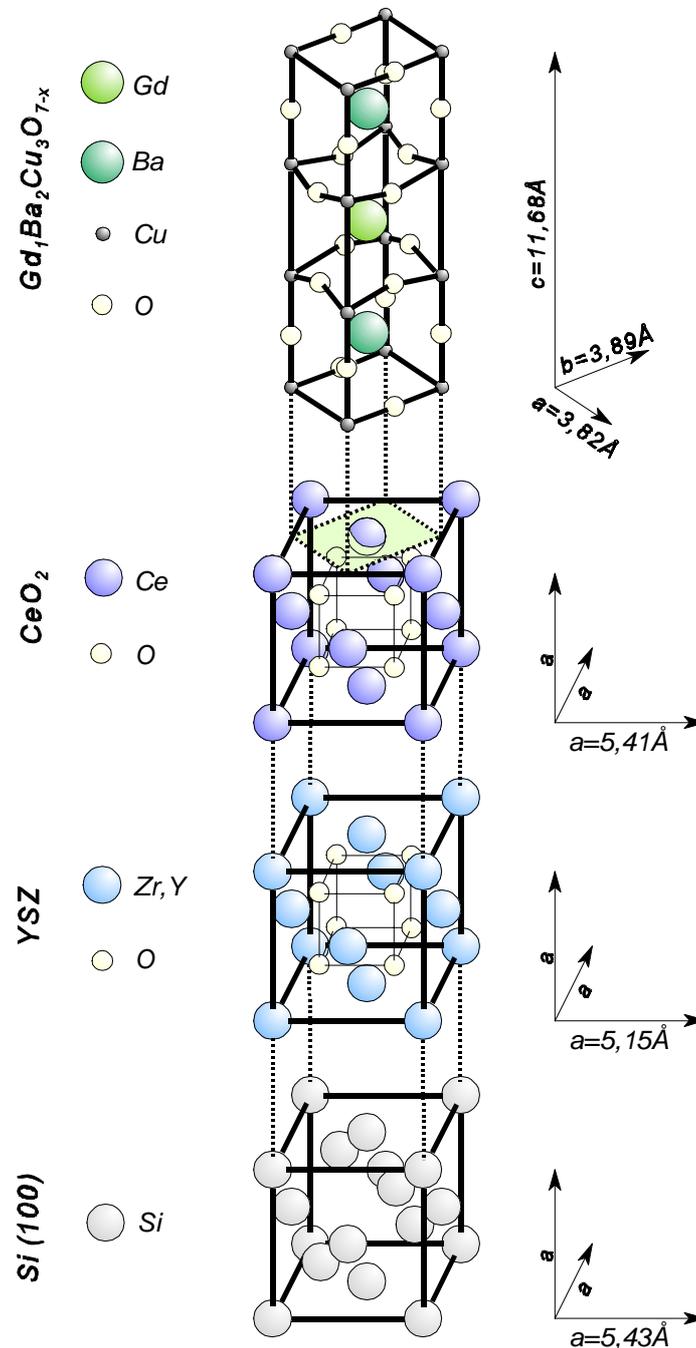


Bild 10 Schematische Darstellung der Einheitszellen von Si, YSZ, CeO_2 und $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und der Orientierungsbeziehungen bei der Heteroepitaxie.

3. Herstellung von HTSL-Bolometern

3.1 Technologiekette

Zur Realisierung von HTSL-Bolometern, die die gewünschten Performancedaten erreichen, ist eine Technologiekette erforderlich, deren einzelne Prozeßschritte optimal aufeinander abgestimmt sein müssen. Als Ausgangsmaterial dienen SON(Silicon-On-Nitride)-Substrate, die aus einer monokristallinen Silizium-Lage auf einem mit Siliziumnitrid umgebenem Silizium(100)-Wafer bestehen. Die Fabrikation der SON-Wafer wird detailliert im Anhang A1 beschrieben. Die Siliziumnitridschicht, deren Dicke zwischen 0,5 μm und 1 μm gewählt werden kann, bildet zum einen auf der Wafervorderseite die spätere Membranschicht, und zum anderen dient sie auf der Substratrückseite als Strukturierungsmaske bei der Siliziumätzung durch KOH. Das hier eingesetzte siliziumreiche Si_xN_y zeichnet sich durch eine hohe mechanische Stabilität und eine sehr kleine spezifische Wärmeleitfähigkeit κ aus. Diese beiden Eigenschaften des Siliziumnitrides lassen es zu einem hervorragenden Membranmaterial für diese Bolometeranwendung werden. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben wurde, ist zur Abscheidung des Supraleitermaterials eine mit CeO_2 -YSZ gepufferte Silizium(100)-Unterlage notwendig. Diese Epitaxievoraussetzung wird durch die auf das Siliziumnitrid gebondete einkristalline Si(100)-Lage erfüllt.

In die Siliziumnitridschicht dieser SON-Wafer werden mit Hilfe von Standard-Lithographieverfahren auf der Vorderseite Justier- und Sägemarken übertragen, und auf der Rückseite werden die quadratischen Öffnungen zur Silizium-KOH-Strukturierung geätzt. Details zur Silizium-KOH-Ätzung werden im Kapitel 3.5 (“Membranherstellung”) beschrieben. Zur Vereinfachung und zeitlichen Verkürzung der technologischen Prozeßfolge wird der größte Teil der Membranätzung auf Wafermaßstab durchgeführt: Gleichzeitig mit der auch im Anhang A1 beschriebenen KOH-Rückätzung der gebondeten Silizium-Lage auf der Wafervorderseite wird das Silizium unterhalb der Membranfläche bis auf eine Restdicke von 25 μm bis 50 μm entfernt.

Für die anschließenden Prozeßschritte wird dann das Substrat in 2 x 2 cm^2 -Stücke gesägt. Die Proben befinden sich danach in dem im obersten Teilschritt von Bild 11 gezeigten Zustand. Auf diese so vorbehandelten Substrate wird zunächst das CeO_2 -YSZ-Doppelpufferschichtsystem epitaktisch abgeschieden (Kapitel 3.2 “Pufferschichten auf SON-Substraten”). Es schließt sich dann die Strukturierung der Pufferschicht (Kapitel 3.3 “Inhibit-Strukturierung”) und der

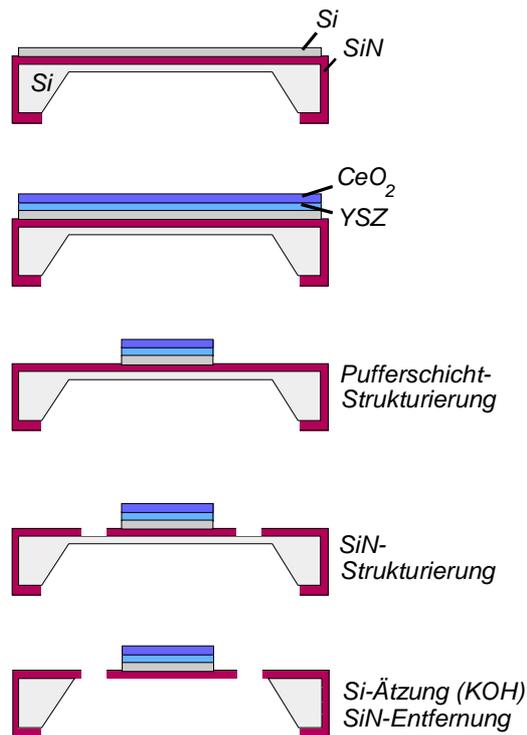


Bild 11 Prozeßreihenfolge.

Siliziumnitridmembran (Kapitel 3.4 “Siliziumnitrid-Strukturierung”) an. Danach muß das unter der Membranfläche befindliche Silizium entfernt werden (Kapitel 3.5 “Membranherstellung”). Auf diese Proben wird anschließend der $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Hochtemperatursupraleiter mit nachfolgender Passivierung abgeschieden (Anhang A2 “Abscheidung und Passivierung der HTSL-Schichten”).

Durch Variation der Prozeßreihenfolge ist sogar die Herstellung einer vollständig freistehenden Spinnennetzstruktur möglich, wie sie in Kapitel 3.6 (“Spinnennetz-Struktur”) beschrieben wird.

3.2 Pufferschichten auf SON-Substraten

3.2.1 UHV-Beschichtungssystem

Zur Abscheidung der epitaktischen Pufferschichten wurde das in Bild 12 skizzierte UHV-Beschichtungssystem vom Autor konzipiert, entworfen und aufgebaut. Das System besteht aus zwei durch ein Plattenventil getrennten Vakuumkammern. Die Beschichtungskammer ist über

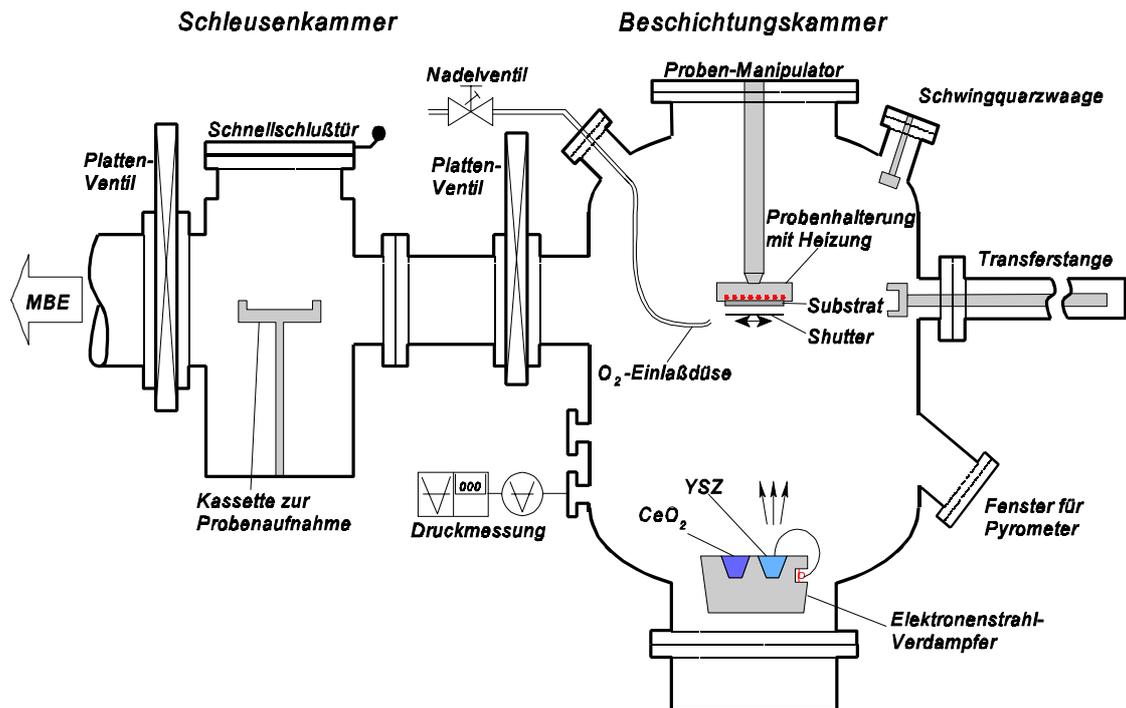


Bild 12 Aufbau des UHV-Beschichtungssystems.

eine Schleusenkammer an die Analytik- und Präparationskammer einer MBE-Anlage (Molecular Beam Epitaxy) gekoppelt. Dort stehen zur *in-situ*-Analyse der Probenoberfläche ein LEED-System (Low Energy Electron Diffraction) mit Leuchtschirm und ein Auger-Elektronen-Spektrometer (AES) zur Verfügung.

Die zu beschichtenden $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen Proben werden zum Einschleusen und anschließendem Transferieren in die Schleusenkammer in eine Probenkassette gelegt. Dazu werden sie auf eine transferierbare Probenhalterung ("Transferkeil") montiert. Zwei Tantalstreifen drücken die Substrate direkt auf das auf dem Transferkeil befindliche Heizelement. So ist eine nahezu gleichmäßige Temperaturverteilung auf der Probenoberfläche während der Beschichtung gewährleistet. Das Keramik-Heizelement besteht aus Dünnschichten von pyrolytischem Graphit, die in pyrolytischem Bor-Nitrid gekapselt und an den Kontakten durch Platin passiviert sind [37]. Mit Hilfe einer Kombination aus Membran-, Spiromolekular- und Turbopumpe kann der Schleusenrezipient bis zu einem Druck von $p = 1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ evakuiert werden. Die Druckmessung erfolgt durch Pirani- und Penningdruckmeßröhren. Aus der Schleusenkammer können die Proben dann entweder von einem lateral verschiebbaren Transfertisch in die MBE-Anlage oder mit Hilfe der magnetisch gekoppelten Transferstange in die Beschichtungskammer gebracht werden.

Die UHV-Beschichtungskammer wird im Normalbetrieb und während der Abscheideprozesse durch eine Kryopumpe (Fa. Leybold, Saugvermögen für $N_2 = 1500$ l/sec) evakuiert. Die Druckmessung erfolgt mit Hilfe von Penning- und Bayard-Alpert-Ionisations-Druckmeßröhren. Nach Ausheizen (200 °C) wird ein Basisdruck von $p = 1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht.

Wie in Kapitel 3.2.2 noch näher beschrieben, werden die Pufferschichten mit Hilfe der Elektronenstrahl-Verdampfung (EBE für Electron Beam Evaporation) abgeschieden. Der Elektronenstrahl-Verdampfer (Fa. AP&T) besitzt vier nebeneinander platzierte Tiegel (Volumen: $4,3\text{ cm}^3$), die durch die X- und Y-Ablenkung des Elektronenstrahls einzeln angesteuert werden können. Die jeweils nicht im Betrieb befindlichen Tiegel werden dabei von einem Shutter abgedeckt. So können nacheinander bis zu vier verschiedene Materialien zur Mehrlagen-Pufferschichtherstellung ohne Umbaumaßnahmen verdampft werden. Die Aufwachsrate und -dicke der abgeschiedenen Schichten werden während des Prozesses mit einer Schwingquarzzaage (Fa. Intellemetrics) kontrolliert. Der Schwingquarz kann bei Bedarf mit einem Shutter verdeckt werden. Zur Kalibrierung der Schwingquarzzaage wurden durch Abschattung hergestellte Stufen mit einem Profilometer (Fa. DEKTAK) vermessen.

Die Probenhalterung mit integrierter Keramikheizung wird mit Hilfe des Aufnahmekopfes der Transferstange an den Kopf des Probenmanipulators gekoppelt und gleichzeitig elektrisch kontaktiert. Der Probenmanipulator verfügt über 5 Freiheitsgrade in der Bewegung (X-, Y- und Z-Translation, Rotation und Flip). Die Proben temperatur wird über die Heizleistung des Keramik-Heizelementes gesteuert. Die Kalibrierung wurde sowohl mit einem auf der Probenoberfläche angebrachten Thermoelement als auch mit einem Pyrometer durchgeführt. Es sind Temperaturen bis zu 800 °C erreichbar. Die gewünschten Temperaturen können mit großer Genauigkeit ($\pm 1\text{ K}$ bis 2 K) reproduzierbar eingestellt werden. Durch die zusätzliche Energie des im Betrieb befindlichen Elektronenstrahl-Verdampfers wird die Proben temperatur nur um ca. 2 K erhöht.

Durch eine Einlaßdüse kann in unmittelbarer Probennähe das Prozeßgas (Sauerstoff, Reinheitsklasse 5.0) eingelassen werden. Die Steuerung des O_2 -Partialdruckes während des Beschichtungsprozesses erfolgt manuell über ein Ganzmetall-Nadel-Dosierventil. Zwischen Elektronenstrahl-Verdampfer und Probe befindet sich ein elektromagnetisch gesteuerter Shutter. So kann die Probenoberfläche vor ungewünschter Beschichtung geschützt werden. Dies ist vor

allen Dingen zu Beginn jedes Beschichtungsprozesses wichtig, da zuerst gewartet werden muß, bis sich am Elektronenstrahl-Verdampfer eine konstante Verdampfungsrate eingestellt hat.

3.2.2 Pufferschichtabscheidung

Zur Herstellung der für die HTSL-Abscheidung auf Silizium-Substraten notwendigen Pufferschichten sind erfolgreich die Laserablation [38,39,40,41], die Kathodenzerstäubung (Sputtern) [42,43,44], die Ionenstrahl-unterstützte Abscheidung (IBAD für Ion Beam Assisted Deposition) [45,46,47] und das thermische Verdampfen [48,49,50,51] eingesetzt worden. Die hier eingesetzte Elektronenstrahlabscheidung bietet auf Grund des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Mehrtiegelverdampfers und der verwendeten Anlagengeometrie den Vorteil, daß sich hier sehr komfortabel epitaktische Mehrschicht-Puffersysteme mit großer Homogenität reproduzierbar abscheiden lassen [52,53].

Die in die 2 x 2 cm² Stücke gesägten SON-Substrate werden vor dem Beschichtungsprozeß einer naßchemischen Reinigungsprozedur unterzogen. In einer Lösung aus vier Teilen Schwefelsäure (H₂SO₄, 85%) und einem Teil Wasserstoffperoxid (H₂O₂, 30%) werden dazu die Proben für vier Minuten oxidiert. Dieses Oxid wird dann mit gepufferter Flußsäure (HF, 5%) wieder abgeätzt. Flußsäure benetzt die SiO₂-Oberfläche (hydrophiles Verhalten), beim Erreichen der sauberen Si-Oberfläche perlt die HF-Säure hingegen ab (hydrophobes Verhalten). Die vollständige Entfernung des chemischen Oxides ist so leicht erkennbar. Bei stark verschmutzten Proben muß diese Prozedur mehrmals zyklisch wiederholt werden.

Die Substrate werden anschließend auf die Heizkeramik der Probenhalterung montiert und in die Schleusenammer der Beschichtungsanlage gebracht. Nach Erreichen des notwendigen Druckes in der Schleuse ($p < 5 \cdot 10^{-8}$ mbar) werden dann die Substrate in die Beschichtungskammer transferiert und für 30 Minuten auf 750 °C unter UHV-Bedingungen erhitzt. Dabei steigt der Kammerdruck nie über $1 \cdot 10^{-8}$ mbar an. Das sich zwischen der naßchemischen Reinigung und dem Einbau in die Vakuumanlage gebildete natürliche Siliziumdioxid wird bei dieser Temperaturbehandlung von der Probenoberfläche desorbiert. Nach Abkühlen des Substrates kann die Qualität der Siliziumoberfläche mit dem LEED-System der MBE-Anlage kontrolliert werden. Eine typische LEED-Aufnahme der Silizium-Oberfläche nach der hier beschriebenen

Reinigungsprozedur ist in Bild 13 zu sehen. Es sind die scharfen Reflexe der Si(100)-Oberfläche mit einer 2x1 Übergitter-Rekonstruktion zu erkennen, wie sie auch mit gleicher Qualität für Standard-Siliziumwafer zu erhalten sind. Von dieser Charakteristik sind aber auch Abweichungen beobachtet worden, auf die im Kapitel 4.1.1 eingegangen wird.

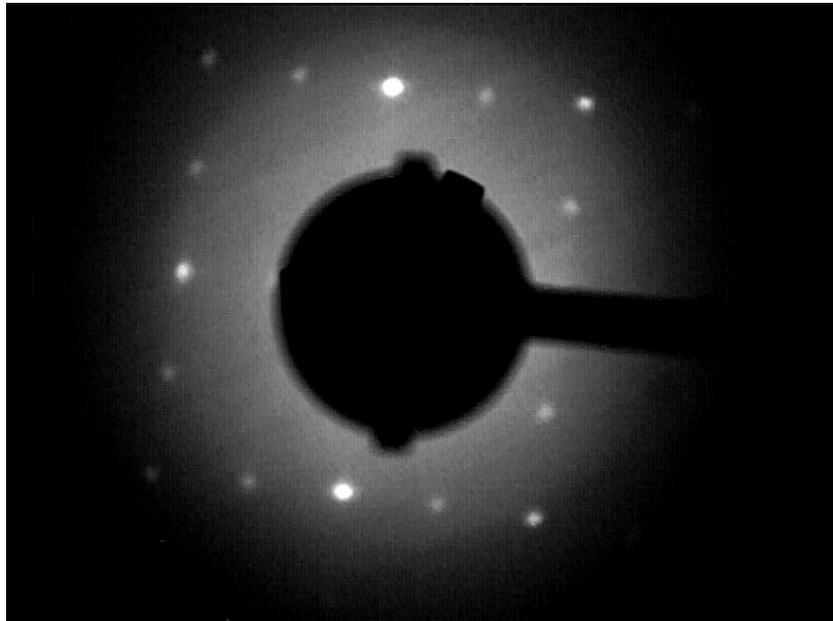


Bild 13 LEED-Aufnahme der Silizium-(100)-Oberfläche eines SON-Substrates (LEED-Energie: 54 eV).

Auf diese saubere Siliziumoberfläche wird anschließend das CeO₂-YSZ-Doppelpufferschichtsystem epitaktisch abgeschieden. Durch Regelung des Heizstromes der Keramikheizung wird dazu die Probenoberfläche während des gesamten Abscheidungsprozesses auf 650 °C erhitzt. Beim Erwärmen des YSZ-Tiegels im Elektronenstrahl-Verdampfer wird metallisches Zirkonium bzw. Yttrium und Sauerstoff ausgelöst, so daß der Sauerstoffpartialdruck bis auf 5·10⁻⁷ mbar ansteigt. Dadurch bildet sich unmittelbar vor Öffnen des Probenshutters wieder ein dünner SiO₂-Film auf der Substratoberfläche. Dieser amorphe Siliziumdioxidfilm wird beim Öffnen des Probenshutters gemäß der Reaktionsgleichung (24) aufgrund der größeren Bindungsenthalpie von ZrO₂ gegenüber SiO₂ reduziert [24,54] und die saubere Siliziumoberfläche steht zur Verfügung.



Auf Grund dieses Reduktionsprozesses ist es möglich, die Epitaxie-Information der

einkristallinen Siliziumoberfläche auf die zu wachsende YSZ-Pufferschicht zu übertragen. Daher wird während des Wachsens einer 1 nm dicken YSZ-Startschicht der zusätzlich durch die Einlaßdüse bereitgestellte Sauerstoff auf einen Druck von nur $1 \cdot 10^{-6}$ mbar eingestellt. Die Aufdampftrate beträgt dabei ca. 0,5 nm/min.

Nach dem Wachsen dieser Startschicht wird die Aufdampftrate auf 1 nm/min und der Sauerstoff-Partialdruck auf $5 \cdot 10^{-6}$ mbar erhöht. Der zusätzliche Sauerstoff wird zur Vermeidung eines Sauerstoffdefizites im YSZ benötigt. Die gewünschte Stöchiometrie wird so schon während des Abscheideprozesses erreicht. Eine anschließende Temperung der Probe in Sauerstoff ist daher nicht mehr notwendig.

Da ZrO_2 ein Sauerstoffionenleiter ist [55,56], diffundiert während der Beschichtung ein Teil des Sauerstoffs durch die schon gewachsene einkristalline YSZ-Schicht hindurch zur Si-YSZ-Grenzfläche. Dort bildet sich dann wieder eine dünne amorphe SiO_2 -Schicht aus [57,58]. Auf Grund dieses Effektes 'schwimmt' die sich bildende einkristalline YSZ-Schicht auf einer amorphen SiO_2 -Zwischenlage.

Die Qualität der insgesamt 30 nm dicken YSZ-Pufferschicht kann in-situ mit dem LEED-System kontrolliert werden. Ein typisches LEED-Beugungsmuster ist in Bild 14 zu sehen.

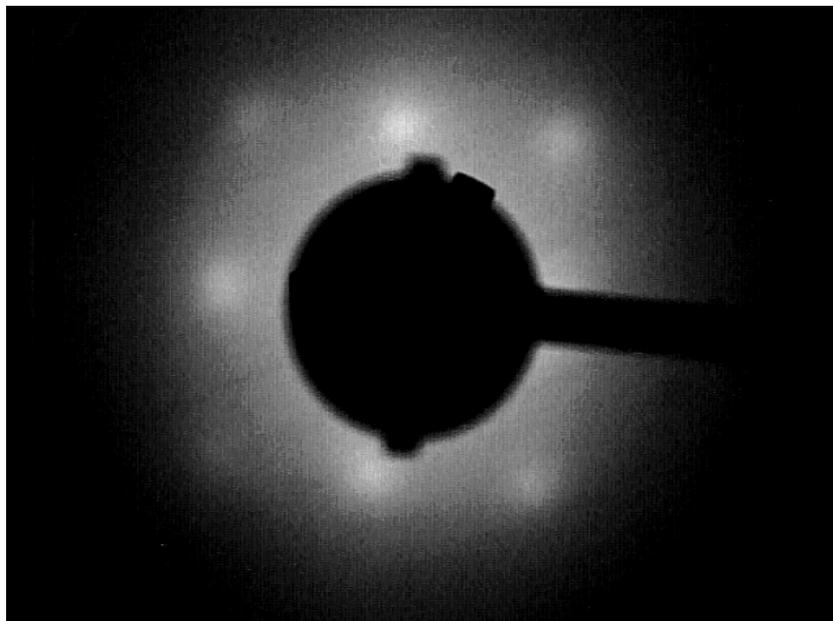


Bild 14 LEED-Aufnahme der YSZ-Oberfläche (LEED-Energie: 84 eV).

Auf diese YSZ-Schicht wird in einem zweiten Schritt direkt anschließend eine 10 nm dicke CeO_2 -Schicht bei einem Sauerstoffpartialdruck von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar aufgedampft. Dabei beträgt die Wachstumsrate ca. 3 nm/min. Nachdem die Doppelpufferschicht vollständig hergestellt ist, wird die Probe innerhalb einer Stunde unter Beibehaltung der zusätzlichen Sauerstoffzufuhr ($p = 5 \cdot 10^{-6}$ mbar) wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt. In Bild 15 sind die typischen scharfen LEED-Reflexe der epitaktischen CeO_2 -Schicht abgebildet.

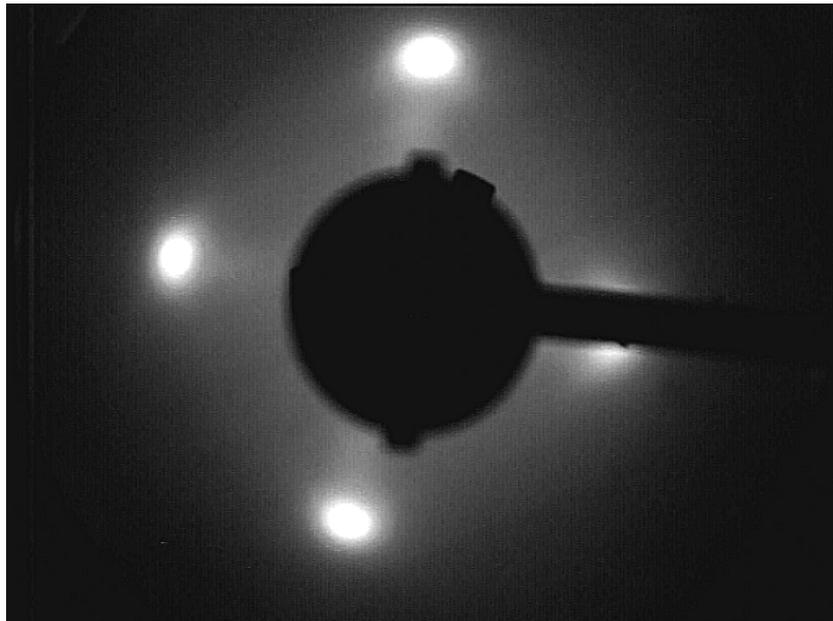


Bild 15 LEED-Aufnahme der CeO_2 -Oberfläche (LEED-Energie: 44 eV)

Die REM-Aufnahme eines Querbruches einer mit CeO_2 -YSZ gepufferten SON-Probe ist in Bild 16 zu sehen. Deutlich ist das Mehrlagen-Schichtsystem zu erkennen: Die SON-Struktur besteht aus dem Siliziumsubstrat, das mit einer 1 μm dicken amorphen Siliziumnitrid-Schicht (LPCVD-Verfahren) bedeckt ist. Im weiteren Verlauf der Bolometerherstellung wird dieses Silizium-Substrat unterhalb der SiN-Schicht bei der Membranherstellung weggeätzt werden (s. Kapitel 3.5). Auf dieser SiN-Lage ist die hierauf gebondete einkristalline Silizium-Schicht (in diesem Fall: 220 nm dick) zu sehen. Das sehr glatte Bond-Interface befindet sich zwischen der Siliziumnitrid-Schicht und der dünnen Silizium-Lage (vgl. Anhang A1). Das auf dieses SON-Substrat abgeschiedene insgesamt 40 nm dicke Pufferschichtsystem ist leider wegen des geringen Kontrastes der Aufnahme nur noch angedeutet zu erkennen.

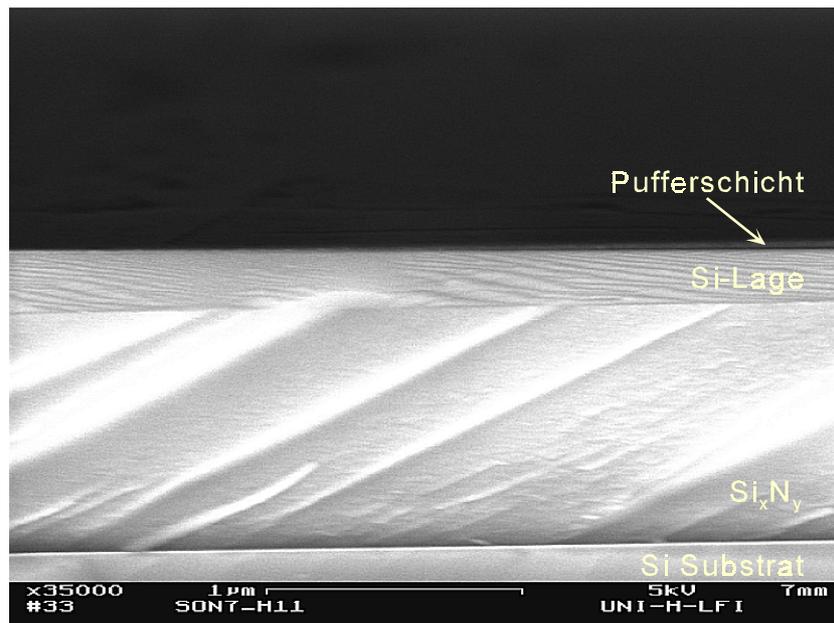


Bild 16 REM-Aufnahme (Querschnitt) eines mit einer Pufferschicht beschichteten SON-Substrates.

3.3 Inhibit-Strukturierung

Zur Anpassung des Hochtemperatursupraleiters an die Auswerteelektronik muß der Arbeitspunkt der $R(T)$ -Kurve in einem genau bestimmten Widerstandsbereich liegen; dieses Intervall ist nur durch die geeignete Wahl des Länge-zu-Weite-Verhältnisses des Supraleiters im Bereich der Absorberfläche zu erreichen, da der Variation der HTSL-Schichtdicke aus technologischen Gründen (s. Anhang A2) enge Grenzen gesetzt sind. Der Supraleiter muß daher zu einem Mäander mit genau definierten Abmessungen strukturiert werden, der über Zuleitungen mit den Anschlußpads verbunden ist.

Zur Strukturierung von HTSL-Schichten gibt es verschiedene Optionen: Naßchemische Ätzverfahren (z.B. mit EDTA [59] oder N_2H_2EDTA [60]), die Lift-Off-Technik [61], reaktives Ionenätzen RIE [62], Argon-Sputter-Ätzen [63,64,65] und die lokale Schädigung (z.B. durch Laserbestrahlung [66] oder Implantation [67,68]). All diese Verfahren führen entweder zu nicht genau kontrollierbaren Ergebnissen oder erfordern einen nicht vertretbaren technologischen Aufwand bei der Prozeßführung. Da alle dieses genannten Prozesse nicht genügend ausgereift sind, wurde in dieser Arbeit das Verfahren der lokalen Schädigung (auch *Inhibit*-Technologie genannt) in einer neuen Variante eingeführt.

Supraleiterschichten benötigen zum perfekten Wachstum eine einkristalline Unterlage. Werden sie hingegen auf einem amorphen Substrat abgeschieden, können die HTSL-Filme den für den supraleitenden Stromtransport notwendigen kristallinen Schichtaufbau (vgl. Kapitel 2.3, Bild 9) nicht ausbilden. Der degradierte $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Film ist dann sehr hochohmig bzw. isolierend. Durch Strukturierung der Pufferschicht und der darunter liegenden dünnen Silizium-Lage zu dem Bolometermäander wird außerhalb dieses Bereiches die amorphe Siliziumnitridschicht freigelegt. Auf ein so vorbehandeltes Substrat kann dann anschließend der Supraleiter ganzflächig abgeschieden werden. Nur an den Stellen, an denen die monokristalline Unterlage (d.h. der gepufferte Silizium-Mäander) noch vorhanden ist, zeigt die $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht supraleitende Eigenschaften, außerhalb dieses Mäanders hingegen degradiert die HTSL-Schicht vollständig. Auf diese Weise werden die komplizierten Strukturierungsverfahren des Supraleiters vermieden. Die Definition des Mäanderlayouts wird also in der Technologiekette nach vorne auf Strukturierung der Pufferschicht bzw. der Silizium-Lage verschoben.

Zur Strukturierung des Bolometermäanders können Standardverfahren der Silizium-Lithographie

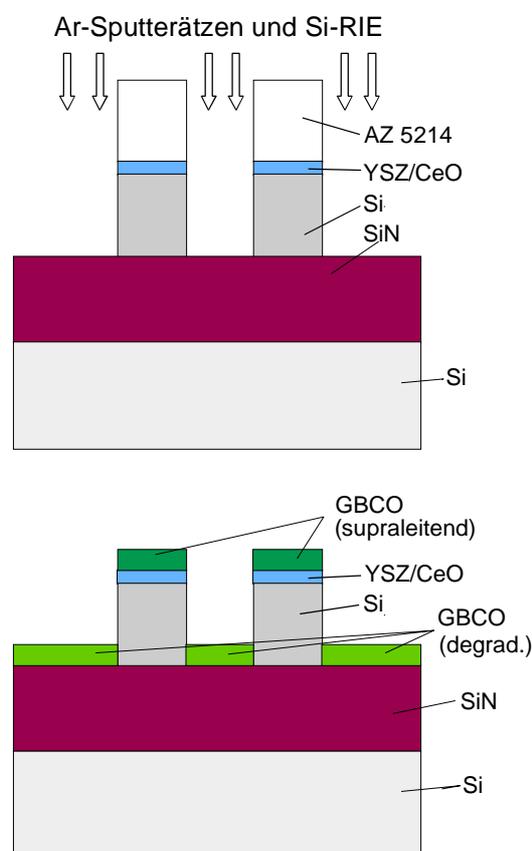


Bild 17 Prinzip der Inhibit-Strukturierung.

angewendet werden. Das Prinzip der hier eingesetzten Inhibit-Technologie ist in Bild 17 skizziert. Nachdem der Fotolack (AZ 5214) lithographisch das gewünschte Mäanderlayout erhalten hat, wird mit Hilfe eines zweistufigen Trockenätzprozesses die Pufferschicht bzw. die Silizium-Lage strukturiert. Dabei wird zuerst die insgesamt 40 nm dicke YSZ/CeO₂-Doppelpufferschicht in einem Argon-Sputter-Ätzprozeß und anschließend die darunterliegende Si-Lage durch ein reaktives Ionenätzverfahren (SF₆-RIE) strukturiert. Die verwendeten Prozeßparameter sind in Tabelle 3 aufgeführt. Der Ätzmechanismus des Argon-Sputter-Prozesses ist auf Grund seines physikalischen Charakters anisotrop, der anschließende RIE-SF₆-Schritt ätzt hingegen das Silizium isotrop. Das daher auftretende Unterätzen der Pufferschicht (s. Bild 18) hat allerdings keine negativen Auswirkungen auf die anschließenden Prozeßschritte. In Bild 20 ist eine AFM-Rasteraufnahme und in Bild 19 eine Draufsicht des strukturierten Pufferschicht- bzw. Si-Lage-Mäanders zu sehen. Bild 21 zeigt, daß die Oberflächen der anschließend abgeschiedenen Schichten (Supraleiter und Passivierung) in Folge der Degradationsmechanismen neben der Mäander-

Tabelle 3 Prozeßparameter der Inhibit-Strukturierung.

Schicht	YSZ/CeO ₂	Si-Lage
Prozeß	Ar-Sputter-Ätzen	RIE (SF ₆)
Leistung	120 W	50 W
Druck	10 mTorr	10 mTorr
Ätzzeit	28 min	2-3,5 min
Ätzrate	1,5 nm/min	250 nm/min

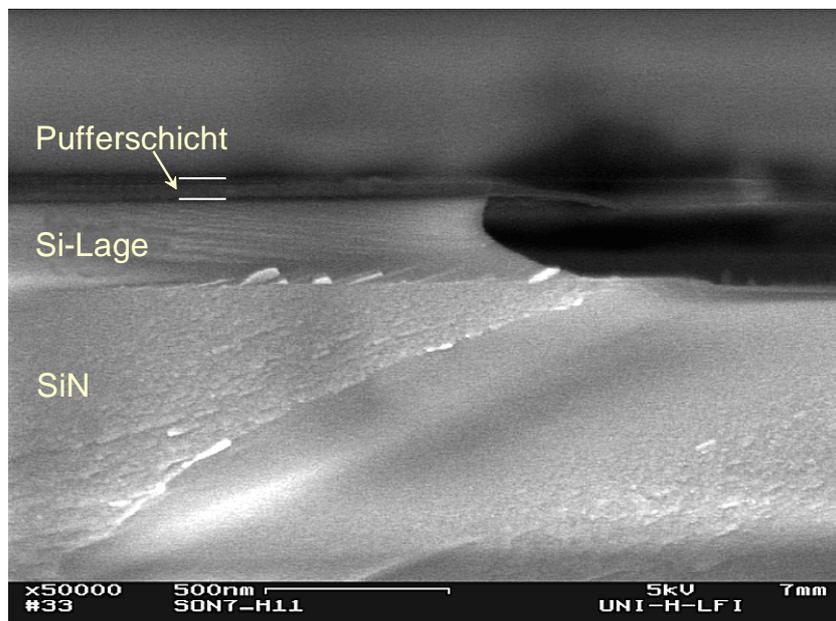


Bild 18 REM-Aufnahme (Querbruch) einer Inhibit-strukturierten Pufferschicht und Si-Lage. Die Unterätzung der Pufferschicht ist deutlich erkennbar.

fläche deutlich aufgeraut sind.

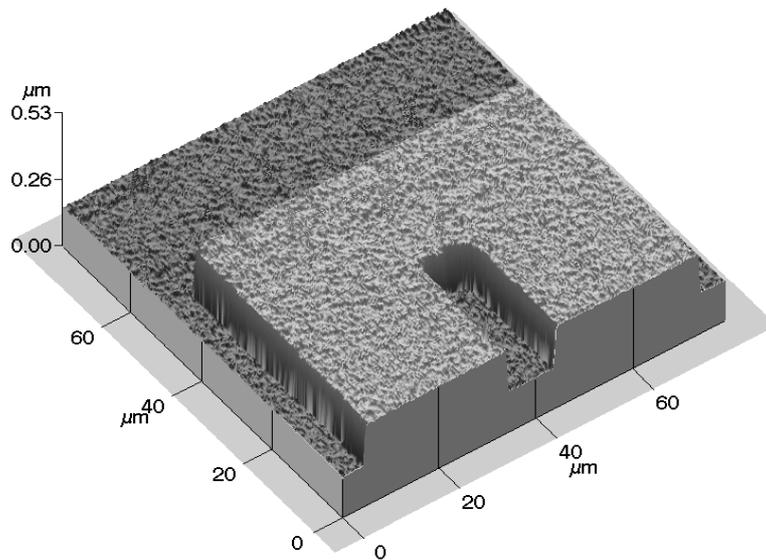


Bild 20 AFM(Atomic Force Microscope)-Aufnahme des gepufferten Inhibit-Mäanders (Ausschnitt).

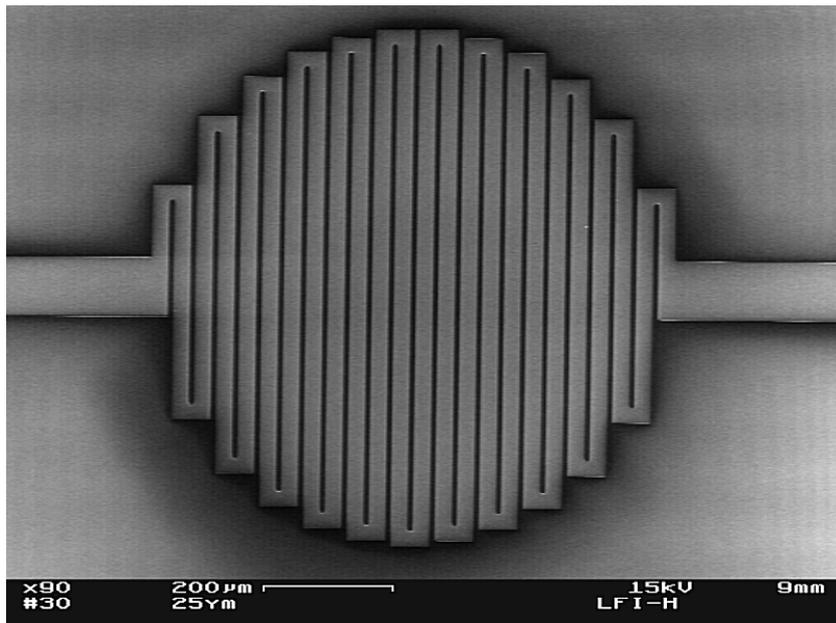


Bild 19 REM-Aufnahme (Draufsicht) einer strukturierten Pufferschicht (Inhibit-Technik) auf einem SON-Substrat. Die Mäanderweite beträgt 25 μm, die Zuleitungsweite 75 μm. Der Schatten neben der Mäanderstruktur rührt von Aufladungseffekten (isolierendes SiN) während der Messung her.

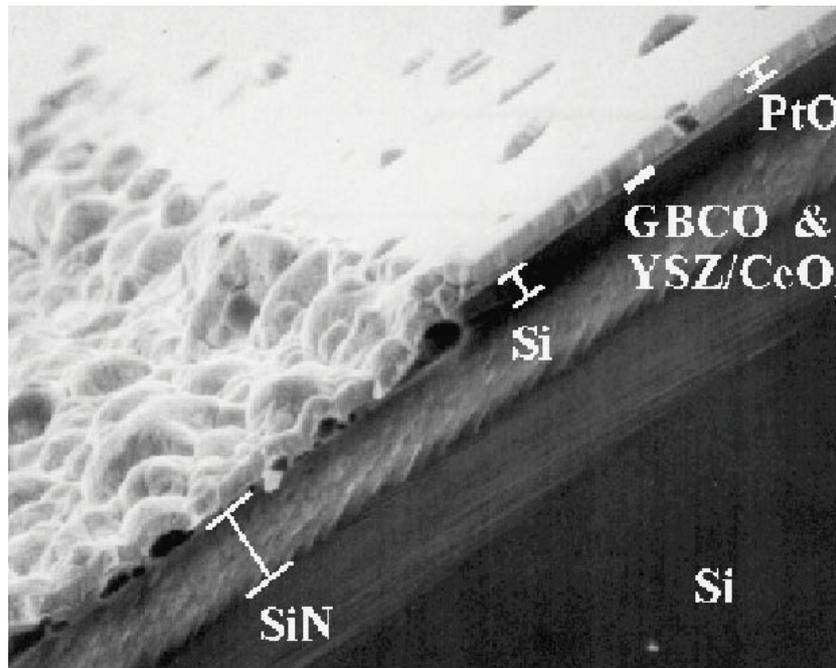


Bild 21 REM-Aufnahme (Querbruch) einer fertig hergestellten Bolometerprobe.

3.4 Siliziumnitrid-Strukturierung

Wie in den Kapiteln 2.1 und 2.2 erläutert wurde, sind die thermischen Kenndaten insbesondere der Membranfläche von besonderer Bedeutung für die Performance des Bolometers. Denn neben der Wärmeableitung durch die Siliziumschicht unter den Zuleitungen haben die Wärmeleitfähigkeit und -kapazität der Siliziumnitrid-Membranfläche den dominierenden Einfluß auf die Detektivität und die Zeitkonstante des Sensors. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt, die Membranfläche gezielt abzdünnen bzw. zu strukturieren.

In dem zur Verfügung stehenden Trockenätzsystem kann die Dicke einer abgeätzten SiN-Schicht nicht in-situ kontrolliert werden. Daher wurde in einer Versuchsreihe die Ätztiefe als Funktion der Prozeßzeit und damit die Ätzrate des in Tabelle 4 beschriebenen RIE-Prozesses bestimmt. Wie in Bild 22 zu sehen ist, hängt die Ätztiefe über ein

Tabelle 4 Prozeßparameter für die SiN-Strukturierung.

Prozeß	RIE
Prozeßgas	CHF ₃ /O ₂
Gasfluß	CHF ₃ : 25 sccm O ₂ : 5 sccm
Druck	20 mTorr
Leistung	75 W
Ätzrate	30 nm/min

großes Intervall linear von der Ätzzeit ab. Da die Ätzrate derart konstant ist, kann die gewünschte Ätztiefe bei diesem Ätzprozeß sehr genau über die Ätzzeit kontrolliert werden.

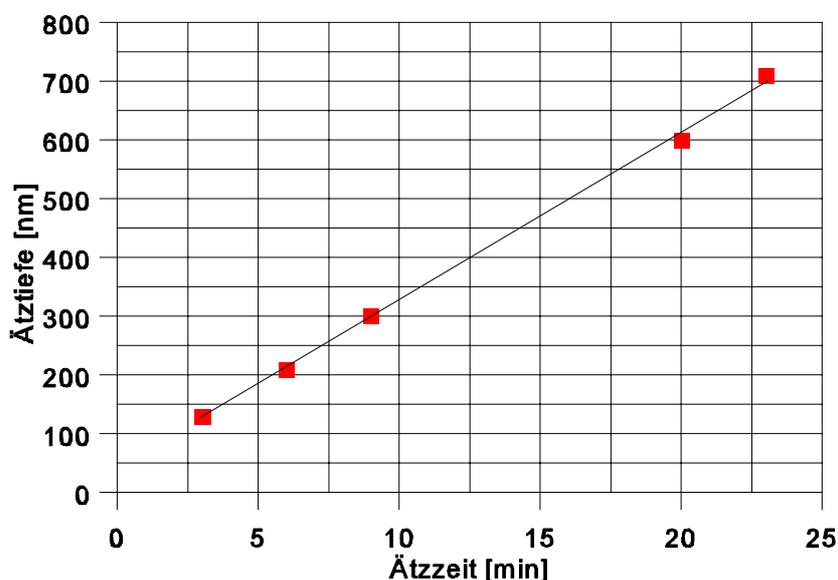


Bild 22 Bestimmung der RIE-Ätzrate von Siliziumnitrid.

Zur Erprobung der mechanischen Stabilität der zurückgeätzten Siliziumnitrid-Membran wurden verschiedene Spinnennetz-Strukturen getestet. Dazu wird zuerst an einfachen Siliziumnitrid-Membranen (d.h. ohne gepufferte Si-Lage der SON-Struktur) unterschiedlicher Dicke und Größe das Layout der Spinnennetz-Struktur optimiert und gleichzeitig die Tauglichkeit der durch die Prozeßzeit kontrollierten SiN-Ätzung überprüft. Ein Beispiel für eine solche Testprobe ist in den Bildern 23 und 24 zu sehen.

Die mechanische Stabilität dieser strukturierten Siliziumnitrid-Membran hängt entscheidend von der Dicke des zwischen den Beinchen noch befindlichen SiN-Filmes ab. Die Breite der Beinchen, die zwischen 20 μm und 50 μm variiert wurde, hat dagegen kaum einen Einfluß auf Stabilität der Membranstruktur. Auf der REM-Aufnahme in Bild 24 ist auch zu erkennen, daß die Oberflächen sowohl des Spinnennetz-Beinchens als auch des 234 nm dicken SiN-Filmes zwischen den Beinchen sehr glatt und sauber sind.

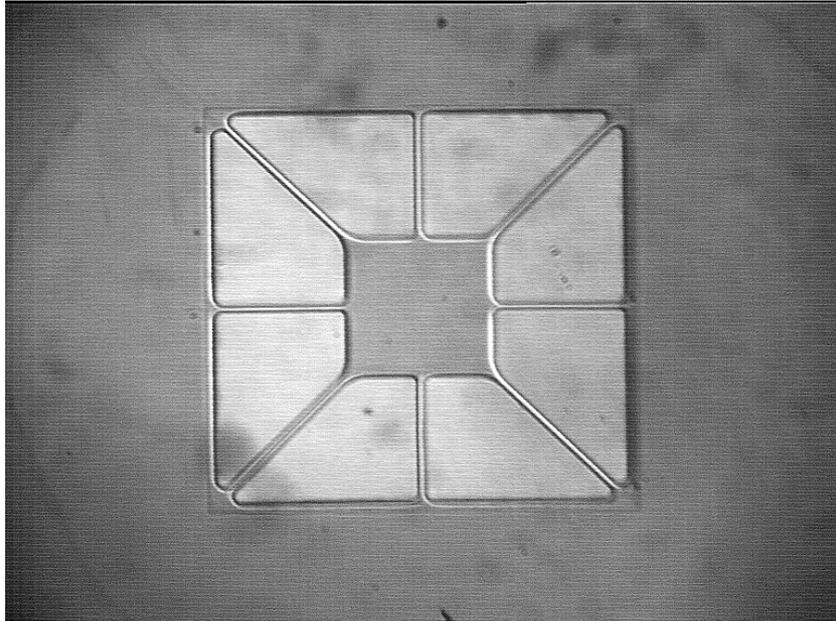


Bild 23 Strukturierung der 1 μm dicken und 2 x 2 mm^2 großen SiN-Membran: Zwischen den Beinchen des Spinnennetzes ist noch ein 234 nm dicker SiN-Film.

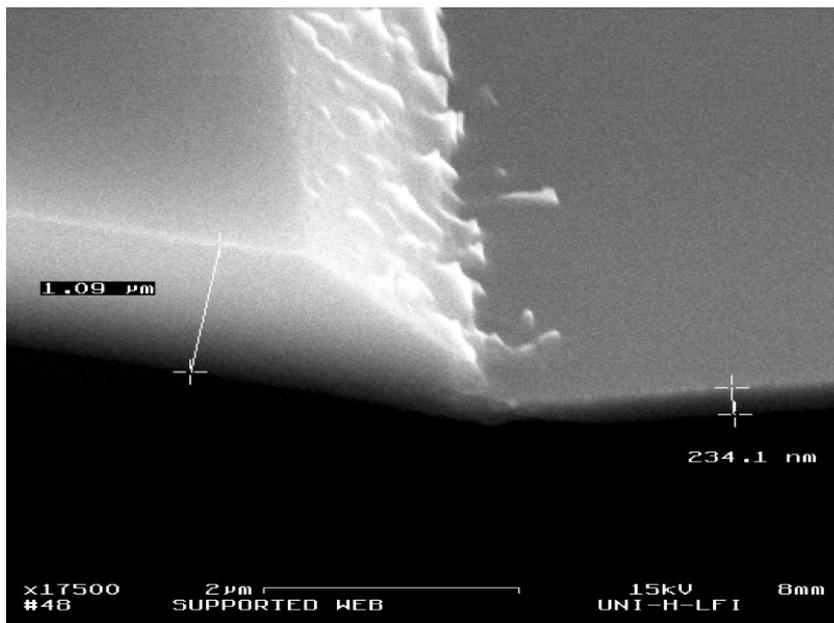


Bild 24 REM-Aufnahme des Querbruches: In der linken Bildhälfte ist der Rand des SiN-Spinnennetz-Beinchens zu erkennen, rechts der dünne SiN-Film, der zwischen den Beinchen liegt.

Nach diesen Voruntersuchungen stellt sich die Frage, ob die mechanische Stabilität der strukturierten SiN-Membranfläche auch ausreicht, wenn sich im mittleren Bereich der Inhibit-

Mäander befindet. Die Silizium- und die Pufferschicht bewirken einen zusätzlichen mechanischen Streß in dieser Spinnennetz-Struktur. Dazu wird - wie in der Prozeßreihenfolge aus Bild 11 angedeutet - nach der Inhibit-Strukturierung ein weiterer Lithographieschritt zur Definition der Spinnennetzstruktur in die SiN-Membran angeschlossen. Eine Probe, die diese Technologiekette durchlaufen hat, ist in Bild 25 zu sehen. Die mechanische Stabilität ist so ausreichend, daß die weiteren Prozeßschritte mit solchen Proben durchgeführt werden können. In diesem Stadium der Technologiekette befindet sich zur Steigerung der Ausbeute unterhalb der SiN-Membranfläche noch eine 25 µm bis 50 µm dicke Siliziumschicht, die erst später entfernt wird (s. Kapitel 3.5).

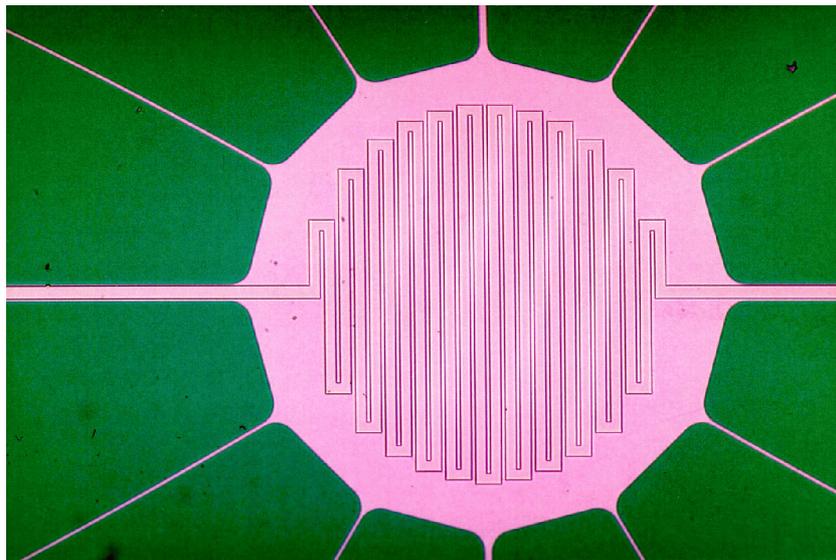


Bild 25 Aufnahme der Spinnennetzstruktur einer SON-Probe. Die Pufferschicht und die darunterliegende Si-Lage wurden zu einem Mäander strukturiert.

Um den Lithographieschritt zur Definition der SiN-Spinnennetz-Struktur zu vermeiden, wird in einer Variante der Technologiekette gemäß der in Bild 26 angedeuteten Idee das Mäanderlayout der Inhibit-Strukturierung in einem sich direkt anschließenden weiteren Trockenätzschritt in das darunterliegende Siliziumnitrid übertragen. Die prinzipielle Realisierbarkeit dieses Konzeptes ist in Bild 27 gezeigt. Der Vorteil des eingesparten Lithographieschrittes wird dabei allerdings durch eine Abnahme der mechanischen Stabilität im Vergleich zu der Spinnennetz-Struktur erkauft. Da hier die stabilisierenden Spinnennetz-Beinchen fehlen, ist nur unterhalb des Mäanders und den Zuleitungen noch die ursprüngliche Dicke der Siliziumnitrid-Membran vorhanden. Der gesamte restliche Bereich der Membranfläche wird dagegen durch diesen Trockenätzprozeß abgedünnt. Dadurch sinkt die Ausbeute unter ein tolerierbares Maß, so daß diese Variante der

Membranstrukturierung nicht weiter verfolgt werden konnte.

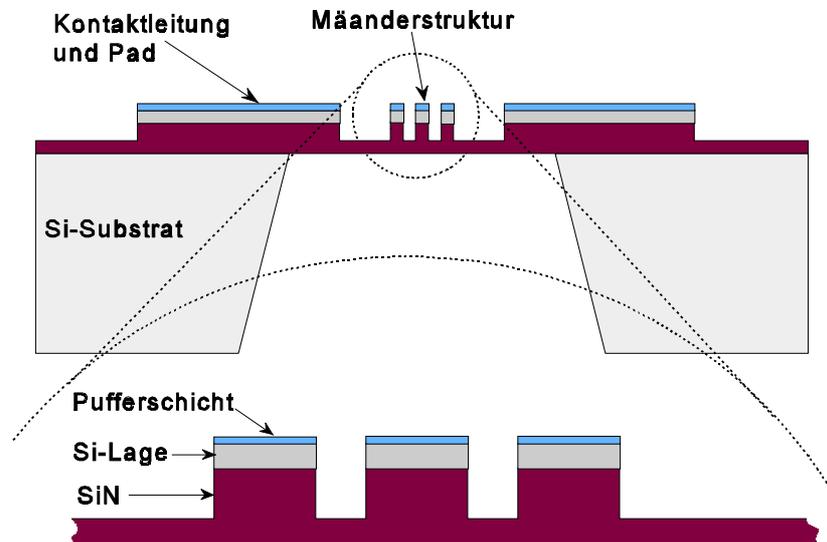


Bild 27 Übertragung des Mäanderlayouts in die SiN-Membran zur weiteren Reduzierung von Wärmekapazität und -leitfähigkeit.

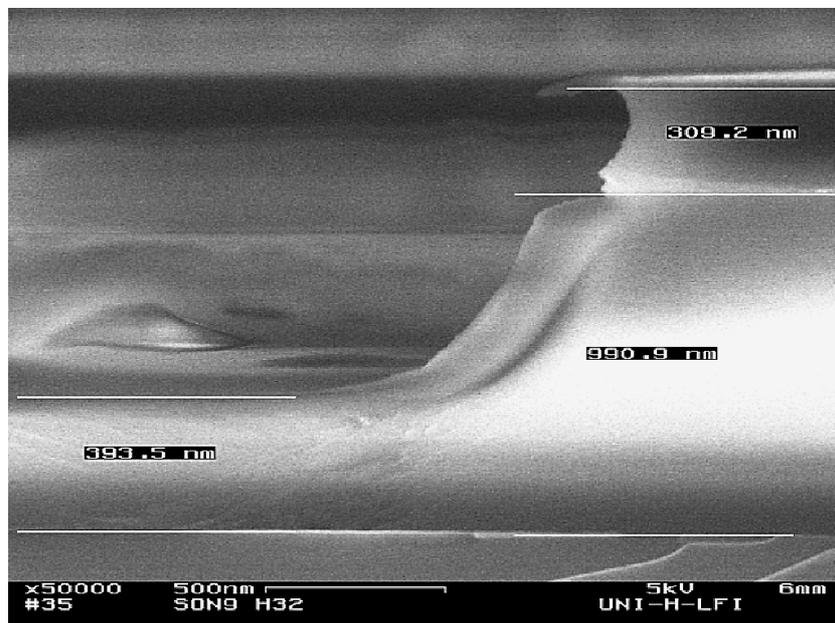


Bild 26 REM-Aufnahme eines Querbruches. Die Schichtreihenfolge von unten nach oben: Si-Substrat, SiN (insgesamt 991 nm dick, neben der Mäanderstruktur bis auf 393 nm abgedünnt), Si-Lage (393 nm dick), Pufferschicht (40 nm dick).

3.5 Membranherstellung

In der Silizium-Mikromechanik haben sich als Standardverfahren zur Strukturätzung von Silizium die Ätzlösungen Kalilauge (KOH in Wasser), gesättigt mit Isopropylalkohol (IPA) [69,70,71] und Tetramethylamoniumhydroxid (TMAH) [72,73] durchgesetzt. Da der Vorteil der CMOS-Kompatibilität von TMAH in der Technologiekette der Bolometerherstellung nicht zum Tragen kommt, wurde hier die KOH-IPA-Strukturätzung gewählt, die sich durch die wesentlich höhere Ätzrate auszeichnet.

Bei dem KOH-Ätzzvorgang wird das Silizium oxidiert und gleichzeitig das Wasser zu Wasserstoff gemäß der Reaktionsgleichung (25) reduziert:



Der sich hierbei bildende Silizium-Hydroxo-Komplex $[\text{Si}(\text{OH})_6]^{2-}$ wird durch die IPA-Zugabe stabilisiert und kann so leichter vom Reaktionsort abtransportiert werden:



Bei diesem KOH-IPA-Prozeß ist die Si(100)-Ätzrate 400-mal größer als die Si(111)-Ätzrate. Die Anisotropie ist eine Folge der unterschiedlichen Aktivierungsenergien für diese beiden Kristallrichtungen [74]. In eigenen Ätzversuchen ergab sich bei einer Konzentration von 30% KOH in Wasser, gesättigt mit IPA, bei einer Temperatur von 80 °C eine Ätzrate von 1 µm/min für die relevante Si(100)-Richtung.

Bei der Membranätzung wird die KOH-IPA-Lösung durch ein Wasserbad sehr konstant über die z.T. lange Ätzzeit (bei einem 500 µm dicken Wafer beträgt die Ätzzeit über 8 Stunden) bei den benötigten 80 °C gehalten. Damit sich die Konzentration der Ätzlösung nicht ändert, wird die verdunstete Flüssigkeit durch einen Kühler kondensiert und in das Reaktionsgefäß zurückgeführt.

Die YSZ-CeO₂-Pufferschicht ist gegen die KOH-IPA-Ätzlösung nicht resistent. Schon nach

wenigen Minuten löst sich die Pufferschicht ab und die darunter liegende Si-Lage wird geätzt. Die Proben sind dann zur weiteren Verwendung nicht mehr geeignet (s. Bild 28).

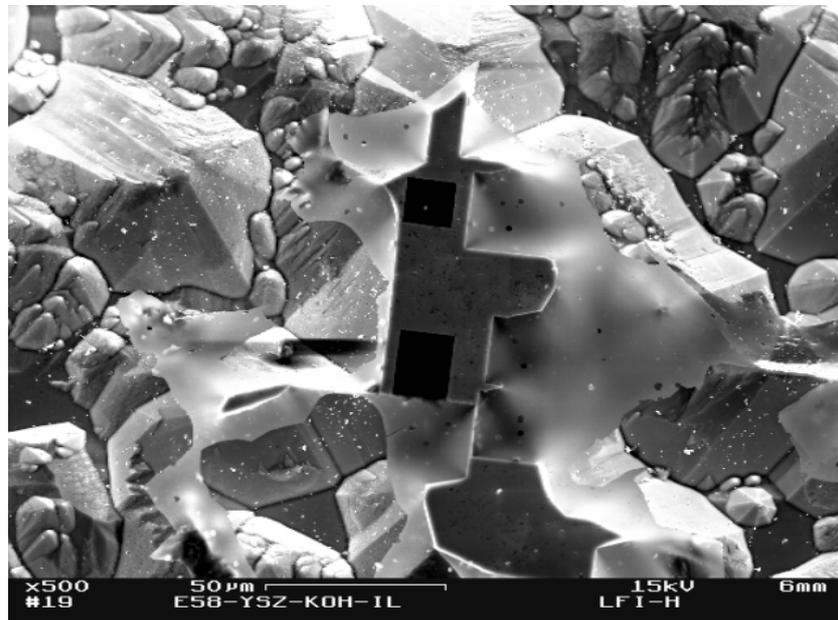


Bild 28 REM-Aufnahme einer gepufferten Si-Oberfläche, die durch KOH-IPA zerstört wurde. Im mittleren Bereich sind noch Reste der Pufferschicht zu erkennen.

Zum Schutz der auf der Probenvorderseite befindlichen Pufferschichtstruktur wurde eine spezielle Teflondose entwickelt, die die 1x1 cm² großen Proben derart einkapselt, daß nur der mittlere Bereich der Probenrückseite mit der KOH-IPA-Lösung in Kontakt kommt (s. Bild 29). Vor dem Einbau der Probe werden die einzelnen Teile der Teflondose in einem Trockenofen auf 80 °C

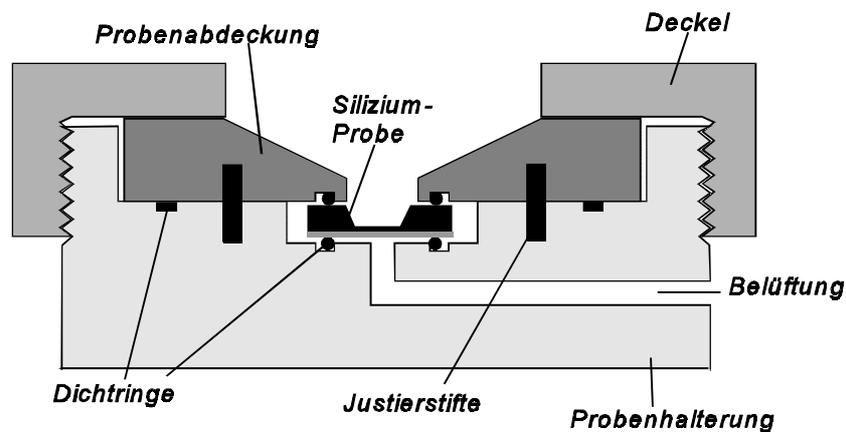


Bild 29 Skizze (Querschnitt) der Teflondose zum Schutz der Probenvorderseite beim Membranätzen mittels KOH.

vorerhitzt, damit die sonst beim Tauchen in die heiße Ätzlösung auftretenden thermischen Spannungen kein Leck verursachen können. Die Belüftung der Probenvorderseite verhindert, daß sich im Raum vor der Membranfläche ein Überdruck aufbauen kann, der die Membran und damit die Probe zerstören würde.

Nach dieser Entfernung der Siliziumschicht unterhalb der SiN-Membranfläche befindet sich der aus der Si-Lage und der Doppelpufferschicht bestehende Inhibit-Mäander auf einer zu einem Spinnennetz strukturierten Siliziumnitrid-Membran, bei der zwischen den Spinnennetz-Beinchen noch ein dünner SiN-Film vorhanden ist. Die Größe der quadratischen Membranfläche wurde dabei zwischen minimal $2 \times 2 \text{ mm}^2$ und maximal $4,8 \times 4,8 \text{ mm}^2$ variiert.

3.6 Spinnennetz-Struktur

Die oben beschriebenen Technologieschritte ermöglichen die Herstellung von Bolometerstrukturen, bei denen die Siliziumnitrid-Membranfläche zwar abgedünnt, aber noch vollständig geschlossen ist. Daher wird bei der anschließenden Abscheidung der Supraleiterschicht und der PtO_x -Passivierung die gesamte Membranfläche ganzflächig beschichtet. Zur weiteren Reduzierung von Wärmekapazität und -leitfähigkeit wurde aus diesem Grunde die völlig freistehende sogenannte 'Spinnennetz-Struktur' entwickelt. Das Entfernen des dünnen SiN-Filmes zwischen den Spinnennetz-Beinchen erfordert Veränderungen der technologischen Prozeßreihenfolge. Dazu wurden die in Bild 30 skizzierten Variationen A bis D der Technologiekette untersucht. Die einzelnen Resultate werden nachfolgend erläutert.

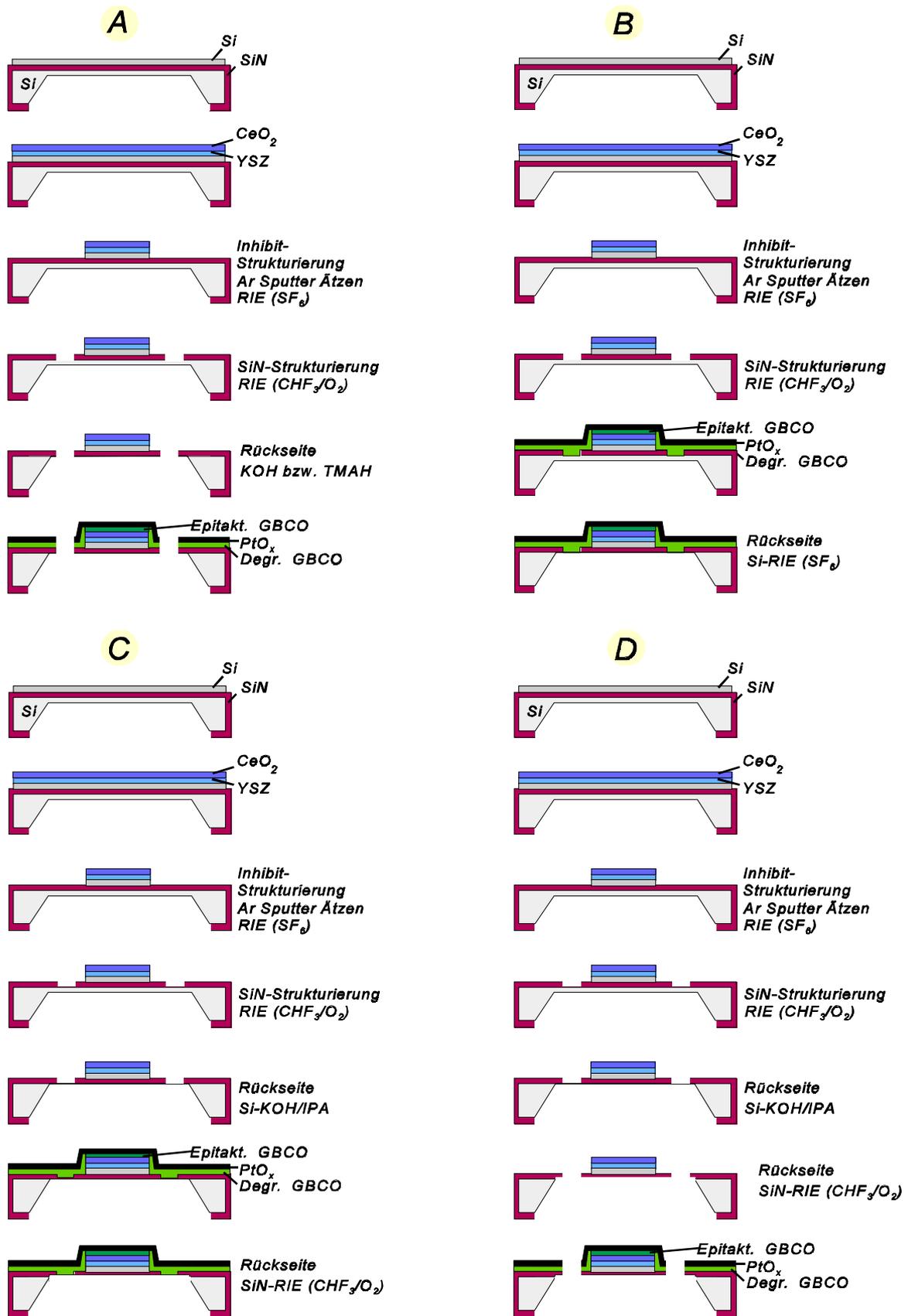


Bild 30 Schematische Darstellung der Varianten A bis D zur Herstellung einer freistehende Spinnennetz-Struktur.

3.6.1 Variante A

Bei dieser getesteten Variante A wird nach der Pufferschichtabscheidung und der Inhibit-Ätzung die Spinnennetz-Struktur vollständig mit Hilfe des RIE-Prozesses auf der Vorderseite in die Siliziumnitridschicht geätzt. D.h. zwischen den SiN-Beinchen wird die unterstützende Si-Schicht unterhalb der SiN-Membran freigelegt. Die anschließend notwendige Entfernung dieser 25 bis 50 μm dicken Siliziumschicht mit Hilfe von Naßätzverfahren ist äußerst problematisch: Auch bei Verwendung der die Probenvorderseite schützenden Teflondose kommt am Ende des Ätzprozesses (wenn die Si-Schicht entfernt ist und die Zwischenräume zwischen den SiN-Beinchen geöffnet sind) das Ätzmittel in direkten Kontakt mit der Oberfläche der Pufferschicht. Dieser Umstand schließt die Verwendung von KOH/IPA als Ätzlösung aus, da die Pufferschicht nicht resistent gegen dieses Ätzmittel ist (vgl. Kapitel 3.5, insbesondere Bild 28).

Eine weitere Möglichkeit zur Ätzung der Siliziumschicht bietet die Verwendung von TMAH als Ätzlösung. Voruntersuchungen mit TMAH haben gezeigt, daß die YSZ-Schicht zwar chemisch resistent ist, daß aber auf der YSZ-Oberfläche nach diesem Ätzprozeß Verunreinigungen zurückbleiben. Verschiedenste Reinigungsmethoden (Heizen unter UHV-Bedingungen, Spülen mit IPA, Spülen mit 80 °C heißem IPA, Spülen mit Aceton und O₂-Plasma-Reinigung) führten nicht zum Erfolg, d.h. es war anschließend kein LEED-Muster der Pufferschicht zu erhalten. Die Reinigung durch einen HF-Dip führt zur Zerstörung der Pufferschicht, der Einsatz von Ultraschallbädern zerstört die empfindliche Membran. Daher kann die Variante A zur Herstellung von völlig freistehenden Spinnennetz-Strukturen nicht eingesetzt werden.

3.6.2 Variante B

Der wesentliche Unterschied dieser Variante B zur vorher beschriebenen Option A besteht darin, daß die naßchemischen Ätzverfahren zum Entfernen der unterstützenden Siliziumschicht durch RIE-Trockenätzverfahren ersetzt werden. Das zusätzlich in Bild 30, Variante B, angedeutete Vorverlegen der HTSL- bzw. PtO_x-Schichtabscheidung vor Entfernung der unterstützenden Siliziumschicht unterhalb der Membranfläche ist dabei nur von untergeordneter Bedeutung.

Mit Schwefelhexafluorid (SF₆) als Ätzgas lassen sich ausreichend hohe Ätzraten in Silizium erzielen (s. Tabelle 3), so daß die 25 μm bis 50 μm dicke Siliziumschicht unterhalb der

SiN-Membranfläche in akzeptabler Zeit im Trockenätzverfahren entfernt werden kann.

Diese unterstützende Siliziumschicht auf der Rückseite unterhalb der Membranfläche wird gleichzeitig bei der KOH-Rückätzung der Vorderseite des gebondeten Wafers zur Herstellung der dünnen Si-Lage mit hergestellt (vgl. Anhang A1). An den Seitenwänden des entstehenden quadratischen Kraters ist die KOH-Ätzrate im Si(100) im Vergleich zum mittleren Bereich des Kraterbodens etwas erhöht. Durch diese Inhomogenität bedingt ist die unterstützende Si-Schicht am Kraterrand etwas abgedünnt. Dieser Effekt ist als ‘notching’ (engl. für ‘einkerben’) bekannt [75]. Daher wird beim SF₆-RIE-Prozeß das Siliziumnitrid der Spinnennetz-Beinchen im Randbereich zeitlich eher freigelegt. Da die SF₆-RIE-Ätzraten für Silizium und Siliziumnitrid sich nicht sehr voneinander unterscheiden (d.h. geringe Selektivität), werden die SiN-Beinchen im Randbereich schon abgedünnt, während noch der Rest der unterstützenden Silizium-Schicht zusätzlichen mechanischen Streß im mittleren Membranbereich erzeugen kann. Bei dieser Methode war die Ausbeute als Folge dieses Effektes sehr gering, da die SiN-Beinchen meistens durchgebrochen sind (s. Bild 31).

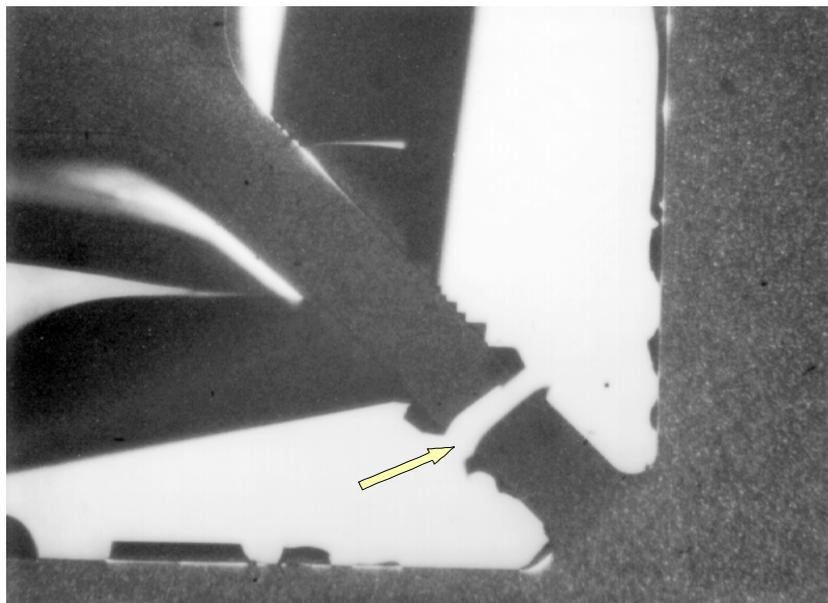


Bild 31 REM-Aufnahme einer Spinnennetz-Struktur, die nach Variante B hergestellt wurde. Deutlich ist die Bruchstelle des SiN-Beinchens zu erkennen (Pfeil). Im mittleren Bereich der Membranfläche (im Bild in der linken oberen Ecke) sind noch Reste der unterstützenden Si-Schicht zu erkennen.

3.6.3 Variante C

Im Gegensatz zu den beiden vorher beschriebenen Varianten A und B wird bei dieser Möglichkeit C die Siliziumnitridschicht bei der Definition der Spinnennetz-Struktur mit Hilfe des RIE-Prozesses (CHF_3/O_2) nicht vollständig durchgeätzt, sondern es bleibt ein dünner SiN-Film zwischen den Beinchen vorhanden (vgl. Bild 24). Daher kann mit Hilfe der Teflon-Ätzdose die unterstützende Siliziumschicht unterhalb der Membranfläche im Naßätzverfahren (KOH/IPA) entfernt werden, ohne daß die Probenvorderseite mit der Ätzlösung in Kontakt kommt. Der empfindliche Pufferschichtmäander wird so nicht in Mitleidenschaft gezogen.

Auf diese Proben kann dann der GBCO-Supraleiter und anschließend die PtO_x -Passivierungsschicht problemlos abgeschieden werden. In Bild 32 ist die Aufnahme eines Bolometers in diesem Stadium der Technologiekette zu sehen.

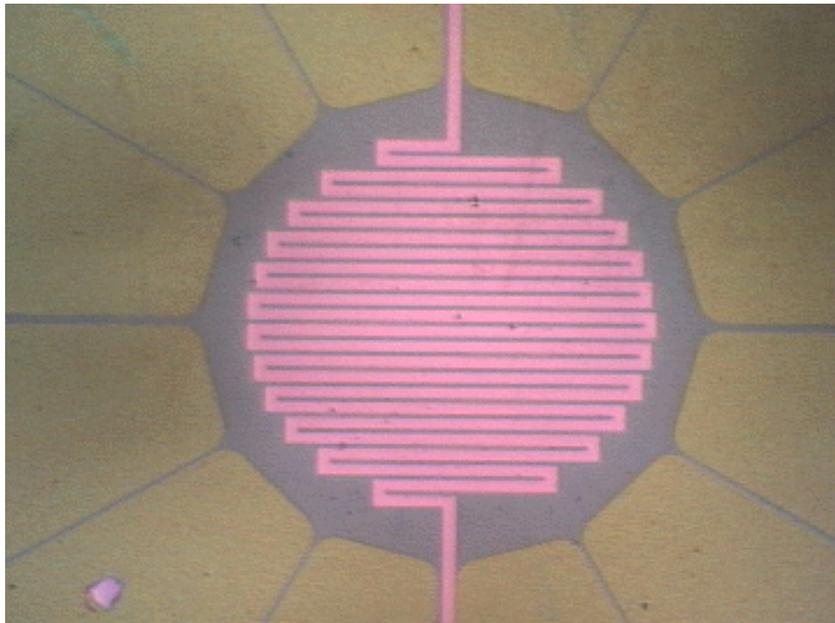


Bild 32 Aufnahme eines Bolometers mit Spinnennetz-Struktur (nach Variante C hergestellt). Zwischen den Beinchen ist allerdings noch ein 200 nm dicker SiN-Film.

Zum Entfernen des noch vorhandenen 200 nm dicken Siliziumnitrid-Filmes zwischen den Spinnennetz-Beinchen kann von der Probenrückseite der RIE-Prozeß für Siliziumnitrid (CHF_3/O_2) verwendet werden. Dabei wird die Membranfläche im Kraterboden solange abgedünnt, bis die SiN-Schicht zwischen den Beinchen entfernt und die Supraleiterschicht freigelegt ist. Aufgrund des in der GBCO-Supraleiterschicht vorhandenen kompressiven Stresses wölbt sich dann zwischen den Spinnennetz-Beinchen die Schichtstruktur. Ein Beispiel eines solchen

Bolometers mit hervorragenden Sensoreigenschaften ist in Bild 33 zu sehen.

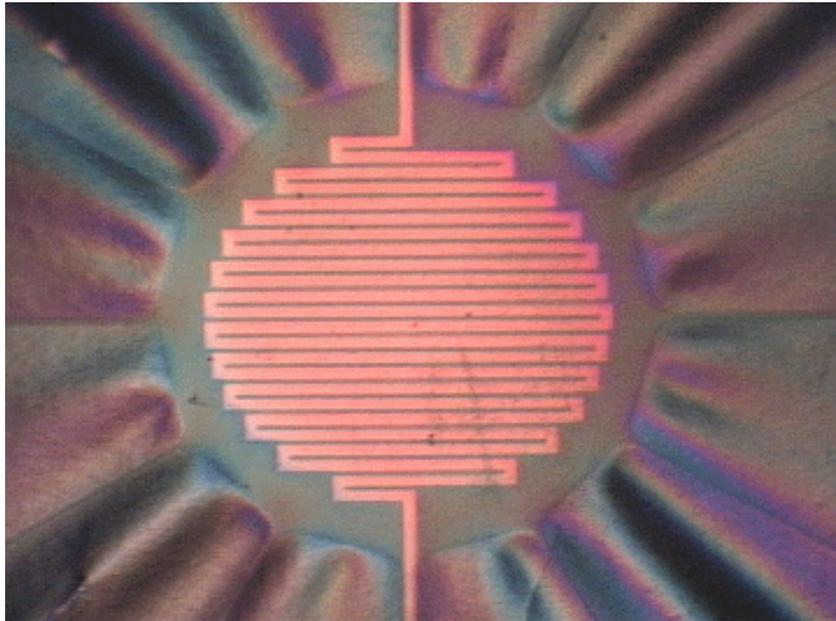


Bild 33 Nach Variante C vollständig hergestellten Spinnennetz-Struktur (gleiche Probe wie Bild 32). Der SiN-Film zwischen den Beinchen wurde von der Rückseite mittels RIE entfernt.

3.6.4 Variante D

Die Technologiereihenfolge gemäß der in Bild 30 angedeuteten Variante D bietet die Möglichkeit, eine vollständig freistehende Spinnennetz-Struktur herzustellen, bei der zwischen den 40 μm breiten SiN-Beinchen keine Schichten mehr vorhanden sind. Dazu wird ähnlich wie bei der Variante C die Spinnennetz-Struktur im ersten RIE-Schritt nicht vollständig in das Siliziumnitrid geätzt. Der zwischen den Spinnennetz-Beinchen verbleibende 200 nm dicke SiN-Film schützt wiederum die Probenvorderseite während der KOH/IPA-Ätzung der unterstützenden Siliziumschicht unterhalb der Membranfläche. Im Unterschied zur Variante C wird hier allerdings die SiN-RIE(CHF_3/O_2)-Ätzung von der Probenrückseite vor der HTSL- bzw. PtO_x -Abscheidung durchgeführt. Die Ätzzeit für die ganzflächige Siliziumnitrid-Ätzung von der Rückseite muß genau so bemessen sein, daß die Zwischenräume zwischen den SiN-Beinchen gerade geöffnet werden. Bei Überschreiten der hierfür notwendigen Ätzzeit wird die Struktur sehr zerbrechlich und als Folge sinkt die Probenausbeute drastisch. Auf diese Weise erhält man dann eine

freistehende Spinnennetz-Struktur mit einer zum Inhibit-Mäander strukturierten Pufferschicht bzw. Si-Lage. Die elektrischen Zuleitungen zum Mäander laufen dabei diagonal genau über zwei SiN-Beinchen. Eine Probe in diesem Stadium der Technologiekette ist in Bild 34 zu sehen.

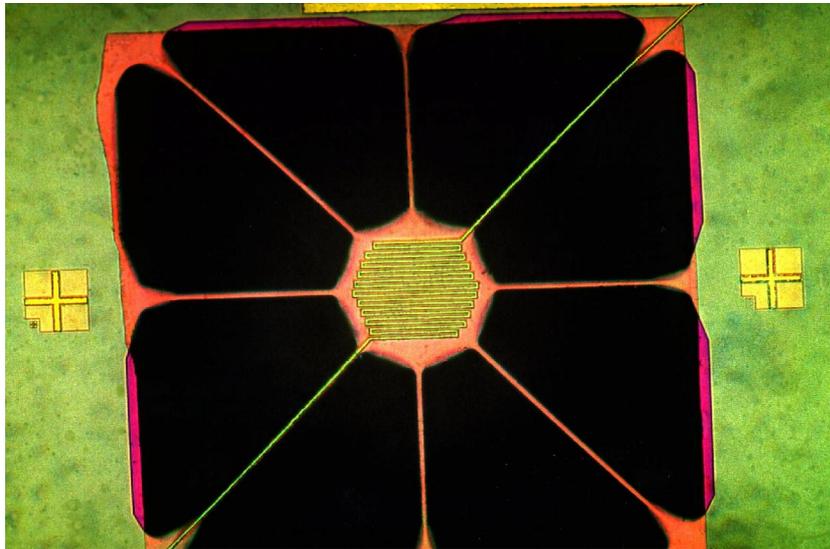


Bild 34 Vollständig freigeätzte Spinnennetz-Struktur mit Inhibit-Mäander (vor der HTSL- bzw. PtO_x -Beschichtung). Die Zuleitungen zum Mäander laufen von links unten nach rechts oben über zwei SiN-Beinchen.

Die Abscheidung der supraleitenden $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht erfordert eine Substrattemperatur von $700\text{ }^\circ\text{C}$ (s. Anhang A2). Diese Temperatur muß mit einer Genauigkeit von $\pm 20\text{ }^\circ\text{C}$ eingehalten werden. Da die Wärmeleitung dieser Spinnennetz-Struktur äußerst gering ist, treten daher auch während der HTSL-Beschichtung Temperaturgradienten auf dem Substrat auf. Die Strahlungsheizung konnte aber so eingeregelt werden, daß der ganze Mäanderbereich einschließlich der Zuleitungen und den auf dem massiven Silizium befindlichen Anschlußpads innerhalb des $40\text{ }^\circ\text{C}$ großen Temperaturfensters gehalten wurde. Die vollständig hergestellte Spinnennetz-Bolometerprobe ist in Bild 35 dargestellt. Die HTSL-Schicht zeigt supraleitende Eigenschaften mit einem sehr steilen Übergang bei der Sprungtemperatur T_c .

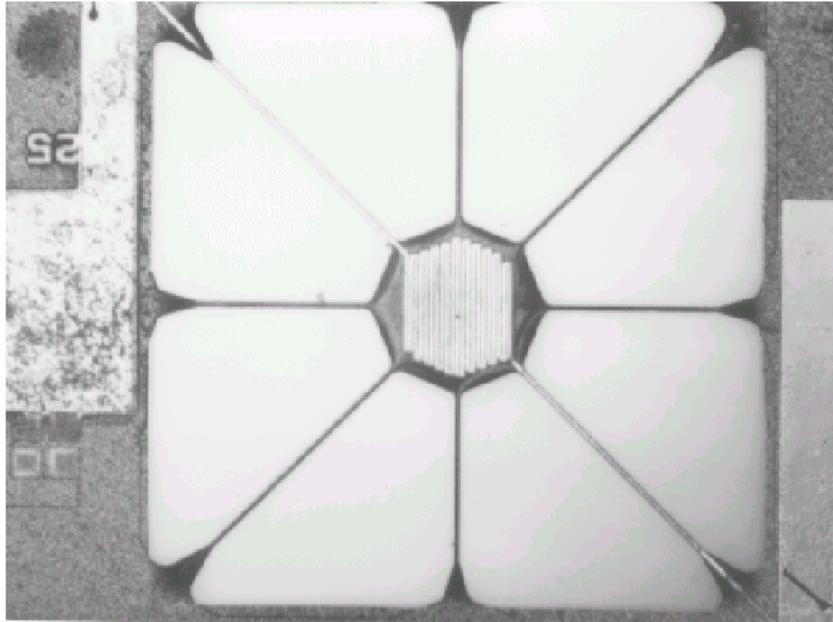


Bild 35 Aufnahme der Probe aus Bild 34 nach der Supraleiterbeschichtung.

4. Ergebnisse

Wie in den vorangegangenen Kapiteln erläutert wurde, werden die Performance-Daten des Bolometers zum einen von der epitaktischen Qualität des Schichtsystems (d.h. den hieraus ergebenden Rauscheigenschaften) und den thermischen Kenndaten des Membranaufbaues bestimmt. Im Abschnitt 4.1 werden daher die Qualität und Eignung des entwickelten epitaktischen Pufferschichtsystems untersucht. Anschließend wird im Kapitel 4.2 anhand elektrischer Bolometercharakterisierungen der Einfluß der Membranstruktur gezeigt und die Erfüllung der Performance-Anforderungen demonstriert. Analytische Berechnungen der Performance-Daten zeigen dann im Abschnitt 4.3 die Übereinstimmung von Theorie und Meßergebnissen.

4.1 Pufferschichtepitaxie

Das Johnson- und das Excess(1/f)-Rauschniveau werden durch die Qualität der Epitaxie beeinflusst. Nur bei optimierten Herstellungsprozessen kann der komplexe heteroepitaktische Aufbau der Si-YSZ-CeO₂-GBCO-Schichtstruktur, wie er in Bild 10 schematisch gezeichnet ist, realisiert und damit der schichtbedingte Rauschpegel unter das notwendige Maß gedrückt werden. Zusätzlich ist die Pufferschichtepitaxie auch für die Langzeitstabilität des Sensorsystems (Verhinderung von Interdiffusionsprozessen und Degradationsmechanismen) von entscheidender Bedeutung.

4.1.1 Epitaxiequalität

Das Pufferschichtsystem wird auf die gereinigte einkristalline Siliziumlage der SON-Substrate abgeschieden. Mit einem LEED-System kann die Siliziumoberfläche vor der Abscheidung der Pufferschichten kontrolliert werden. In Kapitel 3.2.2, Bild 13 ist ein typisches LEED-Muster einer perfekten Siliziumoberfläche zu sehen. Bei einigen SON-Substraten sind von dieser Charakteristik Abweichungen beobachtet worden. In Bild 36 ist die LEED-Aufnahme einer gestörten Siliziumoberfläche eines SON-Substrates dargestellt. Die beobachteten Reflexverbreiterungen in (10)- und (01)-Richtung sind besonders in der Ausschnittsvergrößerung (Bild 36

unten rechts) und in dem intensitätsabhängigen Höhenprofil des LEED-Spots (Bild 37) zu erkennen. Solche Schultern im Intensitätsprofil eines LEED-Spots werden durch Terrassen und Inseln an der Oberfläche hervorgerufen [76].

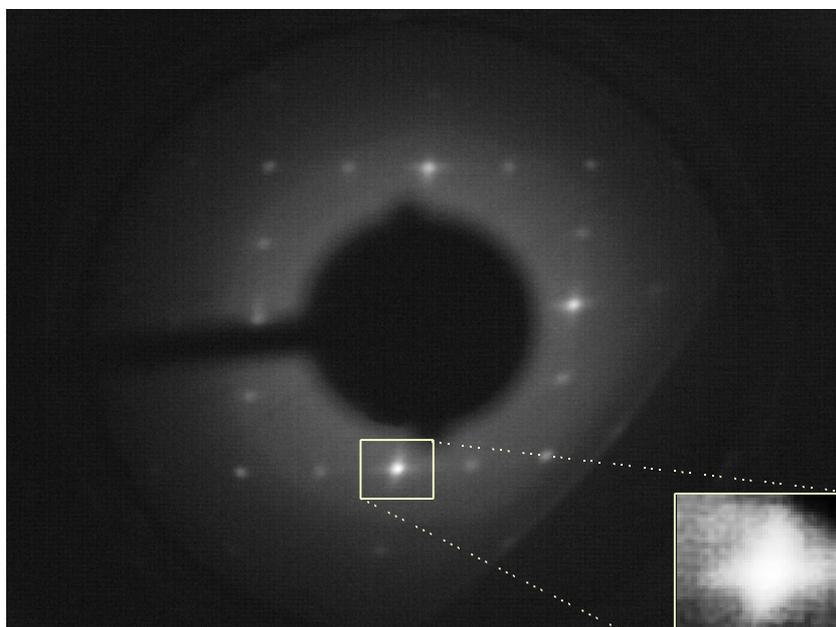


Bild 36 LEED-Aufnahme der Si-(100)-Oberfläche des SON-Substrates (LEED-Energie: 56 eV). Es sind Reflexverbreiterungen in (10)- und (01)-Richtung zu erkennen (s. Ausschnitt rechts unten und vgl. Bild 37).

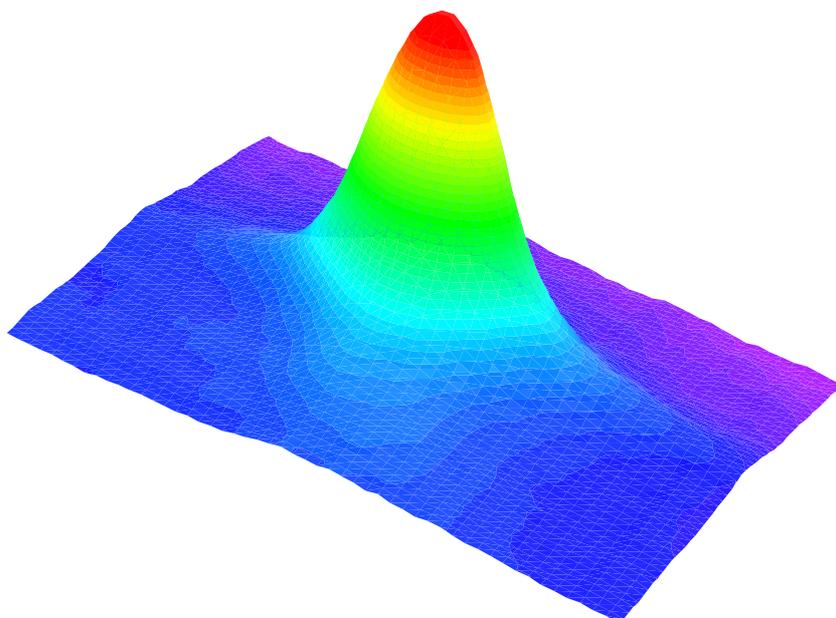


Bild 37 Intensitätsprofil des in der Ausschnittsvergrößerung von Bild 36 dargestellten LEED-Reflexes.

Neben diesen Störungen der Siliziumoberfläche können mit TEM-Untersuchungen (Transmissions-Elektronen-Mikroskop) vereinzelt auch weiterreichende Defekte nachgewiesen werden. Bei der in Bild 38 abgebildeten Querschnittsaufnahme einer SON-Probe reichen Versetzungslinien quer durch die ganze Si-Lage. Bei anderen SON-Substraten sind hingegen nur die Randzonen (Si-Oberfläche bzw. Si/SiN-Interface) der Si-Lage gestört (s. Bild 39).

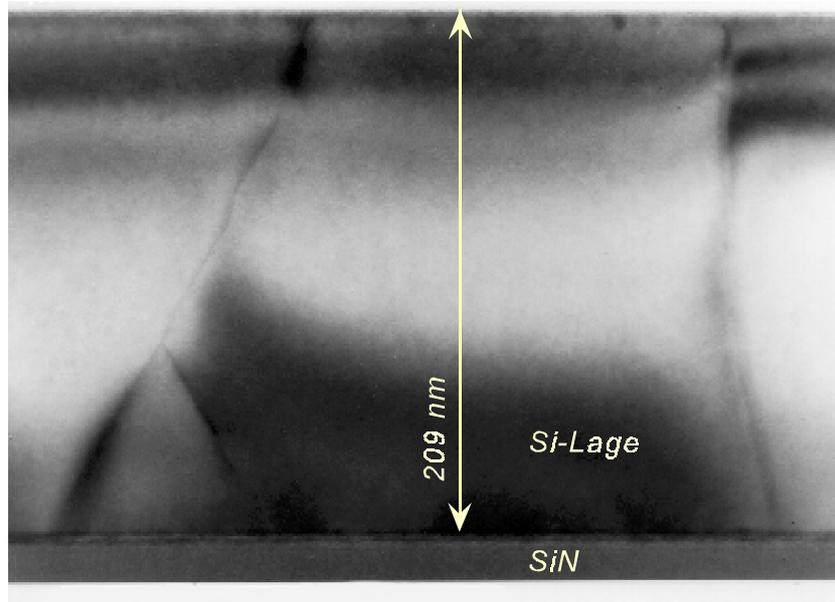


Bild 38 TEM-Aufnahme (Querschnitt) eines SON-Substrates. In der Si-Lage sind Versetzungen sichtbar.

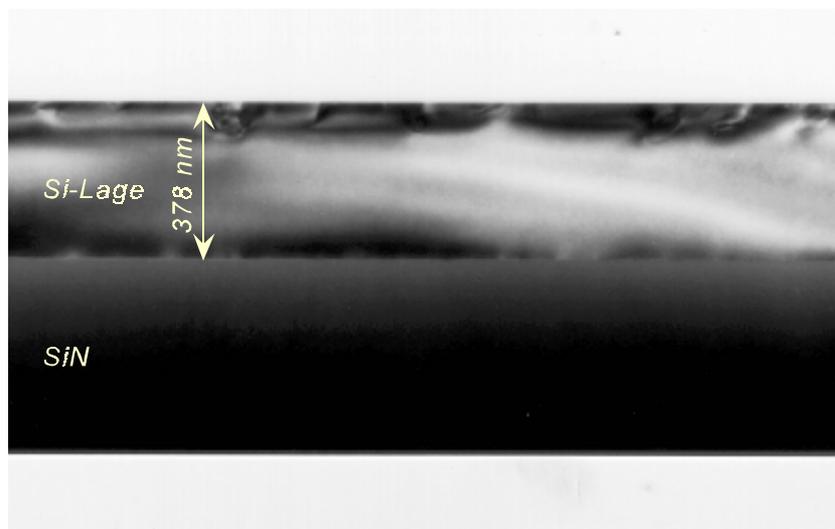


Bild 39 TEM-Aufnahme (Querschnitt) eines SON-Substrates. In den Randzonen der Si-Lage sind Versetzungen sichtbar.

HRTEM-Untersuchungen (High Resolution Transmission Electron Microscopy) mit atomarer Auflösung zeigen, daß die perfekte Kristallinität der Atome im Schichtsystem durch Fehlanordnungen gestört wird (s. Bild 40). Die Versetzungen in der Si-Lage und die Unebenheiten der Si-Oberfläche setzen sich beim Aufwuchsprozeß im Pufferschichtsystem fort. Gut zu erkennen ist auch der durch die Sauerstoffdiffusion hervorgerufene amorphe SiO_2 -Film zwischen dem Si-Substrat und der YSZ-Schicht (vgl. Kapitel 3.2.2).

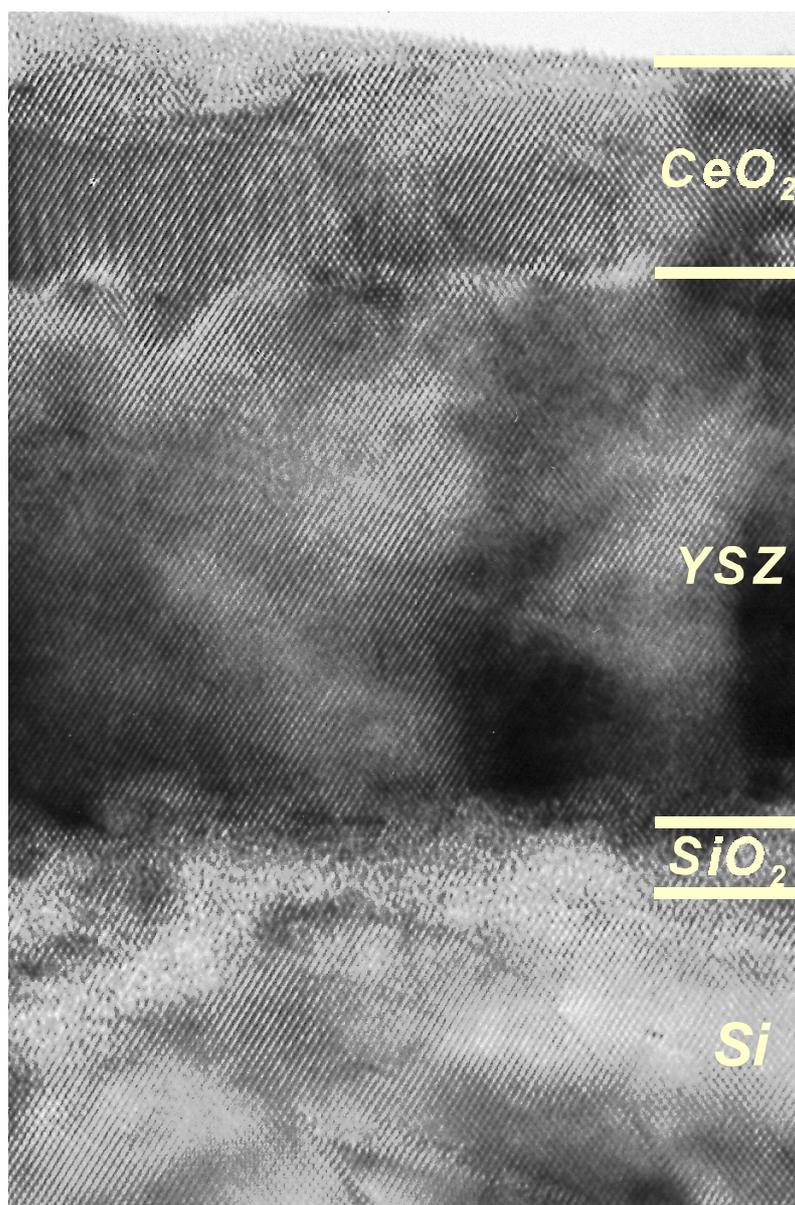


Bild 40 HRTEM-Aufnahme des Schichtsystems.

Bei der Herstellung der SON-Substrate ist die Si-Lage einer großen Zahl von (mechanischen)

Beanspruchungen ausgesetzt. In Bild 41 ist die gesamte Technologiekette zur Fertigung dieser SON-Substrate schematisch dargestellt. Im oberen Teil des Bildes ist die Produktion der SOI(Silicon-On-Isolator)-Wafer abgebildet, im unteren Teil die sich anschließende SON-Herstellung (für Details vgl. Anhang A1). Als Ausgangsmaterial für die SON-Produktion dienen

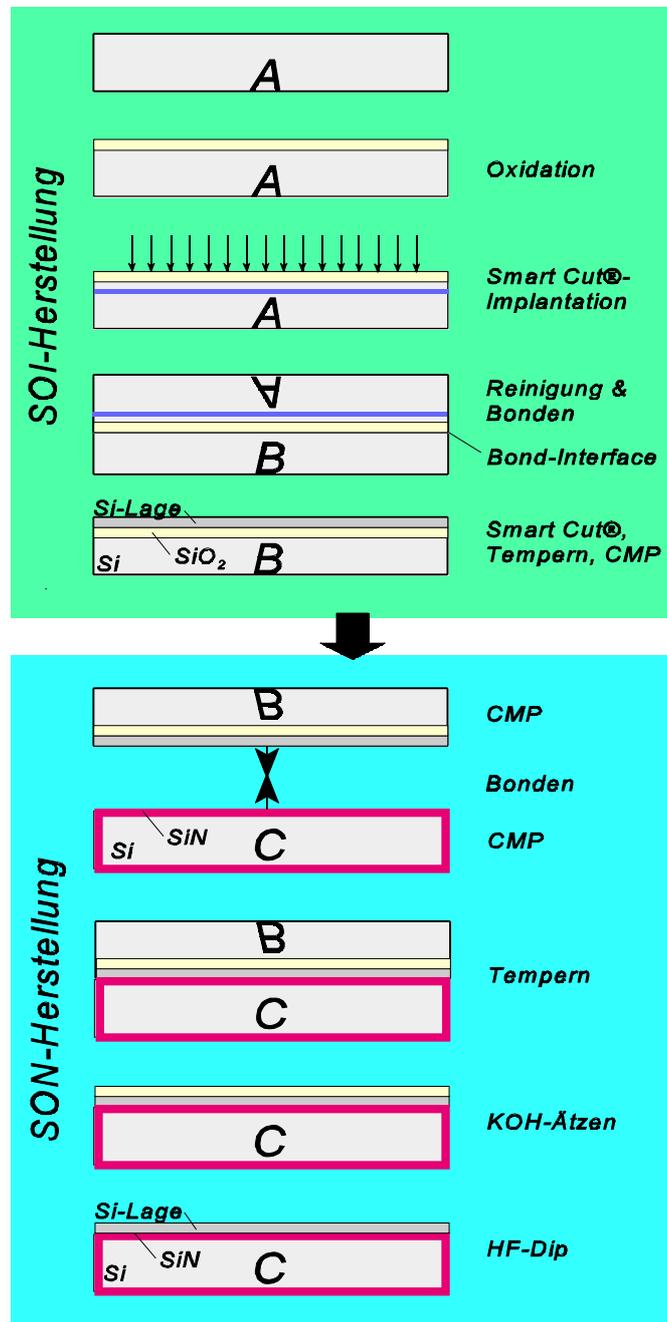


Bild 41 Technologiekette zur Herstellung der SON-Substrate. Die Si-Oberfläche, auf die dann die Pufferschicht abgeschieden wird, befindet sich beim ersten Teilschritt auf der oberen Seite von Wafer A.

kommerziell erhältliche SOI-Wafer; diese Wafer werden in einem zweiten Technologieblock auf Wafer, die mit einer Siliziumnitrid-Schicht umgeben sind, gebondet (Bild 41, unterer Teil). Schädigungen der Si-Oberfläche, wie sie beschrieben wurden, können durch die vielen notwendigen Prozessschritte (Implantation, CMP, Bonden, etc.) hervorgerufen werden.

4.1.2 Interdiffusion

In Bild 42 ist die Schichtstruktur einer supraleitenden Probe anhand des AES-Signalverlaufes (Auger-Elektronen-Spektrometer) bei einer Tiefenprofilmessung zu sehen. Die einzelnen Schichten ($Gd_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$, CeO_2 , YSZ, Si) sind deutlich zu erkennen. Das Pufferschichtsystem erfüllt hier seine Aufgabe hinsichtlich der Verhinderung der Interdiffusionen.

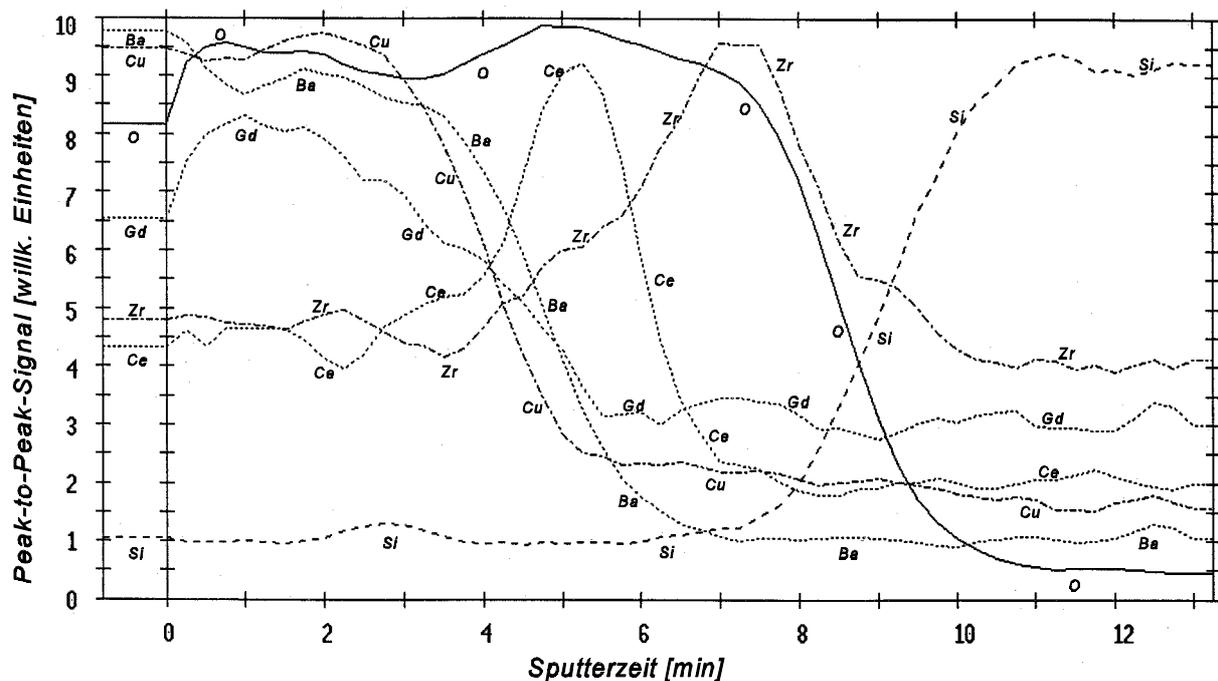


Bild 42 Auger-Tiefenprofil einer vollständig prozessierten supraleitenden Bolometerprobe. Der Schichtaufbau ist deutlich zu erkennen.

Auf kristallographisch gestörten Siliziumoberflächen abgeschiedene Puffer-Supraleiter-Schichtsysteme führen hingegen zur Verschlechterung der HTSL-Qualität. Die Sprungtemperatur T_c

verschiebt sich zu tieferen Temperaturen, die Breite ΔT des $R(T)$ -Überganges vergrößert sich, z.T. bleibt ein Restwiderstand R unterhalb von T_c erhalten, Bereiche des Mäanders auf der Probenoberfläche werden nicht supraleitend, oder bei einzelnen Proben zeigt sich auf der ganzen Struktur kein $R(T)$ -Übergang. Das AES-Tiefenprofil einer solchen nicht-supraleitenden Probe ist in Bild 43 zu sehen.

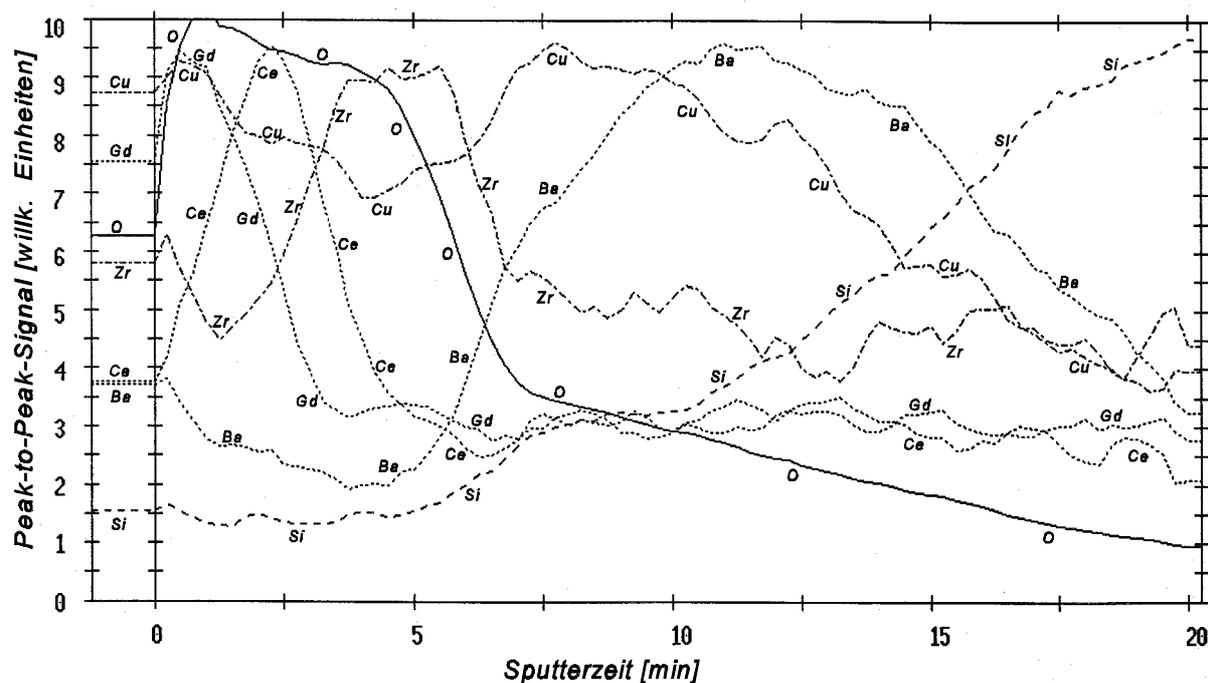


Bild 43 Auger-Tiefenprofil einer nicht-supraleitenden Bolometerprobe. Barium und Kupfer sind durch die Pufferschicht hindurchdiffundiert.

Das Siliziumsignal ist verbreitert und stark abgeflacht, und aus der HTSL-Schicht sind Kupfer und Barium durch die Pufferschicht hindurch in das Silizium hineindiffundiert. Dadurch ist die Stöchiometrie der $Gd_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ -Schicht nicht mehr in der notwendigen Zusammensetzung gegeben. Solche Diffusionseffekte sind ein Hinweis auf Fehler in der Epitaxiequalität der Pufferschicht. Entlang an Kristallbaufehlern (Versetzungen, Domänengrenzen, Mosaikstruktur) sind die Diffusionskoeffizienten stark vergrößert [77]. Diese Defekte der Pufferschicht haben ihre Ursache in der gestörten Struktur der auf die Siliziumnitridschicht gebondeten Silizium-Lage der SON-Substrate, wie sie in Kapitel 4.1.1 beschrieben wurden.

Gelöst wird dieses Problem der gestörten Oberfläche der Si-Lage durch das Einführen einer

zusätzlichen thermischen Oxidation unmittelbar vor der Pufferschichtabscheidung. Die SON-Substratwafer werden dazu für 2,5 Stunden unter Sauerstoffatmosphäre im Oxidationsofen auf 960°C erhitzt. Dabei entsteht eine 525 nm dicke SiO₂-Schicht. Die ursprünglich 280 nm dicke Si-Lage wird hierbei bis auf eine Dicke von 65 nm abgedünnt. Die SiO₂-Lage wird anschließend in Flußsäure entfernt, so daß eine saubere und fehlerfreie Silizium-Oberfläche für die Pufferschichtabscheidung zur Verfügung steht.

Durch die Temperaturbehandlung können die Kristalldefekte der Si-Lage ausheilen. Zusätzlich wird durch das Abdünnen der Si-Lage die besonders gestörte Oberflächenzone entfernt. Die damit einhergehende Verringerung der thermischen Wärmeleitfähigkeit verbessert die Detektivität des Bolometersystems zusätzlich. Auf diesen thermisch oxidierten SON-Wafern, die anschließend mit der YSZ/CeO₂-Schicht gepuffert werden, lassen sich HTSL-Filme mit herausragenden kristallographischen (s. Bild 44) und elektrischen Eigenschaften abscheiden.

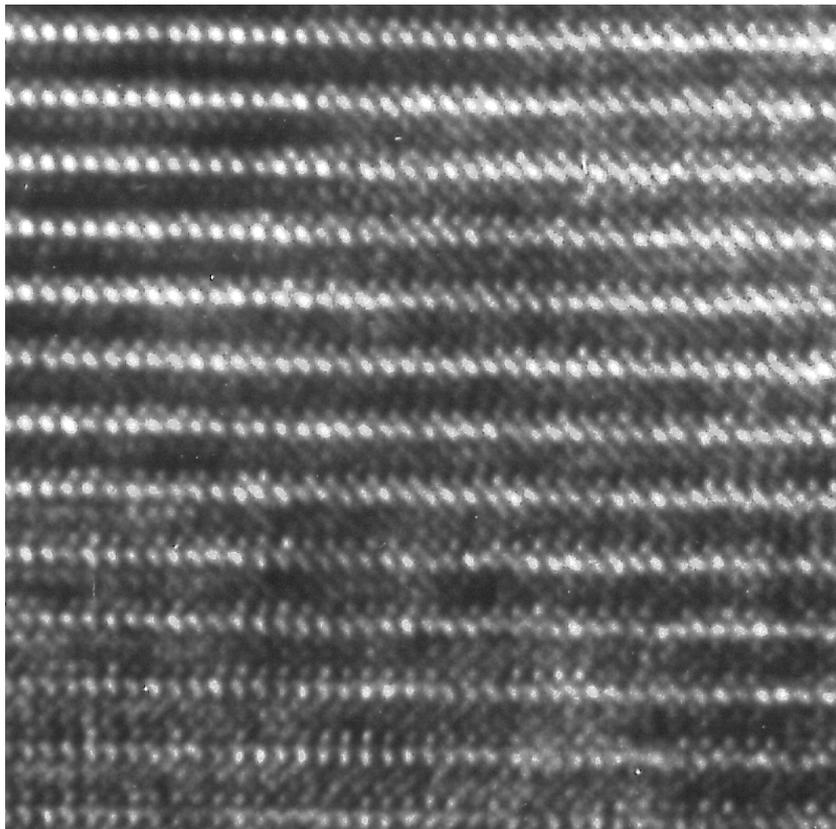


Bild 44 HRTEM-Aufnahme des Supraleiterfilms. Die schichtartige Kristallstruktur des GBCO-Supraleiters (vgl. Schemazeichnung in Bild 9) ist gut zu erkennen.

In Bild 45 ist das SIMS-Tiefenprofil einer derart behandelten Probe zu sehen. Die einzelnen

Schichten sind klar zu erkennen, die SIMS-Signale fallen jeweils in den benachbarten Schichten sehr stark ab, d.h. Interdiffusionen treten nicht auf. Damit erfüllt das gewählte Pufferschichtsystem unter Verwendung der hier entwickelten Technologiekette seine Aufgabe hinsichtlich der Verhinderung der Diffusionsprozesse.

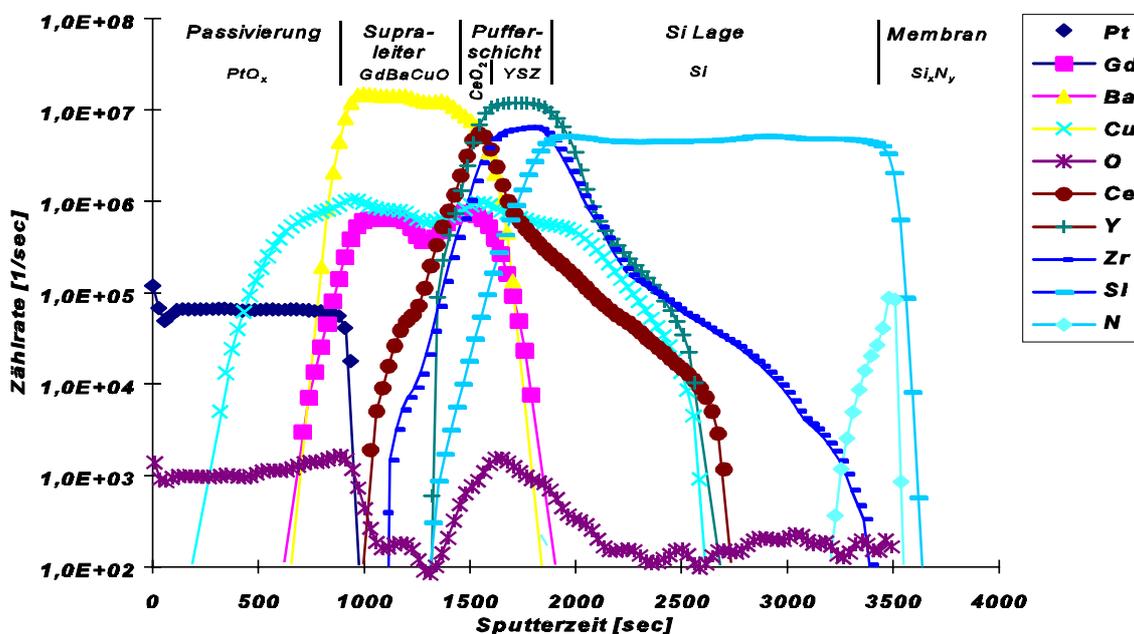


Bild 45 SIMS-Tiefenprofil einer fertig prozessierten Bolometerprobe. Der Signalabfall in der SiN-Schicht wird durch Aufladungseffekte während der SIMS-Messung verursacht.

4.1.3 Langzeitstabilität und Rauschverhalten der Supraleiterschicht

Für den geplanten Einsatz des Bolometers als Sensor zur Detektion der OH-Emissionslinie in einem satellitengestützten System muß die Supraleiterschicht über einen langen Zeitraum stabile elektrische Eigenschaften aufweisen. Nur bei hervorragender epitaktischer Qualität des Schichtsystems werden die Degradationsmechanismen ausreichend unterdrückt.

In Bild 46 sind die $R(T)$ -Kurven der Probe SH459 gezeigt, wie sie nach jeweils längeren Zeiträumen gemessen wurden. Die Kurve 2 wurde 154 Tage nach Kurve 1 aufgenommen, die Messung 3 erfolgte im Abstand von 536 Tagen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Form und die Steigung (dR/dT bzw. $\alpha = 1/R \cdot dR/dT$) der $R(T)$ -Übergänge sich über diesen langen Zeitraum nicht verändert haben. Es ist nur eine kleine Verschiebung der $R(T)$ -Kurven entlang der

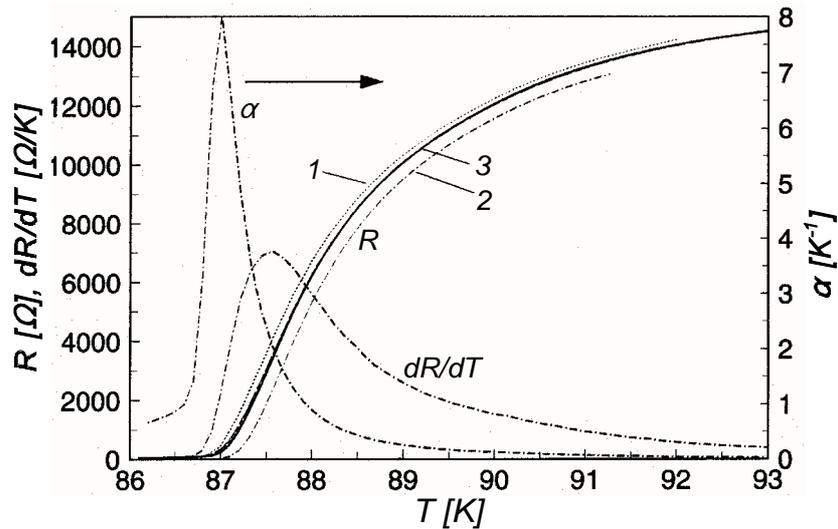


Bild 46 $R(T)$ -Kurven von Probe SH459. Die Kurven 1 bis 3 sind an verschiedenen Tagen gemessen worden (Details s. Text).

Temperaturachse zu erkennen. Da diese Verschiebung aber keinen systematischen Charakter hat, kann sie kein Anzeichen für eine Degradation sein. Denkbar ist ein Einfluß von verschiedenen Wärmebestrahlungen auf die Probe während der Messung, da inzwischen am Kryostat kleine Veränderungen vorgenommen worden sind. Der $R(T)$ -Verlauf ist also bei dieser Probe über einen Zeitraum von ca. 1,5 Jahren stabil geblieben.

Die zeitliche Konstanz des Rauschniveaus ist ebenso wie die Invarianz des $R(T)$ -Überganges für die Eignung des Sensorsystems entscheidend. In Bild 47 wird für die Probe SH451 die elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E (vgl. Formel (38)), wie sie an zwei um 177 Tage auseinanderliegenden Messungen ermittelt wurde, dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß nach einem halben Jahr keine Verschlechterung des Rauschlevels eingetreten ist. Das Pufferschichtsystem erfüllt also nicht nur seine Aufgaben hinsichtlich der Vermittlung der Epitaxieinformation vom Silizium auf das HTSL-Material, sondern auch die eine Alterung bewirkenden Mechanismen (z.B. Interdiffusion und Degradation) werden erfolgreich verhindert.

Ebenfalls zeigt sich in Bild 47 durch Vergleich der gemessenen rauschäquivalenten Leistung NEP_E mit dem nach Formel (9) berechneten Phonon-Rauschen NEP_{Phonon} , daß die für die Qualität der Supraleiterschicht kennzeichnenden Rauschfaktoren Johnson- und Excess(1/f)-Noise im relevanten Temperaturbereich des $R(T)$ -Überganges einen völlig untergeordneten Beitrag liefern (vgl. Formel (7)).

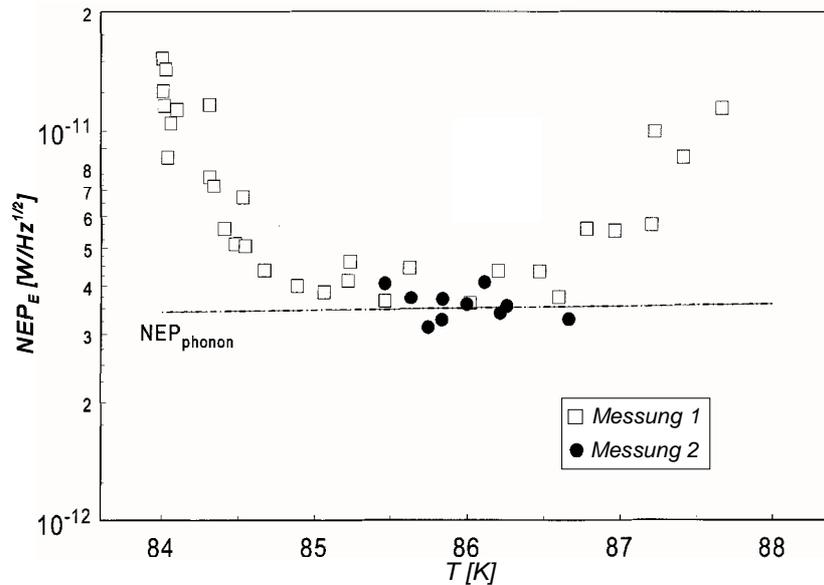


Bild 47 NEP_E von Probe SH451. Die Messung 1 und 2 sind an verschiedenen Tagen durchgeführt worden (Details s. Text).

Dieser Sachverhalt wird durch die Messung der spektralen Leistungsdichte der Spannungsfuktuationen $S_V(\omega)$ von Probe SH484 noch deutlicher (s. Bild 48). Die einzelnen Rauschbeiträge des Bolometersystems berechnen und addieren sich gemäß Formel (7) in Verbindung mit Formel (6). Aus den gemessenen Systemparametern (Wärmeleitfähigkeit G , Temperatur T , Bolometerwiderstand R , Rauschtemperatur des Verstärkers T_n , Bias-Strom I_B und Temperaturkoeffizient α) lassen sich das Johnson-, das Phonon- und das Systemrauschen berechnen. Das

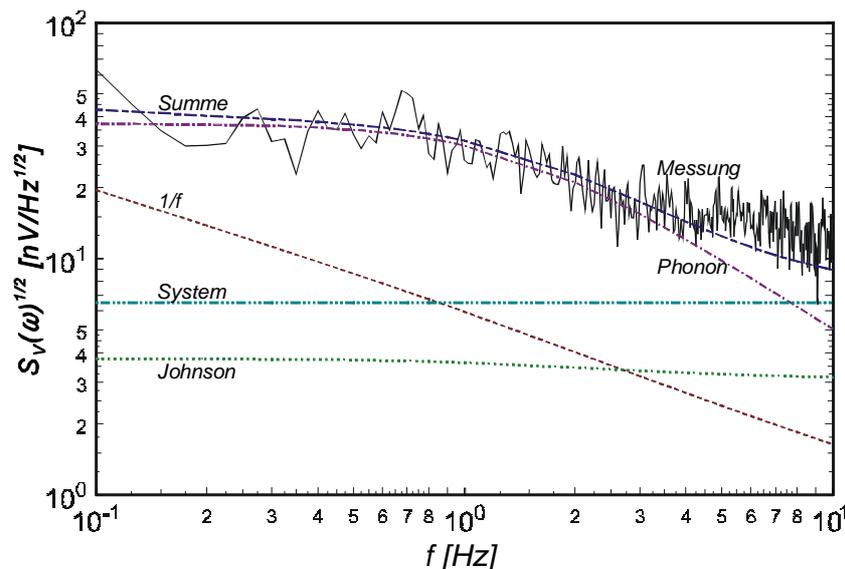


Bild 48 Spektrale Leistungsdichte der Spannungsfuktuationen $S_V(\omega)$ von Probe SH484 (Meßtemperatur: 89,522 K).

1/f-Rauschniveau wird dann so gewählt, daß die Summe aller einzelnen Beiträge mit der Messung übereinstimmt. Wie in dem Bild 48 zu sehen ist, wird das Rauschspektrum der Bolometerprobe im relevanten Frequenzbereich vollständig vom Phononrauschen dominiert. Dieses Phonon-Rauschen hat seine Ursache in der Bewegung quantisierter Energieträger aufgrund der Wärmeleitung (Wärmetransport vom Mäanderbereich zum gekühlten Substrat). Die Rauschkomponenten Johnson- und Excess(1/f)-Noise liefern in diesem Frequenzbereich einen vernachlässigbaren Beitrag. Die Rauscheigenschaften und damit die epitaktische Qualität des komplexen Schichtsystems zeigen also durch die Optimierung der technologischen Prozeßführung hervorragende Attribute.

Gemäß den Formeln (6), (7) und (8) wird die Detektivität D^* des Sensorsystems somit nur noch von der Steilheit der $R(T)$ -Kurve und von den thermischen Eigenschaften des Membranaufbaues (Wärmeleitfähigkeit G und Wärmekapazität C) bestimmt.

4.2 Messung der Bolometer-Performance

Die elektrischen Kenndaten für verschiedene Bolometer-Layouts wurden mit dem im Anhang A3 beschriebenen Verfahren ermittelt. Ausgehend von der Messung der $R(T)$ -Kurven kann die Wärmeleitfähigkeit G des Systems bestimmt werden (vgl. Formel (37)). Die elektrische Spannungsresponse S_E zeigt dann das Verhältnis des vom Bolometer gelieferten Spannungssignales zur elektrisch eingekoppelten Wärmeenergie an. Mit Hilfe der Messung der spektralen Leistungsdichte der Spannungsfluktuationen $S_V(\omega)$ läßt sich dann die rauschäquivalente Leistung NEP und damit die Detektivität D^* bestimmen (vgl. die Formeln (38) und (8)). Durch Variation insbesondere der Membranstruktur des Bolometerssystems können die thermischen und elektrischen Kenndaten beeinflußt und damit die Eignung für die beabsichtigte Anwendung überprüft werden.

4.2.1 Bolometer mit 2x2 mm² Membranfläche

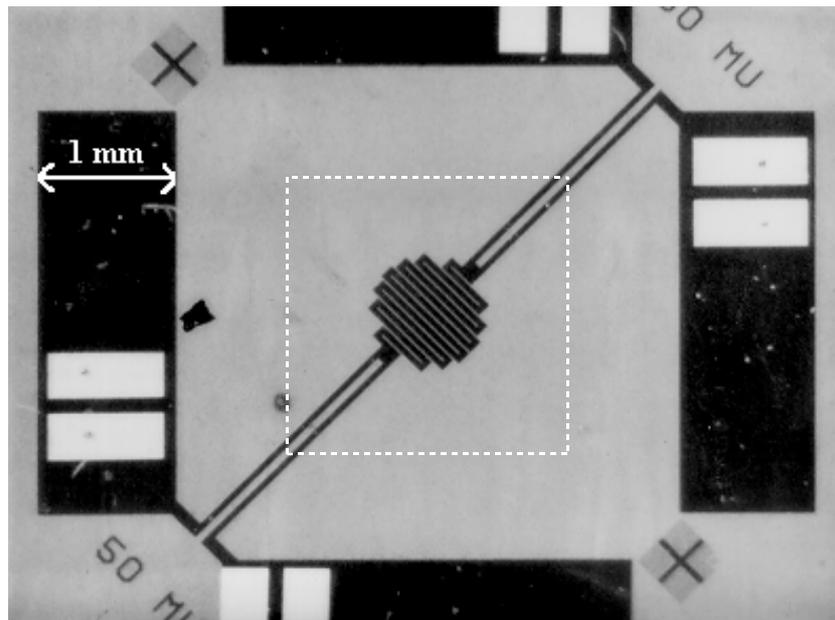


Bild 49 REM-Aufnahme eines fertig hergestellten Bolometers. Die gestrichelte Linie markiert den 2x2 mm² großen Membranbereich.

In Bild 49 ist ein Bolometer mit einer 2x2 mm² großen und 994 nm dicken geschlossenen Siliziumnitrid-Membranfläche zu sehen. Die weiteren geometrischen Abmessungen sind für die Probe SH459 in Tabelle 5 zusammengefaßt.

Anhand der R(T)-Messungen mit verschiedenen Bias-Strömen I_B (s. Bild 46) läßt sich für diese Bolometerstruktur die Wärmeleitfähigkeit zu $G = 45 \mu\text{W/K}$

bestimmen (s. Anhang A3). Der Temperaturkoeffizient α erreicht bei der Temperatur $T_m = 87,6 \text{ K}$ ($T_m :=$ Temperatur der größten Steilheit des R(T)-Überganges) einen Wert von $\alpha = 2,1 \text{ K}^{-1}$.

Tabelle 5 Abmessungen von Probe SH459.

Kantenlänge L der Membranfläche	2 mm
SiN-Membrandicke d	994 nm
Si-Lage Dicke d_{Si}	316 nm
Mäanderdurchmesser $D_{\text{Mäand}}$	0,9 mm
Mäanderbreite $w_{\text{Mäand}}$	50 μm
Zuleitungslänge l	0,86 mm
Zuleitungsbreite w_{Zul}	50 μm

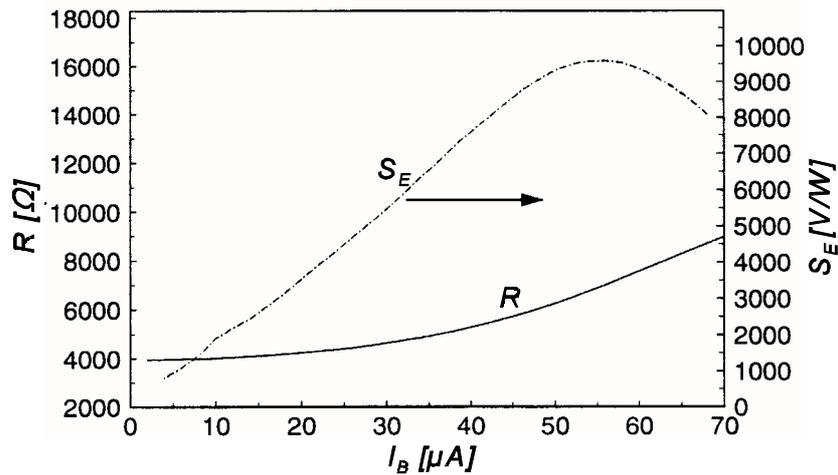


Bild 50 Probe SH459: Bolometerwiderstand R und elektrische Response S_E in Abhängigkeit vom Bias-Strom I_B (Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 87,64$ K).

Die elektrische Response S_E als Funktion des Bias-Stromes I_B ist in Bild 50 dargestellt. Der Bolometerwiderstand R erhöht sich bei steigendem I_B auf Grund der durch die elektrische Energiezufuhr bewirkte Temperaturerhöhung des Mänders. Die Response S_E erreicht bei einem Bias-Strom von $I_B = 55$ μA einen Maximalwert von 9600 V/W .

Die Frequenzabhängigkeit der elektrischen Response S_E ist für einen Meßstrom von $I_B = 40$ μA in Bild 51 zu sehen. Die Grenzfrequenz f_G und damit die effektive Zeitkonstante τ_{eff} definiert sich

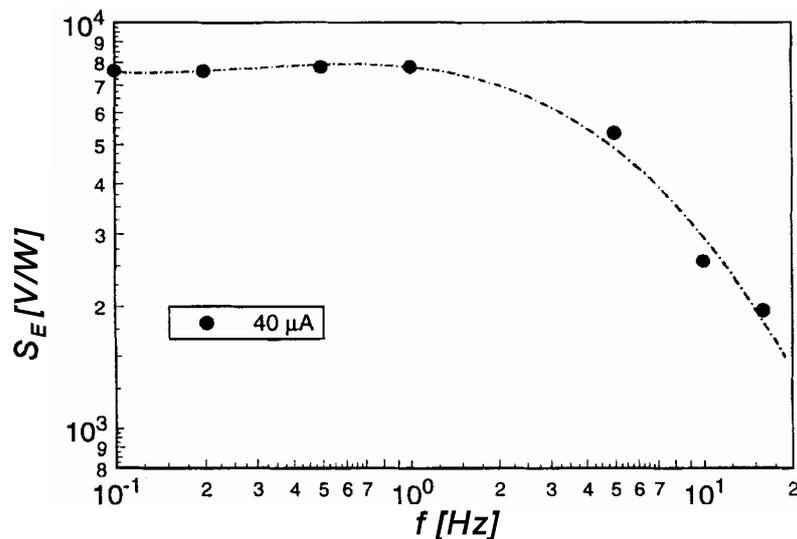


Bild 51 Probe SH459: Elektrische Response S_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 40$ μA , Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 87,64$ K).

am -3dB-Punkt der $S_E(f)$ -Kurve:

$$\tau_{eff} = \frac{1}{2\pi f_G} \quad (27)$$

Hieraus ergibt sich dann die Zeitkonstante τ zu (vgl. Formel (5)):

$$\tau = (1-a)\tau_{eff} \quad \text{mit} \quad a = \frac{I_B S_E}{1 + I_B S_E} \quad (28)$$

Für die Probe SH459 ist somit eine Zeitkonstante von $\tau = 24$ msec abzulesen. Bei kleinen Frequenzen hat die elektrische Response bei einem Meßstrom von $I_B = 40 \mu\text{A}$ einen Wert von $S_E = 7600 \text{ V/W}$.

Nach Division der Wurzel der gemessenen spektralen Leistungsdichte der Spannungsflektuationen $S_V(\omega)$ durch die Response $S_E(f)$ (vgl. Formel (38)) folgt die in Bild 52 dargestellte elektrische rauschäquivalente Leistung $NEP_E(f)$ für diese Bolometerprobe. Im Frequenzintervall von 1 Hz bis 5 Hz beträgt die minimale rauschäquivalente Leistung $NEP_{Emin} = 5 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Dieser Wert ist nur unwesentlich größer als das sich aus Formel (9) ergebende Phonon-Rauschen $NEP_{Phonon} = 4,3 \text{ pW/Hz}^{1/2}$.

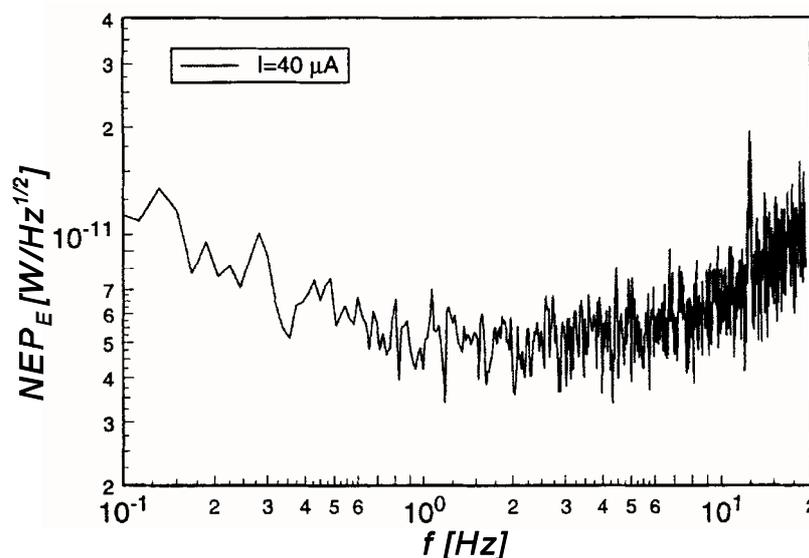


Bild 52 Probe SH459: Elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 40 \mu\text{A}$, Meßtemperatur $T_{0Substr} = 87,64 \text{ K}$).

4.2.2 Bolometer mit 3x3 mm² Membranfläche

Die Bolometerprobe SH484 besitzt eine 3x3 mm² große geschlossene SiN-Membranfläche mit einer Dicke von nur 624 nm (s. Tabelle 6). Aus den R(T)-Messungen mit verschiedenen Bias-Strömen I_B (s. Bild 53) errechnet sich eine Wärmeleitfähigkeit von $G = 15 \mu\text{W/K}$. Bei der Temperatur $T_m = 89,3 \text{ K}$ erreicht der Temperaturkoeffizient den Wert von $\alpha = 1,9 \text{ K}^{-1}$.

Tabelle 6 Abmessungen von Probe SH484.

Kantenlänge L der Membranfläche	3 mm
SiN-Membrandicke d	624 nm
Si-Lage Dicke d_{Si}	310 nm
Mäanderdurchmesser $D_{\text{Mäand}}$	0,9 mm
Mäanderbreite $w_{\text{Mäand}}$	25 μm
Zuleitungslänge l	1,7 mm
Zuleitungsbreite w_{Zul}	50 μm

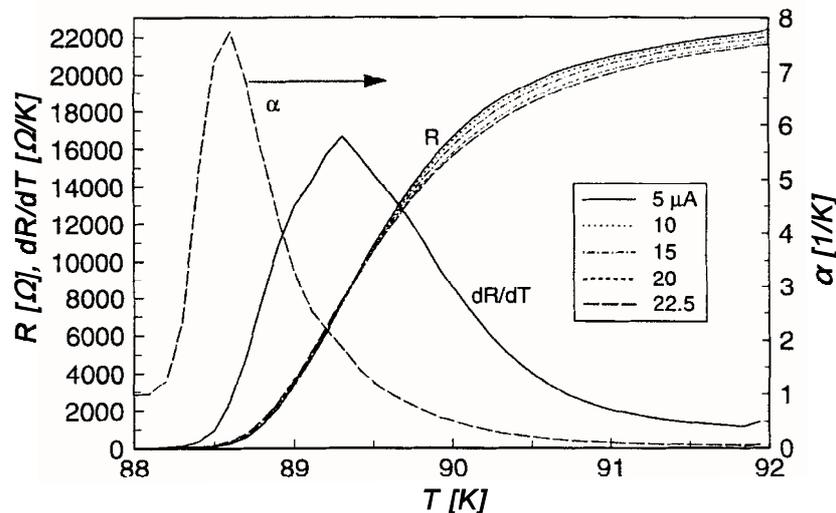


Bild 53 Probe SH484: Bolometerwiderstand R, die Steigung dR/dT und der Temperaturkoeffizient α in Abhängigkeit von der Mäandertemperatur $T_{\text{Mäander}}$.

Die Response S_E des Bolometers bei einer elektrisch induzierten Energie wird in Bild 54a) mit der optischen Response S_{str} in Bild 54b) verglichen. Aus dem Verhältnis S_{str}/S_E (vgl. Formel (40)) läßt sich dann der Absorptionskoeffizient zu $\eta = 77 \%$ bestimmen. Als Zeitkonstante kann man $\tau = 95 \text{ msec}$ ablesen. Die elektrische Response erreicht für $I_B = 15 \mu\text{A}$ den Maximalwert von $S_E = 19500 \text{ V/W}$.

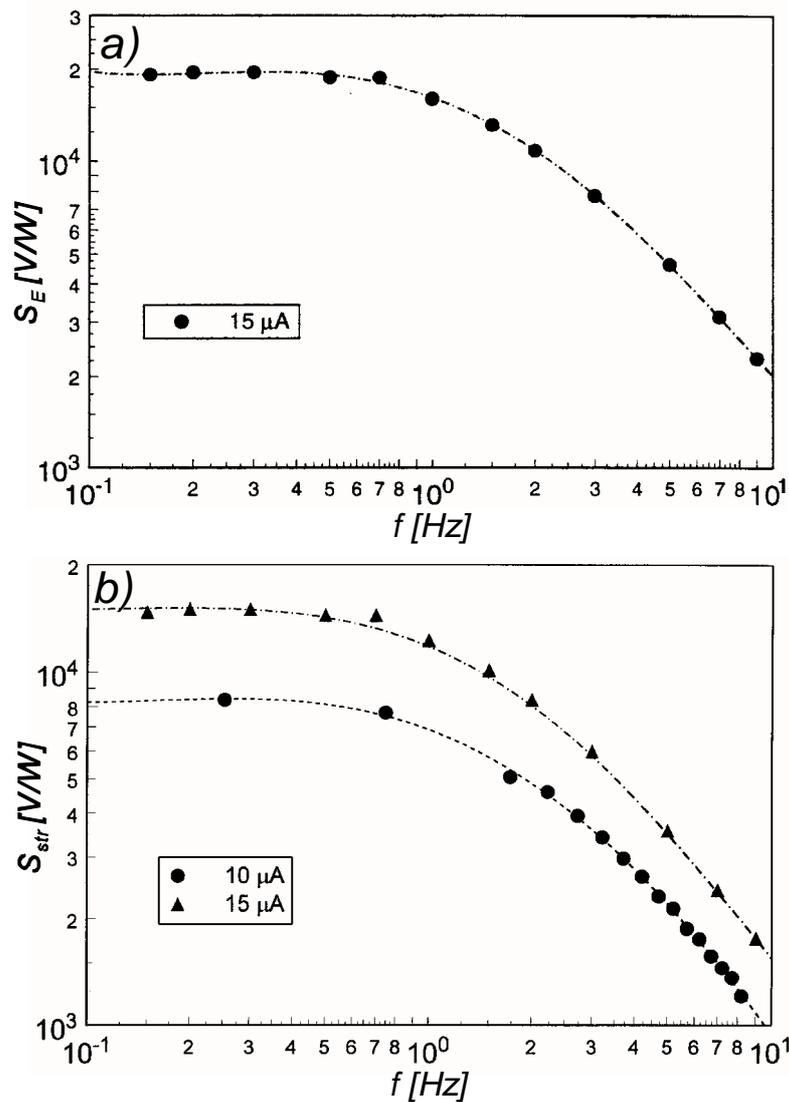


Bild 54 Probe SH484: Elektrische Response S_E (oben) bzw. optisch Response S_{str} (unten) als Funktion der Frequenz f (Meßtemperatur $T_{\text{0Substr}} = 89,054$ K).

Eine Messung der spektralen Leistungsdichte der Spannungsfluktuationen $S_V(\omega)$ bei elektrisch induzierter Energie ist für diese Probe SH484 in Bild 48 dargestellt. Mit $S_V(\omega)$ und S_E bzw. S_{str} läßt sich dann NEP_E und NEP_{str} bestimmen (s. Bild 55). Im Frequenzintervall von 0,5 Hz bis 2 Hz betragen die minimalen rauschäquivalenten Leistungen $\text{NEP}_{E_{\text{min}}} = 3,4 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ und $\text{NEP}_{\text{str}_{\text{min}}} = 4,5 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Zum Vergleich hat das Phonon-Rauschen den Wert $\text{NEP}_{\text{Phonon}} = 2,6 \text{ pW/Hz}^{1/2}$.

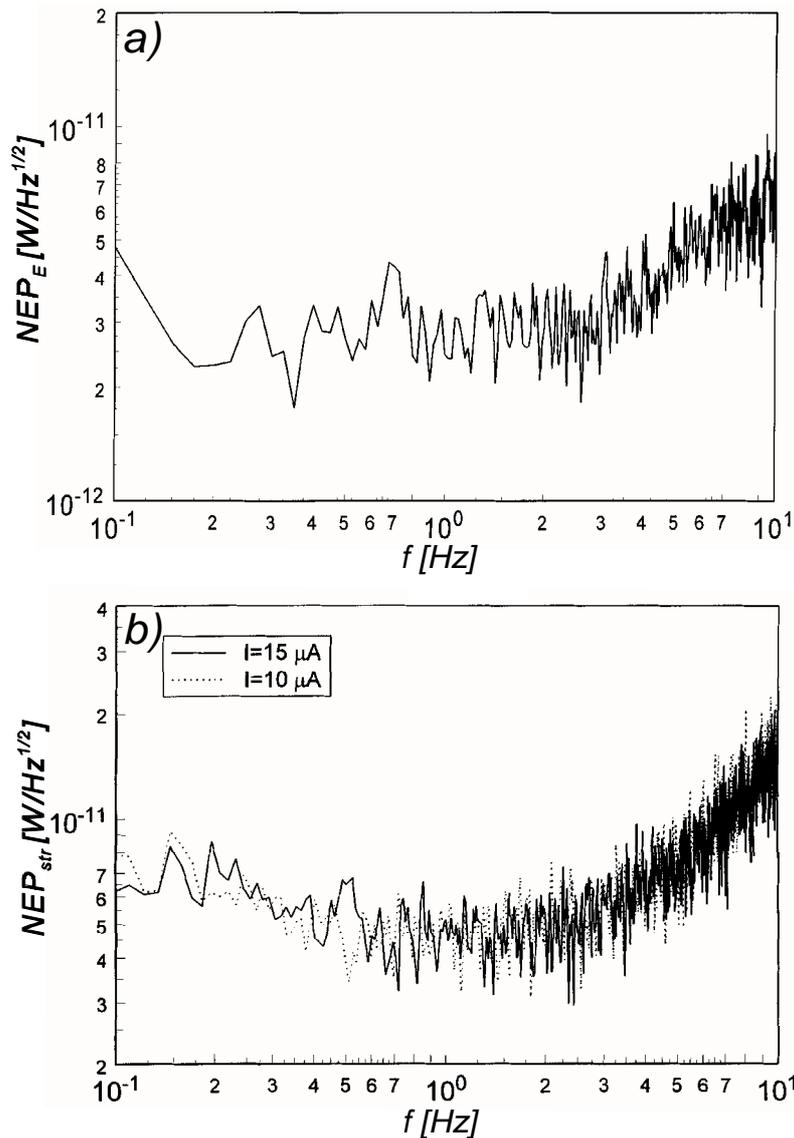


Bild 55 Probe SH484: Elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E (oben) bzw. optisch rauschäquivalente Leistung NEP_{str} (unten) als Funktion der Frequenz f (Meßtemperatur $T_{0Substr} = 89,054$ K).

4.2.3 Bolometer mit $4,2 \times 4,2$ mm² Membranfläche

Bei der Probe SH588 handelt es sich um ein Bolometer auf einer 929 nm dicken und $4,2 \times 4,2$ mm² großen geschlossenen Siliziumnitrid-Membranfläche. Die weiteren geometrischen Abmessungen sind der Tabelle 7 zu entnehmen.

Mit $T_m = 90,25 \text{ K}$ (s. Bild 56) besitzt diese Supraleiterschicht die höchste gemessene Sprungtemperatur aller gefertigten Bolometerproben. Bei dieser Temperatur hat der Temperaturkoeffizient einen Wert von $\alpha = 1,6 \text{ K}^{-1}$. Aus den $R(T)$ -Messungen mit verschiedenen Bias-Strömen läßt sich eine Wärmeleitfähigkeit von $G = 20 \mu\text{W/K}$ ermitteln.

Tabelle 7 Abmessungen von Probe SH588.

Kantenlänge L der Membranfläche	4,2 mm
SiN-Membrandicke d	929 nm
Si-Lage Dicke d_{Si}	200 nm
Mäanderdurchmesser $D_{\text{Mäand}}$	0,9 mm
Mäanderbreite $w_{\text{Mäand}}$	25 μm
Zuleitungslänge l	2,5 mm
Zuleitungsbreite w_{Zul}	25 μm

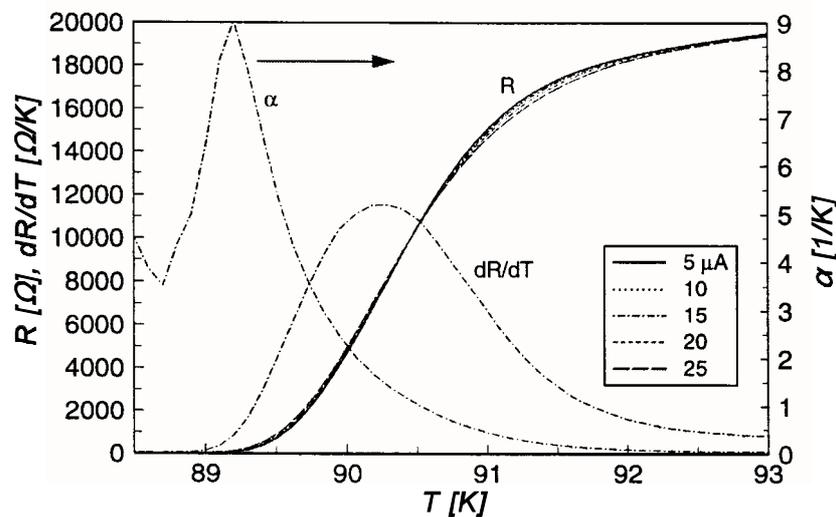


Bild 56 Probe SH588: Bolometerwiderstand R, die Steigung dR/dT und der Temperaturkoeffizient α in Abhängigkeit von der Mäandertemperatur $T_{\text{Mäander}}$.

Aus der in Bild 57 gezeigten Frequenzabhängigkeit der elektrischen Response S_E bei elektrisch induzierter Energie kann eine Zeitkonstante von $\tau = 140 \text{ msec}$ für diese Struktur abgelesen werden. Der Maximalwert der Response für $I_B = 20 \mu\text{A}$ beträgt $S_E = 14100 \text{ V/W}$.

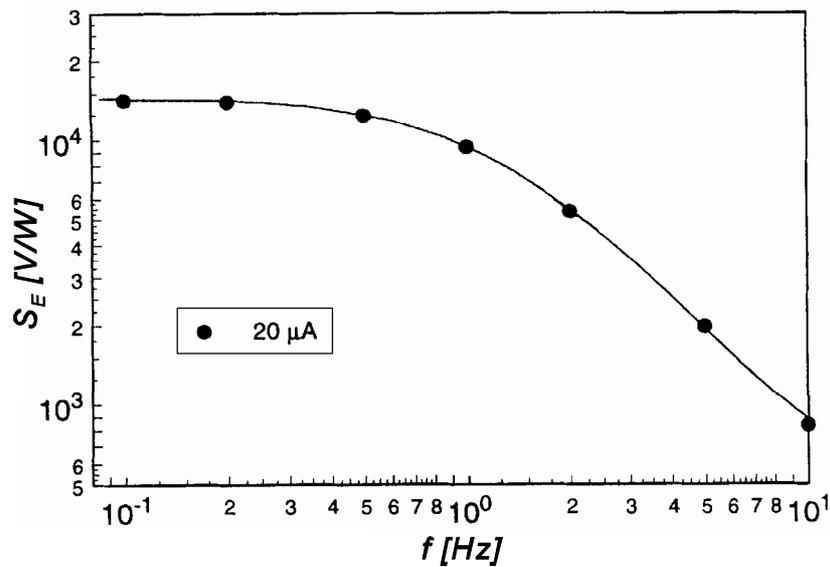


Bild 57 Probe SH588: Elektrische Response S_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 20 \mu\text{A}$, Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 89,802 \text{ K}$).

In Bild 58 wird die elektrisch mit der optisch induzierten rauschäquivalenten Leistung verglichen. Im Frequenzintervall von 0,1 Hz bis 0,8 Hz betragen die minimalen rauschäquivalenten Leistungen $\text{NEP}_{E_{\text{min}}} = 3 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ bzw. $\text{NEP}_{\text{strmin}} = 4 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. In Bild 58b) ist ebenfalls zu erkennen, daß NEP_{str} für die drei verschiedenen Meßströme I_B nahezu identisch ist. Der Absorptionskoeffizient ergibt sich aus der Messung für diese Bolometerprobe zu $\eta = 75 \%$.

Das rechnerisch ermittelte Phonon-Rauschen hat den Wert $\text{NEP}_{\text{Phonon}} = 3 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ und ist damit genauso groß wie $\text{NEP}_{E_{\text{min}}}$. Die schichtbedingten Rauschkomponenten $\text{NEP}_{\text{Johnson}}$ und $\text{NEP}_{1/f}$ sind also auch bei dieser Bolometerprobe vollständig zu vernachlässigen.

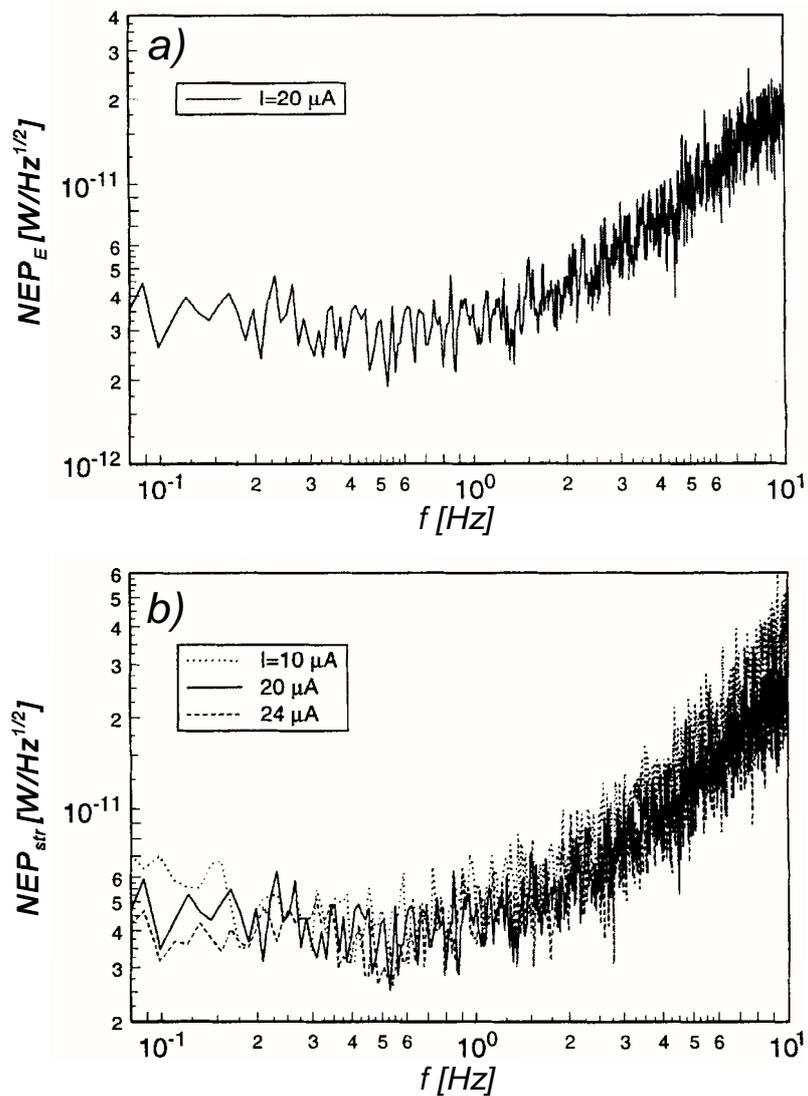


Bild 58 Probe SH588: Elektrische (oben) bzw. optisch (unten) rauschäquivalente Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz f (Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 89,802$ K).

4.2.4 Bolometer mit $4,8 \times 4,8$ mm² großer Spinnennetz-Struktur

Die nach der Variante C (vgl. Kapitel 3.6.3) hergestellte Bolometerprobe SH605 ist in Bild 59 zu sehen. Ausgehend von einer $4,8 \times 4,8$ mm² großen und 1084 nm dicken Siliziumnitrid-Membranfläche ist nach der Pufferschichtabscheidung und der Inhibitstrukturierung von der

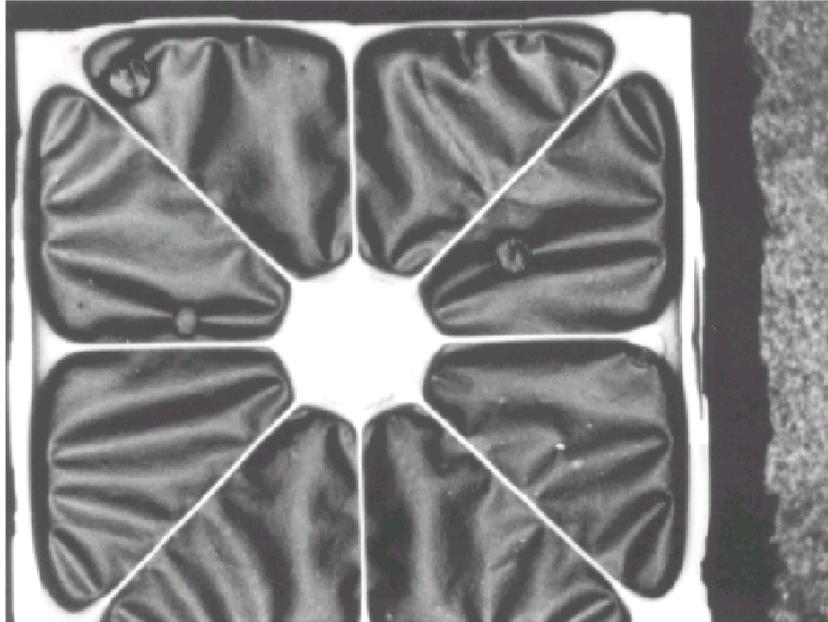


Bild 59 Probe SH605: REM-Aufnahme (Probenrückseite) der Spinnennetz-Struktur (Größe: 4,8x4,8 mm²) mit dem Supraleiter- und Passivierungsfilm zwischen den Spinnennetz-Beinchen.

Probenvorderseite die Spinnennetz-Struktur in die Siliziumnitridschicht geätzt worden. Die SiN-Beinchen haben eine Breite von 40 µm und eine Länge von 1,6 mm bzw. 2,2 mm. Nach der Supraleiterbeschichtung und dem Abscheiden der ca. 120 nm dicken PtO_x-Passivierungsschicht wurde von der Probenrückseite in einem zweiten Trockenätzprozeß (s. Bild 30C, letzter Teilschritt) der zwischen den Spinnennetz-Beinchen

noch verbliebene SiN-Film entfernt. Dabei wurde eine Schichtdicke von 420 nm abgetragen, so daß die acht SiN-Beinchen eine verbleibende Dicke von nur 664 nm haben. Der kompressive Schichtstreß im Supraleiter- und Passivierungsfilm verursacht dann die Wölbungen zwischen den Spinnennetz-Beinchen, wie sie in Bild 59 zu sehen sind. Die weiteren Abmessungen der Probe SH605 sind in Tabelle 8 aufgeführt.

Tabelle 8 Abmessungen von Probe SH605.

Kantenlänge L der Membranfläche	4,8 mm
SiN-Beinchendicke d	664 nm
Si-Lage Dicke d _{Si}	280 nm
Mäanderdurchmesser D _{Mäand}	0,9 mm
Mäanderbreite w _{Mäand}	25 µm
Zuleitungslänge l	2,9 mm
Zuleitungsbreite w _{Zul}	25 µm

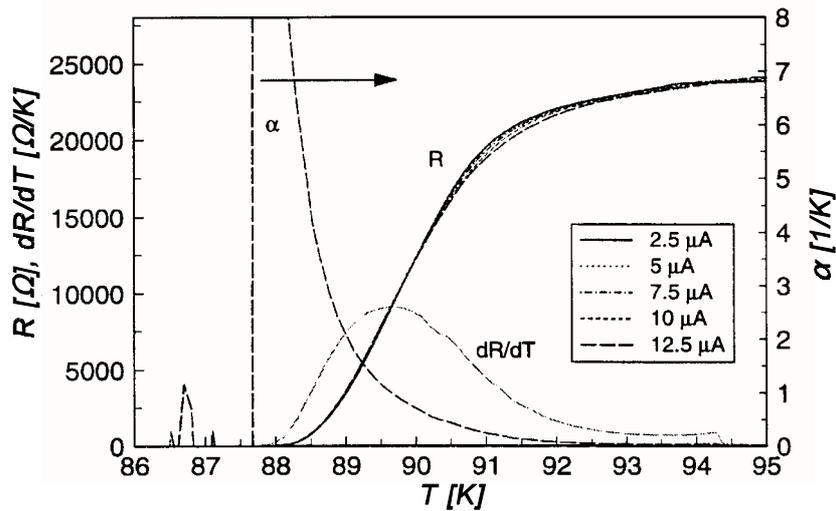


Bild 60 Probe SH605: Bolometerwiderstand R , die Steigung dR/dT und der Temperaturkoeffizient α in Abhängigkeit von der Mäandertemperatur $T_{\text{Mäander}}$.

Für diese Bolometerstruktur kann eine Wärmeleitfähigkeit von $G = 3,5 \mu\text{W/K}$ aus den $R(T)$ -Messungen mit verschiedenen Bias-Strömen I_B (s. Bild 60) ermittelt werden. Der Temperaturkoeffizient erreicht den Wert $\alpha = 1,1 \text{ K}^{-1}$ bei der Temperatur $T_m = 89,6 \text{ K}$.

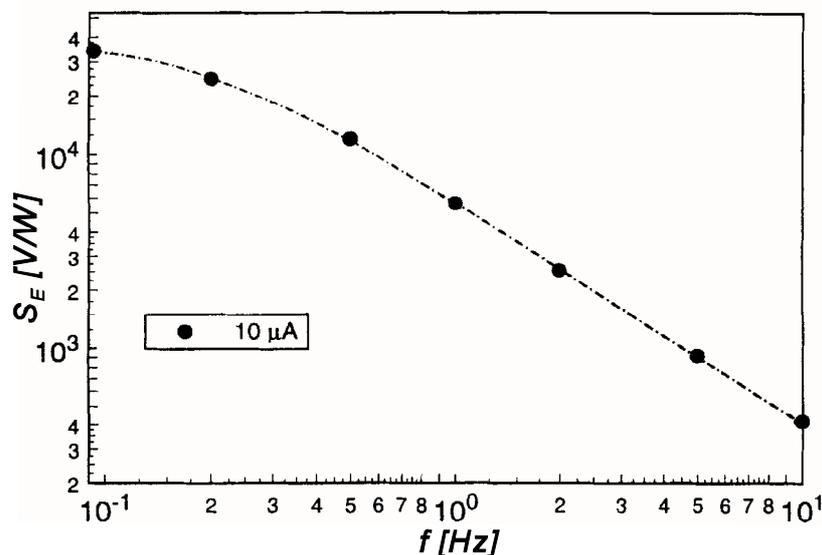


Bild 61 Probe SH605: Elektrische Response S_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 10 \mu\text{A}$, Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 88,991 \text{ K}$).

Die Zeitkonstante kann aus der Frequenzabhängigkeit der elektrischen Response S_E , wie sie in

Bild 61 gezeigt wird, abgelesen werden. In der relativ großen Zeitkonstante von $\tau = 600$ msec spiegelt sich die geringe Wärmeleitfähigkeit G dieser Bolometerprobe wieder. Die elektrische Response hat den Maximalwert von $S_E = 33800$ V/W bei einem Bias-Strom von $I_B = 10$ μ A.

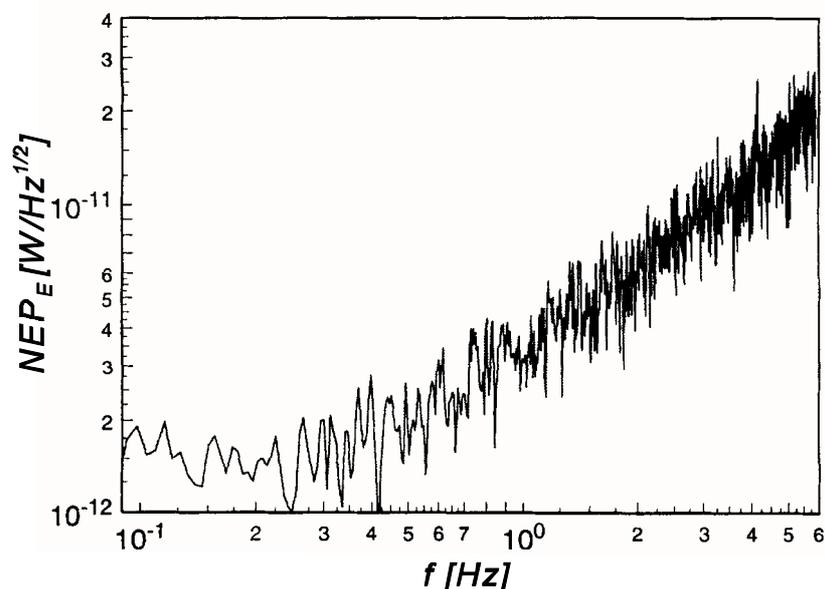


Bild 62 Probe SH605: Elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 10$ μ A, Meßtemperatur $T_{0Substr} = 88,991$ K).

In Bild 62 ist die elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E dargestellt. Der minimale Wert der rauschäquivalenten Leistung beträgt $NEP_{Emin} = 1,5$ $pW/Hz^{1/2}$ im Frequenzbereich von 0,15 Hz bis 0,3 Hz. Das sich aus der Wärmeleitfähigkeit G ergebende Phonon-Rauschen hat zum Vergleich den Wert $NEP_{Phonon} = 1,24$ $pW/Hz^{1/2}$.

4.2.5 Bolometer mit 4,2x4,2 mm² großer Spinnennetz-Struktur

Die Bolometerprobe SH612 wurde genauso wie der im vorherigen Kapitel 4.2.4 beschriebene Sensor SH605 gemäß der Variante C (vgl. Kapitel 3.6.3) als Spinnennetz-Struktur ausgeführt. Zur Strukturierung der Siliziumnitrid-Membranfläche wurde auch das in Bild 59 gezeigte Layout verwendet. D.h. daß die acht SiN-Beinchen ebenfalls eine Breite von jeweils 40 μ m und eine Länge von 1,6 mm bzw. 2,2 mm haben. Im Unterschied zur Probe SH605 ist bei diesem Bolometer SH612 die SiN-Membranfläche 4,2x4,2 mm² groß und ursprünglich 1001 nm dick. Bei

dem abschließenden Entfernen des dünnen Siliziumnitrid-Filmes zwischen den Spinnennetz-Beinchen wurden mit dem RIE-Prozeß 216 nm SiN von der Probenrückseite weggeätzt, so daß die resultierende Dicke der acht Spinnennetz-Beinchen $d = 785$ nm beträgt.

Einen wesentlichen Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit G des Gesamtsystems liefert die unterhalb der Zuleitungen zum Mäanderbereich befindliche Silizium-Lage aufgrund ihrer relativ hohen spezifischen Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{\text{Si}} = 10$ W/cmK (für reines Silizium bei 90 K, [34,78]). Da sich bei hoher Bor-Dotierung die spezifische Wärmeleitfähigkeit von Silizium auf einen Wert von $\kappa_{\text{SiBor}} = 0,5$ W/cmK verringert (Konzentration: $3 \cdot 10^{20}$ cm⁻³, 90 K), wurde die Silizium-Lage zusätzlich mit dieser hohen Dosis Bor implantiert. Durch die in Kapitel 4.1.2 beschriebene thermische Oxidation wurde die Si-Lage zusätzlich auf eine Dicke von nur $d_{\text{Si}} = 120$ nm reduziert. Die weiteren geometrischen Abmessungen dieser Bolometerprobe sind in Tabelle 9 zusammengefaßt.

Tabelle 9 Abmessungen von Probe SH612.

Kantenlänge L der Membranfläche	4,2 mm
SiN-Beinchendicke d	785nm
Si-Lage Dicke d_{Si}	120 nm
Mäanderdurchmesser $D_{\text{Mäand}}$	0,9 mm
Mäanderbreite $w_{\text{Mäand}}$	25 μm
Zuleitungslänge l	2,5 mm
Zuleitungsbreite w_{Zul}	25 μm

Die Bolometerstruktur SH612 weist mit einer aus den $R(T)$ -Messungen durch Variation des Bias-Stromes (s. Bild 64) gewonnen Wärmeleitfähigkeit von $G = 2,7$ $\mu\text{W/K}$ den kleinsten Wert aller gemessenen Sensoren auf. Bei der Temperatur $T_m = 89,3$ K besitzt der Temperaturkoeffizient den Wert $\alpha = 1,2$ K⁻¹.

Für kleine Frequenzen erreicht die elektrische Response für die Bolometerprobe SH612 den Maximalwert $S_E = 57400$ V/W bei einem Bias-Strom von $I_B = 12$ μA (s. Bild 63). Die Zeitkonstante liegt auch bei diesem Sensor mit $\tau = 620$ msec noch unter der Grenze von $\tau < 1$ sec, die für die spezifische Anwendung des Detektors zur satellitengestützten Analyse der OH-Emissionslinie festgelegt wurde.

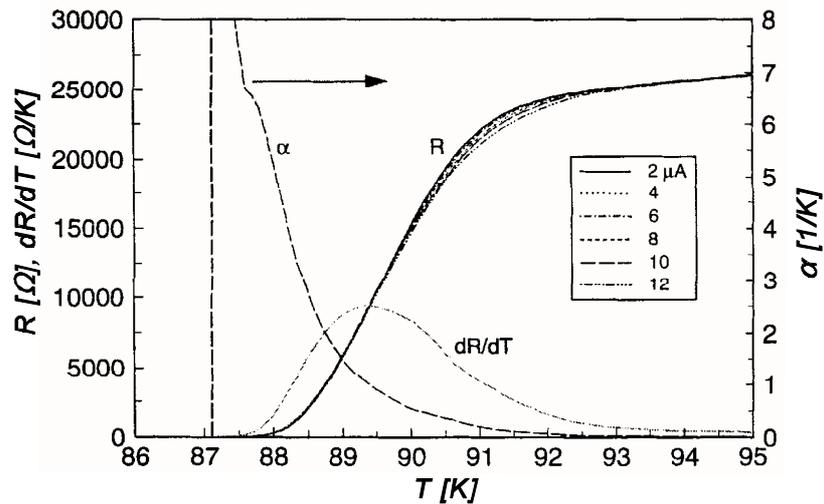


Bild 64 Probe SH612: Bolometerwiderstand R , die Steigung dR/dT und der Temperaturkoeffizient α in Abhängigkeit von der Mäandertemperatur $T_{\text{Mäander}}$.

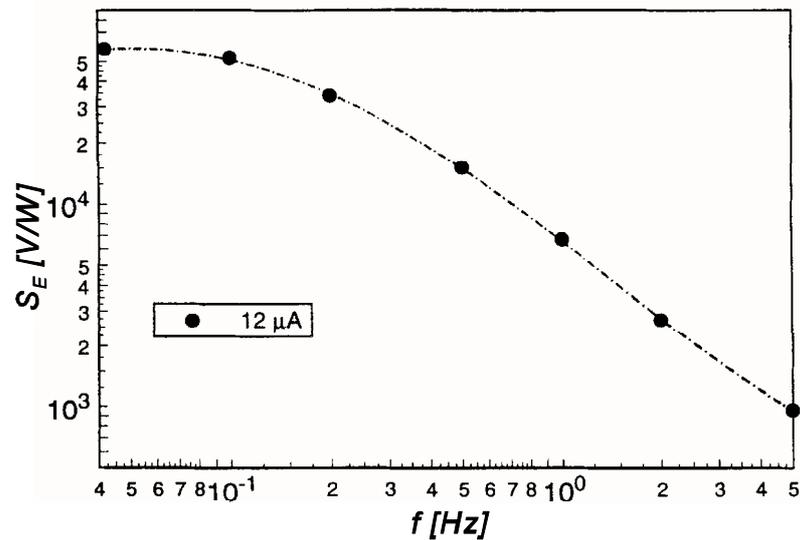


Bild 63 Probe SH612: Elektrische Response S_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 12 \mu\text{A}$, Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}} = 88,48 \text{ K}$).

Bild 65 zeigt die gemessene rauschäquivalente Leistung NEP_E dieses Bolometers. Im Frequenzintervall von 0,08 Hz bis 0,3 Hz beträgt der Minimalwert des Rauschniveaus $NEP_{\text{Emin}} = 1,2 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Dies ist der kleinste gemessene Betrag von NEP_{Emin} aller untersuchten Bolometerproben und ist zugleich nahezu identisch mit der theoretischen Grenze von $NEP_{\text{Phonon}} = 1,1 \text{ pW/Hz}^{1/2}$.

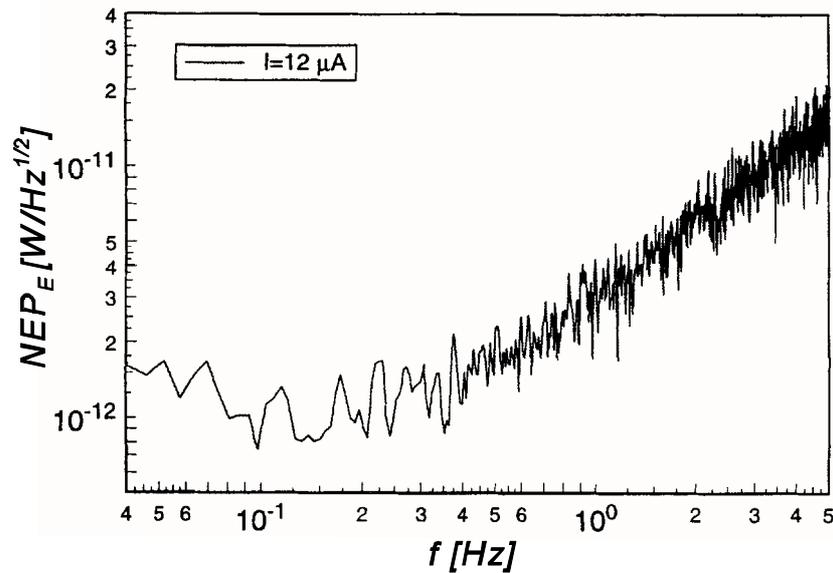


Bild 65 Probe SH612: Elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E als Funktion der Frequenz f (Bias-Strom $I_B = 12 \mu A$, Meßtemperatur $T_{0Substr} = 88,48 K$).

4.2.6 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Um den Vergleich zu erleichtern, sind in der Tabelle 10 alle wichtigen Meßergebnisse der fünf hier vorgestellten Bolometersysteme in einer Übersicht zusammengestellt.

Tabelle 10 Meßergebnisse der Bolometerproben.

Probenname	Layout	T_m [K]	$\alpha(T_m)$ [K ⁻¹]	G [$\mu W/K$]	τ [ms]	$S_E(f=0)$ [kV/W]	NEP_{Phonon} [pW/Hz ^{1/2}]	NEP_{Emin} [pW/Hz ^{1/2}]
SH459	2x2 mm ²	87,6	2,1	45,0	24	7,6 (bei 40 μA)	4,30	5,0
SH484	3x3 mm ²	89,3	1,9	15,0	95	19,5 (bei 15 μA)	2,60	3,4
SH588	4,2x4,2 mm ²	90,25	1,6	20,0	140	14,1 (bei 20 μA)	3,00	3,0
SH605	4,8x4,8 mm ² , Spinnennetz	89,6	1,1	3,5	600	33,8 (bei 10 μA)	1,24	1,5
SH612	4,2x4,2 mm ² , Spinnennetz, B-Implantation	89,3	1,2	2,7	620	57,4 (bei 12 μA)	1,10	1,2

Im Vergleich zu Supraleitern, die auf massiven gepufferten Siliziumsubstraten abgeschieden werden [23], weisen die hier untersuchten GBCO-Schichten auf den Siliziumnitrid-Membranflächen eine um ca. 2 K bis 4 K höhere Sprungtemperatur T_c bzw. T_m auf. Diese hohen Sprungtemperaturen lassen sich mit der Reduktion des Schichtstresses im Supraleiterfilm durch den Membranaufbau erklären. Auf der Membranfläche können Verspannungen leichter relaxieren als es auf massivem Silizium möglich ist. So wurde bei den hier vorgestellten Untersuchungen immer beobachtet, daß die Sprungtemperatur nach der Membranherstellung um ca. 1 K höher liegt als vor der Membranätzung. Mit wachsender Größe der Membranfläche und der damit einhergehenden verbesserten Möglichkeit zur Streßreduktion in der Supraleiterschicht steigt die Sprungtemperatur, wie es insbesondere ein Vergleich der Proben SH459, SH484 und SH588 zeigt. Da der Schichtstreß eine der Hauptursachen für das Altern von Supraleitern ist [79], wird durch den hier gewählten Membranaufbau des Bolometersystems die Lebensdauer des Sensors zusätzlich sehr günstig beeinflusst.

Bei optimierten Bolometern, deren Rauschverhalten völlig vom Phononrauschen dominiert wird, skaliert die Zeitkonstante τ mit dem Kehrwert der Wärmeleitfähigkeit gemäß der Gleichung (vgl. Formel (11)):

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (29)$$

Für die hier untersuchten Bolometer ist dieser Zusammenhang in Bild 66 in doppellogarithmischer Darstellung aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß diese Abhängigkeit von Zeitkonstante und Wärmeleitfähigkeit in guter Übereinstimmung mit der Theorie in diesem weiten Bereich der Designvariationen der Bolometersysteme, die im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurden, gegeben ist. Aus dem im Bild 66 dargestellten Diagramm ist auch abzulesen, daß in erster Näherung für diese Art von Membranbolometer die Wärmekapazität C einen typischen Wert von $C = 2 \mu\text{J/K}$ hat. Dieser Sachverhalt erklärt sich mit der Tatsache, daß der wesentliche Beitrag zur Wärmekapazität C aus dem zentralen Mäanderbereich der Membranfläche her resultiert, der für alle fünf untersuchten Layoutvariationen nahezu identisch ist.

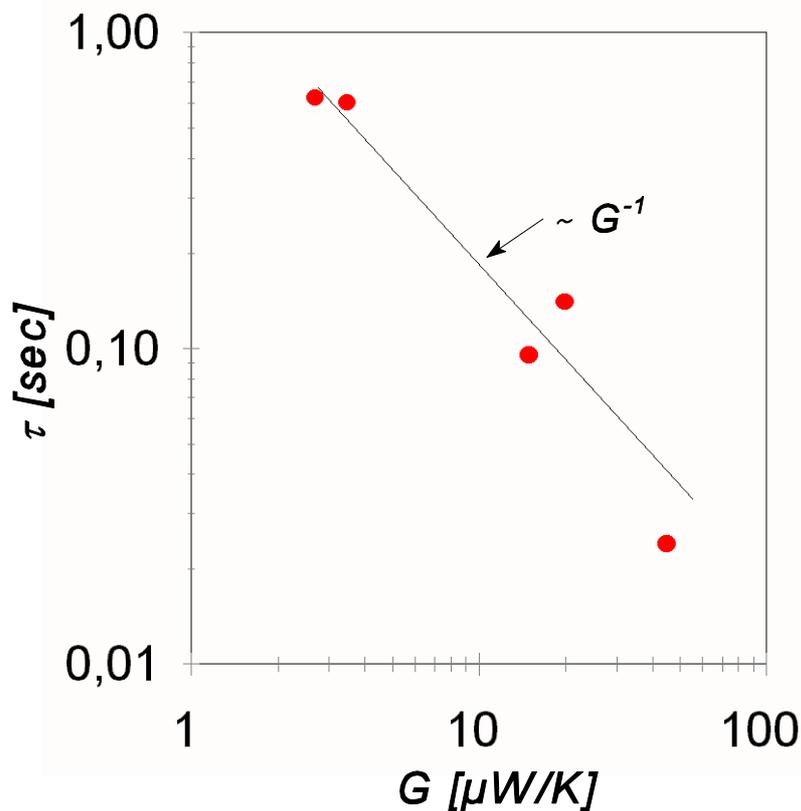


Bild 66 Zeitkonstante τ als Funktion der Wärmeleitfähigkeit G für die untersuchten Bolometersysteme. Die eingezeichnete Gerade markiert den von der Theorie vorhergesagten Zusammenhang von τ und G .

Als Ergänzung zu der in Tabelle 10 aufgeführten elektrischen Response S_E ist in Bild 67 das Frequenzverhalten der optischen Response S_{str} für drei ausgewählte Bolometer in einem Diagramm dargestellt. Da die Response auch eine Funktion des Biasstromes I_B ist (s. Formel (6)), muß beachtet werden, daß die Response bei jeweils unterschiedlichem Meßstrom ermittelt wurde. In den Responsewerten spiegelt sich natürlich jeweils die entsprechende Wärmeleitfähigkeit G der Bolometerprobe wieder. Die Verringerung von G muß so zur Steigerung der Response S führen, wie es in den Messungen auch ermittelt wurde. Aus dem Vergleich von S_E und S_{str} ergibt sich für alle Proben ein Absorptionskoeffizient von $\eta = 70\%$ bis zu $\eta = 80\%$.

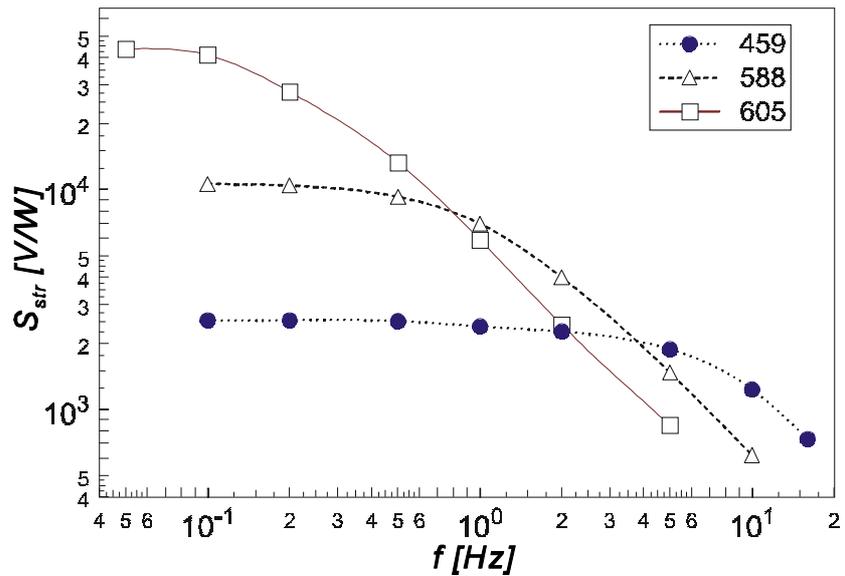


Bild 67 Frequenzverhalten der optischen Response S_{str} für die Bolometerproben SH459 ($I_B = 20 \mu A$), SH588 ($I_B = 20 \mu A$) und SH605 ($I_B = 12 \mu A$).

Korrespondierend zu der in Bild 67 dargestellten Response S_{str} sind in Bild 68 die optischen rauschäquivalenten Leistungen NEP_{str} dieser Bolometerproben bei den entsprechenden Biasströmen I_B vergleichend dargestellt.

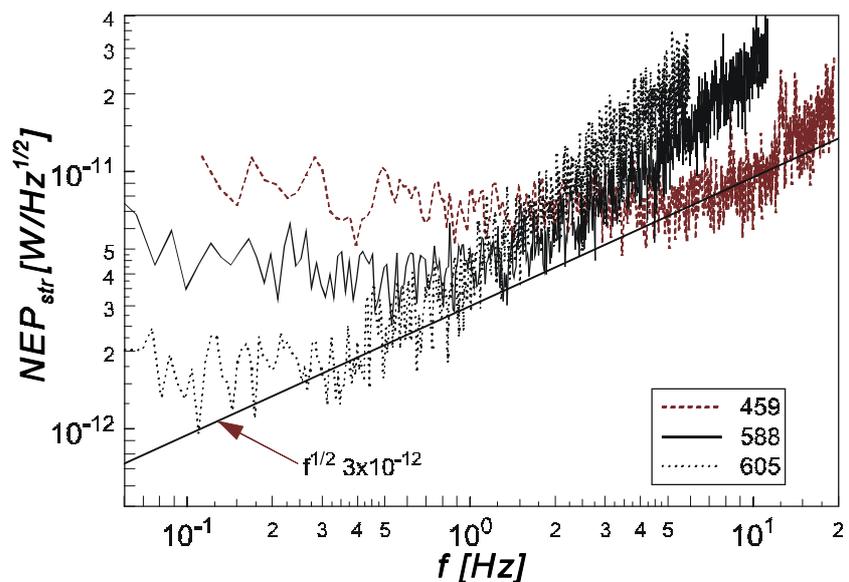


Bild 68 Gemessene optische Rauschspektren NEP_{str} der Bolometerproben SH459, SH588 und SH605.

Die Wahl der Meßtemperatur $T_{0\text{Substr}}$ und des Biasstromes I_B ist in der Praxis relativ unkritisch. Für jedes untersuchte Bolometersystem existiert ein Temperatur- und Biasstrombereich, für den die Rauschspektren nahezu identisch sind und NEP_{\min} den gleichen Wert aufweist. Üblicherweise wird die Temperatur und der Biasstrom so gewählt, daß sich der Bolometerwiderstand in der Mitte des $R(T)$ -Überganges befindet und die Rückkopplungsverstärkung (s. Formel (2)) im Bereich von $a = 0,1$ bis $a = 0,3$ liegt.

Erwartungsgemäß sinkt das Minimum der rauschäquivalenten Leistung NEP mit fallender Wärmeleitfähigkeit G des Bolometersystems (s. Tabelle 10 und Bild 68). In dem Frequenzbereich, in dem die rauschäquivalente Leistung relativ konstant auf dem niedrigsten Niveau NEP_{\min} ist, stimmt sie mit dem theoretisch berechneten Wert des Phononrauschens NEP_{Phonon} nahezu überein. Alle hier untersuchten Bolometer zeichnen sich also durch die Eliminierung der schicht- und damit epitaxiebedingten Rauschquellen aus. Die rauschäquivalente Leistung beginnt dabei dann jeweils oberhalb einer Frequenz von ca. $f = 1 \cdot (1/2\pi\tau)$ bis ca. $f = 1,5 \cdot (1/2\pi\tau)$ über den Wert NEP_{\min} wieder anzusteigen.

Die in Bild 68 eingezeichnete Gerade markiert das experimentelle Limit der rauschäquivalenten Leistung NEP_{Limit} bei den hier untersuchten Bolometersystemen. Diese Grenzlinie ist durch die Formel

$$NEP_{\text{Limit}} \approx 3 \times 10^{-12} \cdot \sqrt{f} \left[\frac{W}{\sqrt{Hz}} \right] \quad (30)$$

gegeben. Diese Relation zwischen der rauschäquivalenten Leistung NEP_{Limit} und der Frequenz f wird durch die Wärmekapazität C des Bolometersystems bestimmt: Mit der Beziehung für die Wärmeleitfähigkeit

$$G = \frac{C}{\tau} = 2\pi f C \quad (31)$$

wird das Phonon-Rauschen zu (vgl. Formel (9)):

$$NEP_{\text{Phonon}} = \frac{\sqrt{4k_B T^2 G}}{\eta} = \frac{\sqrt{8\pi f k_B T^2 C}}{\eta} \quad (32)$$

Da das Rauschverhalten der Bolometer von NEP_{Phonon} dominiert wird, ergibt sich mit einer experimentell ermittelten Wärmekapazität von $C = 2 \mu\text{J/K}$ und einem Absorptionskoeffizienten von $\eta = 78 \%$ die in Formel (30) gegebene Beziehung für NEP_{Limit} .

Mit den in Tabelle 10 aufgeführten Werten von NEP_{Emin} läßt sich die Detektivität D^* der einzelnen untersuchten Bolometersysteme mit (vgl. Formel (8))

$$D^* = \eta \frac{\sqrt{A}}{NEP_{\text{Emin}}} \quad (33)$$

ermitteln. Die kreisrunde Detektorfläche A hat einen Durchmesser von 1,1 mm und für den Absorptionskoeffizienten wird entsprechend des experimentellen Befundes $\eta = 78 \%$ angesetzt. Damit ergeben sich die in Tabelle 11 aufgeführten Detektivitäten D^* der hier untersuchten Bolometersysteme. Wie in Bild 69 zu sehen ist, skalieren die Werte von D^* gemäß des in Formel (10) gegebenen Zusammenhanges mit dem Faktor $G^{-1/2}$.

Tabelle 11 Detektivität D^* und Zeitkonstante τ der untersuchten Bolometersysteme.

Probenname	D^* [$\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$]	τ [msec]
SH459	$1,52 \cdot 10^{10}$	24
SH484	$2,24 \cdot 10^{10}$	95
SH588	$2,53 \cdot 10^{10}$	140
SH605	$5,07 \cdot 10^{10}$	600
SH612	$6,34 \cdot 10^{10}$	620

Alle fünf untersuchten Bolometer erfüllen die geforderte Zeitkonstante von $\tau < 1 \text{ sec}$ (s. Tabelle 1), die sich aus dem spezifischen Einsatz des Bolometers in einem satellitengestützten Sensorsystem zur Bestimmung der atmosphärischen OH-Konzentration ergibt. Die Bolometer SH588, SH605 und SH612 erreichen bzw. übertreffen deutlich die gewünschte Detektivität von $D^* > 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$. Damit ist es gelungen, durch Optimierung aller notwendigen Technologieschritte ein Bolometersystem so zu entwickeln, das die geforderten Performance-Daten übertrifft und hinsichtlich der Detektivität D^* sogar die weltbesten Kenndaten für HTSL-Bolometer aufweist.

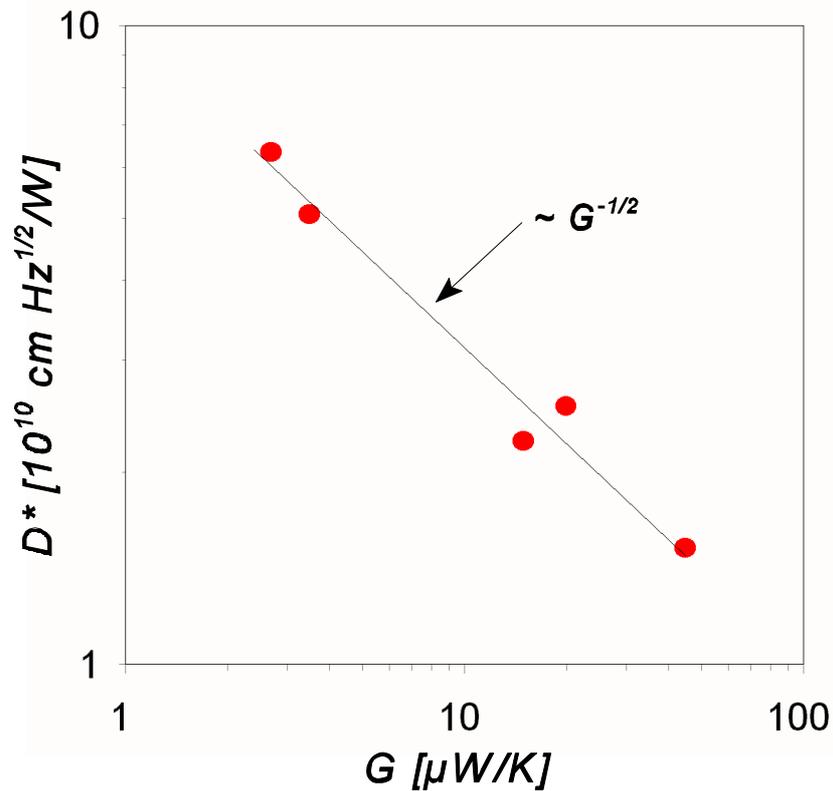


Bild 69 Detektivität D^* als Funktion der Wärmeleitfähigkeit G für die untersuchten Bolometersysteme. Die eingezeichnete Gerade markiert den von der Theorie vorhergesagten Zusammenhang von D^* und G .

4.3 Berechnung der Bolometer-Performance

Die gemessene Wärmeleitfähigkeit G der realen Systeme läßt sich mit den aus der Theorie ermittelten Größen für das aus der quadratischen Membranfläche und den mehrschichtigen Zuleitungen bestehende System vergleichen. In den Formeln (20, 22) und (21) sind die zu berechnenden Gleichungen für G_{Membr} und G_{Zuleit} angegeben. Die für die Berechnung zu verwendenden geometrischen Abmessungen der Bolometer sind in den Tabellen 5 bis 9 aufgelistet. Für alle Bolometer hat die Absorberfläche einen Durchmesser von $D_{\text{Abs}} = 1,1 \text{ mm}$, die Supraleiterschicht ist jeweils 60 nm und die PtO_x -Schicht jeweils 120 nm dick. Bei einer Temperatur von 90 K besitzt Volumen-Silizium eine spezifische Wärmeleitfähigkeit von $\kappa_{\text{Si}} = 10 \text{ W/cmK}$ und bei einer hohen Bor-Dotierung (Konzentration: $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) eine Wärmeleit-

fähigkeit von $\kappa_{\text{SiBor}} = 0,5 \text{ W/cmK}$ [78]. Da der Siliziumfilm sehr dünn ist, können interne Oberflächeneffekte (Interface zu SiN und zu YSZ) die Wärmeleitfähigkeit stark beeinflussen. Für die Berechnung wurde für den undotierten Siliziumfilm daher eine spezifische Wärmeleitfähigkeit von $\kappa_{\text{Si}} = 2,3 \text{ W/cmK}$ gewählt, da dann die beste Übereinstimmung von Theorie und Meßergebnissen zu erhalten ist. Die anderen in Tabelle 12 aufgeführten Materialparameter sind der Literatur entnommen [80,81,82,83].

Tabelle 12 Spezifische Wärmeleitfähigkeit κ [W/cmK].

Si	2,3 bzw. 0,5
SiN	0,035
YSZ/CeO ₂	0,015
GBCO	0,085
GBCO degradiert	0,030
PtO _x	0,034

Die gute Übereinstimmung der Berechnung mit den gemessenen Wärmeleitfähigkeiten wird in Tabelle 13 gezeigt. Dieses Berechnungsmodell ist also in der Lage, bei der Entwicklung neuer Layoutmodifikationen im Vorfeld zuverlässige Aussagen über die zu erwartenden Performancedaten zu

Tabelle 13 Berechnete und gemessene Wärmeleitfähigkeit G [$\mu\text{W/K}$] der Bolometerproben.

Probe	SH459	SH484	SH588	SH605	SH612
Rechnung					
G_{Membr}	25,36	1233	1379	196	211
$G_{\text{SiN-Beinchen}}$				40	47
G_{Zuleit}	852	423	93	112	13
G_{gesamt}	3388	1655	1472	348	272
G_{Messung}	4500	1500	2000	350	270

prognostizieren. So können also insbesondere die Membranabmessungen (Dicke und Kantenlänge) zielgerichtet auf die gewünschte Anwendung hin gewählt und der Optimierungsprozeß so beschleunigt werden.

5. Ausblick

Neben dem Einsatz eines HTSL-Bolometers als Sensor in einem satellitengestützten Analysesystem zur Bestimmung der OH-Konzentration in der Stratosphäre sind noch viele weitere Anwendungsmöglichkeiten interessant. Bolometer zeichnen sich gegenüber Quantendetektoren durch eine weitgehend wellenlängenunabhängige Detektivität aus, wodurch ihr Einsatz in verschiedenen Spektralgebieten vom fernen IR bis in den UV-Bereich, insbesondere auch in Breitbandspektrometern und IR-FT-Spektrometern möglich und besonders attraktiv wird. Für den Anwendungsfall in einem IR-FT-Spektrometer muß auf Grund der Geräteeigenschaften die Detektivität einen Wert von $D^* = 2 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ bei einer Zeitkonstante von $\tau = 1 \text{ msec}$ (d.h. die Kreisfrequenz beträgt $\omega = 1000 \text{ Hz}$) erreichen.

Mit Hilfe der Formeln (20, 22) bis (23) und den in den Tabellen 12 und 14 aufgelisteten Materialparametern [78,80,81,82,83] können die thermischen Eigenschaften als Funktion der Membrandimensionen simuliert werden. Dabei werden alle anderen geometrischen Abmessungen so wie bei den in Kapitel 4.2 beschriebenen Bolometerproben gewählt. In Bild 70 sind die sich ergebenden Wärmeleitfähigkeiten G und in Bild 71 sind die Wärmekapazitäten C als

Tabelle 14 Spezifische Wärmekapazität c [$\text{J}/\text{cm}^3\text{K}$].

Si	0,52
SiN	0,31
YSZ/CeO ₂	0,70
GBCO	1,20
GBCO degradiert	1,20
PtO _x	1,80

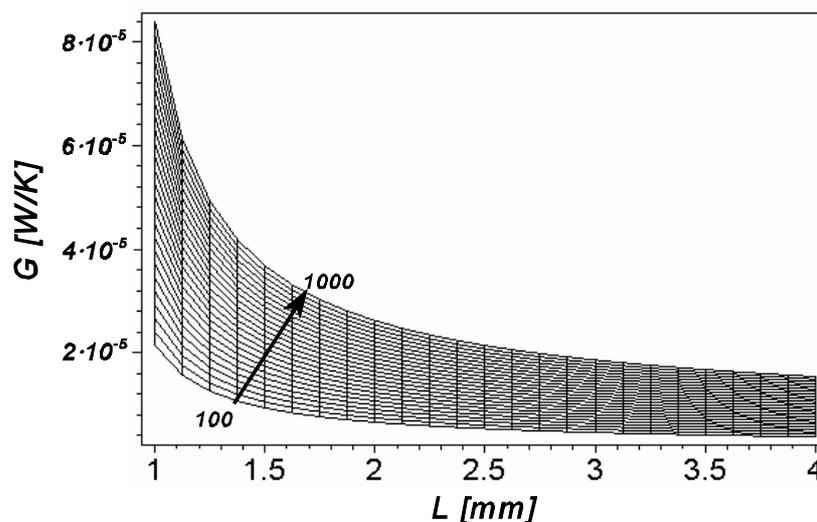


Bild 70 Die Wärmeleitfähigkeit G in Abhängigkeit von der Membrankantenlänge L . Die Dicke d der SiN-Membran variiert von 100 nm bis zu 1000 nm.

Funktion der Membranabmessungen dargestellt.

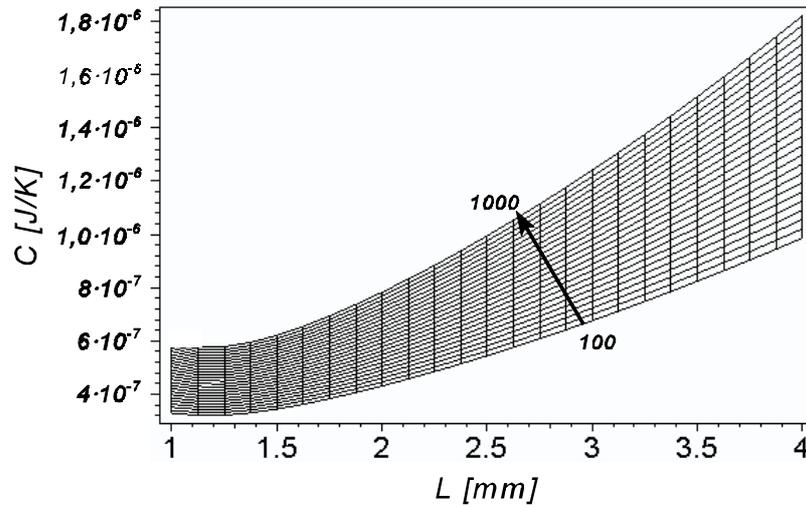


Bild 71 Die Wärmekapazität C in Abhängigkeit von der Membrankantenlänge L . Die Dicke d der SiN-Membran variiert von 100 nm bis zu 1000 nm.

Für die einzelnen Rauschbeiträge gilt (vgl. Formel (7)):

$$NEP_{Phonon} = \sqrt{4k_B T^2 G} \quad [W/\sqrt{Hz}] \quad (34)$$

$$NEP_{Johnson} = \sqrt{\frac{4k_B T}{P}} \frac{G}{\alpha} |1 + i\omega\tau| \quad [W/\sqrt{Hz}] \quad (35)$$

$$NEP_{1/f} = \sqrt{\frac{1}{f} \frac{\gamma_H}{n_c Vol}} \frac{G}{\alpha} |1 + i\omega\tau| \quad [W/\sqrt{Hz}] \quad (36)$$

Hierbei ist f die Frequenz, γ_H der Hooge-Parameter, n_c die Ladungsträgerkonzentration und Vol das Volumen des Supraleiterwiderstandes. In dieser Formulierung sind die Rauschbeiträge aus den Formeln (34) bis (36) unabhängig von dem Betriebsmodus des Bolometers [18,84]. Die in der Formel (35) für das Johnson-Rauschen NEP_{Johnson} auftretende Energie P hat allerdings im Konstantspannungs-Betrieb auf Grund der größeren Temperaturdifferenz zwischen dem gekühlten Substrat und der Arbeitstemperatur des Supraleitermäanders (vgl. Formel (17)) einen größeren Betrag als im Konstantstrom-Betrieb. Da alle Rauschbeiträge eine Funktion der Wärmeleitfähigkeit G sind, können basierend auf den Ergebnissen der Simulation der thermischen Bolometerkenndaten die elektrischen Bolometereigenschaften berechnet werden.

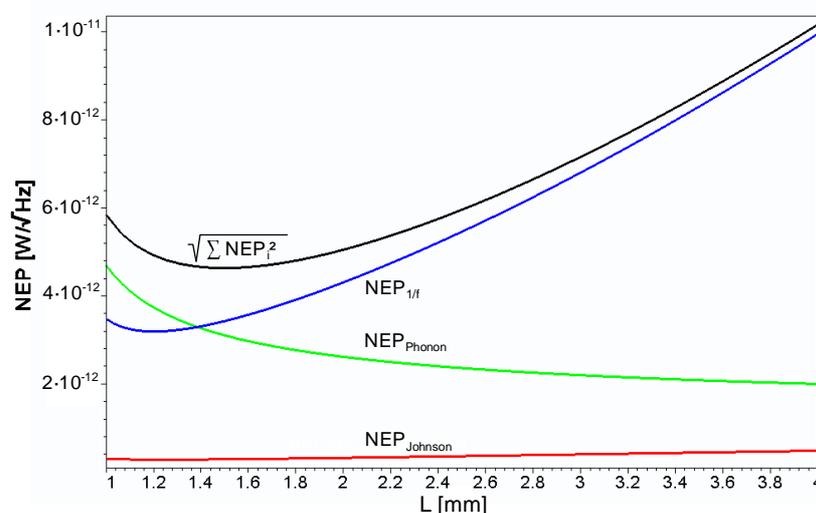


Bild 72 Die Rauschbeiträge als Funktion der Membrankantenlänge L bei einer Kreisfrequenz von $\omega = 1000$ Hz. Die Membrandicke beträgt $d = 500$ nm.

In Bild 72 sind die einzelnen Rauschbeiträge in Abhängigkeit von der Membrankantenlänge L dargestellt. Dabei wurde bei einer Kreisfrequenz von $\omega = 1000$ Hz die Betriebstemperatur mit $T = 90$ K, der Hooge-Parameter mit $\gamma_H = 1$ [85], der Temperaturkoeffizient mit $\alpha = 1,5 \text{ K}^{-1}$, und die Ladungsträgerdichte mit $n_c = 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ gewählt. Bei einer Kantenlänge von $L = 1,6$ mm hat die gesamte rauschäquivalente Leistung NEP einen minimalen Wert. Für kleinere Kantenlängen wird das Phononrauschen und für größere Kantenlängen das $1/f$ -Rauschen zum limitierenden Faktor. Das frequenzabhängige Rauschspektrum hat mit diesen Membrandimensionen den in Bild 73 dargestellten Verlauf.

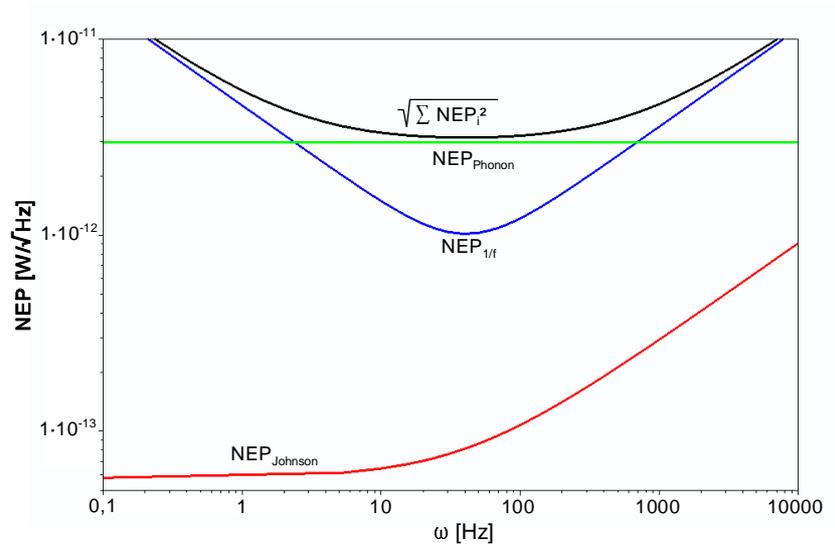


Bild 73 Die Rauschbeiträge als Funktion der Frequenz ω (Membran: $L=1,6$ mm, $d = 500$ nm).

Die zu den Bildern 72 und 73 korrespondierenden Darstellungen der Detektivität D^* sind in den Bildern 74 und 75 gezeichnet.

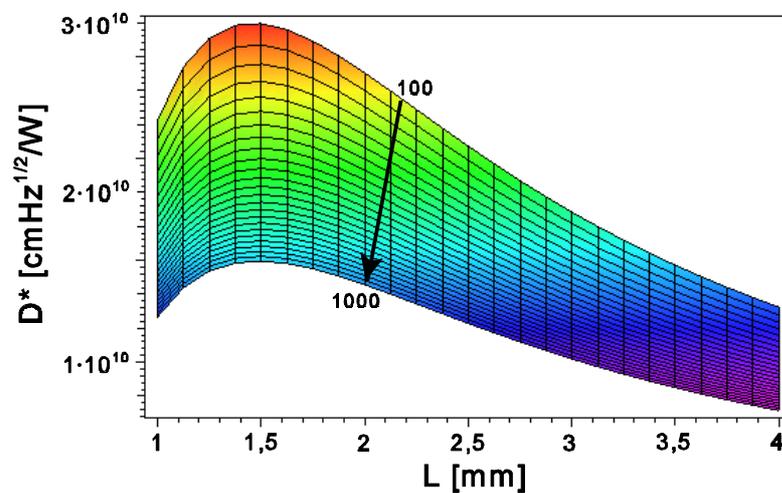


Bild 74 Die Detektivität D^* als Funktion der Membrankantenlänge L bei einer Kreisfrequenz von $\omega = 1000$ Hz. Die Dicke d der SiN-Membran variiert von 100 nm bis zu 1000 nm.

In Bild 75 ist abzulesen, daß für eine Membrankantenlänge von $L = 1,6$ mm bei einer Dicke von

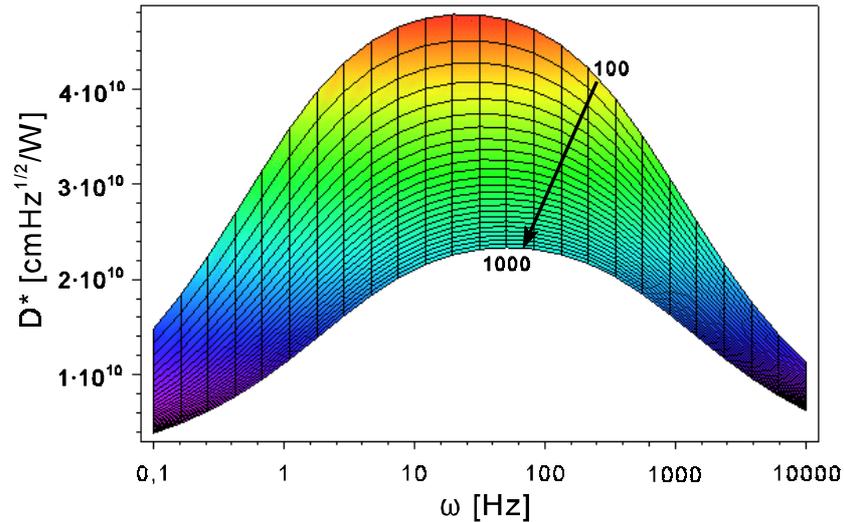


Bild 75 Die Detektivität D^* als Funktion der Kreisfrequenz bei einer Membrankantenlänge von $L = 1,6$ mm. Die Dicke d der SiN-Membran variiert von 100 nm bis zu 1000 nm.

$d = 500$ nm im gesamten relevanten Frequenzbereich die Detektivität zwischen $D^* = 2 \cdot 10^{10}$ cmHz^{1/2}/W und $D^* = 3,5 \cdot 10^{10}$ cmHz^{1/2}/W liegt. Die sich aus einem Einsatz des HTSL-Bolometers in einem IR-FT-Spektrometer ergebenden Anforderungen an die Detektivität und die Zeitkonstante lassen sich also bei der optimalen Wahl der Membrandimensionen erreichen.

6. Zusammenfassung

Bolometer eignen sich als Detektor zur Messung der langwelligen Emissionslinie des OH-Moleküls in der Stratosphäre mit Hilfe eines satellitengestützten Analysesystems besonders auf Grund ihrer hohen Empfindlichkeit im fernen Infrarotbereich. Aus dieser spezifischen Anwendung ergeben sich bisher nicht erreichte Anforderungen an die Performance-Daten des Sensorsystems bzgl. der Detektivität von $D^* > 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ bei einer Zeitkonstanten von $\tau < 1 \text{ sec.}$ Die Entwicklung und Optimierung eines Membran-Bolometers, bei dem ein bei der Sprungtemperatur T_c betriebener Hochtemperatursupraleiter als Thermometer dient, wird in dieser Arbeit beschrieben.

Zur Realisierung von HTSL-Bolometern, die die gewünschten Kenndaten erreichen, ist eine Technologiekette entwickelt worden, deren einzelne Prozessschritte optimal aufeinander abgestimmt sind. Als Ausgangsmaterial dienen SON-Substrate, die aus einer 60 nm bis 350 nm dicken monokristallinen Silizium-Lage auf einem mit Siliziumnitrid umgebenem Silizium(100)-Wafer bestehen. Die 0,5 μm bis 1 μm dicke SiN-Schicht bildet nach dem rückseitigen Entfernen des Siliziums die Membranfläche, die sich durch eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit und hohe mechanische Stabilität auszeichnet. Zur Abscheidung der $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Supraleiterschicht ist eine perfekte CeO_2 -YSZ-Doppelpufferschicht auf der Silizium-Lage als Epitaxievoraussetzung notwendig. Dieses Pufferschichtsystem wurde mit einer neu entwickelten UHV-Abscheideanlage unter Verwendung eines Elektronenstrahlverdampfers epitaktisch hergestellt. Die Einführung eines zusätzlichen Temperaturschrittes vor der Pufferschichtabscheidung gewährleistet den optimalen heteroepitaktischen Aufbau der Si-YSZ- CeO_2 -GBCO-Schichtstruktur. Zur Anpassung des Hochtemperatursupraleiters an die Auswertelektronik muß der Arbeitspunkt der $R(T)$ -Kurve in einem genau bestimmten Widerstandsbereich liegen. Dieses Widerstandintervall ist nur durch die geeignete Wahl des Länge-zu-Weite-Verhältnisses des Supraleiters im Bereich der Absorberfläche zu erreichen. Dazu wurde mit Hilfe der sogenannten Inhibit-Technologie das Si-YSZ- CeO_2 -Schichtsystem zu einem Mäander strukturiert.

Die thermischen Kenndaten insbesondere der Membranfläche sind von besonderer Bedeutung für die Performance des Bolometers, da die Wärmeleitfähigkeit und -kapazität der Siliziumnitrid-Membranfläche einen dominierenden Einfluß auf die Detektivität und die Zeitkonstante des Sensors haben. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt,

die Membranfläche gezielt abzdünnen bzw. zu strukturieren. Durch Variation der Prozeßreihenfolge ist zum ersten Mal die Herstellung einer vollständig freistehenden Spinnennetzstruktur gelungen.

Die Supraleiterschicht muß für die beabsichtigte Anwendung über einen langen Zeitraum stabile elektrische Eigenschaften aufweisen. Nur bei hervorragender epitaktischer Qualität des Schichtsystems werden die Degradationsmechanismen ausreichend unterdrückt. Über einen Zeitraum von 1½ Jahren sind keine Verschlechterungen sowohl der R(T)-Kurven als auch der rauschäquivalenten Leistung NEP beobachtet worden. Das Rauschspektrum der Bolometerproben wird vollständig vom Phonon-Rauschen dominiert. Dieses Phonon-Rauschen hat seine Ursache in der Bewegung quantisierter Energieträger aufgrund der Wärmeleitung (Wärmetransport vom Mäanderbereich zum gekühlten Substrat). Die Rauschkomponenten Johnson- und Excess(1/f)-Noise liefern nur einen vernachlässigbaren Beitrag. Die Rauscheigenschaften und damit die epitaktische Qualität des komplexen Schichtsystems zeigen also durch die Optimierung der technologischen Prozeßführung hervorragende Attribute.

Exemplarisch sind fünf Bolometersysteme untersucht worden, die sich insbesondere im Membranlayout unterscheiden. Die Kantenlänge der Membranfläche wurde dabei von $L = 2$ mm bis zu $L = 4,8$ mm variiert, zwei Proben weisen dabei eine Spinnennetzstruktur auf.

Im Vergleich zu Supraleitern, die auf massiven gepufferten Siliziumsubstraten abgeschieden werden, weisen die hier untersuchten GBCO-Schichten auf den Siliziumnitrid-Membranflächen auf Grund der Reduktion des Schichtstresses eine um ca. 2 K bis 4 K höhere Sprungtemperatur auf. Die experimentell bestimmte Wärmeleitfähigkeit konnte von $45 \mu\text{W/K}$ (Membranfläche: $2 \times 2 \text{ mm}^2$) bis zu $2,7 \mu\text{W/K}$ (Membranfläche: $4,2 \times 4,2 \text{ mm}^2$, Spinnennetzstruktur) reduziert werden. Die Response erreicht dabei Spitzenwerte von $S_E = 57,4 \text{ kV/W}$. Das Minimum der rauschäquivalenten Leistung NEP sinkt mit fallender Wärmeleitfähigkeit G des Bolometersystems. Das experimentell ermittelte Limit für das Rauschspektrum NEP_{Limit} , das für alle untersuchten Bolometersystemen gilt, ist durch die Beziehung $NEP_{\text{Limit}} \approx 3 \cdot 10^{-12} \cdot f^{-1/2}$ gegeben.

Alle fünf untersuchten Bolometer erfüllen die geforderte Zeitkonstante von $\tau < 1 \text{ sec}$. Drei der hier vorgestellten Bolometer erreichen bzw. übertreffen deutlich die gewünschte Detektivität von $D^* > 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$. Damit ist es gelungen, durch Optimierung aller notwendigen Technologieschritte ein Bolometersystem so zu entwickeln, das die geforderten

Performance-Daten übertrifft und hinsichtlich der Detektivität D^* sogar die weltbesten Kenn-
daten für HTSL-Bolometer aufweist (s. Bild 76).

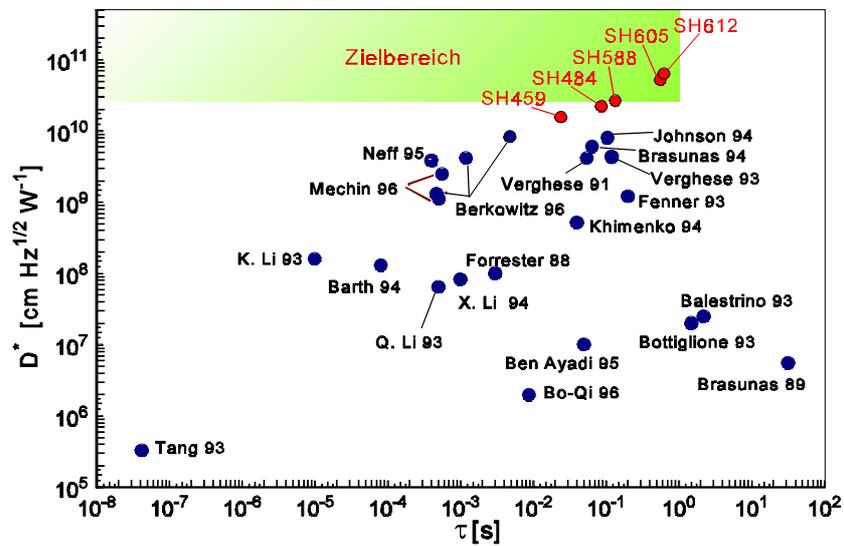


Bild 76 Vergleich der weltweit veröffentlichten Performance verschiedener HTSL-Bolometer (●). Die Kenn-
daten der hier entwickelten Sensorsysteme (●) erreichen mit ihrer Weltrekord-
performance das angestrebte Zielgebiet der geplanten Anwendung.

Anhang

A1 Herstellung der SON-Substrate

Die für die Bolometerherstellung als Substratmaterial verwendeten SON-Wafer wurden am MESA-Institut der Universität Twente in Enschede (NL) hergestellt [86,87]. Dazu wurde auch Ausgangsmaterial verwendet, das im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurde.

Die SON-Wafer bestehen aus einer homogenen 280 nm bis 400 nm dicken monokristallinen Silizium-Lage, die sich auf einer 1 μm dicken amorphen Siliziumnitrid-Schicht befindet. Diese SON-Schichtstruktur wurde in einem speziellen Wafer-Bond-Verfahren (BESOI = Bond and Etch back Silicon On Insulator) produziert. Das siliziumreiche Si_xN_y wurde in einem LPCVD-Verfahren hergestellt. Durch den Siliziumüberschuß in der Nitridschicht wird die Bildung von streßbedingten Störungen vermieden. Um einen zweiten Wafer auf den Siliziumnitridwafer bonden zu können, muß die Oberflächenrauigkeit durch einen chemisch-mechanischen Polierprozeß (CMP = Chemical Mechanical Polishing) reduziert werden. Zusätzlich müssen beide Wafer mit Salpetersäure und anschließendem Spülen mit DI-Wasser vor dem Bond-Prozeß gereinigt werden.

Zwei verschiedene Methoden (Option 1 und Option 2 in Bild 77) wurden angewandt, um die dünne Silizium-Lage auf dem Si-Nitrid-Wafer nach dem KOH-Ätzprozeß zu erhalten:

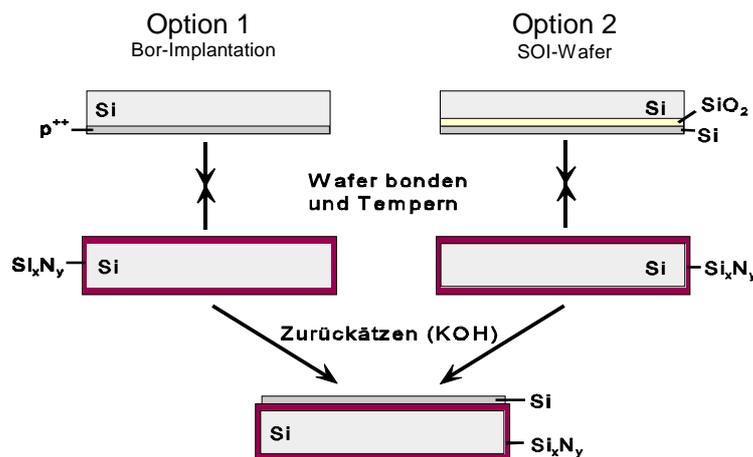


Bild 77 Schematische Darstellung der zwei Optionen zur Herstellung der SON-Substrate.

Zum einen wurde ein Bor-Ätzstopp (Option 1) und zum anderen das vergrabene Siliziumdioxid eines kommerziell erhältlichen SOI-Wafers als Ätzstopp (Option 2) für das kontrollierte Zurückätzen des oberen Wafers in KOH verwendet. Bei der ersten Option wurden doppelseitig polierte 3"-Wafer mit einer Energie von 35 keV und einer Dosis von $1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^2$ mit Bor implantiert. Die sich dann nach einer 1-stündigen Temperung bei verschiedenen Temperaturen ergebenden Dotierstoff-Tiefenprofile sind in Computersimulationen berechnet worden (s. Bild 78). Bei Borkonzentrationen oberhalb von $1 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ sinkt die Siliziumätzrate in KOH (mit Zusatz von IPA) um den Faktor 1000 gegenüber dem undotierten Silizium, so daß ein Ätzstoppeffekt auftritt [88]. Die Temperbedingungen wurden so gewählt, daß diese Borkonzentration bis zu einer Tiefe von 300 nm bzw. 400 nm vorhanden ist. Nach dem Zurückätzen wurde durch einen anschließenden CMP-Prozeß die Si-Lage bis zur gewünschten Dicke weiter dünn geschliffen und geglättet.

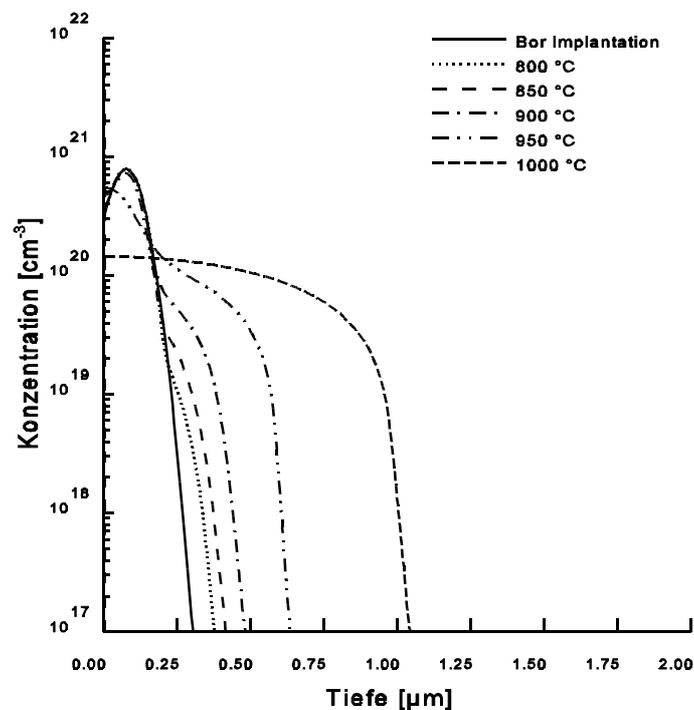


Bild 78 Computersimulationen zum Dotierstoff-Tiefenprofil nach einer Bor-Implantation (Energie: 35 keV; Dosis: $1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^2$; Tempern: 60 min bei verschiedenen Temperaturen).

Bei der zweiten Option wurden 4"-SOI-Wafer verwendet, die unterhalb einer 280 nm bzw. 400 nm dicken Si-Lage ein 400 nm dickes vergrabenes Siliziumdioxid besitzen. Der Herstellungsprozeß der bei der Fa. SOITEC, Grenoble, France, gekauften SOI-Wafer ist in Bild 79 skizziert [89].

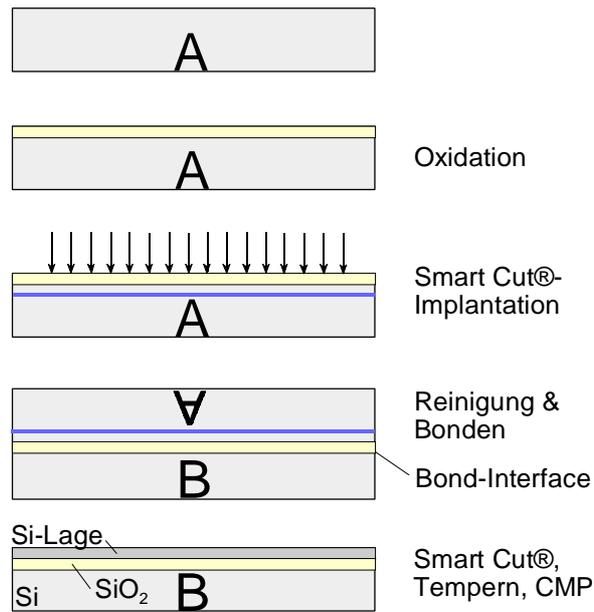


Bild 79 Schematische Darstellung des Produktionsprozesses der SOI-Wafer, die als Ausgangsmaterial für die SON-Herstellung (Option 2) dienen.

Nach dem Zurückätzen des auf das SiN-Substrat gebondeten SOI-Wafers in KOH (Bild 77 unten) wird die als Ätzstopp dienende SiO₂-Schicht in gepufferter HF-Säure entfernt. An den Bond-Prozeß der beiden Wafer schließt sich ein 15-stündiger Temperprozeß bei 1000 °C unter Stickstoffatmosphäre an.

A2 Abscheidung und Passivierung der HTSL-Schichten

Die supraleitenden Gd₁Ba₂Cu₃O_{7-x}-Filme wurden mit einem Zylindermagnetron (s. Bild 80) auf die gepufferten Substrate abgeschieden [90]. Durch die quasi ‘off-axis’-Anordnung wird der störende Rücksputtereffekt vermieden. Die Prozeßparameter (s. Tabelle 15) müssen dabei so gewählt werden, daß die sich aus dem Phasendiagramm ergebenden Randbedingungen eingehalten werden [91].

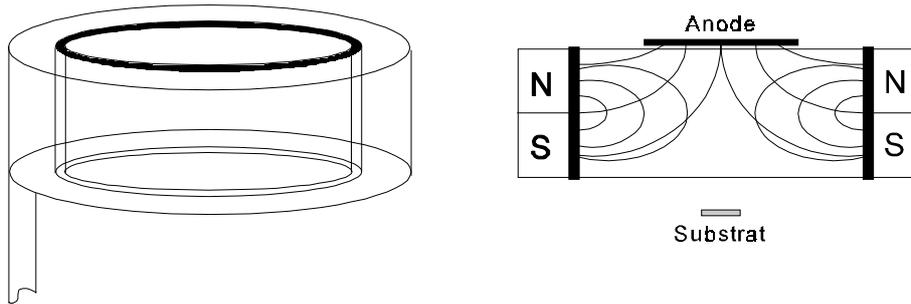


Bild 80 Prinzipskizze eines Zylindermagnetrons mit quasi ‘off-axis’-Anordnung.

Bei der Wahl der Schichtdicke des Supraleiters ist zu beachten, daß es ab einer bestimmten Größe zum verstärkten Einsetzen verschiedener Degradationsmechanismen, z.B. durch thermischen Streß, kommen kann. Daher ist als maximale Dicke 60 nm für die GBCO-Schicht gewählt worden.

Neben der geeigneten Wahl der Schichtdicke muß als weitere Maßnahme gegen die Alterung des Supraleiters eine Passivierungsschicht auf den Supraleiter abgeschieden werden. Diese Passivierungsschicht soll die Sauerstoffdiffusion und die Reaktion des Supraleiters mit der Umgebungsluft verhindern. Dazu wurde *in-situ* eine PtO_x -Schicht auf das gerade abgeschiedene $Gd_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ gesputtert [92,93]. Diese PtO_x -Passivierungsschicht wird durch reaktives Magnetron-Sputtern eines metallischen Platin-Targets in reiner Sauerstoffatmosphäre abgeschieden. Durch geeignete Wahl der Depositionsbedingungen ist es möglich, dichte, fast isolierende, pinholefreie und gut haftende PtO_x -Filme abzuschneiden, die hervorragende Passivierungseigenschaften aufweisen.

Um den Supraleiter elektrisch kontaktieren zu können, wurde die Platinoxidschicht im Bereich der Pads lokal mit einem Argon-Laser erhitzt [94]. Bei Temperaturen oberhalb von 500 °C wird das Platinoxid zu metallischem Platin reduziert. Durch optimale Wahl der Prozeßparameter

Tabelle 15 Prozeßparameter bei der Abscheidung der GBCO-Supraleiterschichten.

Prozeßdruck	20 Pa
Leistung	150 W
Spannung	150 V
Strom	950 mA
Abstand Anode - Substrat	100 mm
Substrat-Temperatur	700 °C
Schichtdicke	60 nm
Abscheiderate	1 nm/min

konnte das Kontaktrauschen ausreichend reduziert werden, so daß diese Rauschquelle keinen meßbaren Beitrag zum Rauschverhalten des Gesamtsystems mehr leistet.

Die Arbeiten zur HTSL-Beschichtung mit der anschließenden Passivierung und das Umformen der PtO_x -Schicht im Padbereich zu Platin wurden im Rahmen einer Kooperation am Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) in Jena durchgeführt.

A3 Messung der elektrischen Bolometerkenndaten

Zur Charakterisierung des Bolometers mit Hilfe der elektrischen Kenndaten wurde nach folgender Prozedur vorgegangen: Zuerst wurden mit dem in Bild 81 dargestellten Meßaufbau die Abhängigkeit des Bolometerwiderstandes von der Temperatur für verschiedene Bias-Ströme I_B ermittelt. Diese $R(T)$ -Kurven wurden, um Hystereseeffekte und Offsetspannungen zu eliminieren, mit $+I_B$ und $-I_B$ sowohl beim Einkühlen als auch beim Auftauen gemessen.

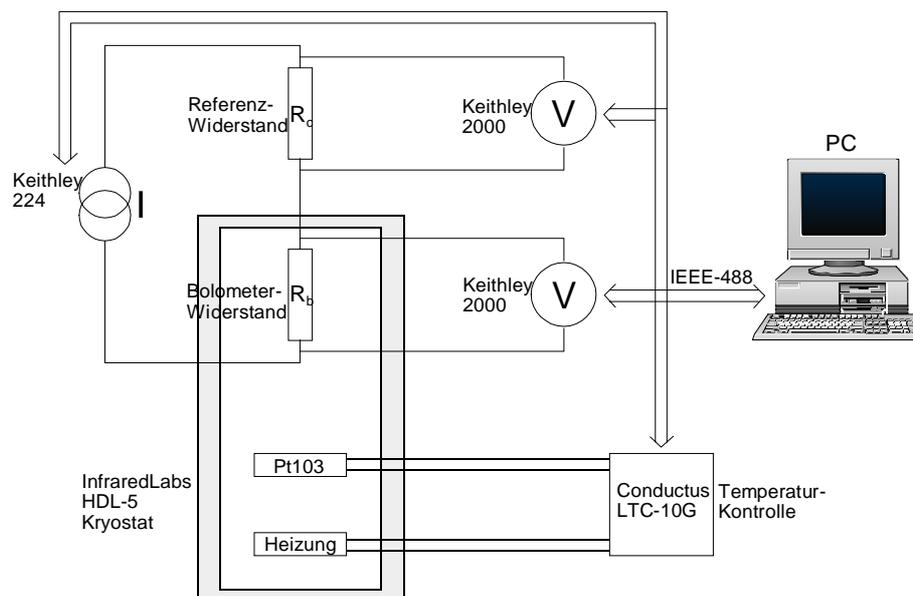


Bild 81 Blockschaltbild zur Messung der $R(T)$ -Kurven.

In Bild 82a) sind für verschiedene Bias-Ströme I_B die gemessenen $R(T)$ -Kurven dargestellt. Da die Temperatur nur am Ort des gekühlten Substrates $T_{0\text{Substr}}$ gemessen werden kann, ist gemäß Formel (1) die Erwärmung des Widerstandsmäanders durch die eingekoppelte Energie P_{el} zu

berücksichtigen. Dieser Effekt führt daher zu den ‘Verschiebungen’ der R(T)-Kurven in Bild 82a).

Aus diesen Verschiebungen wird mit

$$T_{\text{Mäander}} = T_{0\text{Substr}} + I_B^2 \frac{R}{G} \quad (37)$$

numerisch die Wärmeleitfähigkeit G so ermittelt, daß die R(T)-Kurven für die verschiedenen Bias-Ströme I_B zusammenfallen (s. Bild 82b). Aus $R_0(T) = R(T, I \downarrow 0)$ wird dann der Temperaturkoeffizient α (s. Formel (3)) berechnet.

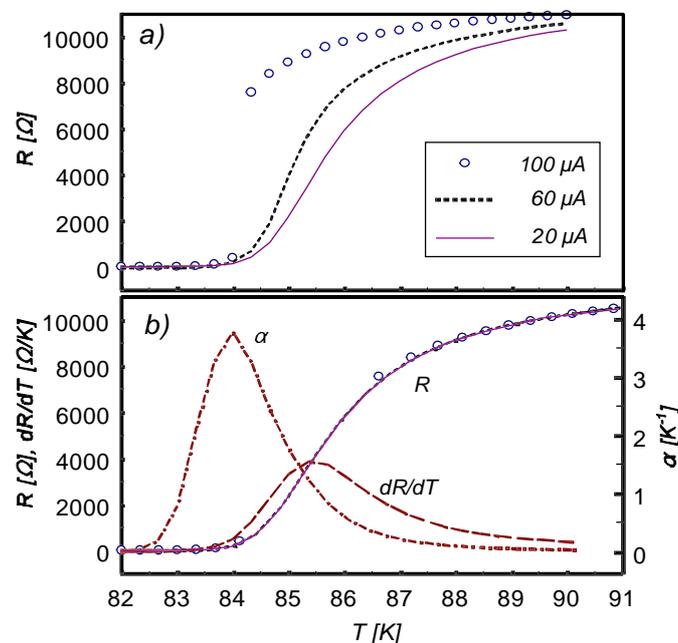


Bild 82 R(T)-Kurven. Bei Bild a) ist der Widerstand R bei verschiedenen Meßströmen über der Substrattemperatur $T_{0\text{Substr}}$ aufgetragen, in Bild b) ist die Temperatur mit $T_{\text{Mäander}} = T_{0\text{Substr}} + I_B^2 R/G$ korrigiert.

Die Zeitkonstante τ_{eff} kann durch Messen der An- bzw. Abklingzeit des Bolometers bei Ansteuerung mit einer zyklischen Rechteckspannung bestimmt werden. Hieraus läßt sich dann die Wärmekapazität C nach Formel (11) berechnen.

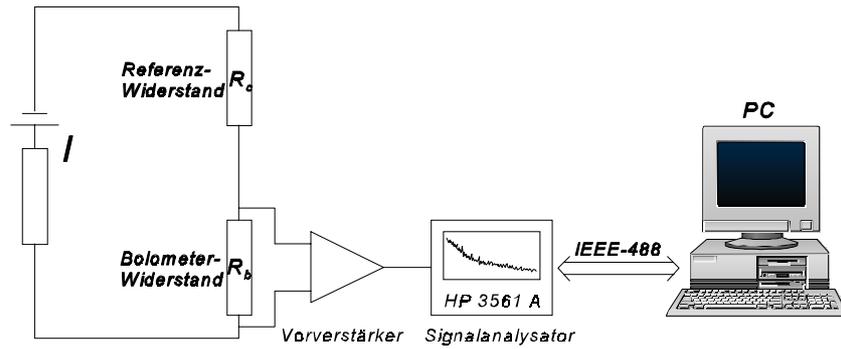


Bild 83 Blockschaltbild zur Messung der Rauscheigenschaften.

Die spektrale Leistungsdichte der Spannungsfluktuation $S_V(\omega)$ wurde mit dem in Bild 83 dargestellten Meßaufbau bestimmt. Bei der Messung wurden sowohl bei eingeschaltetem Batteriestrom als auch bei abgeschaltetem Strom $I_B = 0$ die zu detektierenden Signale mit dem Signalanalysator *HP 3561 A* gemessen und voneinander abgezogen.

Anschließend wurde die elektrische Spannungs-Response S_E (vgl. Formel (6) und (40)) gemessen. Sie gibt das Verhältnis der Spannungsantwort des Bolometers zur elektrisch eingekoppelten Energie an. Wird die Energie optisch als Strahlung induziert (s. Meßaufbau in Bild 84), läßt sich die optische Spannungs-Response S_{str} ermitteln. Als Strahlungsquelle dienten zwei schwarze Körper mit einer Temperatur von 30 °C bzw. 50 °C. Mit einer Filter-Kollektor-Kombination wurde das Licht auf den Mäanderbereich des Bolometers fokussiert. Die Wellenlängen des Strahlungsspektrums reichen von 70 μm bis zu 200 μm mit einem Maximum bei 85 μm .

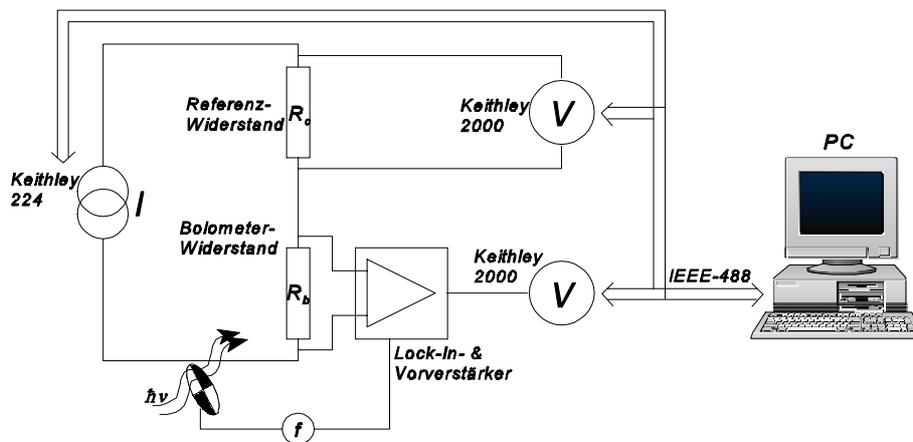


Bild 84 Blockschaltbild zur Messung der optischen Bolometerkenn-
daten.

Hieraus kann dann zum einen die elektrische rauschäquivalente Leistung NEP_E

$$NEP_E = \frac{\sqrt{S_V(\omega)}}{S_E} \quad (38)$$

und zum anderen die optische rauschäquivalente Leistung NEP_{str} bestimmt werden, und der Absorptionskoeffizient η läßt sich errechnen:

$$NEP_{str} = \frac{\sqrt{S_V(\omega)}}{S_{str}} \quad (39)$$

$$\eta = \frac{S_{str}}{S_E} \quad (40)$$

Die Messungen der elektrischen Bolometerkenndaten wurden im Rahmen einer Kooperation bei der niederländischen Raumfahrtagentur SRON (Space Research Organization Netherlands) in Ütrecht durchgeführt.

A4 Analytische Berechnung der thermischen Sensorkenndaten

Bei der Herleitung der analytischen Lösung (20, 22) der Wärmeleitungsgleichung (19) wird zuerst zur Vereinfachung von der in Bild 85 dargestellten kreisrunden Membranfläche mit dem Radius r_2 ausgegangen. Für diesen rotationssymmetrischen Spezialfall folgt dann aus der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung (19) im Gleichgewichtszustand:

$$0 = \kappa d \nabla^2 T(r) + W_{Abs}(r)$$

$$\text{mit } W_{Abs} = \frac{P}{\pi r_1^2} \quad \text{für } r \leq r_1 \quad (41)$$

$$\text{und } W_{Abs} = 0 \quad \text{für } r_1 \leq r \leq r_2$$

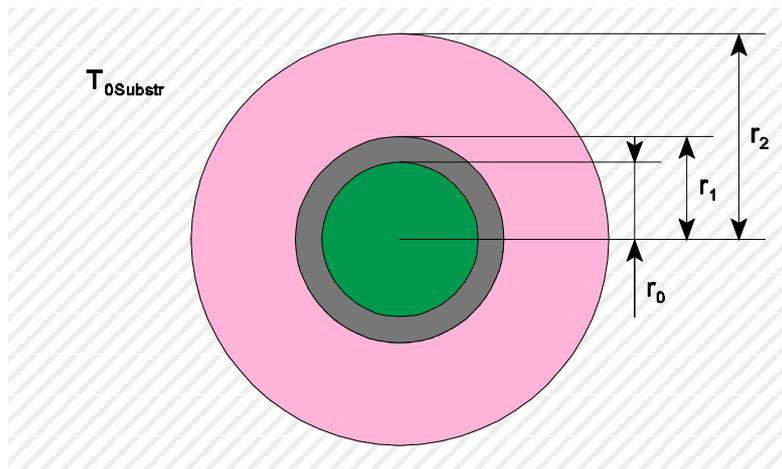


Bild 85 Modell des Bolometers mit runder Membranfläche (Radius r_2) zum Lösen der Wärmeleitungsgleichung. Mäander-radius r_0 , Absorberradius r_1 und Substrattemperatur $T_{0Substr}$.

Diese Differentialgleichung (41) wird gelöst durch [95]:

$$T(r) = \frac{P}{2\pi\kappa d} \left[-\frac{r^2}{2r_1^2} + \ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{2} \right] + T_{0Substr} \quad \text{für } r \leq r_1$$

und

$$T(r) = \frac{P}{2\pi\kappa d} \ln\frac{r_2}{r} + T_{0Substr} \quad \text{für } r_1 \leq r \leq r_2 \quad (42)$$

Die vom Bolometermäander gemessene Temperatur T_M ergibt sich aus dem gemittelten Integral der Temperaturverteilung $T(r)$ über den Radius r_0 :

$$T_M = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) 2\pi r dr$$

$$= \frac{P}{2\pi\kappa d} \left(\ln\frac{r_2}{r_1} - \frac{r_0^2}{4r_1^2} + \frac{1}{2} \right) + T_{0Substr} \quad (43)$$

Die Wärmeleitfähigkeit ergibt sich hieraus zu (vgl. Formel (1)):

$$G = \frac{P}{T_M - T_{0Substr}} = \frac{2\pi\kappa d}{\ln\frac{r_2}{r_1} - \frac{r_0^2}{4r_1^2} + \frac{1}{2}} \quad (44)$$

Beim Übergang von einer kreisförmigen zu einer quadratischen Membranfläche mit der Kantenlänge L ist ein Korrekturfaktor zu beachten [96]:

$$2 \cdot r_2 = 1,08 \cdot L \quad (45)$$

Aus den Gleichungen (44) und (45) folgt sofort die herzuleitende Lösung (20, 22).

Zur Berechnung der Wärmekapazität C wird eine quadratische Membran der Kantenlänge L betrachtet. Die Wärmeleitungsgleichung (19) wird mit der Randbedingung $W_{Abs}(x=L,y,t) = W_{Abs}(x,y=L,t) = 0$ gelöst durch [95,96]:

$$T(x,y,t) = T_{0Substr} + \sum_{m,n=1}^{\infty} A_{m,n} e^{-\frac{\kappa}{c} \pi^2 \frac{m^2+n^2}{L^2} \cdot t} \cdot \sin\frac{m\pi x}{L} \cdot \sin\frac{n\pi y}{L} \quad (46)$$

Hierbei sind die $A_{m,n}$ die Koeffizienten der Fourierschen Doppelreihe. Die in der Lösung (46) dominierende Abklingzeit τ ist hier gegeben durch:

$$\tau = \tau_{1,1} = \frac{c}{\kappa} \cdot \frac{L^2}{2\pi^2} \quad (47)$$

Hieraus läßt sich mit (vgl. Gleichung (11))

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (48)$$

in Verbindung mit Gleichung (44) leicht die in Kapitel 2.2 angegebene Formel (22) für die Wärmekapazität einer quadratischen Membranfläche verifizieren.

Literaturverzeichnis

- [1] R.P. Wayne, "Chemistry of the Atmosphere", Clarendon Press, Oxford, (1985).
- [2] K. Chance, J.J. Wijnbergen, W. Schneider, J.P. Burrows, "The OHIO Concept: A Baseline Design for Satellite-Based Measurements of Stratospheric OH", Proc. SPIE **2159**, p. 21, (1994).
- [3] J.M. Vaughan, "The Fabry-Perot Interferometer. History, Theory, Practice and Applications", Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, (1989).
- [4] K. Chance, J.J. Wijnbergen, P. de Valk, W. Schneider, J.P. Burrows, "The OHIO Concept: Refinements on a Design for Satellite-Based Measurements of Stratospheric OH", Proc. SPIE **2311**, p. 236, (1994).
- [5] J.J. Wijnbergen, P. de Valk, J.P. Burrows, K. Chance, W. Schneider, "The Far Infrared Fabry-Perot Spectrometer as Satellite-Based Atmospheric Sounder", Proc. SPIE **2309**, p. 287, (1994).
- [6] P. de Valk, J.J. Wijnbergen, K. Chance, J.P. Burrows, W. Schneider, "OH-Measurements with Airborne and Satellite Instrumentation in the Lower and the Upper Stratosphere", Proc. SPIE **2309**, p. 279, (1994).
- [7] K. Herrmann, L. Walther, "Wissensspeicher Infrarottechnik", Fachbuchverlag Leipzig, (1990).
- [8] ESA-ESTEC (European Space Agency - European Space Research and Technology Centre), Statement of Work, JP/11/10411/dl, (1994).
- [9] K.A. Müller, J.G. Bednorz, "The discovery of a class of high-temperature superconductors", Science, **237**, p. 1133, (1987).
- [10] P.L. Richards, M. Nahum, S. Verhese, "Design, Fabrication and Evaluation of High- T_c superconducting bolometers", Mat. Res. Soc. Symp. H., paper H2.1, (1990).
- [11] O.A. Khimenko, O.D. Pustyl'nik, I.V. Voinovsky, A.A. Dymnikov, "Millimeter and submillimeter waveguides high-Temperature superconducting bolometer for astronomical navigation", Proc. SPIE **2159**, p. 186, (1994).
- [12] J.C. Brasunas, B. Lakew, "High- T_c superconductor bolometer with record performance", Appl. Phys. Lett., **64**, p. 777, (1994).
- [13] J.P. Rice, E.N. Grossmann, D.A. Rudman, "Antenna-coupled high- T_c air-bridge microbolometer on silicon", Appl. Phys. Lett., **65**, p. 773, (1994).
- [14] H. Neff, J. Laukemper, I.A. Khrebtov, A.D. Tkachenko, E. Steinbeiß, W. Michalke, M. Burnus, T. Heidenblut, G. Hefle, B. Schwierzi, "Sensitive high- T_c transition edge bolometer on a micromachined silicon membrane", Appl. Phys. Lett., **66**, p. 2421,

- (1995).
- [15] D.B. Fenner, Q. Li, W.D. Hamblen, M.E. Johansson, L. Lynds, J.I. Budnick, "Optical and thermal performance advantages for silicon substrates in YBCO bolometer devices", *IEEE Trans. Appl. Superc.*, **3**, p. 2104, (1993).
 - [16] L. Méchin, J.C. Villégier, D. Bloyet, "Suspended epitaxial YBaCuO microbolometers fabricated by silicon micromachining : modelling and measurements", *J. Appl. Phys.*, **81**, p. 7039, (1997).
 - [17] P.L. Richards, "Bolometers for infrared and millimeter waves", *J. Appl. Phys.*, **76**, p. 1, (1994).
 - [18] M.J.M.E. de Nivelte, M.P. Bruijn, R. de Vries, J.J. Wijnbergen, P.A J. de Korte, S. Sánchez, M. Elwenspoek, T. Heidenblut, B. Schwierzi, W. Michalke, E. Steinbeiß, "Low noise high- T_c superconducting bolometer on a silicon nitride membranes for far-infrared detection", *Journal of Applied Physics*, **82**, p. 4719, (1997).
 - [19] P.W. Kruse, "Physics and applications of high- T_c superconductors for infrared detection", *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, p. 229, (1990).
 - [20] A.T. Lee, P.L. Richards, S.W. Nam, B. Cabrera, K.D. Irwin, "A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback", *Appl. Phys. Lett.* **69**, p. 1801, (1996).
 - [21] M. Berg, J. Laukemper, H. Neff, E. Steinbeiß, W. Michalke, M. Burnus, T. Heidenblut, "Thermal budget simulations and device performance of microstructured high- T_c transition edge bolometers on silicon", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5** (No. 2, Part III), p. 2435, (1995).
 - [22] R.M. Hazen, "Crystal structures of high-temperature superconductors", in "Properties of high-temperature superconductors", D. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore, (1990).
 - [23] A. Mogro-Campero, "A review of high-temperature superconducting films on silicon", *Supercond. Sci. Technol.* **3**, p. 155, (1990).
 - [24] T. Matthée, "Heteroepitaxie oxidischer Schichten auf Silizium (001) als Diffusionsbarrieren für Hochtemperatursupraleiter", Dissertation, Universität Augsburg, (1994).
 - [25] J. Tate, P. Berberich, W. Dietsche, H. Kinder, "Preperation and characterization of YBCO thin films on silicon", *J. Less-Common Metals* **151**, P. 311, (1989).
 - [26] K. Nassau, A.E. Miller, "Strontium Titanite: an index to the literature on properties and the growth of single crystals", *J. Crystal Growth* **91**, p. 373, (1988).
 - [27] K. Wasa, H. Adachi, Y. Ichikawa, K. Stesune, K. Hirochi, "Basic thin film processing of high- T_c superconductors", *Review Solid State Science* **2**, p. 453, (1988).

- [28] J. Talvacchio, G.R. Wagner, "High-TC film development for electronic applications", in *Superconductivity Applications for Infrared and Microwave Devices*, SPIE Proc. Vol. **1292**, (1990).
- [29] A. Baermann, W. Guse, H. Saalfeld, "Characterization of different (Me,Zr)O₂ single crystals grown by the skull-melting technique", *J. Crystal Growth* **79**, p. 331, (1986).
- [30] X.D. Wu, R.C. Dye, R.E. Muenchausen, S.R. Foltyn, M. Maley, A.D. Rollet, A.R. Garcia, N.S. Nogar, "Epitaxial CeO₂ films as buffer layers for high-temperature superconducting thin films", *Appl. Phys. Lett.* **58**, p. 2165, (1991).
- [31] J.R. Gavarri, C. Carel, "Structural evolution, thermal expansion anomaly and the Grüneisen constants of the superconductor YBa₂Cu₃O₇", *Physica C* **166**, p. 323, (1990).
- [32] M. Maul, B. Schulte, P. Häussler, G. Frank, T. Steinborn, H. Fuess, H. Adrian, "Epitaxial CeO₂ buffer layers for YBa₂Cu₃O_{7-δ} films on sapphire", *J. Appl. Phys.* **74**, p. 2942, (1993).
- [33] P. Klocek, et al. "Handbook of infrared optical materials", Marcel Dekker Inc. (Verlag), p. 421, (1991).
- [34] "Properties of Silicon", The Institution of Electrical Engineering (INSPEC), EMIS Datareview Series 4, London, (1988).
- [35] T. Soma, H.-M. Kagaya, in "Properties of Silicon", The Institution of Electrical Engineering (INSPEC), EMIS Datareview Series 4, London, p. 33, (1988).
- [36] A. Lubig, "Epitaktisches Wachstum des Hochtemperatursupraleiters YBa₂Cu₃O_{7-x} auf Siliziumeinkristallen mit Pufferschichten", *Berichte des Forschungszentrums Jülich*, Nr. 2524 und Dissertation, Universität Köln, (1991).
- [37] tectra GmbH, "Technical Information - BORALECTRIC heating element", Frankfurt, (1993).
- [38] B. Roas. L. Schulz, G. Endres, "Epitaxial growth of YBa₂Cu₃O_{7-x} thin films by a laser evaporation process", *Appl. Phys. Lett.*, **53**, p. 1557, (1988).
- [39] D.K. Fork, D.B. Fenner, R.W. Barton, J.M. Phillips, G.A.N. Connel, J.B. Boyce, T.H. Geballe, "High critical currents in strained epitaxial YBa₂Cu₃O_{7-δ} on Si", *Appl. Phys. Lett.*, **57**, p. 1161, (1990).
- [40] F. Goerke, M. Schilling, "Buffer layers of yttria stabilized zirconia for YBa₂Cu₃O₇ devices on silicon substrates", *J. of Alloys and Compounds*, **195**, p. 219, (1993).
- [41] M.D. Strikovskiy, E.B. Klyuenkov, S.V. Gaponov, J. Schubert. C.A. Copetti, "Cross fluxes technique for pulsed laser deposition of smooth YBa₂Cu₃O_{7-x} films and multilayers", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, p. 1146, (1993).

- [42] J. Geerk, X.X. Xi, H.C. Li, W.Y. Guan, P. Kus, M. Höbel, G. Linker, O. Meyer, F. Ratzel, C. Schultheiss, R. Smithey, B. Strehlau, F. Weschenfelder, "Superconducting properties of HTSC thin films prepared in situ by single target deposition", Intern. J. Modern Phys. B, **3**, p. 923, (1989).
- [43] C. Pellet, C. Schwebel, H. Hesto, "Physical and electrical properties of yttria-stabilized zirconia epitaxial thin films deposited by ion beam sputtering on silicon", Thin Solid Films, **175**, p. 23, (1989).
- [44] J.C. Bruyère, J. Pluta, M. Brunel, P. Muret, "Superconducting properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films deposited on silicon covered by epitaxial stabilized ZrO_2 ", J. of the Less-Common Met., **151**, p. 429, (1989).
- [45] Y. Iijima, N. Tanabe, O. Kohno, Y. Ikeno, "In-plane aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films deposited on polycrystalline metallic substrates", Appl. Phys. Lett., **60**, p. 769, (1992).
- [46] N. Sonnenberg, A.S. Longo, M.J. Cima, B.P. Chang, K.G. Ressler, P.C. McIntyre, Y.P. Liu, "Preparation of biaxially aligned cubic zirconia films on pyrex glass substrates using ion-beam assisted deposition", J. Appl. Phys., **74**, p. 1027, (1993).
- [47] J. Wiesmann, "Herstellung und Charakterisierung von texturierten CeO_2 - und YSZ-Pufferschichten auf technischen Substraten", Diplomarbeit, Universität Göttingen, (1994).
- [48] H. Fukumoto, T. Imura, Y. Osaka, "Heteroepitaxial Growth of Yttria-Stabilized Zirconia (YSZ) on Silicon", Japanese J. of Appl. Phys., **27**, p. L1404, (1988).
- [49] N.G. Chew, S.W. Goodyear, J.A. Edwards, J.S. Satchell, S.E. Blenkinsop, R.G. Humphreys, "Effect of small changes in composition on the electrical and structural properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films", Appl. Phys. Lett., **57**, p. 2016, (1990).
- [50] T. Inoue, M. Osonoe, H. Tohda, M. Hiramatsu, "Low-temperature epitaxial growth of cerium dioxide layers on (111) silicon substrates", J. Appl. Phys., **69**, p. 8313, (1991).
- [51] P. Berberich, B. Utz, W. Prusseit, H. Kinder, "Homogeneous high quality YBaCuO films on 3" and 4" substrates", Physica C, **219**, p. 497, (1994).
- [52] M. Burnus, T. Heidenblut, G. Hefle, B. Schwierzi, E. Steinbeiß, W. Michalke, H. Neff, "Prozeßtechnologie thermischer Strahlungssensoren auf HTSL-Basis" in *Supraleitung und Tieftemperaturtechnik 1994*, hrsg. vom: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien, VDI-Verlag Düsseldorf, p. 129, (1994).
- [53] M. Burnus, T. Heidenblut, G. Hefle, B. Schwierzi: "Technologie thermischer Strahlungsdetektoren auf HTSL-Basis für radiometrische Anwendungen - Device- und Aufbautechnologie", Abschlußbericht zum BMBF-Forschungsvorhaben FKZ 13N6029, (1995).
- [54] A. Bardal, T. Matthée, J. Wecker, K. Samwer, "Initial stages of epitaxial growth of Y-stabilized ZrO_2 thin films on $\text{a-SiO}_x/\text{Si}(001)$ substrates", J. Appl. Phys., **75**, p. 2902,

- (1994).
- [55] M. Weller, "Atomic defects in yttria- and calcia-stabilized zirconia", *Z. Metallk.*, **84**, p. 381, (1993).
 - [56] M. Weller, H. Schubert, D.D. Udadyaya, "Atomic defects and ionic conductivity in Y_2O_3 doped CeO_2 and ZrO_2 ", *Electroceraamics IV*, Vol. II, ed. by R. Waser et al., Verlag der Augustinus Buchhandlung, Aachen, p. 853, (1994).
 - [57] A. Bardal, O. Eibel, T. Matthée, G. Friedel, J. Wecker, "High-resolution electron microscopy of epitaxial YBCO/ Y_2O_3 /YSZ on Si(001)", *J. Mater. Res.*, **8**, p. 2212, (1993).
 - [58] W. Prusseit, "Herstellung und Charakterisierung epitaktischer $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme auf Halbleitersubstraten", Dissertation, Technische Universität München, (1994).
 - [59] F.K. Shokoohi, L.M. Schiavonne, C.T. Rogers, A. Inam, X.D. Wu, L. Nazar, T. Venkatesan, "Wet chemical etching of high-temperature superconducting Y-Ba-Cu-O films in ethylenediaminetetraacetic acid", *Appl. Phys. Lett.*, **55**, p. 2661, (1989).
 - [60] C.I.H. Ashby, J. Martens, T.A. Plut, D.S. Ginley, J.M. Phillips, "Improved aqueous etchant for high T_c superconductor materials", *Appl. Phys. Lett.*, **60**, p. 2147, (1992).
 - [61] D. May, R. Schneider, H. Wolf, "Herstellung und Charakterisierung von Mikrobrücken aus YBCO Filmen auf YSZ-Substraten", in *Supraleitung und Tieftemperaturtechnik*, VDI-Verlag Düsseldorf, (1991).
 - [62] M.R. Poor, C.B. Fleddermann, "Chemical plasma etching of Y-Ba-Cu-oxide thin films", *J. Appl. Phys.*, **70**, p. 7640, (1991).
 - [63] L. Alff, G.M. Fischer, R. Gross, F. Kober, A. Beck, K.D. Husemann, T. Nissel, F. Schmidl, C. Burckhardt, "Dry-etching processes for high-temperature superconductors", *Physica C*, **200**, p. 277, (1992).
 - [64] R. Barth, B. Spangenberg, H. Kurz, "Low damage dry etching of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting nanometer structures at cryogenic temperatures", in *Applied Superconductivity*, H.C. Freyhardt (Ed.), DGM Informationsgesellschaft, Verlag Oberursel, p. 667, (1993).
 - [65] R. Barth, B. Spangenberg, H. Kurz, "Dry etching studies of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ nm structures at cryogenic temperatures", *Microelectronic Eng.*, **23**, p. 381, (1994).
 - [66] J. Mannhart, M. Scheuermann, C.C. Tsuei, M.M. Oprysko, C.C. Chi, C.P. Umbach, R.H. Koch, C. Miller, "Micropatterning of high T_c films with an excimer laser", *Appl. Phys. Lett.*, **52**, p. 1271, (1988).
 - [67] G.J. Clark, A.D. Marwick, R.H. Koch, R.B. Laibowitz, "Effects of radiation damage ion-implanted thin films of metal-oxide superconductors", *Appl. Phys. Lett.*, **51**, p. 139, (1987).

- [68] Q.Y. Ma, A. Wong, P. Dosanjh, J.F. Carolan, W.N. Hardy, "A planar method for patterning of high-temperature superconducting films and multilayers", *Appl. Phys. Lett.*, **65**, p. 240, (1994).
- [69] J.B. Price, "Anisotropic etching of silicon with KOH-H₂O-Isopropyl alcohol", in *Semiconductor Silicon*, H.R. Huff, R.R. Burges (Eds.), The Electrochem. Soc., Princeton, N. J., p. 339, (1973).
- [70] K.E. Bean, R.L. Yeakley, T.K. Powell, "Orientation dependent etching and deposition of silicon", *Electrochem. Soc. Ext. Abstr.*, **74**, p. 68, (1974).
- [71] W. Leyffer, "Ätzen von (100)-Silizium mit KOH zur Herstellung freitragender SiO₂-Strukturen für mikromechanische Anwendungen", *Wiss. Z. d. TU Karl-Marx-Stadt*, **30**, p. 363, (1988).
- [72] U. Schnakenburg, "IC-prozeßkompatible anisotrop wirkende Ätzlösungen zur Herstellung integrierter Mikrosysteme in Silicium", Dissertation, Techn. Univ. Berlin, (1994).
- [73] A. Merlos, M. Acero, M.H. Bao, J. Bausells, J. Esteve, "TMAH/IPA anisotropic etching characteristics", *Sensors and Actuators*, **A 37-38**, p. 737, (1993).
- [74] K.E. Petersen, "Silicon as a mechanical material", *Proc. IEEE*, **70**, p. 420, (1982).
- [75] Persönliche Mitteilung von S. Sánchez, MESA Institute, University Twente, Enschede (NL).
- [76] H. Henzler, W. Göpel, "Oberflächenphysik des Festkörpers", Teubner Studienbücher, Stuttgart, (1991).
- [77] Persönliche Mitteilung von Dr. E. Steinbeiß, IPHT, Jena.
- [78] Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho, P.G. Klemens, "Thermophysical properties of matter", IFI/Plenum, (1970).
- [79] H. Neff, I.A. Khrebtov, A.D. Tkachenko, E. Steinbeiß, W. Michalke, O.K. Semchinova, T. Heidenblut, J. Laukemper, "Noise, bolometric performance and aging of thin high T_c superconducting films on silicon membranes", *Thin solid films*, **324**, p. 230 (1998).
- [80] S. Verghese, "Infrared detection with high T_c bolometers and response of Nb tunnel junctions to picosecond pulses", PhD thesis, University of California, Berkeley, (1993).
- [81] S.E. Inderhees, M.B. Salomon, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, "Heat capacity of untwinned YBa₂Cu₃O_{7-δ} crystals along the h_{c2} line", *Phys. Rev. Lett.*, **66**, p. 232, (1991).
- [82] B.R. Johnson, M.C. Foote, H.A. Marsh, D.B. Hunt, "Epitaxial YBa₂Cu₃O_{7-δ} superconducting infrared microbolometers on silicon", *Proc. SPIE* **2267**, (1994).

- [83] S.J. Hagen, Z.Z. Wang, N.P. Ong, "Anisotropy of the thermal conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ", Phys. Rev. B **40**, p. 9389, (1989).
- [84] M.P. Bruijn, M.J.M.E. de Nivelte, P.A.J. de Korte, S. Sánchez, M. Elwenspoek, T. Heidenblut, B. Schwierzi, W. Michalke, E. Steinbeiß, "Low noise far-infrared detection at 90 K using high- T_c superconducting bolometers with Silicon-Nitride beam suspension", Proceedings 32nd ESLAB Symposium, Noordwijk, The Netherlands, September 15-18, **SP-423**, p. 101, (1998).
- [85] F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning, L.K.J. Vandamme, Rep. Prog. Phys., **44**, p. 479, (1981).
- [86] S. Sánchez, C. Gui, M. Elwenspoek, "Spontaneous direct bonding of thick silicon nitride", J. Micromech. Mircoeng. **7**, p. 111, (1997).
- [87] S. Sánchez, M. Elwenspoek, C. Gui, M.J.M.E. de Nivelte, R. de Vries, P.A.J. de Korte, M.P. Bruijn, J.J. Wijnbergen, W. Michalke, E. Steinbeiß, T. Heidenblut, B. Schwierzi, "A high- T_c superconductor bolometer on a silicon nitride membrane", Proceedings MEMS '97, Jan. 26-30, Nagoya, Japan, p. 504 (1997).
- [88] H. Seidel, L. Csepregi, A. Heuberger, H. Baumgärtel, "Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions", L. Electrochem. Soc. **137**, p. 3626, (1990).
- [89] Datenblatt, "New Bonding Technology for SOI: UNIBOND[®]", Fa. SOITEC, 1 Place Firmin Gautier, F38000 Grenoble, France, (1997).
- [90] W. Michalke, E. Steinbeiß, K. Steenbeck, T. Köhler, L. Redlich, H. Neff, W. Schaub, M. Berg, M. Burnus, T. Heidenblut, "Herstellung von strukturierten HTSL-Schichten auf abgedünnten Substraten für Bolometeranwendungen", in *Supraleitung und Tieftemperaturtechnik 1994*, hrsg. vom VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien, VDI-Verlag Düsseldorf, p. 113 (1994)
- [91] R. Bormann, J. Nölting, "Stability limits of perovskite structure in the YBaCuO -system", Appl. Phys. Lett. **54**, p. 2148, (1989).
- [92] T. Köhler, L. Redlich, K. Steenbeck, E. Steinbeiß, "Passivierungsschicht zum Schutz funktionstragender Schichten von Bauelementen und Verfahren zu ihrer Herstellung", Patent-Nr. DE 4307182A1, 1994.
- [93] K. Steenbeck, E. Steinbeiß, T. Eick, T. Köhler, L. Redlich, H. Schmidt, "Passivation and contacting of HTC film structures", in *Applied Superconductivity*, H.C. Freyhardt (Ed.), DGM Informationsgesellschaft, Verlag Oberursel, p. 1593, (1993).
- [94] M. Burnus, "Pufferschichttechnologie auf Silizium-Membranen für höchstempfindliche HTSL-Bolometer", Dissertation, Universität Hannover, (1997).
- [95] W.I. Smirnow, "Lehrgang der höheren Mathematik", VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, Band 2, (1981).

- [96] E. Kreyszig, "Advanced Engineering Mathematics", John Wiley & Sons, New York, (1983).

Lebenslauf

- 18.03.1963 geboren in Seesen
- Familienstand verheiratet, 3 Kinder
- 1969 - 1973 Grundschule in Bockenem
- 1973 - 1975 Orientierungsstufe in Bockenem
- 1975 - 1982 Gymnasium in Seesen; Abschluß: Abitur
- 1983 - 1984 Zivildienst, Werkstatt für Behinderte in Göttingen
- 1982 - 1983 Physikstudium an der Universität Göttingen und
1984 - 1990 an der Universität Hannover
Diplomarbeit am Institut für Festkörperphysik mit dem Titel
“Kontaktierung und elektrische Leitfähigkeit dünner Silberschichten”
Abschluß: Diplom-Physiker
- 1991 - 1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Halbleitertechnologie
und Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Hannover
- seit 2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffkunde der
Universität Hannover
Leiter der Fachgruppe Schadensforschung und Analysentechnik