

Aufbau und Inbetriebnahme einer Meßstation zum Vermessen von THz-Photomischern

Diplomarbeit
von
Robert Alexander Wipf

PHYSIKALISCHES INSTITUT
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

Dezember 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Der verwendete Halbleiter	7
2.2	Die Überlagerung zweier Laser	8
2.3	Elektrische Leitfähigkeit und Photostrom	10
2.4	Antennen	13
3	Experimenteller Aufbau	17
3.1	Proben	17
3.2	Lasersystem	18
3.3	Detektion	20
3.4	Der bisherige Meßaufbau	21
3.5	Meßstation	23
3.5.1	Aufbau einer neuen Meßstation	24
3.5.1.1	Laseroptik	24
3.5.1.2	Probenhalter	26
3.5.1.3	THz-Strahlpfad und Detektion	27
3.5.1.4	Zusammenfassung der Konstruktion	27
3.5.2	Messen mit der Station	28
4	Messungen	31
4.1	Durchgeführte Messungen	31
4.2	Meßergebnisse	32
4.2.1	Frequenzverlauf	32
4.2.2	THz-Leistung gegen optische Leistung	37
4.2.3	THz-Leistung gegen Vorspannung	37
4.3	Analyse der Meßdaten	42
4.3.1	Analyse des Frequenzverlaufs	42
4.3.2	Analyse der „THz-Leistung gegen optische Leistung“	45

4.3.3	Analyse der „THz-Leistung gegen Vorspannung“	45
4.4	Erklärung des Verhaltens des Photostromes	51
4.4.1	Modell I: Strom durch Substrat	51
4.4.2	Modell II: Erhöhung der Lebenszeit	53
4.4.3	Vergleich der Modelle mit den Meßdaten	54
5	Zusammenfassung	57
6	Danksagungen	59
	Literaturverzeichnis	61

1 Einleitung

Das Gebiet der Terahertzphysik beschäftigt sich mit Erzeugung und Detektion von elektromagnetischer Strahlung im Frequenzbereich von etwa 0,3 bis 30 THz. Diese Strahlung wird auch als Terahertzstrahlung, oder kurz THz-Strahlung, bezeichnet. THz-Strahlung hat also eine Frequenz in der Größenordnung 10^{12} Hz und schließt damit die Lücke zwischen Mikrowellen mit einer Frequenz in der Größenordnung 10^9 Hz und sichtbaren bzw. infrarotem Licht, dessen Frequenz in der Größenordnung 10^{15} Hz liegt.

Grundsätzlich kann immer zwischen gepulsten und kontinuierlichen, bzw. Dauerstrich-Systemen unterschieden werden. Zur Erzeugung von THz-Pulsen werden gepulste Lasersysteme mit Pulslängen im Bereich einiger 10 fs bis 100 fs verwendet um in Halbleitern oder nichtlinear optischen Medien THz-Pulse erzeugen.[1, 2, 3, 4] Für die Erzeugung kontinuierlicher THz-Strahlung können Quanten-Kaskaden-Laser [5, 6, 7], Oszillatoren mit Vervielfacher-Ketten[8] oder zwei kontinuierliche, in der Frequenz leicht verschiedene, Laser verwendet werden, die in einem photokonduktiven Schalter überlagert werden. Diese photokonduktiven Schalter werden auch Photomischer genannt. THz-Photomischer basieren darauf, daß die Überlagerung zweier, in der Frequenz verschiedener, Laserstrahlen eine Schwebung der Intensität ergibt. Diese Schwebung kann die Leitfähigkeit in einem Halbleiter modulieren. Dadurch wird ein in der Schwebungsfrequenz modulierter Gleichstrom erhalten. Ist die Schwebung der Laser im THz-Bereich, so wird durch den modulierten Gleichstrom THz-Strahlung erzeugt. Um diese Abstrahlung im THz-Bereich effizient zu gestalten, werden THz-Photomischer noch mit Antennenstrukturen versehen. Photomischer sind zumeist noch mit Antennenstrukturen versehen, um eine effektive Abstrahlung zu ermöglichen.[9, 10] Die meisten Photomischer basieren auf Tief-Temperatur-GaAs oder kurz LT-GaAs.¹ [11, 12, 13, 14, 15] Es gibt aber auch ErAs/InGaAs-Photomischer[16], sogenannte *uni-travelling-carrier photodiodes*[17], pin-Dioden[18] und nipnip-Übergitter.[19]

Eng verbunden mit der Forschung im Bereich Emission und Detektion von THz-Strahlung ist natürlich die Erforschung von möglichen Anwendungsgebieten. Dabei wird nicht nur die Verwendung zu wissenschaftlichen Zwecken, wie in der Spektroskopie in Festkörperphysik und Chemie, oder Astrophysik, sondern auch für kommerzielle Systeme im Bereich Kontrol-

¹LT aus dem Englischen und steht für *Low-Temperature*. Oft wird auch LTG-GaAs für *Low-Temperature-Grown-GaAs* verwendet.

le von Verpackungen[20, 21], medizinischer Bildgebung [22, 23, 24], Kontrolle von Oberflächen[25] und Sicherheitstechnik[26, 27] untersucht.

In der vorliegenden Arbeit geht es um das Vermessen von THz-Photomischern aus LT-GaAs zur Erzeugung kontinuierlicher THz-Strahlung. Zu diesem Zweck wurde eine neue Meßstation aufgebaut, die in dieser Arbeit vorgestellt wird. Die Meßstation ermöglicht ein einfacheres und schnelleres Vermessen von THz-Photomischern als im bisher in der Arbeitsgruppe Roskos verwendeten Aufbau. Um die Funktionstüchtigkeit der Meßstation zu demonstrieren werden mit dieser Meßstation zwei THz-Photomischer vermessen. Dabei handelt es sich um zwei LT-GaAs Proben mit Logarithmisch-Periodischen-Antennen[28], die sich in der Dicke der LT-GaAs-Schicht unterscheiden. Die gemessenen Ergebnisse werden anschließend mit den theoretischen vorhersagen verglichen. Abweichungen vom idealen Verhalten werden im Anschluss daran diskutiert. Dabei werden unter anderem zwei Modelle vorgestellt, die geeignet sind, die Abweichungen des Photostromes vom idealen Verhalten zu erklären.

2 Physikalische Grundlagen

Ein elektrischer Strom, der sich periodisch ändert, erzeugt eine elektromagnetische Welle, die mit der gleichen Frequenz moduliert ist. Eine Stromdichte, die sich mit einer Frequenz im THz-Bereich, also $10^{12} Hz$, ändert, wird somit elektromagnetische Strahlung mit der gleichen Frequenz erzeugen. Erreicht werden kann dies, indem die Leitfähigkeit eines Halbleiters mit der gewünschten Frequenz moduliert wird, da eine variierende Leitfähigkeit bei konstantem angelegtem elektrischen Feld zu einer Modulation der Stromdichte führt. Bei einem Halbleiter kann die Leitfähigkeit geändert¹ werden, indem Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Dies kann erreicht werden, indem der Halbleiter mit einem Laser geeigneter Wellenlänge beleuchtet wird. Für eine Modulation im THz-Bereich, kann ein gepulster Laser mit geeigneter Pulslänge verwendet werden, was dann gepulste Strahlung erzeugt. Als alternative Methode können aber auch zwei kontinuierliche einmodige Laser verwendet werden. Werden zwei kontinuierliche Laser mit leicht verstimmtten Frequenzen überlagert, tritt eine Schwebung auf. Es ergibt sich also eine Intensität, die mit der Differenzfrequenz der beiden Laser moduliert ist. Da die Leitfähigkeit des Halbleiters von der Intensität des Lasers abhängt, ist sie mit der gleichen Frequenz moduliert. Wird an den Halbleiter ein elektrisches Feld angelegt, so wird eine Stromdichte mit einer Modulation mit eben dieser Frequenz erzeugt. So wird, im Gegensatz zum gepulsten Fall, nicht nur kontinuierliche Strahlung, sondern auch Strahlung von genau einer Frequenz erzeugt.

Die Grundlagen zu Erzeugung von kontinuierlicher THz-Strahlung sollen im folgenden erklärt werden.

2.1 Der verwendete Halbleiter

Zur effektiven Erzeugung von THz-Strahlung durch modulierte Leitfähigkeit im Halbleiter effektiv ist, müssen folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Hohe Photoleitfähigkeit: Die Anregung von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband muß effektiv sein. Auch eine hohe Mobilität der erzeugten Ladungsträger

¹Genauer: erhöht

ist von Bedeutung.

- Hohe Durchschlagsspannung: Ein hohes elektrisches Feld, das hohe Ströme und somit hohe Modulationen des Stromes bzw. der Stromdichte ermöglicht, erhöht die Effektivität der THz-Erzeugung.
- Geeignete Lebenszeit der erzeugten Ladungsträger: Nur eine geeignete Lebenszeit der erzeugten Ladungsträger erlaubt, wie auf Seite 12 zu sehen ist, die erwünschte Amplitude für die Modulation der Leitfähigkeit.

Ein Halbleiter, der diese Bedingungen erfüllt, ist GaAs, welches bei tiefen Temperaturen (unter $300\text{ }^\circ\text{C}$) gewachsen ist. Dieses Material wird auch als LT-GaAs bezeichnet.² Bei Absorption von Photonen mit einer Wellenlänge um 800 nm erfolgt ein Durchschlag erst bei elektrischen Feldern $E > 10^5\text{ Vcm}^{-1}$, was eine sehr hohe Durchschlagspannung bedeutet. Die Mobilität der Ladungsträger ist unter diesen Bedingungen $\mu \approx 200 - 500\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Die Ladungsträger-Lebenszeit τ liegt üblicherweise in der Größenordnung $\tau \approx 300 - 500\text{ fs}$. LT-GaAs wird mit Molekular-Strahl-Epitaxie, oder kurz MBE³, auf GaAs gewachsen.

2.2 Die Überlagerung zweier Laser

Die instantane, also nicht zeitlich gemittelte, **Intensität** $I(t)$ elektromagnetischer Wellen ist proportional zum Quadrat des elektrischen Feld $E^2(t)$. Es gilt: [29]

$$I(t) = c \epsilon_0 \cdot E^2(t) \quad (2.1)$$

Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Das elektrische Feld $\vec{E}(t)$ einer elektromagnetischen Welle ist:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (2.2)$$

Dabei ist E_0 die Amplitude des elektrischen Feldes der Welle, ω die Kreisfrequenz, \vec{k} der Wellenvektor, \vec{x} der Ort, und t die Zeit. Für alle Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit genügt es, die Welle an einem festen Ort zu betrachten. Daher kann die Ortsabhängigkeit der Welle vernachlässigt werden. Damit folgt:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (2.3)$$

²LT steht dabei für *Low Temperature*. Oft wird in der Literatur auch LTG-GaAs für *Low Temperature Grown GaAs* verwendet.

³Aus dem englischen *Molecular-Beam-Epitaxy*

Die Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen mit ihren elektrischen Feldern $E_1(t)$ und $E_2(t)$ und entsprechend den Amplituden $\vec{E}_{0,1}$ und $\vec{E}_{0,2}$ sowie den unterschiedlichen Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 und den Anfangsphasen ϑ_1 und ϑ_2 an einem Ort ergibt:

$$\begin{aligned}\vec{E}(t) &= \vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t) \\ &= \vec{E}_{0,1} \cdot \cos(\omega_1 \cdot t + \vartheta_1) + \vec{E}_{0,2} \cdot \cos(\omega_2 \cdot t + \vartheta_2)\end{aligned}\quad (2.4)$$

Da die Anfangsphasen ϑ_1 und ϑ_2 in den weiteren Überlegungen dieser Arbeit keine Rolle spielen werden, werden sie der Einfachheit halber im weiteren vernachlässigt. Wird von $\vec{E}_{0,1} \parallel \vec{E}_{0,2}$ ausgegangen, folgt für die Intensität $I(t)$:

$$\begin{aligned}I(t) &= c \epsilon_0 \cdot \left[\frac{E_{0,1}^2}{2} + \frac{E_{0,2}^2}{2} \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} [E_{0,1}^2 \cos(2 \cdot \omega_1 t) + E_{0,2}^2 \cos(2 \cdot \omega_2 t)] + E_{0,1} E_{0,2} \cos((\omega_1 + \omega_2)t) \\ &\quad \left. + E_{0,1} E_{0,2} \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \right]\end{aligned}\quad (2.5)$$

Wird die Intensität $I(t)$ über die gemittelten Intensitäten der beiden Laser $I_1 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \cdot E_{0,1}^2$ und $I_2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \cdot E_{0,2}^2$ ausgedrückt, folgt aus Gleichung (2.5):

$$\begin{aligned}I &= I_1 + I_2 \\ &\quad + [I_1 \cos(2 \cdot \omega_1 t) + I_2 \cos(2 \cdot \omega_2 t)] + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\omega_1 + \omega_2)t) \\ &\quad + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\omega_1 - \omega_2)t)\end{aligned}\quad (2.6)$$

Diese Beziehung gilt aber nur für perfekten räumlichen Überlapp und parallele Polarisation. Sind Überlapp und Polarisation nicht optimal, so kann in die beiden Mischterme ein empirischer Faktor m als Mischeffizienz eingeführt werden. Anstelle von Gleichung (2.6) ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}I &= I_1 + I_2 \\ &\quad + [I_1 \cos(2 \cdot \omega_1 t) + I_2 \cos(2 \cdot \omega_2 t)] + 2\sqrt{m I_1 I_2} \cos((\omega_1 + \omega_2)t) \\ &\quad + 2\sqrt{m I_1 I_2} \cos((\omega_1 - \omega_2)t)\end{aligned}\quad (2.7)$$

werden. Dabei gilt $m = 1$ für perfekten Überlapp und parallele Polarisation, $m = 0$ für entweder orthogonale Polarisation oder für keinen Überlapp. Im weiteren wird der Einfachheit halber $m = 1$ angenommen. In Gleichung (2.7) bzw. Gleichung (2.6) steht in der ersten Zeile die mittlere Intensität. In der zweiten Zeile stehen Terme, die die hochfrequente Modulation wiedergeben, in der dritten Zeile ein Term, der die Modulation mit der Differenzfrequenz der beiden Laser darstellt. Diese Modulation mit der Differenzfrequenz der beiden Laser wird beim Photomischen zum Erzeugen von THz-Strahlung benötigt.

2.3 Elektrische Leitfähigkeit und Photostrom

Die spezifische Leitfähigkeit σ eines Halbleiters kann beschrieben werden durch [30]:

$$\sigma = e(\rho_e \mu_n + \rho_h \mu_p) \quad (2.8)$$

Dabei ist ρ_e bzw. ρ_h die Dichte der Elektronen bzw. der Löcher und μ_e bzw. μ_p entsprechend die Mobilität der Elektronen bzw. Löcher. e ist die Elementarladung. Ein durch eine Vorspannung U_{Vor} erzeugtes elektrisches Feld \vec{E}_{Vor} erzeugt eine Stromdichte \vec{j} :

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}_{Vor} \quad (2.9)$$

Ohne Beleuchtung bildet sich eine Stromdichte \vec{j}_{Dunkel} welche als Dunkelstromdichte, und der entsprechende Strom als Dunkelstrom, bezeichnet wird. Wird der Halbleiter beleuchtet, so erhöht sich aufgrund Erzeugung von Ladungsträgern die Leitfähigkeit. Deswegen wird unter Beleuchtung eine zusätzliche Stromdichte j_{Photo} erzeugt. Diese zusätzliche Stromdichte wird als Photostromdichte und der zugehörige Strom als Photostrom bezeichnet. Da unter den gegebenen experimentellen Bedingungen die Photostromdichte deutlich größer als die Dunkelstromdichte, ist ($\vec{j}_{Photo} \gg \vec{j}_{Dunkel}$) wird im weiteren nur die Photostromdichte bzw. der Photostrom betrachtet. Des weiteren trägt auch nur der Photostrom zur Erzeugung von THz-Strahlung bei, da nur der Photostrom moduliert ist.

Bei Beleuchtung werden näherungsweise gleich viele Elektronen und Löcher erzeugt, wodurch sich für den so beeinflussten Teil der Leitfähigkeit $\rho_e = \rho_h = n$ ergibt. Die Photoleitfähigkeit σ_{Photo} wird somit:

$$\sigma = en\mu \quad (2.10)$$

Dabei wird $\mu = \mu_e + \mu_h$ als Abkürzung verwendet. Wird der Halbleiter mit einer Intensität entsprechend Gleichung (2.6) beleuchtet, so ergibt sich die Leitfähigkeit aus folgender Gleichung: [15]

$$\frac{dn}{dt} = N_E - \frac{n}{\tau} \quad (2.11)$$

Dabei ist N_E die durch die Beleuchtung pro Zeiteinheit erzeugte Ladungsträgerdichte und $\frac{n}{\tau}$ die durch Rekombination pro Zeiteinheit für die Leitfähigkeit verlorene Ladungsträgerdichte. Die Erzeugung von Ladungsträgern ist dabei von der Dichte der eingestrahnten Photonen und der Wahrscheinlichkeit der Absorption eines Photons abhängig. Die Dichte der eingestrahnten Photonen ist $\frac{I(t)_i}{h\nu_i}$. Dabei ist h die Plancksche Konstante und $\nu_i = \frac{\omega_i}{2\pi}$ die Frequenz der Laser und $i = 1$ oder 2 steht für die beiden Laser. Damit ergibt sich:

$$N_E = \eta_e \cdot \frac{I}{h\nu} \quad (2.12)$$

Dabei ist η_e die Wahrscheinlichkeit mit ein Photon ein Ladungsträgerpaar erzeugt und wird als externe Quanteneffektivität [15] bezeichnet. Zusätzlich ist $\nu = \nu_1 \approx \nu_2$ die mittlere Frequenz der beiden Laser. Letztere Beziehung ist dann gültig, wenn davon ausgegangen wird, daß $\nu_1 - \nu_2 \ll \nu$.

Um weitere Rechnungen zu vereinfachen, kann die Intensität aus Gleichung (2.6) noch weiter vereinfacht werden:

Da die hochfrequenten Terme in der zweiten Zeile bei den verwendeten Lasern auf einer Zeitskala moduliert sind, die sehr viel kürzer als die Lebenszeit τ der verwendeten Halbleiter ist, mittelt sich ihr Effekt heraus. Weiterhin wird $I_1 + I_2 = I_0$ und $(\omega_1 - \omega_2) = \omega_{diff}$ gesetzt. Gleichung (2.6) vereinfacht sich somit zu:

$$I = I_0 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\omega_{diff} t) \quad (2.13)$$

In Gleichung (2.11) eingesetzt folgt:

$$\frac{dn}{dt} = \eta_e \cdot \frac{I_0 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\omega_{diff} t)}{h\nu} - \frac{n}{\tau} \quad (2.14)$$

Die Lösung der Differentialgleichung ist:

$$n(t) = \frac{\eta_e \tau I_0}{h\nu} + \frac{\eta_e \tau 2\sqrt{I_1 I_2}}{h\nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.15)$$

Als Abkürzung wird $\phi = \arctan\left(\frac{1}{\omega_{diff} \tau}\right)$ verwendet. Für die Leitfähigkeit ergibt sich daraus:

$$\sigma_{Photo} = \frac{e\mu\eta_e\tau I_0}{h\nu} + \frac{e\mu\eta_e\tau 2\sqrt{I_1 I_2}}{h\nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.16)$$

Nun wird zumeist aber nicht mit Intensitäten und Stromdichten, sondern mit Leistungen und Strömen gearbeitet. Die Leistung einer über die Fläche konstanten Intensität ist das Produkt aus Intensität und Fläche. Da nun aber nicht auf einer Fläche, sondern in einem Volumen V absorbiert wird, muß die Leistung durch das Volumen geteilt werden. Gleichung (2.16) wird so zu:

$$\sigma_{Photo} = \frac{e\mu\eta_e\tau P_0}{Vh\nu} + \frac{e\mu\eta_e\tau 2\sqrt{P_1 P_2}}{Vh\nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.17)$$

Hier sind $P_1 = \frac{I_1}{V}$ und $P_2 = \frac{I_2}{V}$ die Leistungen der beiden Laser, und $P = P_1 + P_2$ die Summe der beiden Leistungen. Um aus der Stromdichte den Strom zu erhalten, muß diese mit der Querschnittsfläche A , durch die die Stromdichte j_{Photo} fließt, multipliziert werden. Dabei wird als Näherung angenommen, daß die Stromdichte j_{Photo} über die Fläche

konstant ist, und erhält als Photostrom I_{Photo} :

$$I_{Photo}(t) = E_{Vor} \cdot A \cdot \sigma_{Photo} = E_{Vor} A e \mu \frac{\eta_e \tau P_0}{V h \nu} + E_{Vor} A e \mu \frac{\eta_e \tau 2 \sqrt{P_1 P_2}}{V h \nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.18)$$

Es wird ein Gleichstromteil I_{gleich} und einen Wechselstromteil $I_{wechsel}$ erhalten:

$$I_{gleich} = E_{Vor} A e \mu \frac{\eta_e \tau P_0}{V h \nu} \quad (2.19a)$$

$$I_{wechsel}(t) = E_{Vor} A e \mu \frac{\eta_e \tau 2 \sqrt{P_1 P_2}}{V h \nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.19b)$$

mit $I(t) = I_{gleich} + I_{wechsel}(t)$.

Der Vergleich der beiden Stromteile zeigt, daß $I_{wechsel}(t) \propto I_{gleich}$. Wird von $P_1 = P_2 = \frac{P_0}{2}$ ausgegangen, folgt:

$$I_{wechsel} = I_{gleich} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (2.20)$$

Die Amplitude des Wechselstromteils ist:

$$I_{wechsel,0} = I_{gleich} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \quad (2.21)$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß vom Gleichstromteil direkt auf den Wechselstromteil geschlossen werden kann, der aufgrund der hohen Frequenz nicht selbst gemessen werden kann. Dieser Wechselstrom wird in die metallischen Kontakte des betrachteten Bereichs übertragen.

Gleichung (2.19b) zeigt, welche Ladungsträgerlebenszeit τ für den jeweiligen Zweck geeignet ist. Zum einen ist $I_{wechsel}(t) \propto \tau$, zum anderen gilt $I_{wechsel}(t) \propto \text{sqr}t \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$. Die optimale Lebensdauer τ hängt somit davon ab, bei welchen Frequenzen gearbeitet wird. Die in der Realität erreichten Lebenszeiten $\tau \gtrsim 300 \text{ fs}$ [31] führen zu einer Halbierung der Wechselstromamplitude ($\omega \tau = 1$) bei einer Frequenz von $f = 530 \text{ GHz}$. Da aber Frequenzen oberhalb $f = 1000 \text{ GHz}$ interessant sind, wird versucht Materialien zu wachsen, deren Lebenszeiten möglichst kurz sind. Eine beliebig kurze Lebenszeit wäre aber wegen $I_{wechsel}(t) \propto \tau$ wieder ungeeignet.

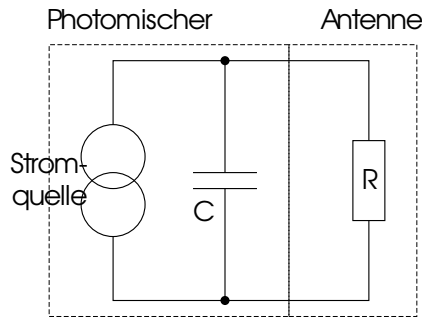


Abbildung 2.1: Ersatzschaltbild eines Photomischers mit dem Mischer aus idealer Stromquelle und parasitärer Kapazität C sowie der Antenne, dargestellt durch den Widerstand R

2.4 Antennen

Wird der in Gleichung (2.20) angegebene Strom in Leiterbahnen eingespeist, so strahlen diese elektromagnetische Wellen ab. Wie hoch diese Abstrahlung ist, hängt von der Form der Leiterbahnen ab. Stromwellen auf Leiterbahnen erfahren Reflexionen an deren Ende. In einer Antenne sind Form und Länge der Leiterbahnen so gewählt, daß sich stehende Stromwellen ausbilden, wodurch eine effektive Abstrahlung erreicht wird. Die Funktionsweise von Antennen ist nicht Inhalt dieser Arbeit und wird weiterführender Literatur überlassen. [28, 32] Vielmehr sollen an dieser Stelle die Eigenschaften der für die Messungen dieser Arbeit verwendeten Antennen dargestellt werden.

Die abgestrahlte Leistung P_{rad} einer Antenne beträgt[28]:

$$P_{rad} = \frac{R}{2} \cdot I^2 \quad (2.22)$$

Dabei ist R der Strahlungswiderstand der Antenne und I die Amplitude der Modulation des Stromes. Jedoch erreicht nicht der gesamte modulierte Strom aus Gleichung (2.20) die Antenne. Wird der Photomischer als ideale Stromquelle betrachtet, so existiert, je nach Form des Photomischers, eine parasitäre Kapazität. Das Ersatzschaltbild eines Photomischers ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Man kann den Photomischer als ideale Stromquelle mit parallel geschalteter Kapazität ansehen. Dieser Photomischer ist an die Antenne mit ihrem Strahlungswiderstand R angeschlossen. Man hat so eine Kapazität parallel zu einem Widerstand geschaltet, was dazu führt, daß nicht der gesamte modulierte Strom durch die Antenne fließt. Die Scheinleitfähigkeit Y einer Kapazität C in Parallelschaltung mit einem Widerstand R ist gegeben durch: [33]

$$Y = \sqrt{\frac{1}{R^2} + (\omega C)^2} \quad (2.23)$$

Der vom Mischer erzeugt Strom I_0 entspricht mit diesem Zusammenhang einer effektiven Spannung U_{eff} mit:

$$U_{eff} = \frac{I_0}{Y} \quad (2.24)$$

Der von dieser Spannung in der Antenne erzeugte effektive Strom I_{eff} ist damit gegeben durch:

$$I_{eff} = \frac{U_{eff}}{R} = \frac{I_0}{R \cdot Y} = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \quad (2.25)$$

Bei I_0 handelt es sich um die Wechselstromamplitude, wie sie in Gleichung (2.21) gegeben ist. Für die Abstrahlung einer Antenne gilt somit:

$$P_{Rad} = \frac{R}{2} \cdot \frac{I_{wechsel,0}^2}{(1 + (\omega RC)^2)} = \frac{R}{2} \cdot \frac{I_{gleich}^2}{(1 + (\omega\tau)^2) \cdot (1 + (\omega RC)^2)} \quad (2.26)$$

Bei der für die Messungen dieser Arbeit verwendeten Antennen handelt es sich um eine „logarithmisch periodische Antenne“, oder kurz LPA.[28] Der Unterschied, den diese Antenne im Vergleich zu normalen linearen Dipolen hat, ist ihre größere Bandbreite. Haben lineare Dipole nur einen sehr engen Bereich, in dem sie effektiv abstrahlen können, ist eine LPA über einen relativ großen, vom Design abhängigen Bereich in guter Näherung frequenzunabhängig. Ein Foto einer Antenne, wie sie auf den in dieser Arbeit vermessenen Proben verwendet wurden, ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Zu erkennen ist die periodische Armstruktur. Diese ist so gestaltet, daß jeder Arm grob für eine Resonanzfrequenz steht, und der modulierte Strom nur im resonanten Arm fließt. Der Strahlungswiderstand R ist dabei nicht vollkommen frequenzunabhängig. Für quantitative Abschätzungen wird der aus Simulationen berechnete mittlere Strahlungswiderstand der verwendeten Antennen $R = 65 \Omega$ angenommen.[34]

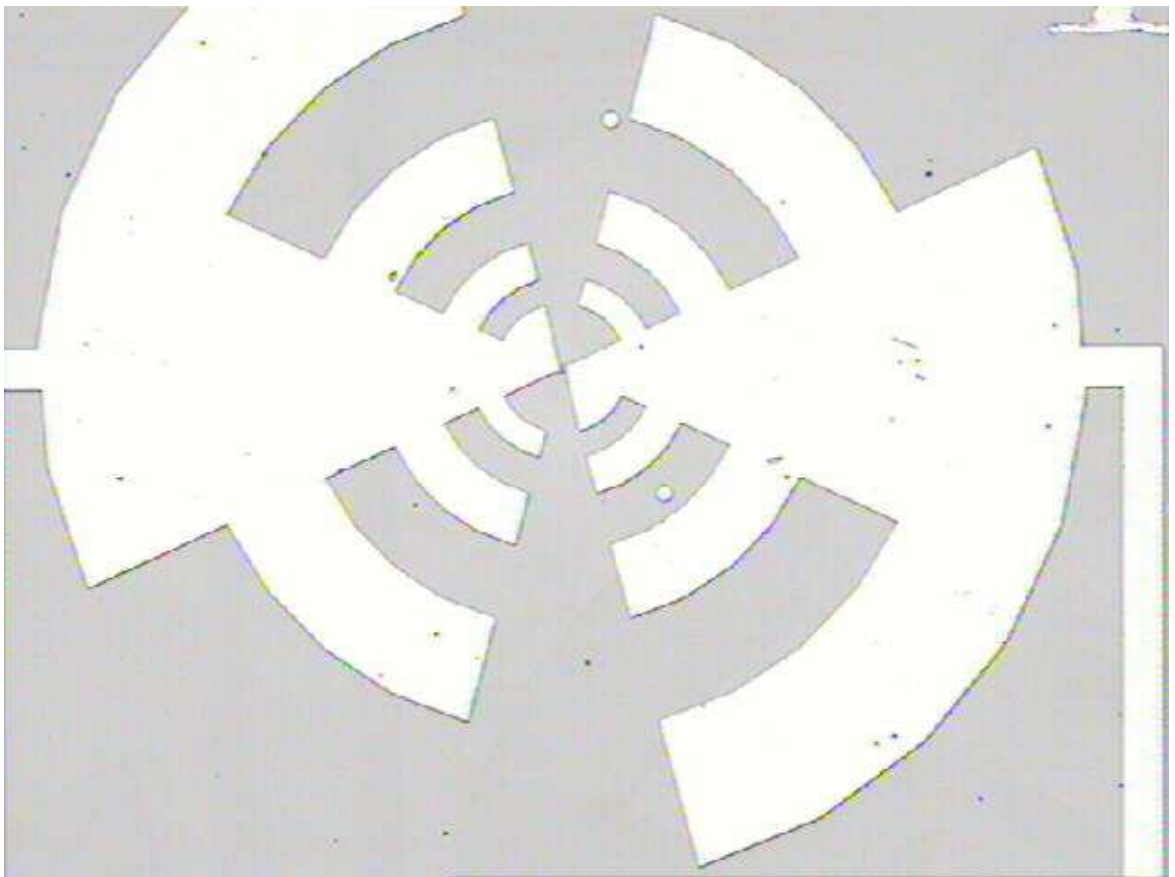


Abbildung 2.2: Foto einer verwendeten Antenne.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Proben

Der Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten Proben ist identisch. Als Basis dient ein Wafer aus GaAs mit einer Dicke von etwa einem halben Millimeter. Auf diesem Wafer wird dann der aktive Teil des Photomischers gewachsen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben besteht die aufgewachsene Schicht aus LT-GaAs. Diese aktive Schicht hat üblicherweise eine Dicke von einigen hundert Nanometern bis zu wenigen Mikrometern. Diese Wafer mit der LT-GaAs-Schicht werden dann in bis zu $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Stücke geschnitten. Auf die aktive Schicht werden dann metallische Kontakte und Antennen in einem photolithographischen Prozess aufgebracht. Die in dieser Arbeit verwendeten Antennen sind in Kapitel 2.4 beschrieben. In der Mitte der Antenne ist der Mischer mit der photokonduktiven Lücke (vgl. Abbildung 3.1). Für die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Strukturen wurden als Metallisierung 100 nm Platin aufgebracht. Als Alternative wird auch Titan-Gold verwendet. [35, 36] Abbildung 3.2 zeigt das Foto einer in dieser Arbeit vermessenen Probe.

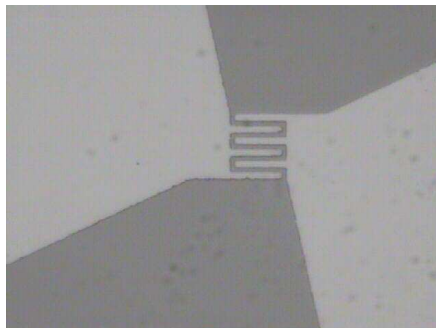


Abbildung 3.1: Foto der Mischerstruktur mit photokonduktiver Lücke.



Abbildung 3.2: Foto einer in dieser Arbeit vermessenen Probe. Ihre Größe ist $3 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$.

3.2 Lasersystem

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein Lasersystem aus zwei nachverstärkten Einmoden-Diodenlasern mit externem Resonator verwendet. Die beiden Diodenlasern sind Modelle mit externem Resonator bestehend aus Beugungsgitter und Spiegel in sogenannter Littman-Konfiguration.[37] Die Wellenlängen beider Laser können durch verstellen eines Spiegels im externen Resonator über eine Piezokeramik und eine Feingewindeschraube eingestellt werden. Bei einem der beiden Laser ist diese Schraube mit einem Elektromotor verbunden, um eine Justage mit dem PC zu ermöglichen. Die Ausgangsleistung beträgt für beide Laser jeweils etwa 30 mW . Diese beiden Laser werden in einem nichtpolarisierenden 50:50-Strahlteiler überlagert. Der eine vom Strahlteiler kommende Strahl wird in einen Halbleiter-Trapezverstärker eingespeist.[38] Die beiden Diodenlaser in Verbindung mit dem Verstärker können in der Wellenlänge in einem Bereich von 840 nm bis 870 nm bei einer gesamten Ausgangsleistung von bis zu 600 mW betrieben werden. Eine schematische Darstellung des Lasersystems ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Der aus dem Verstärker kommende Strahl wird in eine Monomodenfaser eingekoppelt. Als erstes geht die Faser durch einen Polarisationssteller und dann in einen 50:50-Faserkoppler. Der eine Ausgang des Faserkopplers führt zu einem Gitterspektrometer das von einem Computer ausgelesen wird. Der andere Ausgang wird zum jeweiligen Experiment geleitet. Die Verwendung von Monomodenfasern hat verschiedene Vorteile gegenüber der freien Strahlführung mit Spiegeln:

- Räumlicher Überlapp: In einer Monomodenfaser kann, wenn die Wellenlänge des Lasers zum Design paßt, nur eine transversale Mode existieren. Diese ist räumlich in der Faser zentriert. Daher sind die beiden Laserfarben in der Faser, und dann auch

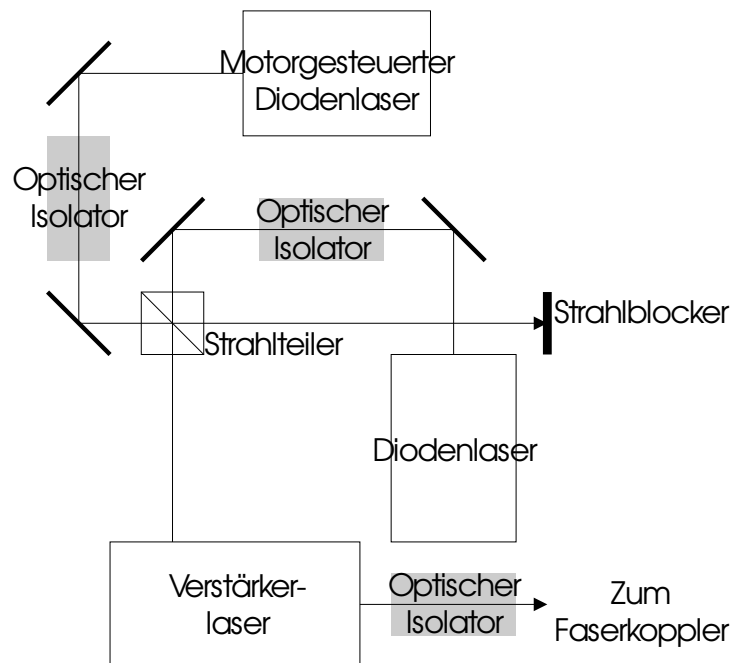


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des verwendeten Lasersystems.

im Strahl, perfekt überlagert.

- Einfache Verwendbarkeit für mehrere Messplätze: Das Lasersystem wird für verschiedene Messplätze benötigt. Es ist einfacher, eine Faser über weitere Entfernungen zu Messplätzen zu verlegen, als einen freien Strahl dorthin zu leiten.

Die Verwendung von Monomodenfasern hat allerdings nicht nur Vorteile. Nachteile sind:

- Geringere Leistung: Es ist nie möglich, die volle Leistung des Lasers in eine Faser zu koppeln. Es gehen beim Einkoppeln von Halbleiter-Lasersystemen typischerweise 60 % der optischen Leistung verloren. Unter hohem Aufwand können diese Verluste auf 30 % reduziert werden. Des Weiteren tritt bei sehr langen Fasern eine deutliche Dämpfung auf. Da dieser Effekt erst bei Längen auftritt, die deutlich größer als die Längen der hier verwendeten Fasern ist, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.
- Höheres Rauschen in der optischen Leistung: Da es aufgrund mechanischer Vibrationen immer zu Änderungen in der Justage kommt, ändert sich immer die Effektivität der Kopplung in die Faser. Dieser Effekt erhöht zwar das Rauschen insgesamt, kann aber in dieser Arbeit aufgrund der Vorteile in Kauf genommen werden.

3.3 Detektion

Zur Detektion von THz-Strahlung stehen Verfahren mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Für Bildgebung wird meist auf opto-elektronische Verfahren zurückgegriffen.[23, 22] Dazu gehört die Verwendung nichtlinearer Kristalle oder die photokonduktive Detektion. [39] Bei beiden Methoden wird das elektrische Feld gemessen. Dies hat den Vorteil, daß phasen- und frequenzsensitiv gemessen werden kann. Für Messungen der absoluten Leistung muß ein System, welches opto-elektrische Detektion verwendet, geeicht werden. Dies ist deshalb aufwendig, da diese Eichung frequenzabhängig ist. Einfacher ist das Messen der absoluten Leistung mit einem Bolometers[40] oder einer Golay-Zelle[41] als Detektor. Ein Bolometer besteht im wesentlichen aus einem geschwärzten Thermoelement. Die einfallende THz-Strahlung ändert nun die Temperatur dieses Elements und somit seinen Widerstand. Diese Änderung des Widerstands wird dann gemessen und als Signal ausgegeben. Um nun aber bei den gegebenen Leistungen sensitiv zu sein, ist es nötig, dieses Element auf die Temperatur flüssigen Heliums zu kühlen. Diese Notwendigkeit macht das Bolometer zu einem extrem unhandlichen Detektor.

Einfacher in der Verwendung ist die Golay Zelle, deren schematischer Aufbau in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Bei einer Golay-Zelle wird die zu messende THz-Strahlung von links durch

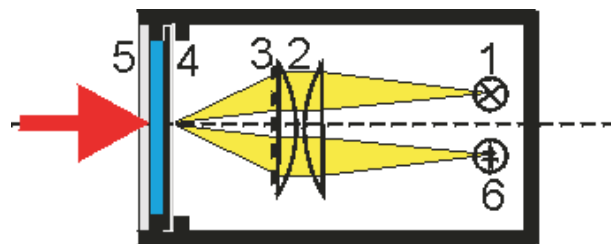


Abbildung 3.4: Schematische Funktionsweise einer Golay-Zelle aus [42].

ein Fenster (5) und eine mit Gas gefüllte Kammer (zwischen 5 und 4) auf eine einseitig geschwärzte Membran (4) geleitet. Die Membran absorbiert die Strahlung und wandelt sie in Wärme um. Dies führt zu einer Erwärmung des Gases zwischen Fenster und Membran und somit zu einer Druckänderung, die dazu führt, daß sich die Form der Membran ändert. Von der anderen Seite wird Licht von einer Leuchtdiode (1) über Linsen (2) und durch ein Gitter¹ (3) auf die Membran (4) fokussiert, welche von dieser Seite verspiegelt ist. Das Licht wird von der Membran reflektiert, und wieder durch das Gitter (3) auf eine Photodiode (6) geleitet. Dabei werden die Linien des oberen Teils des Gitters (3) auf den unteren Teil des Gitters projiziert. Je nach Formänderung der Membran verschiebt sich das Gitterbild gegen das Gitter, wodurch die Transmission durch das Gitter ändert. So können die Formänderungen der Membran, und damit die Leistung der einfallenden

¹Bei diesem Gitter handelt es sich um ein grobes Gitter, an dem keine Beugung stattfindet.



Abbildung 3.5: Foto der verwendeten Golay-Zelle in Halterung zur Justage.

THz-Strahlung, gemessen werden. Abbildung 3.5 zeigt ein Foto der für diese Arbeit verwendeten Golay-Zelle. Der Nachteil der Golay-Zelle ist, daß das Signal, also der Laser, mit 20 Hz moduliert werden muß. Bei einem Bolometer sind Frequenzen um 1 kHz für die Modulation möglich. Daher kann mit einem Bolometer bei deutlich geringerem Rauschen gemessen werden. Allerdings ist die Golay-Zelle deutlich einfacher in der Handhabung. Daher ist sie bei hinreichend hohen Leistungen zum Messen von THz-Strahlung geeignet.

3.4 Der bisherige Meßaufbau

Der schematische Aufbau des in der AG Roskos bis zum Beginn dieser Diplomarbeit verwendeten Aufbaus zum Vermessen von Photomischern ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Am Prinzip dieses Aufbaus läßt sich nicht viel modifizieren. Allerdings ist die Halterung für die Proben im bisherigen Aufbau nicht optimal. Die Proben werden zunächst in einen Rahmen aus Pertinax geklebt. Als nächstes werden die elektrischen Kontakte zu den einzelnen Mischern hergestellt. Dies geschieht, indem die Kontaktplatten der Mischer per Ultraschallbonding mit Kontaktplatten auf dem Pertinax verbunden werden. Auf diese Kontaktplatten der Pertinax-Platte wird dann ein Kabel als Kontakt zum äußeren Stromkreis angelötet. Als nächstes wird der Rahmen in die Halterung geschraubt. Die Halterung sitzt auf drei Stelltischen für Justage der Probe in allen drei Raumrichtungen. Auf diesen

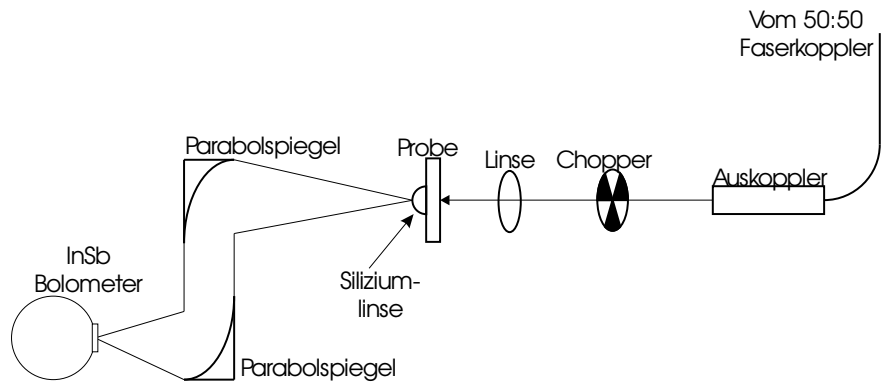


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Aufbaus zum Vermessen von Photomischern.

Stelltischen ist über zwei Stelltische die Halterung für eine Siliziumlinse² befestigt. Die Stelltische ermöglichen ein Verschieben der Siliziumlinse auf der Rückseite der Probe und drücken diese leicht auf die Probe. Weiter wird eine dünne Schicht Vakuumfett zwischen Probe und Linse aufgetragen, um die Änderung der Brechzahl, und somit Reflexionsverluste gering zu halten. Ein Foto dieser Halterung zeigt Abbildung 3.7. Eine in einen oben erwähnten Rahmen eingeklebte Probe mit angelötetem Kabel ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

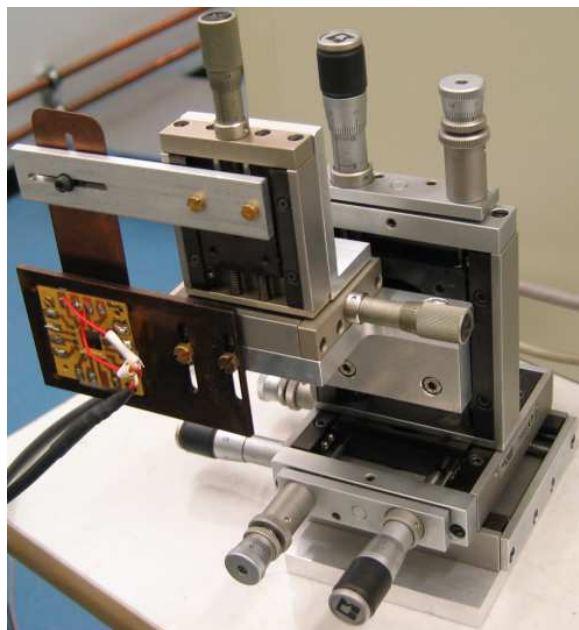


Abbildung 3.7: Foto der klassischen Probenhalterung.

²Eine Erklärung des Zwecks der Siliziumlinse erfolgt in Kapitel 3.5.1.

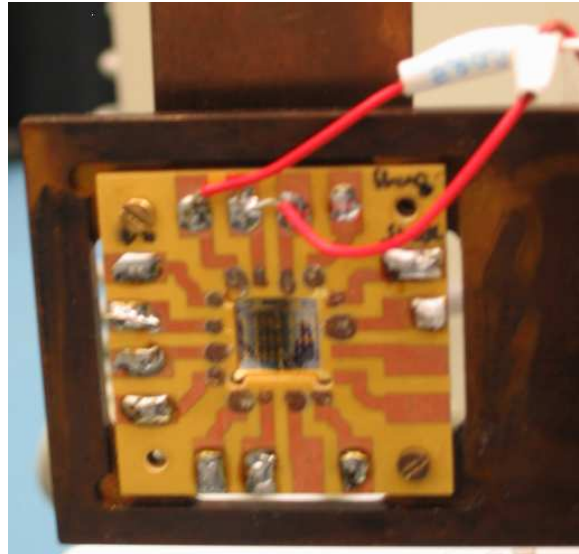


Abbildung 3.8: Foto einer Probe in einem Rahmen für den klassischen Aufbau.

3.5 Meßstation

Werden viele Proben vermessen, wird aus mehreren Gründen im bisherigen Aufbau viel Zeit benötigt:

- Das Wechseln der Mischer auf einer Probe: Die Probe muß ausgebaut, neue Kontakte müssen an den Rahmen gelötet und die Probe danach wieder eingebaut werden. Da auf dem Rahmen nur 16 Kontaktflächen existieren, können nur maximal acht Proben auf einmal am Rahmen kontaktiert werden. Da auf einer Probe aber bis zu 24 Mischer sein können, kann es sein, daß erst neue Mischer an den Rahmen kontaktiert werden müssen, was zusätzlich Zeit kostet.
- Das Wechseln der kompletten Probe: Zum Wechseln einer kompletten Probe ist es nötig, die neue Probe in einen Rahmen zu kleben und per Bonding Kontakte zu den Kontaktplatten auf dem Rahmen herzustellen.
- Die Siliziumlinse muß neu eingestellt werden: Da die Halterung für die Siliziumlinse auf der Probenhalterung aufgesetzt ist, verstellt sich die Linse, wenn die Probe neu eingestellt wird. Dies ist ein sehr zeitaufwendiger Prozess. So muß ein Hilfslaserstrahl so justiert werden, daß er den umgekehrten Weg der THz-Strahlung nimmt. Danach muß die Siliziumlinse so eingestellt werden, daß sich der Reflex mit dem einfallenden Strahl überlagert.
- Das Finden der Lücke: Die Lücke zwischen den Kontakten, auf die der Laserstrahl

gebündelt werden muß, ist nicht leicht zu finden. Auch dies ist ein Prozess, der viel Zeit in Anspruch nimmt.

- Minimale Größe der Probe: Um eine Probe im bisherigen Aufbau zu vermessen, ist eine minimale Größe der Probe, insbesondere über die Antennen hinaus, vonnöten, um sie in einen Pertinax-Rahmen kleben zu können.

3.5.1 Aufbau einer neuen Meßstation

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, eine Meßstation aufzubauen, die die Messungen vereinfacht und für kleinere Proben erst möglich macht. So muß das Einbauen der Probe, das Kontaktieren der Proben und der Mischer sowie die Ausrichtung der Mischer im Laserstrahl und des THz-Strahlpfads einfach und schnell gehen.

Der schematische Aufbau der mit diesen Vorgaben entstandenen Meßstation zeigt Abbildung 3.9. Ein Foto ist auf Abbildung 3.10 zu sehen. Der Aufbau läßt sich grob in drei Teile aufteilen, welche im Folgenden als Laseroptik, Probenhalter und THz-Optik bezeichnet werden.

3.5.1.1 Laseroptik

Die Laseroptik ist im Groben der eingerahmte Teil in Abbildung 3.9. Aus dem Faserauskoppler kommt das Laserlicht des Lasersystems und fällt auf den polarisationsabhängigen Strahlteiler. Von dort geht der Strahl über eine asphärische Linse auf die Probe. Die Linse ist auf einem Stelltisch montiert und kann neben einer Mikrometerschraube auch mit einer piezoelektrischen Keramik (kurz: mit einem Piezo) präzise in z-Richtung (Fokussierung) verstellt werden. Der Strahlteiler hatte ursprünglich die Funktion, wenn mit zwei getrennten Lasern gearbeitet wird, für eine parallele Polarisation der beiden Laserfarben zu sorgen. Dies war beim verwendeten Lasersystem nicht mehr nötig, da die beiden Laserfarben schon im Verstärker parallel sind. Dieser Strahlteiler bietet aber auch die Möglichkeit, die optische Leistung auf der Probe einzustellen indem die Polarisation der Laser mit den in Kapitel 3.2 erwähnten Polarisationsstellern in der Faser variiert wird. Die CCD-Kamera in Abbildung 3.9 ermöglicht auf einem Computerbildschirm eine optische Kontrolle der Position des Mischers relativ zum Laserstrahl. Die Laserdiode ganz oben in Abbildung 3.9 ist die für eine solche Abbildung nötige Lichtquelle zur Beleuchtung der Probe. Die Beleuchtung der Probe gelingt dabei nur, wenn die Polarisation der Diode so gewählt ist, daß sie vom polarisationsabhängigen Strahlteiler nicht abgelenkt wird. Dieses Hilfsmittel vereinfacht die Ausrichtung der Probe im Strahl. Weiterhin können die Mischer so auch stark vergrößert optisch inspiziert werden, um eventuelle Schäden an der Metallisierung

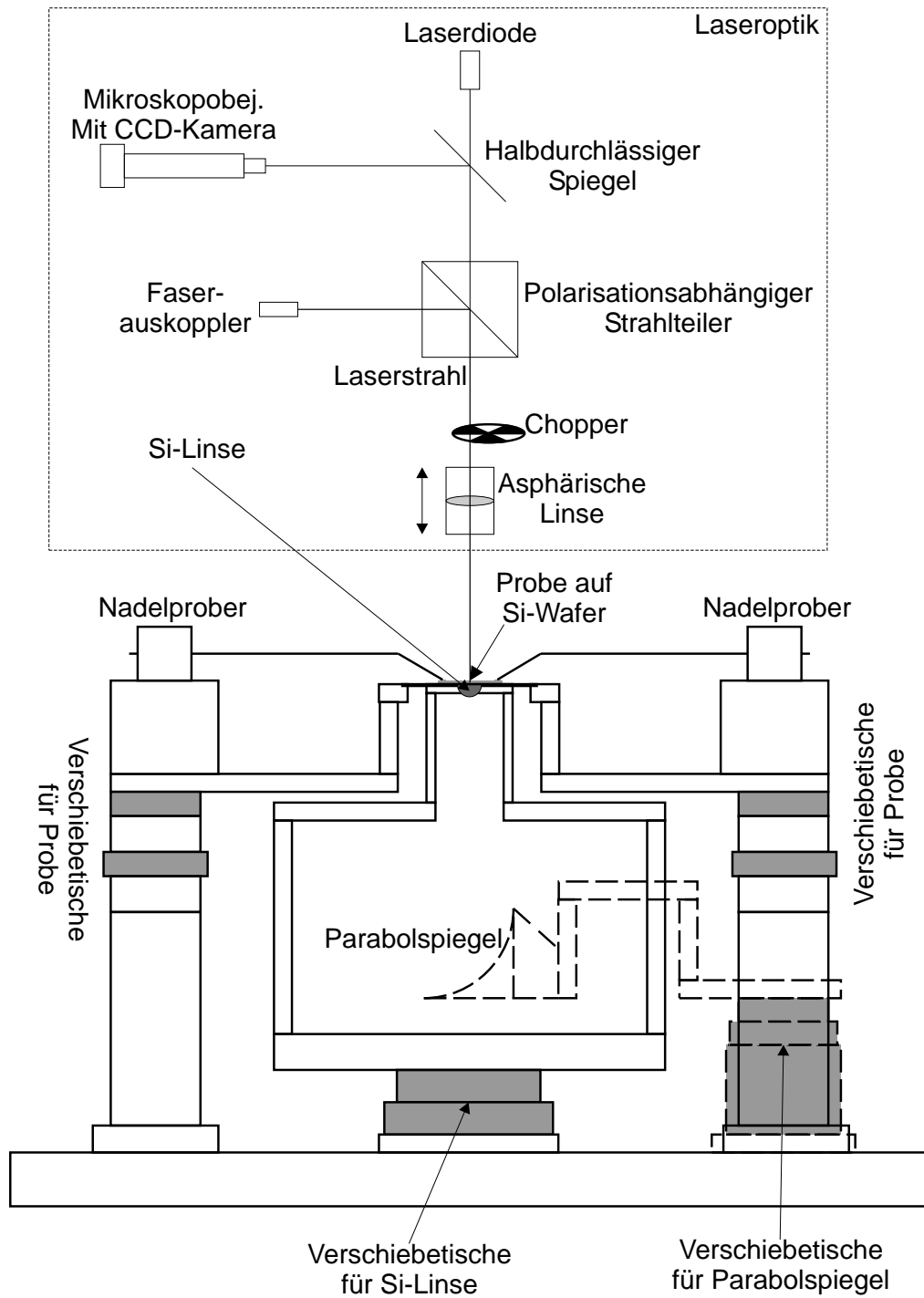


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der Meßstation.

(Antenne und Mischer) der Probe zu erkennen. Die Laseroptik ist, wie auf Abbildung 3.10 zu sehen, auf einer Aluminiumplatte montiert. Diese Platte ist mit einem Gerüst aus Vierkantstahl vertikal über die restlichen Teile der Meßstation montiert.

3.5.1.2 Probenhalter

Der Probenhalter besteht aus einer Halterung für den Probeteller und aus einer Halterung für eine Siliziumlinse. Der Probeteller ist ein 4-Zoll-Silizium-Wafer aus hochresistivem Silizium.³ Auf diesen Teller kann die Probe mit etwas Vakuumfett zwischen Probe und Wafer aufgelegt werden. Die Siliziumlinse hat den Zweck, Verluste an der Silizium-Luft-Grenzfläche zu minimieren, die THz-Strahlung etwas zu bündeln und Substratmoden zu unterdrücken.[43]

Der Silizium-Wafer ist in einen Aluminiumrahmen geklebt. Dieser Rahmen ist auf einer horizontalen Aluminiumplatte montiert. Diese Platte ruht auf drei Stelltischen zur horizontalen Justage in einer Richtung. Diese Stelltische sind auf einem weiteren Rahmen montiert. Zur horizontale Justage in orthogonaler Richtung zu den obengenannten Stelltischen ruht dieser Rahmen wieder auf drei Stelltischen. An diesen Stelltischen ist jeweils ein Standbein montiert. Mit diesen Standbeinen steht der Probenhalter auf einem Tisch. Die Stelltische sind neben Spindeln auch mit Piezos versehen, was eine sehr präzise Ausrichtung ermöglicht. Dies ist nötig, da zur Justage Verschiebungen in der Größenordnung $\leq 1 \mu m$ nötig sind. Kontaktiert werden kann die Probe über Nadelprober, welche mit Magnetfüßen auf einem Stahlblech neben dem Probeteller befestigt sind. Nadelprober bestehen aus einer Kontaktnadel, die an einem Arm befestigt ist. Dieser Arm ist an einen Verstellblock montiert, der eine Verkippung um zwei Achsen und eine Verschiebung in einer Richtung ermöglicht. Dadurch ist eine exakte dreidimensionale Positionierung der Nadelspitze möglich. Über den Arm und den Block kann die Nadel elektrisch kontaktiert werden. Dadurch ermöglicht der Nadelprober eine präzise Kontaktierung.

Die Siliziumlinse wird von unten von einem Messingring gehalten, welcher über ein Feingewinde in der Höhe angepaßt werden kann, damit die Linse bündig an den Wafer anschließt. Zwischen Wafer und Linse ist wieder eine dünne Schicht Vakuumfett zur Brechzahlanpassung aufgebracht. Zum horizontalen Verstellen ist die Halterung für die Siliziumlinse über vier Beine auf zwei Stelltischen befestigt. Der Abstand der Beine ist so groß, daß genügend Platz für die Montage eines Parabolspiegels im Abstand seiner Brennweite vom Probeteller ist.

³Spezifischer Widerstand $\rho > 10 k\Omega cm$

3.5.1.3 THz-Strahlpfad und Detektion

Der THz-Strahlpfad geht von einem punktförmigen Emitter (der Antenne auf der Probe) durch Silizium-Wafer und Siliziumlinse auf den bereits erwähnten Parabolspiegel. Dieser Parabolspiegel hat eine effektive Brennweite von $76,2\text{ mm}$. Von diesem geht ein paralleler Strahl auf einen weiteren Parabolspiegel mit einer effektiven Brennweite von $50,8\text{ mm}$. Dieser Spiegel fokussiert die Strahlung in das Eingangsfenster der Golay-Zelle. Hier ist ein Spiegel mit sehr kurzer effektiver Brennweite nötig, da das Eingangsfenster der Golay-Zelle nur sechs Millimeter groß ist und somit der Fokus der THz-Strahlung bei geringer Frequenz größer als das Eingangsfenster der Golay-Zelle werden könnte. Dieses Problem ist zwar für Frequenzen unter 150 GHz ⁴ immer noch nicht gelöst, aber doch zumindest minimiert.

3.5.1.4 Zusammenfassung der Konstruktion

Diese so neu aufgebaute Meßstation hat nicht nur Vorteile gegenüber dem bisherigen Aufbau. Das Hauptproblem ist dabei mechanische Instabilität. Mit mechanischer Instabilität ist gemeint, daß sich die Meßstation mit der Zeit aufgrund von thermischen Ausdehnungen und Vibrationen leicht verstellt. Dies ist besonders kritisch, da der Laserstrahl auf die Lücke eines Photomischers fokussiert wird. Da hier mit Größenordnungen $\leq 1\text{ }\mu\text{m}$ gearbeitet wird, sind schon geringe Störungen problematisch. Insbesondere die vertikal über dem Probenhalter auf einem Stahlgerüst befestigte Platte mit der Laseroptik ist empfindlich. So neigt das Stahlgerüst zu starken Schwingungen und ist extrem anfällig gegen Stöße, da aufgrund der Abmessungen, und der begrenzten Steifigkeit des Stahls, Schwingungen mit hoher Amplitude und geringer Dämpfung möglich sind. Das Bild der CCD-Kamera bietet eine gute Möglichkeit zu sehen, wie stark sich der Laserstrahl, bei leichten Stoß gegen das Stahlgerüst, vom Mischer weg bewegt. Aus diesem Grund war es nötig, mehrere Querverstrebungen einzubauen, um das Gerüst zu versteifen. Ohne Querverstrebungen entsprachen die Schwankungen, die auf dem Bild der CCD-Kamera zu sehen waren, vielen Mikrometern bei einem leichten Stoß gegen das Stahlgerüst. Durch den Einbau der Querverstrebungen konnten diese Schwankungen auf einen Wert unter einem Mikrometer reduziert werden. Auch die Dejustage über längere Zeit wurde durch diese Querstreben stark reduziert. Damit ist dieses Problem zwar nicht völlig gelöst, aber auf ein akzeptables Maß reduziert.

⁴Diese Frequenz wird erhalten, wenn von beugungsbegrenzter Fokussierung ausgegangen wird.

3.5.2 Messen mit der Station

Bevor die Station zum ersten Mal in Betrieb genommen werden kann, muß der Strahlpfad für die THz-Strahlung eingestellt werden. Hierzu wird der Silizium-Wafer mit seinem Rahmen herausgenommen, und durch ein Blatt Papier ersetzt. Das Streulicht, welches mit einem Infrarot-Sichtgerät beobachtet werden kann, wird für die weitere Ausrichtung verwendet. Zunächst wird kontrolliert, daß der Parabolspiegel unter der Station einen parallelen Strahl erzeugt. In diesen Strahl werden zwei Fadenkreuze gestellt, die den Strahlengang des THz-Strahls markieren. Dieser wird dann mit einem weiteren Parabolspiegel auf das Eingangsfenster der Golay-Zelle fokussiert. Als nächstes wird der Silizium-Wafer mit dem Rahmen und der Siliziumlinse eingesetzt. Mit Hilfe der Fadenkreuze wird nun ein Hilfs laser⁵ so eingestellt, daß er den umgekehrten Weg der THz-Strahlung nimmt. Zu diesem Strahl wird die Siliziumlinse so eingestellt, daß sich der reflektierte Strahl mit dem einfallenden Strahl überlagert.

Diese Justage muß alle ein bis zwei Monate überprüft werden.

Für die Messung wird etwas Vakuumfett auf den Silizium-Wafer aufgetragen. Darauf wird die Probe mit den Photomischern gelegt und leicht angedrückt. Als nächstes wird ein Mischer mit den Nadelprobern kontaktiert. Da die Kontaktflächen der Mischer sehr klein sind, wird hierfür als Hilfe ein Weitwinkelmikroskop verwendet. Nun kann, um die Probe und die Kontaktierung zu testen, zunächst ohne Beleuchtung eine Strom-Spannungs-Kennlinie aufgenommen werden. Dann muß die optische Leistung zwischen Strahlteiler und asphärischer Linse gemessen und durch Verstellen der Polarisation, Einkopplung oder des Verstärkers im Lasersystem eingestellt werden. Hierauf wird eine Spannung angelegt und mit Hilfe der CCD-Kamera das Gap durch grobes Verstellen mit den Mikrometerschrauben gesucht. Dass die richtige photokoduktive Lücke beleuchtet wird, kann daran erkannt werden, daß der Photostrom stark ansteigt. Die Probe in horizontaler Richtung und die fokussierende asphärischer Linse werden dann mit Hilfe der Piezos justiert, um einen maximalen Photostrom zu erreichen. Als nächstes wird der Lichtzerhacker eingeschaltet. Daraufhin wird die Siliziumlinse justiert, um ein maximales THz-Signal zu erreichen. Dieses Signal kann an einem an der Golay-Zelle angeschlossenen Lock-In-Verstärker abgelesen werden. Mit dem Computer kann nun Photstrom, THz-Signal und bei geblocktem Laser auch Dunkelstrom gegen die angelegte Spannung gemessen werden.

Zu bemerken bleibt, daß die Meßstation es einfach gestaltet, die Probe auszutauschen, oder auf der selben Probe eine andere Antenne (und somit auch den zugehörigen Mischer) zu vermessen, da der Zeitaufwand für das Wechseln vergleichsweise gering ist. Nach jeder Messung muß der Photostrom kontrolliert und die Probe eventuell nachgestellt werden.

⁵Hiefür wurde ein HeNe-Laser verwendet.

Alles andere an der Meßstation muß nicht nachgestellt werden. Diese Nachkorrektur der Probe könnte auch ein Computer übernehmen, da das Steuergerät für die Piezo-Versteller einen analogen Eingang hat. Aus Zeitgründen konnte diese Automatisierung jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen werden.



Abbildung 3.10: Foto der Meßstation.

4 Messungen

Zur Demonstration der Funktion der Meßstation wurden zwei Proben vermessen. Es handelt sich dabei um Proben, wie in Kapitel 3.1 dargestellt, mit Antennenstrukturen, wie in Kapitel 2.4 beschrieben. Die Antennen haben einen Strahlungswiderstand $R = 65 \Omega$ und eine Kapazität des Mischers $C = 3 \text{ fF}$ (vgl. Kapitel 2.4). Die GaAs-Wafer haben jeweils eine Dicke von $350 \mu\text{m}$. Die LT-GaAs-Schichten waren 1750 nm bzw. 1125 nm dick und wurden bei $155 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen. Im weiteren werden diese Proben mit 2.6 und 2.7 bezeichnet.¹ Dabei ist 2.6 die 1750 nm dicke und 2.7 die 1125 nm dicke Probe. Auf jeder dieser Proben befinden sich vier Antennen/Mischer, die einfach durch das Anhängen einer weiteren Ziffer bezeichnet werden.²

4.1 Durchgeführte Messungen

Mit den erwähnten Proben wurden folgende Messungen durchgeführt:

- **Frequenzverlauf:** Bei beiden Proben wurde ein Frequenzverlauf, also die THz-Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz, im Bereich von 100 GHz bis 1000 GHz in Schritten von 25 GHz gemessen. Die optische Leistung betrug 50 mW . Für jede Frequenz wurde der Strom und die THz-Leistung für Vorspannungen zwischen 5 V und 10 V gemessen.
- **THz-Leistung gegen optische Leistung:** Um die Abhängigkeit der THz-Leistung in Abhängigkeit von der optischen Leistung zu untersuchen, wurde bei einer Differenzfrequenz von 400 GHz die optische Leistung zwischen 0 mW und 50 mW mit einer Schrittweite von 5 mW variiert und die THz-Leistung gemessen. Die Vorspannung wurde konstant auf 10 V gehalten.
- **THz-Leistung gegen Vorspannung:** Um ein präzises Bild der Abhängigkeit der THz-Leistung von der Vorspannung zu erhalten, wurde bei einer Differenzfrequenz von 400 GHz die Abhängigkeit der THz-Leistung von der Vorspannung über einem Bereich von 0 V bis 10 V bei einer optischen Leistung von 50 mW gemessen.

¹Die Bezeichnung resultiert aus einer willkürlichen Bezeichnung der Serie von Proben, zu der sie gehören.

²So bezeichnet 2.6.1 den ersten Mischer auf Probe 2.6.

4.2 Meßergebnisse

4.2.1 Frequenzverlauf

Die gemessenen Leistungen der THz-Leistung und die zugehörigen Photoströme sind in Abbildung 4.1 für den Mischer 2.6.3 bzw. in Abbildung 4.2 für den Mischer 2.7.3 zu sehen.

Die theoretisch erwartete Leistung ist durch Gleichung (2.26) gegeben:

$$P_{Rad} = \frac{R}{2} \cdot \frac{I_{wechsel,0}^2}{(1 + (\omega RC)^2)} = \frac{R}{2} \cdot \frac{I_{gleich}^2}{(1 + (\omega\tau)^2) \cdot (1 + (\omega RC))} \quad (2.26)$$

Die Effizienz P_{eff} wird definiert als Quotient aus THz-Leistung und dem Quadrat des Photostromes. Mit Gleichung (2.26) ergibt sich für die Effizienz:

$$P_{eff} = \frac{P_{Rad}}{I_{gleich}^2} = \frac{R}{2} \cdot \frac{1}{(1 + (\omega\tau)^2) \cdot (1 + (\omega RC))} \quad (4.1)$$

Da die Effizienz unabhängig vom Photostrom ist, können auf diesem Weg durch Schwankungen im Photostrom verursachte Schwankungen in der THz-Leistung eliminiert werden. Für die gemessenen Photomischer ist die Effizienz in den Abbildungen 4.3 und 4.4 dargestellt.

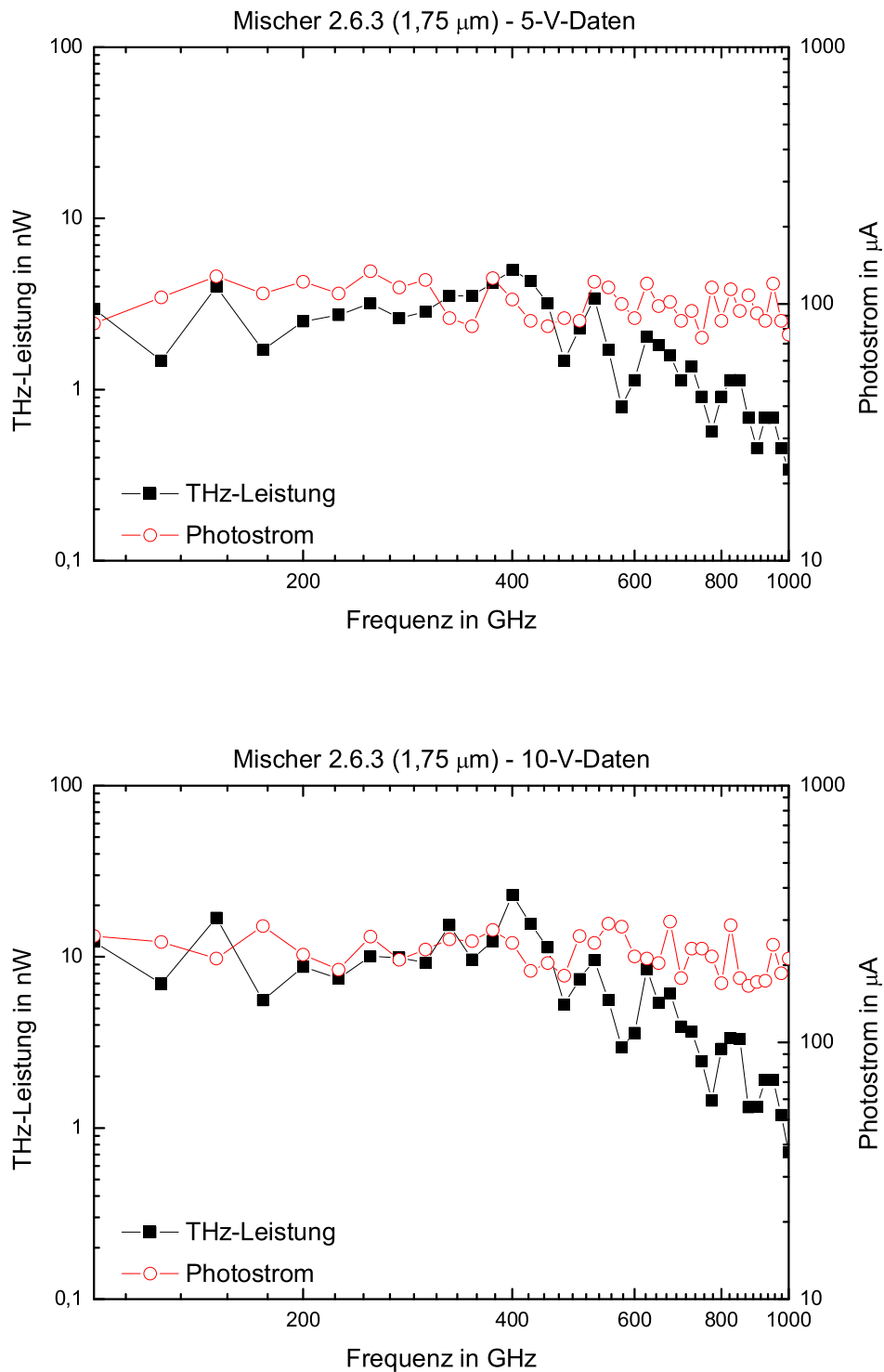


Abbildung 4.1: Frequenzverlauf der THz-Leistung und des Photostroms für den Photomischer 2.6.3. Der obere Graph zeigt die Daten bei 5 V, der untere bei 10 V Vorspannung.

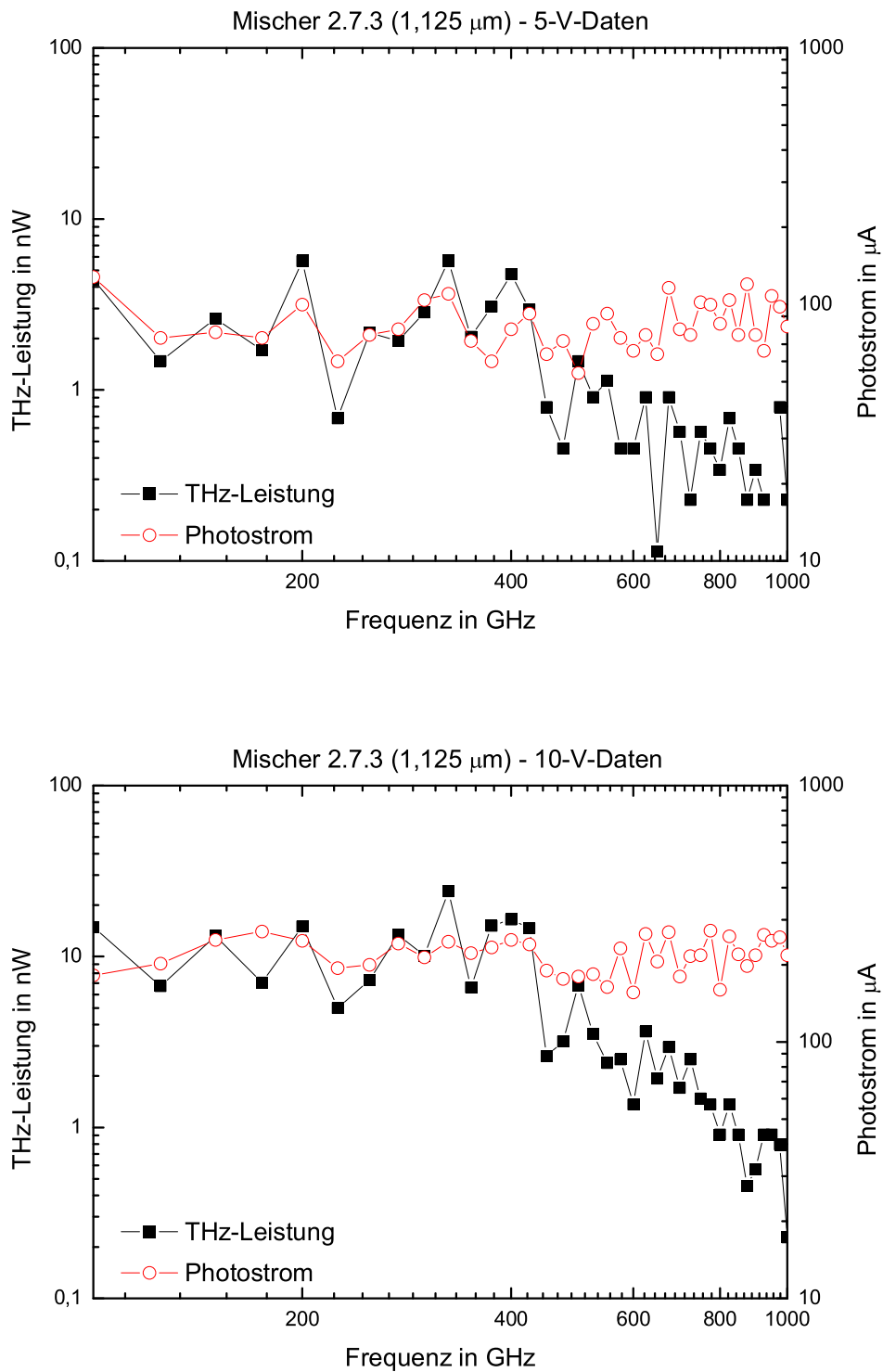


Abbildung 4.2: Frequenzverlauf der THz-Leistung und des Photostroms für den Photomischer 2.7.3. Der obere Graph zeigt die Daten bei 5V, der untere bei 10 V Vorspannung.

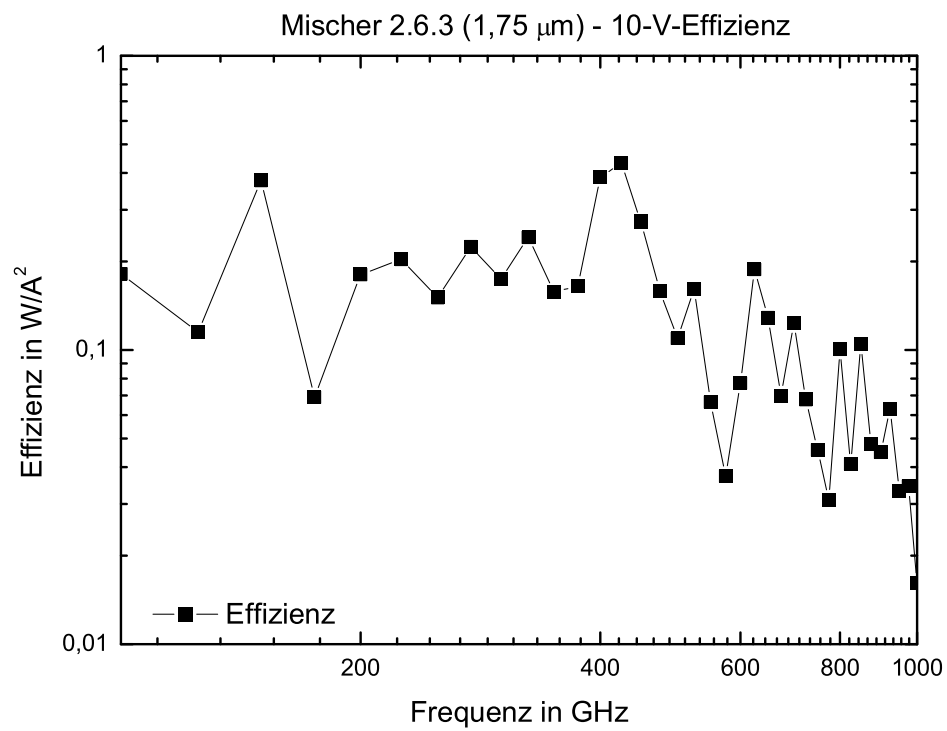
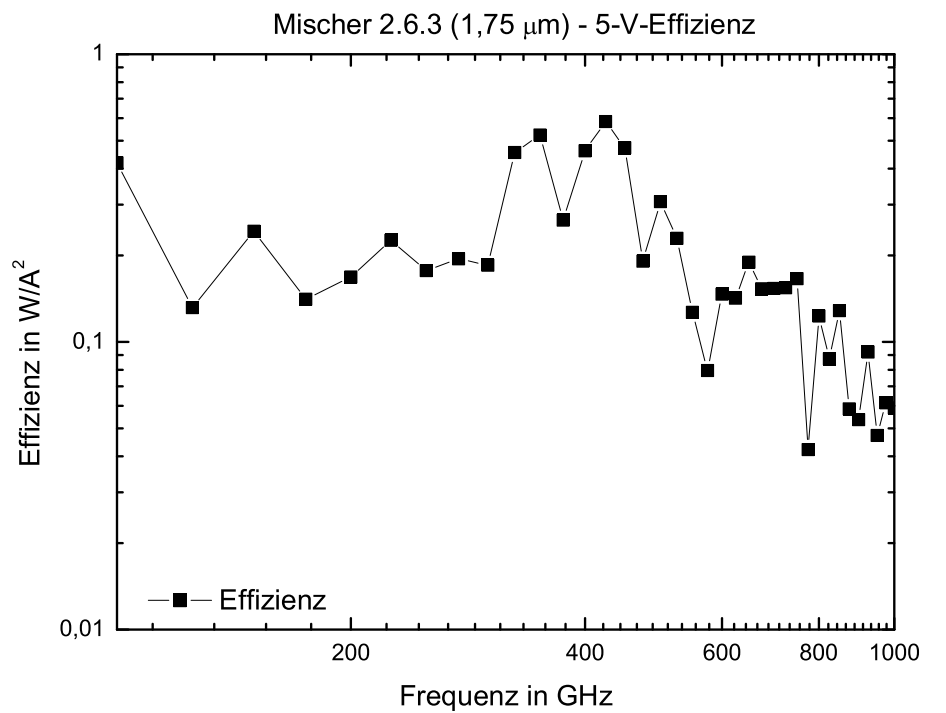


Abbildung 4.3: Frequenzverlauf der Effizienz des Photomischers 2.6.3. Der obere Graph zeigt die Daten bei 5V, der untere bei 10 V Vorspannung.

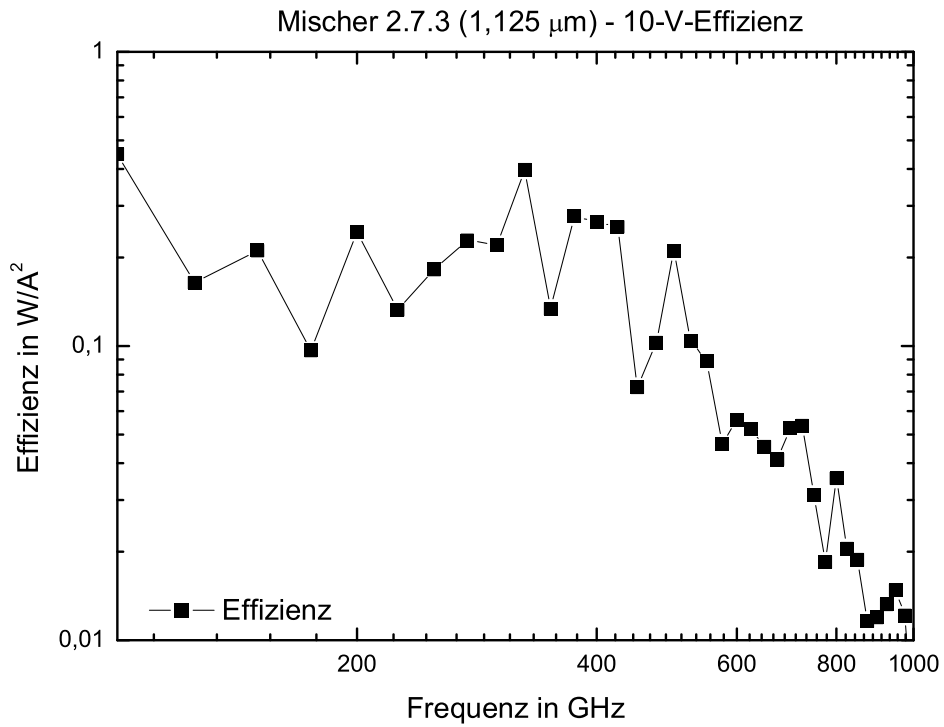
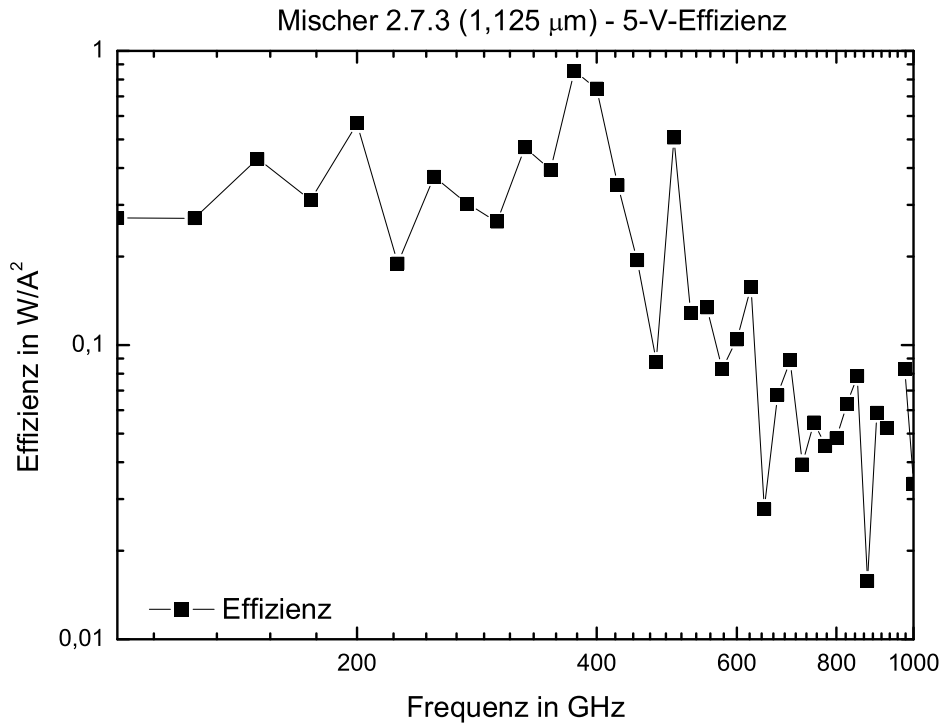


Abbildung 4.4: Frequenzverlauf der Effizienz des Photomischers 2.7.3. Der obere Graph zeigt die Daten bei 5V, der untere bei 10 V Vorspannung.

4.2.2 THz-Leistung gegen optische Leistung

Die gemessene THz-Leistung mit zugehörigem Photostrom der Mischer 2.6.4 und 2.7.3 ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Anstelle von Mischer 2.6.3 wurde Mischer 2.6.4 vermessen, da Mischer 2.6.3 vor diesen Messungen zerstört wurde. Da die Mischer 2.6.3 und 2.6.4 auf derselben Probe sind, sollte der Einfluss der LT-GaAs-Schicht bei beiden gleich sein. Entsprechend Kapitel 4.2.1 kann alternativ auch die aus THz-Leistung und Photostrom berechnete Effizienz gegen die optische Leistung aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

4.2.3 THz-Leistung gegen Vorspannung

Die gemessene THz-Leistung mit dem zugehörigen Photostrom in Abhängigkeit von der Vorspannung ist für beide Proben in Abbildung 4.7 zu sehen. In Abbildung 4.8 ist die aus THz-Leistung und Spannung berechnete Effizienz in Abhängigkeit von der Vorspannung dargestellt.

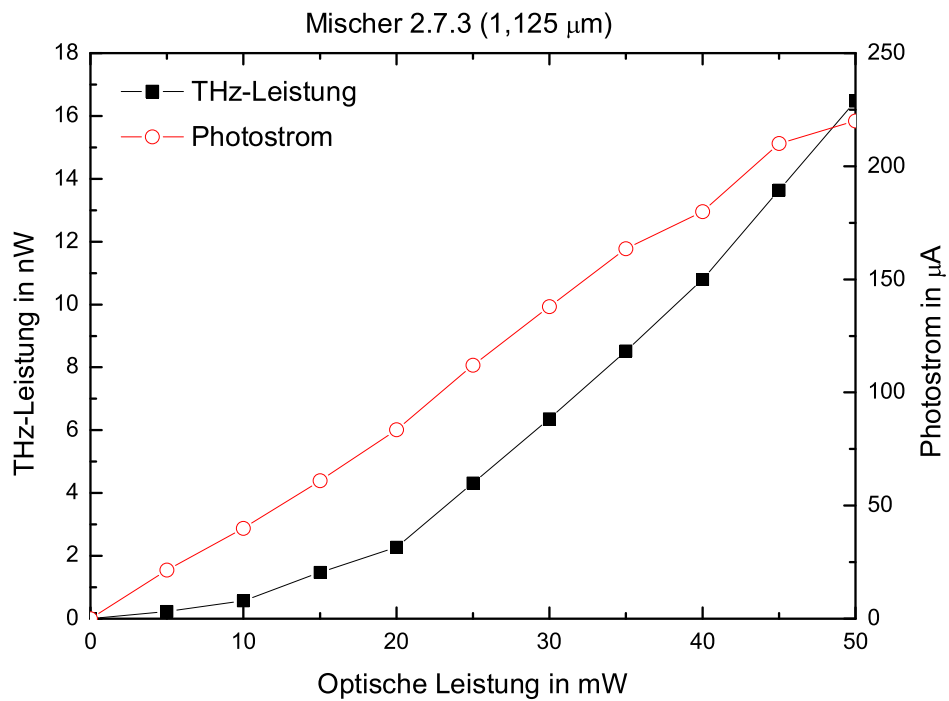
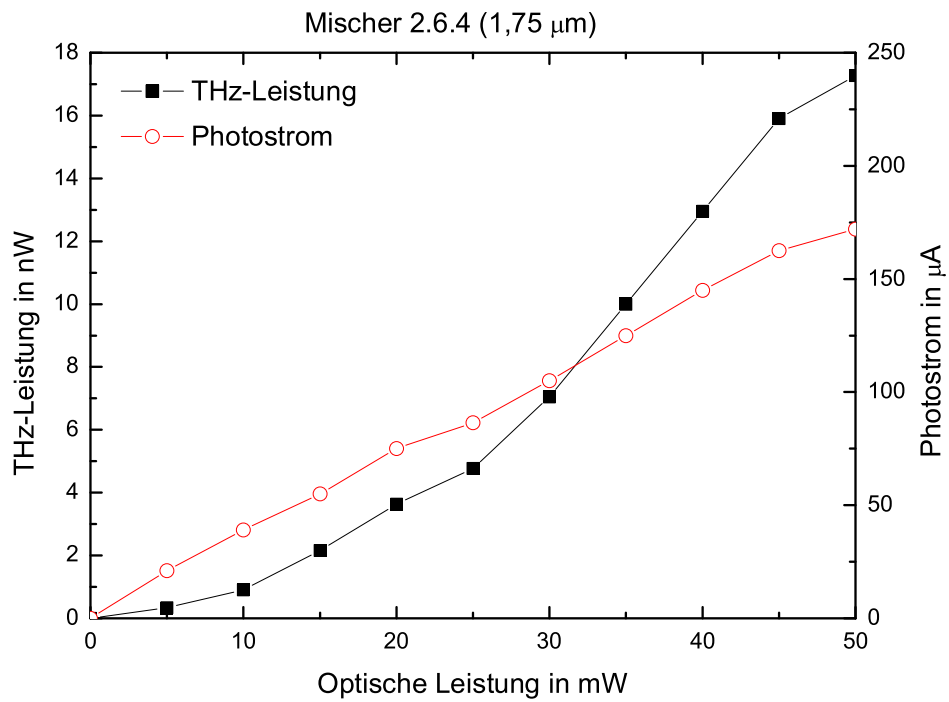


Abbildung 4.5: THz-Leistung und Photostrom in Abhängigkeit von optischer Leistung der Mischer 2.6.4 (oberer Graph) und 2.7.3 (unterer Graph).

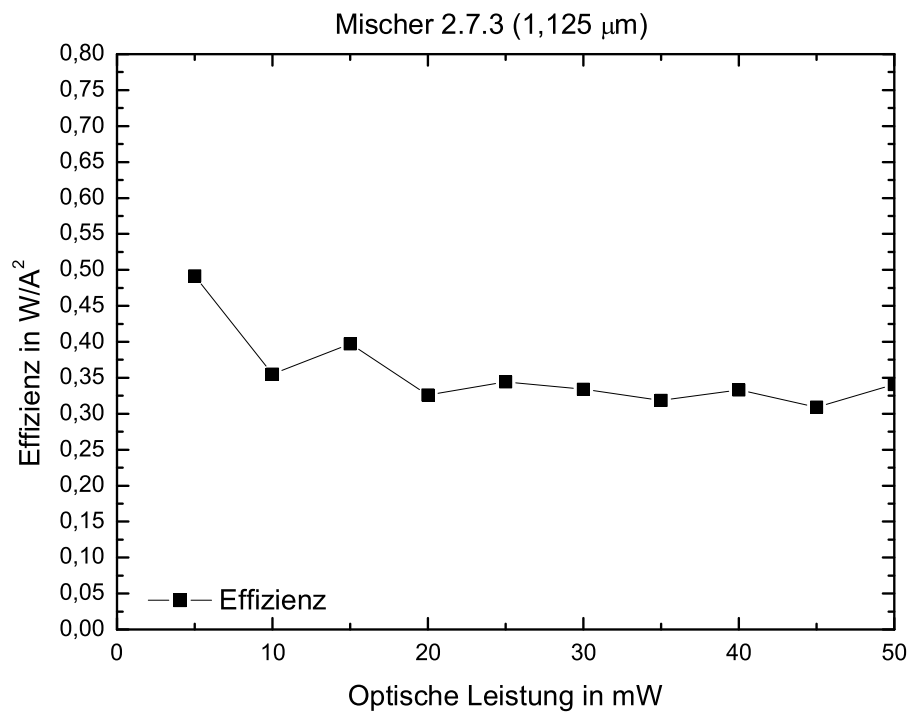
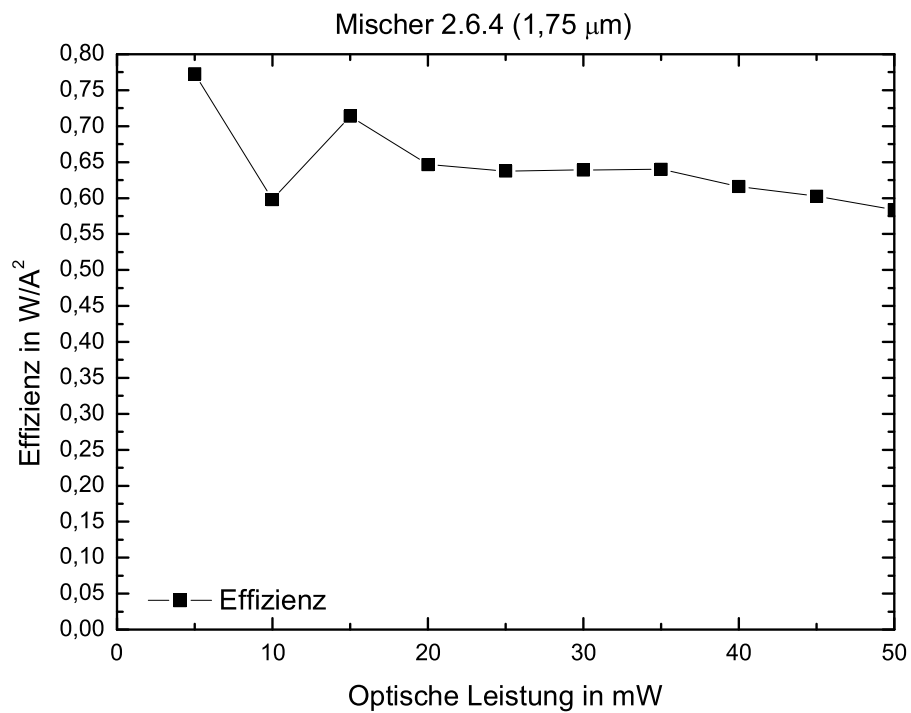


Abbildung 4.6: Effizienz in Abhängigkeit von optischer Leistung der Mischer 2.6.4 (oberer Graph) und 2.7.3 (unter Graph).

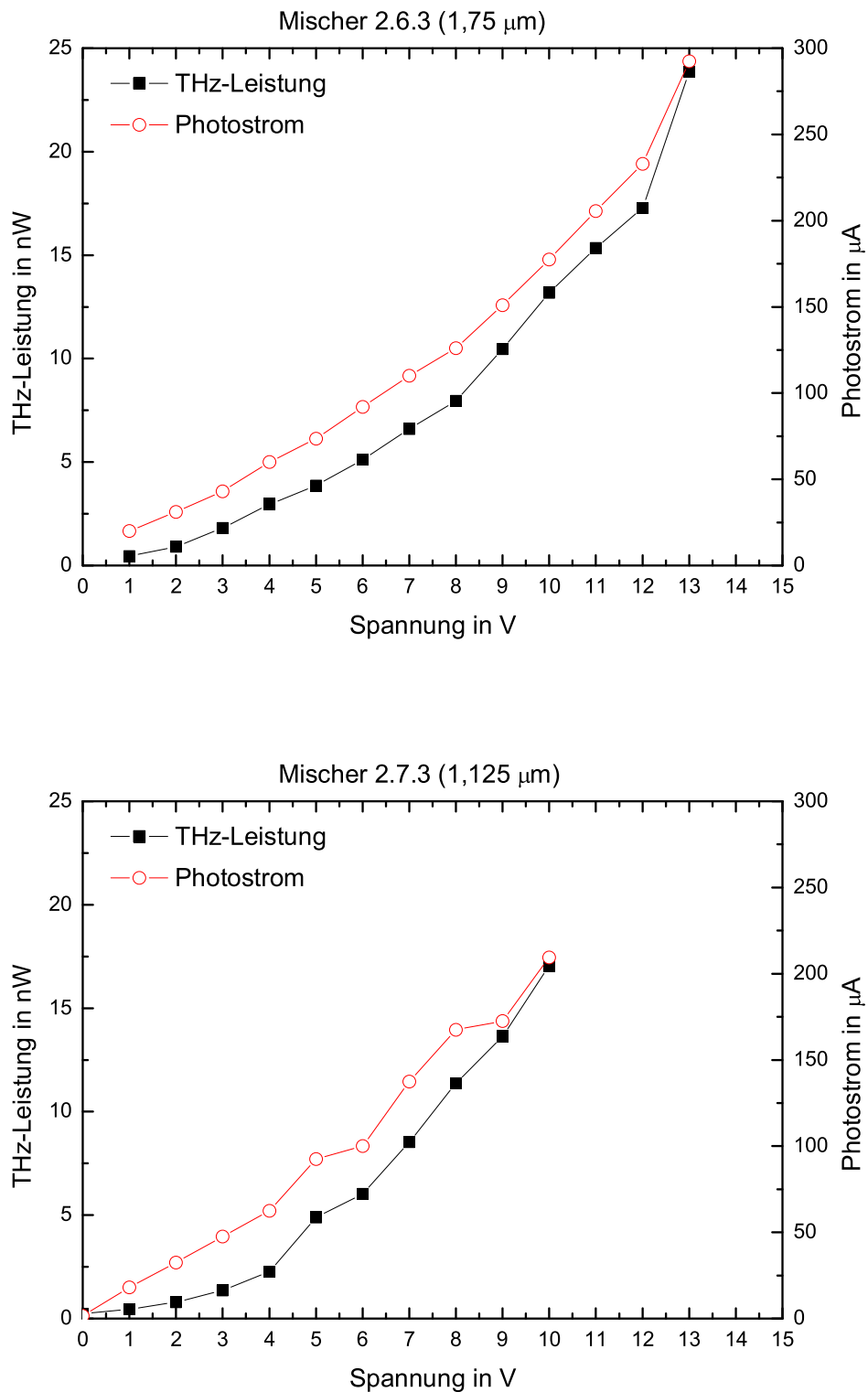


Abbildung 4.7: THz-Leistung und Photostrom in Abhängigkeit von Vorspannung der Mischer 2.6.3 (oberer Graph) und 2.7.3 (unterer Graph).

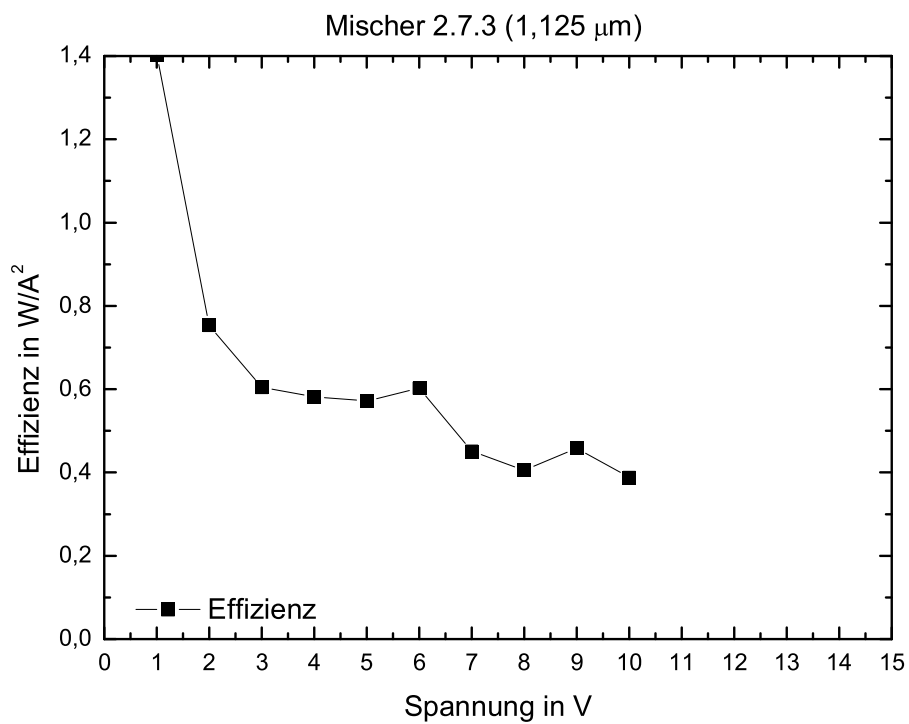
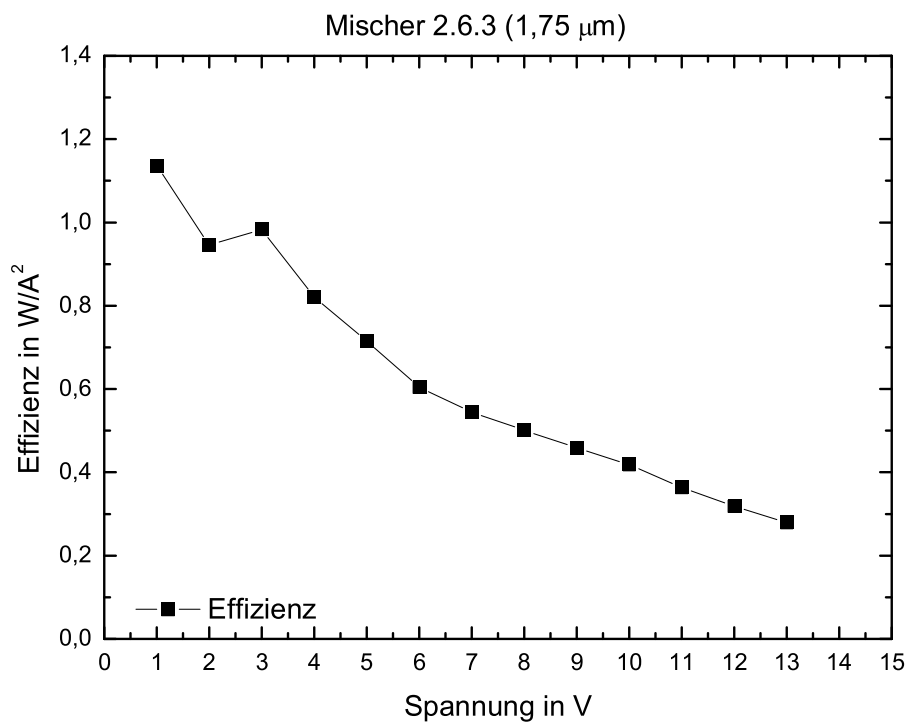


Abbildung 4.8: Effizienz in Abhängigkeit von Vorspannung der Mischer 2.6.3 (oberer Graph) und 2.7.3 (unterer Graph).

4.3 Analyse der Meßdaten

4.3.1 Analyse des Frequenzverlaufs

Die erwartete Effizienz in Abhängigkeit von der Frequenz ist in Gleichung (4.1) gegeben. Unter der Annahme, daß nicht die gesamte Leistung im Detektor erfaßt wird, kann ein *Meßfaktor* $S \leq 1$ eingeführt werden der angibt, welcher Bruchteil der erzeugten Strahlung im Detektor erfaßt wird. Dadurch wird Gleichung (4.1) zu:

$$P_{eff} = \frac{P_{Rad}}{I_{gleich}^2} = S \cdot \frac{R}{2} \cdot \frac{1}{(1 + (\omega\tau)^2) \cdot (1 + (\omega RC))} \quad (4.2)$$

Abbildung 4.9 zeigt entsprechende Anpassungen an die bei 10 V Vorspannung gemessenen Daten. Die für die Anpassungen verwendeten Parameter sind:

- $\tau = 430 \text{ fs}$ für beide Proben. Diese Zeit wurde in unserer Arbeitsgruppe per Anrege-Abfrage-Experimente bestimmt.[44]
- $C = 3 \text{ fF}$ für beide Mischer.(vgl. Kapitel 2.4)
- $R = 65 \text{ }\Omega$ für beide Antennen.(vgl. Kapitel 2.4)

Für den Meßfaktor wurden $S = 0,018$ für Mischer 2.6.3 und $S = 0,011$ für Mischer 2.7.3 gefunden. Das bedeutet, daß nur 1 bis 2 % der laut Gleichung (2.26) vorhergesagten Leistung gemessen werden. Dies kann nicht ausschließlich durch meßbedingte Verluste erklärt werden. Ein weiterer Effekt, der Verluste verursachen könnte, ist die Erzeugung langlebiger Ladungsträger im GaAs-Substrat. Wird ein LT-GaAs-Photomischer beleuchtet, so wird nicht die gesamte Leistung in der LT-GaAs-Schicht absorbiert, sondern ein Teil der Strahlung erreicht auch das GaAs-Substrat. Dort können langlebige Ladungsträger erzeugt werden. Diese können zu Reflexion bzw. Absorption von Strahlung führen und somit die auf der Unterseite austretende THz-Strahlung extrem reduzieren. Ein Hinweis auf einen solchen Effekt konnte bei anderen Messungen in unserer Arbeitsgruppe beobachtet werden.[45] So wurde ein Photomischer bei einer Messung in einem gepulsten System zusätzlich mit kontinuierlicher Strahlung beleuchtet. Dabei wurde eine Verringerung der THz-Leistung um 50 % beobachtet. Abbildung 4.10 zeigt den relativen Leistungsabfall der THz-Leistung in Abhängigkeit von der Leistung der kontinuierlichen Hintergrundstrahlung. Bei der Probe handelte es sich zwar ebenfalls um einen LT-GaAs Mischer, jedoch wurde das Substrat und die LT-GaAs Schicht in einer anderen Gruppe gewachsen und eine andere Antenne sowie Titan-Gold als Metallisierung verwendet. Daher ist diese Messung nur ein Hinweis auf die Existenz dieser Effekte. Sie ermöglicht nicht abzuschätzen, wie stark dieser Effekt bei den in dieser Arbeit vermessenen Proben ist.

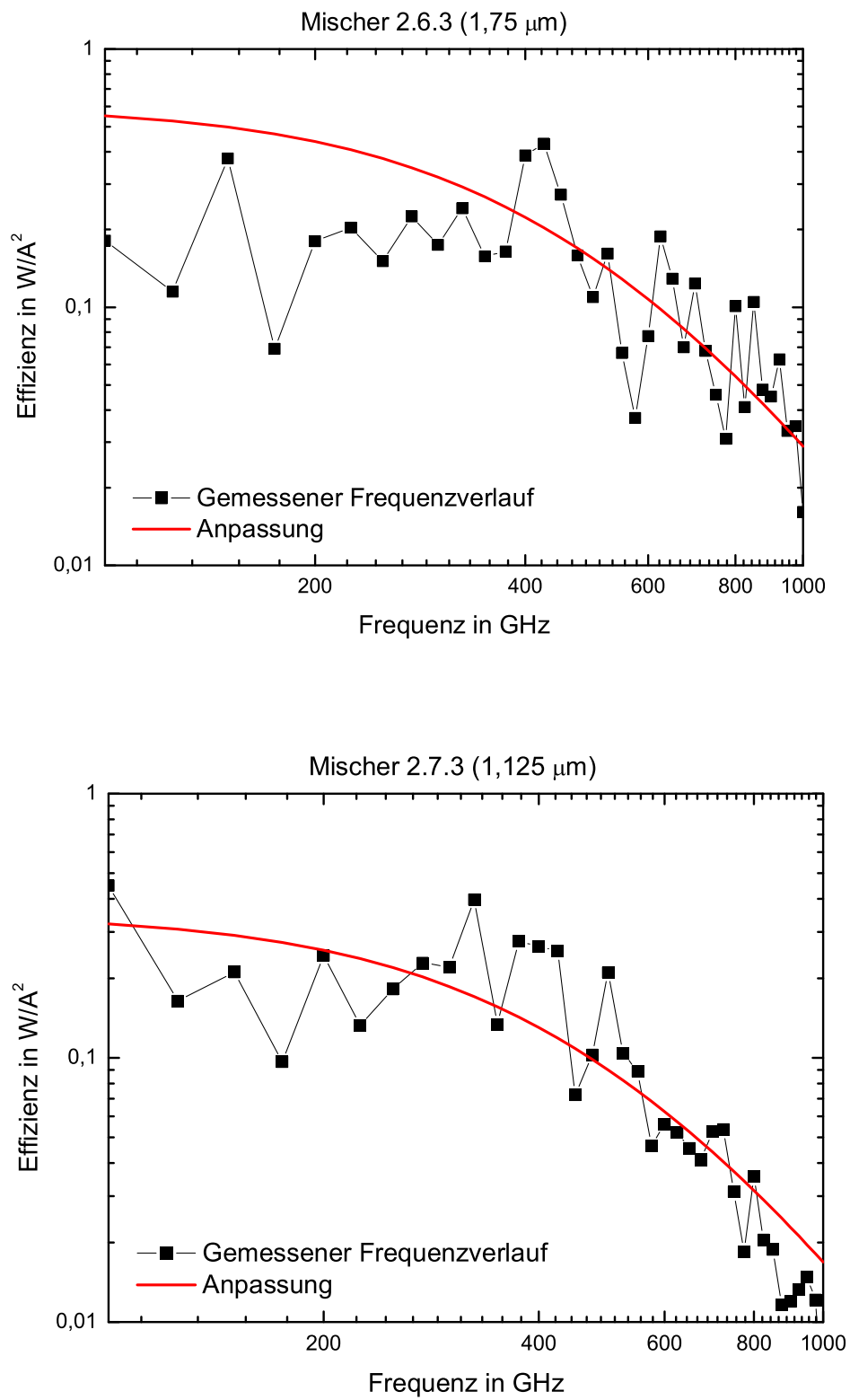


Abbildung 4.9: Effizienz in Abhängigkeit von Frequenz mit angepaßter erwarteter Effektivität der Mischer 2.6.3 (oberer Graph) und 2.7.3 (unter Graph).

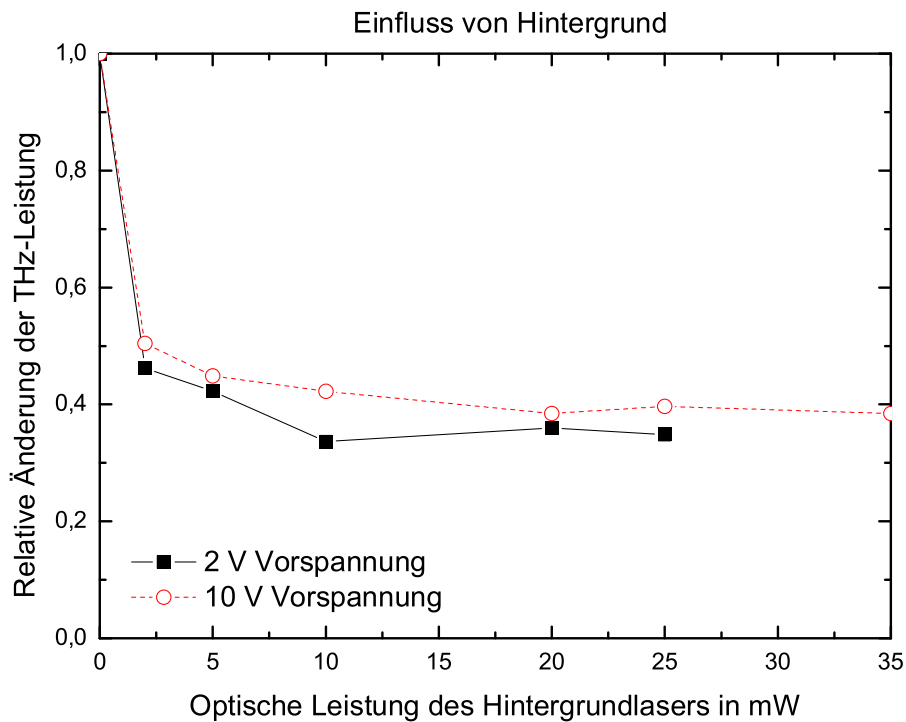


Abbildung 4.10: Relative Änderung der Leistung bei Erzeugung von THz-Strahlung mit gepulsten Lasern bei zusätzlicher Beleuchtung mit kontinuierlichem Hintergrund in Abhängigkeit der Leistung des Hintergrundlasers.[45]

Eine weitere Möglichkeit, die geringe gemessene Leistung zu erklären, ist eine deutlich höhere effektive Lebensdauer. Wäre die Lebensdauer τ eine Größenordnung größer, so ergäbe sich für Frequenzen $f \geq 400 \text{ GHz}$ ein Meßfaktor $S \approx 1$. Für geringere Frequenzen würde S geringer werden. Das der Meßfaktor S für kleinere Frequenzen kleiner wird ist zwar nicht wahrscheinlich, aber entsprechend Kapitel 3.5.1.3 nicht auszuschließen. Analog kann auch eine deutlich höhere Kapazität C ein solches Abweichen erklären.

Ein weiterer Effekt, den geringen beobachteten Meßfaktor S erklären könnte, wäre daß der Strom zu einem Großteil (etwa 90 %) durch das Substrat und nicht die LT-GaAs Schicht fließt. Dieser Strom wäre nicht moduliert, und würde so nicht zu Erzeugung von THz-Strahlung beitragen. Ein hoher Strom durch das Substrat ist durch die Erzeugung langlebiger Ladungsträger möglich, wie sie oben bereits angesprochen wurde. Dies ist noch nicht näher untersucht, wird aber in dem hier beobachteten Ausmaß innerhalb der Arbeitsgruppe Roskos als unwahrscheinlich angenommen.

4.3.2 Analyse der „THz-Leistung gegen optische Leistung“

Abbildung 4.5 zeigt in Übereinstimmung mit den in Kapitel 2 dargestellten theoretischen Betrachtungen einen linearen Zusammenhang zwischen Photostrom und optischer Leistung. Entsprechend steigt auch die THz-Leistung quadratisch mit der optischen Leistung an. Die Effizienz (vgl. Abbildung 4.6) ist somit konstant. Eine Änderung der Effizienz bzw. Leistung, wie sie bei den in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Messungen, deren Ergebnisse in Abbildung 4.10 dargestellt sind,[45] können nicht beobachtet werden. Der Grund dafür ist, daß bei den dortigen Messungen zur THz-Erzeugung ein gepulster Laser verwendet wurde. Der Abstand zwischen den Laser-Pulsen war groß im Verhältnis zur Lebensdauer der Ladungsträger im GaAs-Substrat. Daher haben die von einem Puls erzeugten langlebigen Ladungsträger im Substrat keinen Effekt auf die vom folgenden Laser-Puls erzeugte THz-Strahlung. Wird die Probe zusätzlich mit einem kontinuierlichen Laserstrahl als Hintergrund beleuchtet, so existieren durchgehend langlebige Ladungsträger im Substrat, welche zu Reflexion und Absorption führen. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde allerdings die THz-Strahlung durch das Schwebungssignal in kontinuierlichen Lasern durchgeführt. Daher existiert immer ein kontinuierlicher Hintergrund, der langlebige Ladungsträger im Substrat erzeugt. Verhindert werden könnte dies z.B. indem ein Dielektrischer Spiegel, z.B. in Form eines Bragg-Reflektors, zwischen GaAs-Substrat und LT-GaAs-Schicht eingebracht wird.[46]

4.3.3 Analyse der „THz-Leistung gegen Vorspannung“

Wird anstelle der THz-Leistung (vgl. Abbildung 4.7) die Wurzel der Leistung betrachtet, so wird nach Gleichung (2.26) ein linearer Verlauf vorhergesagt. Damit wird weiterhin vorhergesagt, daß die Wurzel der THz-Leistung für $U_{Vor} \rightarrow 0$ gegen Null geht. In Abbildung 4.11 ist die Wurzel der THz-Leistung gegen die Vorspannung aufgetragen. Zu erkennen ist, daß die Kurve zu niedrigen Spannungen deutlich von einem linearen Verlauf abweicht, und die THz-Leistung für $U_{Vor} \rightarrow 0$ nicht gegen Null geht. Dieses vom Lock-In-Verstärker angezeigte Signal kann keine von der Antenne abgestrahlte THz-Leistung sein, da die Antenne nicht emittieren kann, wenn keine Spannung anliegt. Erklärt werden kann dieses Phänomen dadurch, daß die Probe durch den Laser aufgeheizt wird. Da der Laserstrahl durch den Lichtzerhacker mit 20 Hz moduliert wird, findet auch diese Aufheizung in der Frequenz statt, in der der Lock-In-Verstärker sensitiv ist. Eine Modulation bei 20 Hz ist auch langsam genug, um die durch den Laser verursachte Temperaturänderung zu messen. Andere Detektoren, bei denen eine Modulation von 1 kHz möglich ist, zeigen einen vom Laser verursachten thermischen Hintergrund nicht. Da in dieser Arbeit allerdings eine Golayzelle verwendet wurde, mußte mit 20 Hz moduliert werden.

Da dieser durch den Laser erzeugte thermische Hintergrund von der Spannung unabhängig ist, kann sein Beitrag von den gemessenen Werten abgezogen werden. Daher wurde für beide Mischern eine Anpassung der THz-Leistung P_{THz} mit dem Ansatz $P_{THz} = A + B \cdot U_{Vor}^2$ für $U_{Vor} = 0 \text{ V} \dots 4 \text{ V}$ durchgeführt. Die Anpassung wurde auf niedrige Spannungen beschränkt, da hier der konstante Anteil einen höheren Gewicht besitzt. Die gefundenen Anpassungen sind in Abbildung 4.12 zu sehen. Für A wurde bei beiden Mischern ein Wert von etwa $0,003 \text{ nW}$ gefunden. Dieser Wert wurde von den gemessenen Leistungen abgezogen, und so die bereinigte THz-Leistung erhalten. Die Wurzel der bereinigten Leistung gegen die Spannung aufgetragen ist für beide Mischer in Abbildung 4.13 zu sehen. Die aus der bereinigten Leistung berechnete Effizienz zeigt Abbildung 4.14. Es kann erkannt werden, daß die Effizienz für kleine Spannungen, im Gegensatz zur unbereinigten Effizienz (vgl. Abbildung 4.8), gegen einen konstanten Wert strebt.

Eine weitere Auffälligkeit in den Daten der Spannungsabhängigkeit ist, daß der Photostrom bei höheren Spannungen nicht linear der Spannung ansteigt, sondern deutlich schneller. Hierfür gibt es zwei Erklärungsansätze, die im Folgenden Kapitel diskutiert werden.

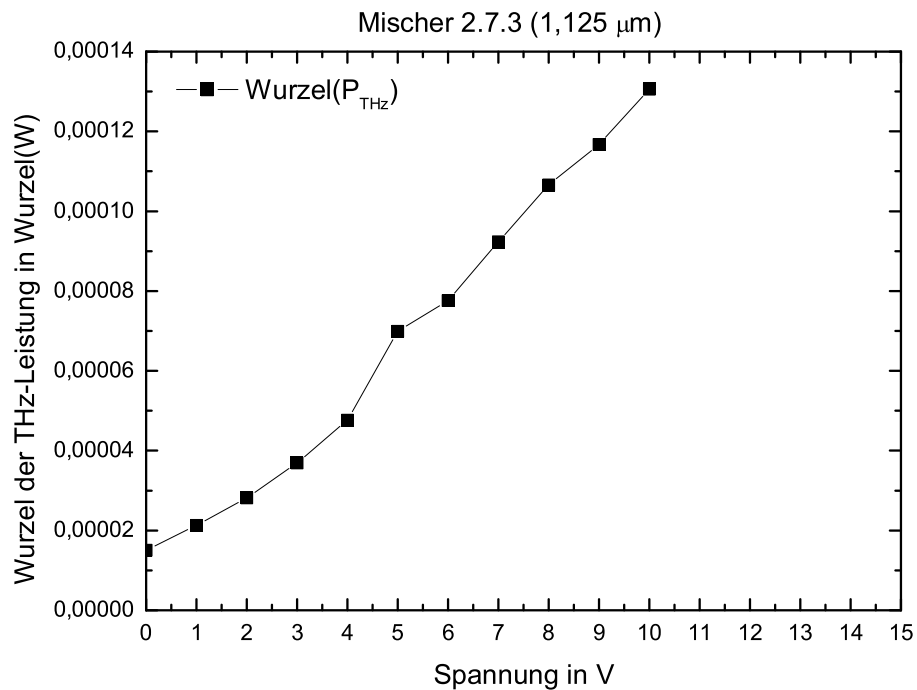
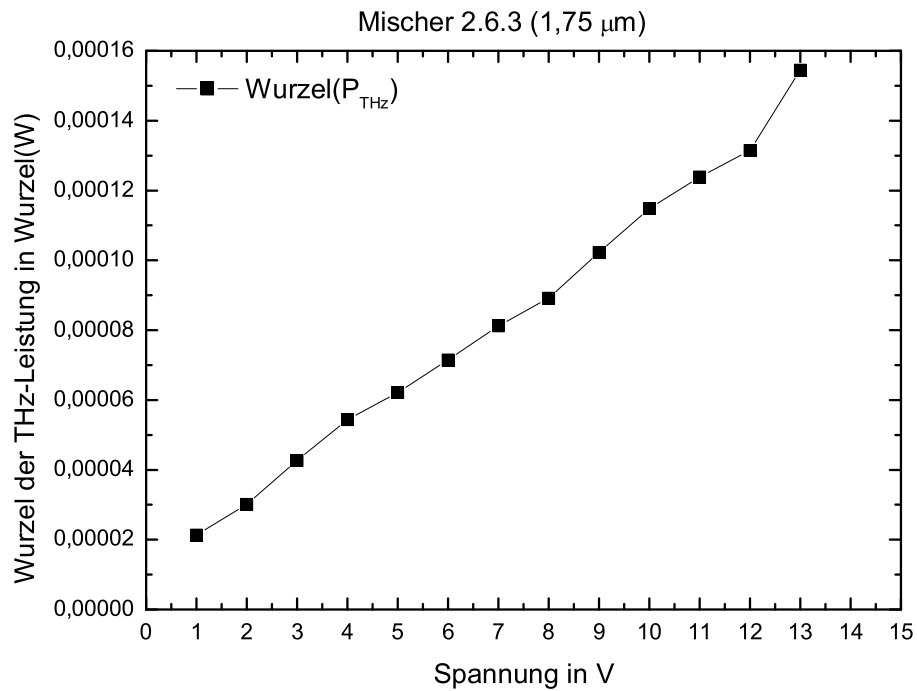


Abbildung 4.11: Wurzel der Leistung für Mischer 2.6.3 (oben) und 2.7.3 (unten).

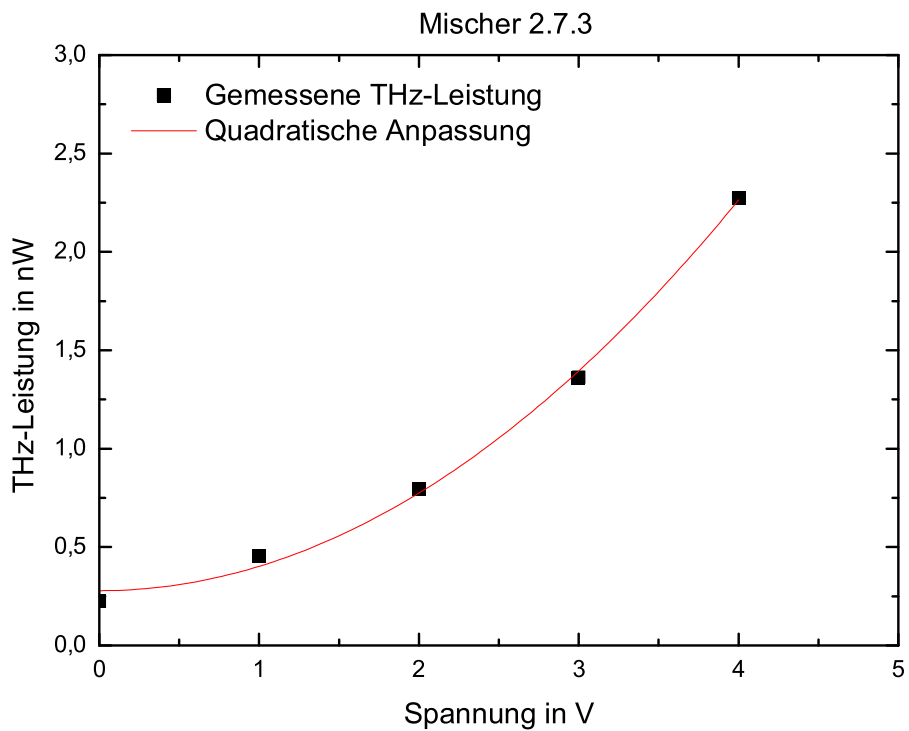
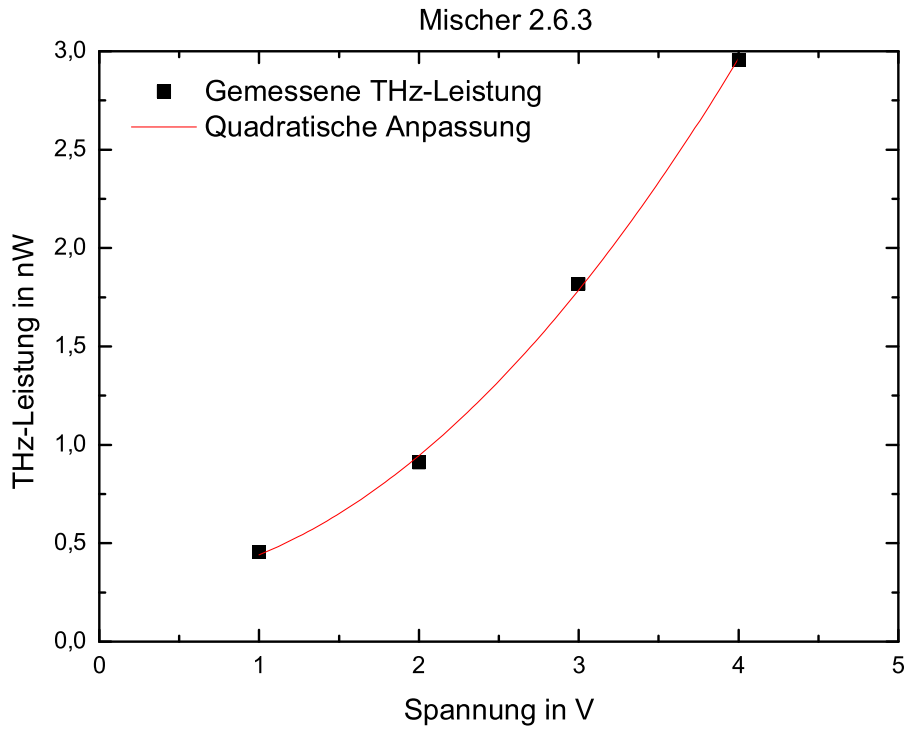


Abbildung 4.12: Quadratische Anpassung der THz-Leistung für die Mischer 2.6.3 (links) und 2.7.3 (rechts).

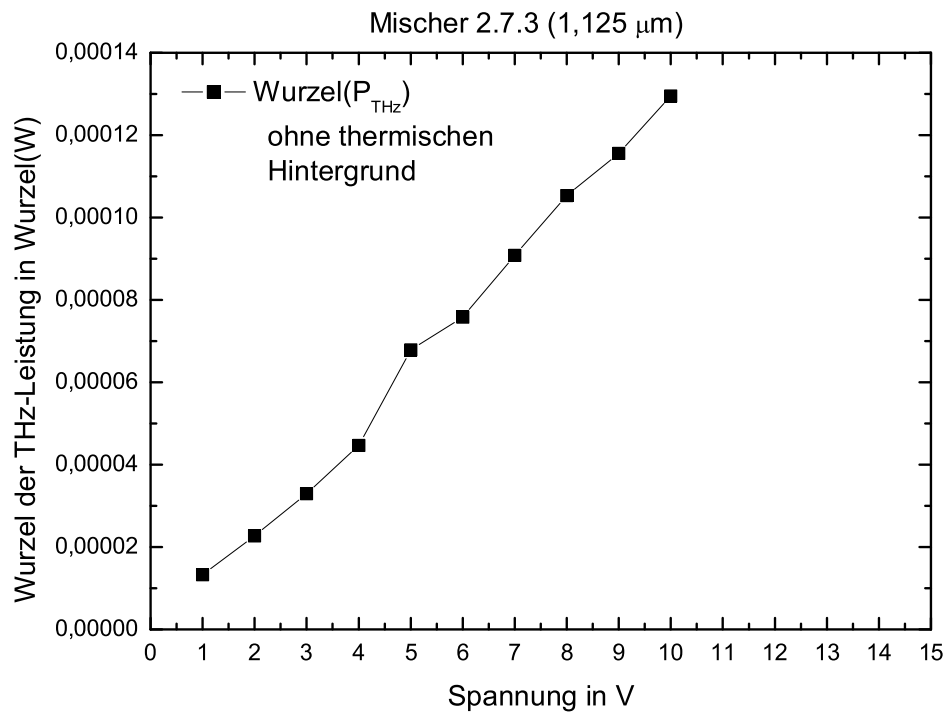
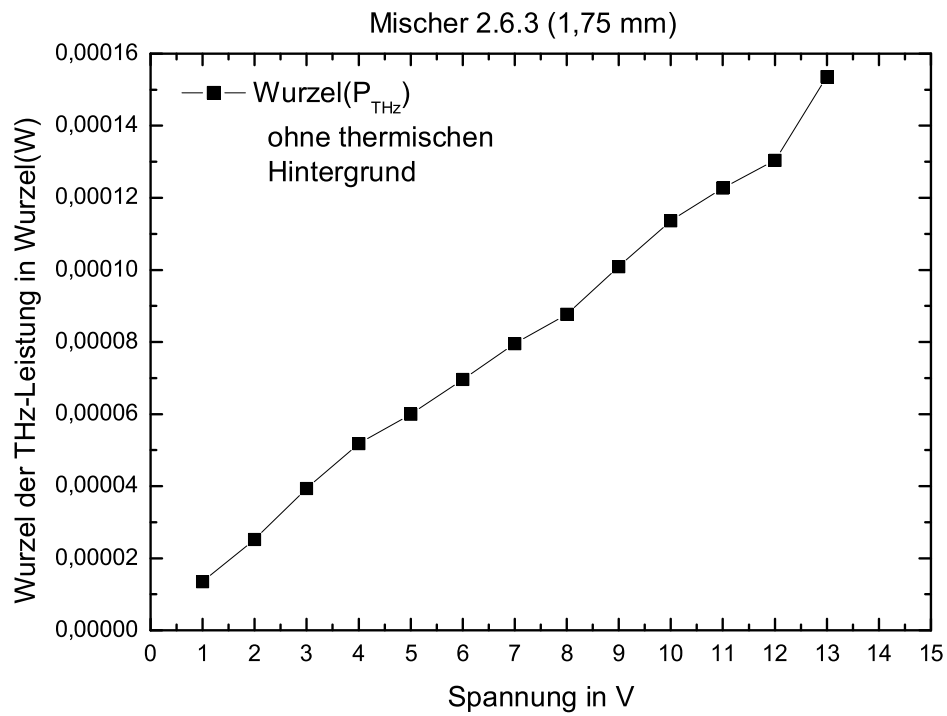


Abbildung 4.13: Wurzel der bereinigten THz-Leistung für Mischer 2.6.3 (oben) und 2.7.3 (unten).

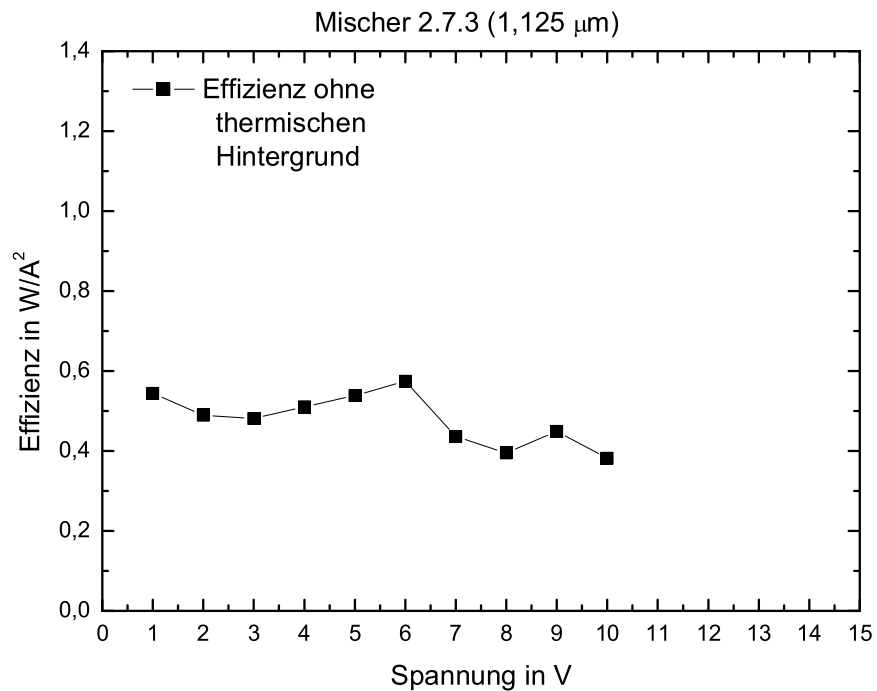
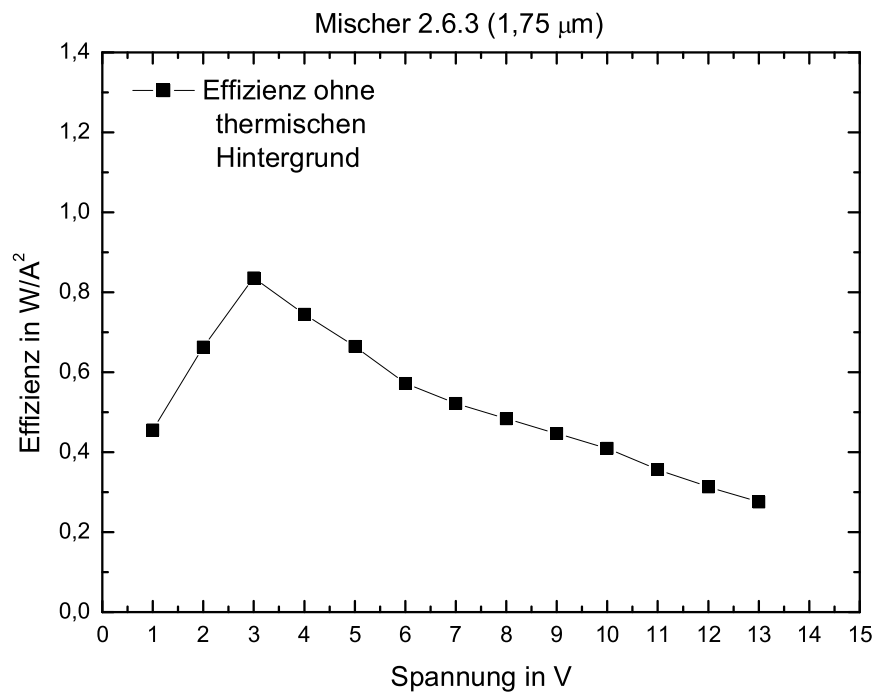


Abbildung 4.14: Aus der bereinigten Leistung berechnete Effizienz für Mischer 2.6.3 (oben) und 2.7.3 (unten).

4.4 Erklärung des Verhaltens des Photostromes

Es können zwei Modelle verwendet werden, um diesen nichtlinearen Verlauf des Photostromes in Abbildung 4.7 zu erklären. Das eine Modell (im weiteren als Modell I bezeichnet) geht von einem zusätzlichen nichtlinearen Strom durch das Substrat aus [47], das andere (im weiteren als Modell II bezeichnet) geht von einer Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit τ vom elektrischen Feld, und somit von der Vorspannung U_{Vor} , aus [48, 49]. Zunächst sollen zwei vereinfachte Modelle zur Beschreibung dieser Effekte vorgestellt werden und dann die beiden Modelle, bezogen auf die gemessenen Frequenzverläufe, verglichen werden.

4.4.1 Modell I: Strom durch Substrat

Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, daß sich der von der Vorspannung U_{Vor} abhängige Photostrom $I_{Photo}(U_{Vor})$ aus einem linearen Teil $I_{lin.}(U_{Vor})$ und einem nichtlinearen Strom $I_{Nlin.}(U_{Vor})$ zusammensetzt:

$$I = I_{lin.} + I_{Nlin.} \quad (4.3)$$

Ein stark nichtlineares Verhalten des Stromes durch eine LT-GaAs-Schicht in eine leitende GaAs Schicht konnte bereits von J. P. Ibbetsen und U. K. Mishra [47] beobachtet werden. Weiterhin kann nicht ausgeschlossen werden, daß auch ein linearer Anteil des Stromes durch das Substrat fließt. Ein solcher linearer Strom durch das Substrat kann aber Anhand des Photostromes nicht nachgewiesen werden. Dieser Strom durch das Substrat setzt auch wieder die Erzeugung langlebiger Ladungsträger im Substrat voraus, die die Leitfähigkeit des Substrats erhöhen (vgl. Kapitel 4.3.1).

Der lineare Anteil des Stromes in Gleichung (4.3) fließt durch die LT-GaAs-Schicht, und ist mit der Differenzfrequenz der beiden Laser moduliert (vgl. Kapitel 2.3). Der nichtlineare Anteil fließt durch das GaAs-Substrat. Da die Lebenszeit der Ladungsträger im Substrat hoch ist, ist dieser Teil des Stromes nicht moduliert und trägt daher nicht zur THz-Erzeugung bei. Es wird also bei hohen Spannungen ein höherer Strom I gemessen, als zur THz-Erzeugung beiträgt. Die gemessene Effizienz (gemessene THz-Leistung durch das Quadrat des gemessenen Stromes) ist daher geringer, als die ideale Effizienz (gemessene THz-Leistung durch das Quadrat des linearen Anteil des Stromes). Um den Einfluss dieses Modells auf den Frequenzverlauf mit den gemessenen Daten bei $U_{Vor} = 5 \text{ V}$ und $U_{Vor} = 10 \text{ V}$ abschätzen zu können wird angenommen, daß Der nichtlineare Anteil des Stromes

bei 5 V Vorspannung ist vernachlässigbar ist. Damit folgt:

$$I_{Nlin.}(5 V) = 0 \quad (4.4)$$

Mit den bisher gemachten Annahmen folgt:

$$I_{lin.}(10 V) = 2 \cdot I_{lin.}(5 V) \quad (4.5)$$

Damit ist der nichtlineare Strom bei 10 V Vorspannung gegeben durch:

$$I_{Nlin.}(10 V) = I(10 V) - 2 \cdot I_{lin.}(5 V) \quad (4.6)$$

Es wird also angenommen, daß im gemessenen Frequenzverlauf bei 5 V Vorspannung die ideale Effizienz gemessen wird. An diese Effizienz wird eine Anpassung berechnet. Anschließend kann anhand der gemessenen mittleren Ströme die Anpassung für 10 V Vorspannung mit diesem Modell vorhergesagt werden. Um diese Vorhersage machen zu können muß noch überlegt werden, daß aufgrund Gleichung (2.26) und der oben gemachten Annahmen für die ideale Effizienz $P_{Eff}(U_{Vor})$ abhängig von der Spannung U_{Vor} gilt:

$$P_{Eff}(10 V) = \frac{P_{THz}(10 V)}{(I_{lin.}(10 V))^2} = \frac{P_{THz}(5 V)}{(I_{lin.}(5 V))^2} = P_{Eff}(5 V) \quad (4.7)$$

Die tatsächliche Effizienz ist also unabhängig von der Vorspannung U_{Vor} . Weiterhin gilt für die Effizienz bei 5 V:

$$\frac{P_{THz}(5 V)}{(I_{lin.}(5 V))^2} = \frac{P_{THz}(5 V)}{(I(5 V))^2} \quad (4.8)$$

Damit kann die gemessene Effizienz bei 10 V Vorspannung, also $\frac{P_{THz}(10 V)}{(I(10 V))^2}$, aus der gemessenen Effizienz bei 5 V, also $\frac{P_{THz}(5 V)}{(I(5 V))^2}$, bestimmt werden:

$$\frac{P_{THz}(10 V)}{(I(10 V))^2} = \frac{P_{THz}(10 V)}{(I_{lin.}(10 V))^2} \cdot \left(\frac{I_{lin.}(10 V)}{I(10 V)} \right)^2 = \frac{P_{THz}(5 V)}{(I(5 V))^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot I(5 V)}{I(10 V)} \right)^2 \quad (4.9)$$

Auf den Frequenzverlauf bezogen bedeutet das, daß aus einer Anpassung an den gemessenen Frequenzverlauf bei 5 V Vorspannung und den gemessenen Strömen bei 5 V und 10 V Vorspannung die Anpassung an den gemessenen Frequenzverlauf bei 10 V Vorspannung berechnet werden kann. Mit den in Kapitel 4.3.1 angenommenen Daten wurde eine Anpassung an den Frequenzverlauf bei 5 V Vorspannung bestimmt. Mit Gleichung (4.9) wurde aus der Anpassung zum Frequenzverlauf bei 5 V Vorspannung die Anpassung zum Frequenzverlauf bei 10 V Vorspannung aus den gemessenen mittleren Strömen berechnet. Die gemessenen Frequenzverläufe mit den Anpassungen sind in Abbildung 4.15 für Mischer 2.6.3 bzw. Abbildung 4.16 für Mischer 2.7.3 zu sehen.

4.4.2 Modell II: Erhöhung der Lebenszeit

Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, daß die Lebenszeit der Ladungsträger $\tau(U_{Vor})$ vom elektrischen Feld und somit von der Vorspannung U_{Vor} abhängt. Eine erhöhte Ladungsträgerlebenszeit τ bei hohen Feldern in der Nähe von metallischen Kontakten konnte bereits von N. Zamder *et al* und U. D. Keil *et al* [48, 49] beobachtet werden. Dabei nimmt die Lebenszeit mit zunehmender Vorspannung zu. Eine erhöhte Lebenszeit führt zu einer höheren Photoleitfähigkeit σ_{Photo} , denn entsprechend Gleichung (2.17) gilt:

$$\sigma_{Photo} = K \cdot \tau(U_{Vor}) \quad \text{mit} \quad K = \frac{e\mu\eta_e P_0}{Vh\nu} + \frac{e\mu\eta_e 2\sqrt{P_1 P_2}}{Vh\nu \sqrt{1 + \omega_{diff}^2 \tau^2}} \sin(\omega_{diff} t + \phi) \quad (4.10)$$

Der Strom $I(U_{Vor})$ ist somit:

$$I(U_{Vor}) = K \cdot \tau(U_{Vor}) \cdot U \quad (4.11)$$

Die relative Änderung der Lebenszeit bei zwei verschiedenen Vorspannungen U_1 und U_2 kann aus den dazu gemessenen Strömen mit Gleichung (4.11) berechnet werden:

$$\frac{\tau(U_1)}{\tau(U_2)} = \frac{I(U_1)}{I(U_2)} \cdot \frac{U_2}{U_1} \quad (4.12)$$

Im Unterschied zu Modell I führt Modell II nicht zu einer frequenzunabhängigen Verringerung der Effizienz, sondern entsprechend Gleichung (4.1) zu einem geänderten Frequenzverlauf. So ändert sich die gemessene Effizienz im Gegensatz zu Modell I weil sich die Modulationstiefe des Photostromes entsprechend Gleichung (2.21) für höhere Frequenzen verringert. Für niedrige Frequenzen führt Modell II also zu keiner Änderung der Effizienz bei höheren Spannungen führen. Zu höheren Frequenzen laufen die gemessenen Effizienzen für unterschiedliche Vorspannungen auseinander. Dabei fällt die Effizienz stärker ab, je höher die Spannung ist.

Um die Vorhersage von Modell II auf die gemessenen Daten übertragen zu können, wurde angenommen, daß die Lebenszeit τ bei einer Vorspannung von 5 V der aus den Reflexionsvermögen bestimmten Lebenszeit $\tau = 430 \text{ fs}$ entspricht (Kapitel 4.3.1, [44]). Mit diesen Daten wurde eine Anpassung an den Frequenzverlauf bei 5 V Vorspannung bestimmt. Aus den gemessenen Strömen bei 5 V und bei 10 V Vorspannung wurde dann mit Gleichung (4.12) die geänderte Lebenszeit $\tau = 478 \text{ fs}$ für Mischer 2.6.3 und $\tau = 466 \text{ fs}$ für Mischer 2.7.3 berechnet. Damit wurde die Anpassung an den Frequenzverlauf bei 10 V Vorspannung berechnet. Die Anpassungen mit den gemessenen Werten zeigen Abbildung 4.15 für Mischer 2.6.3 und Abbildung 4.16 für Mischer 2.7.3.

4.4.3 Vergleich der Modelle mit den Meßdaten

Um eine Aussage für oder gegen eines der beiden Modelle treffen zu können, ist es nötig, ihre Vorhersagen mit gemessenen Daten zu vergleichen. Die Vergleiche der beiden Modelle sind in Abbildung 4.15 für Mischer 2.6.3 und in Abbildung 4.16 für Mischer 2.7.3 zu finden. Leider ist der Unterschied der Modelle zu gering, und das Rauschen der Messwerte zu groß, um entscheiden zu können, welches Modell den unterschiedlichen Verlauf der Meßdaten bei 5 V und bei 10 V besser beschreiben kann. Um einen stärkeren Effekt zu erzielen, und auch einen größeren Unterschied zu erkennen, müßte zu höheren Spannungen übergegangen werden.

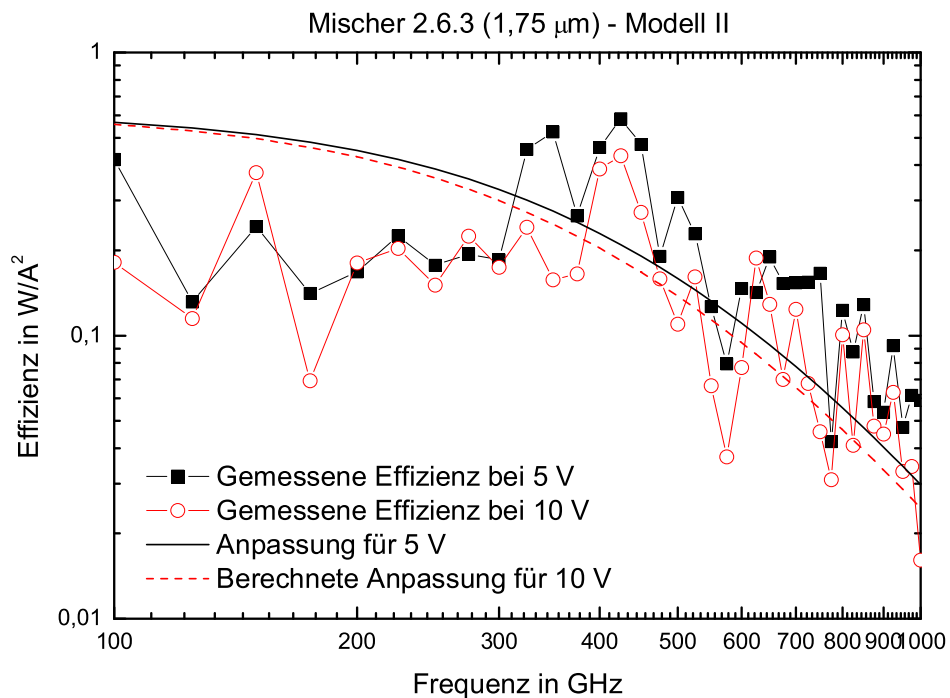
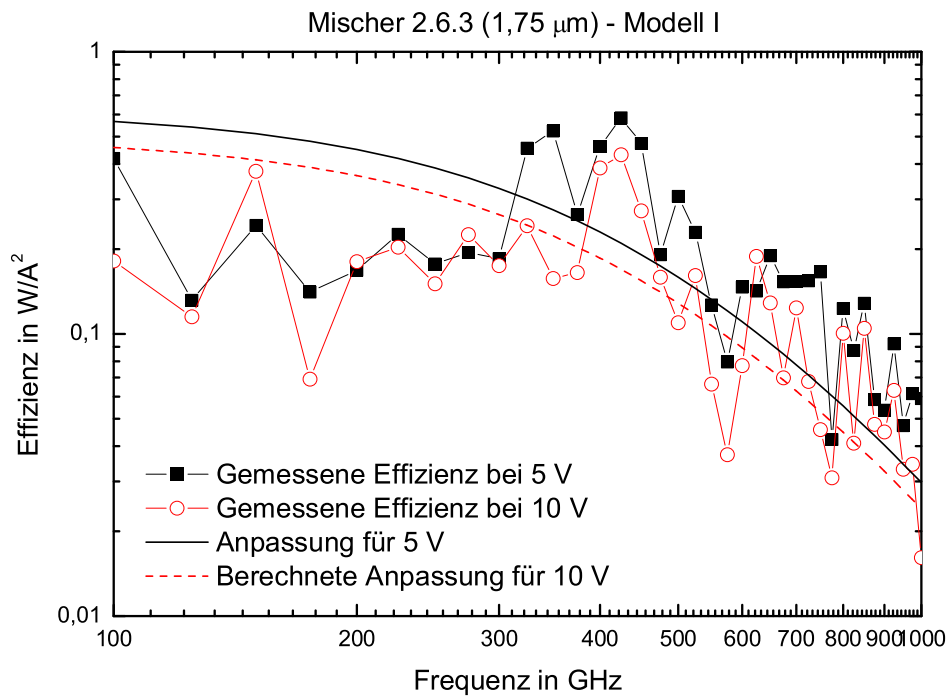


Abbildung 4.15: Vergleich der Modelle anhand der Meßdaten von Mischer 2.6.3.

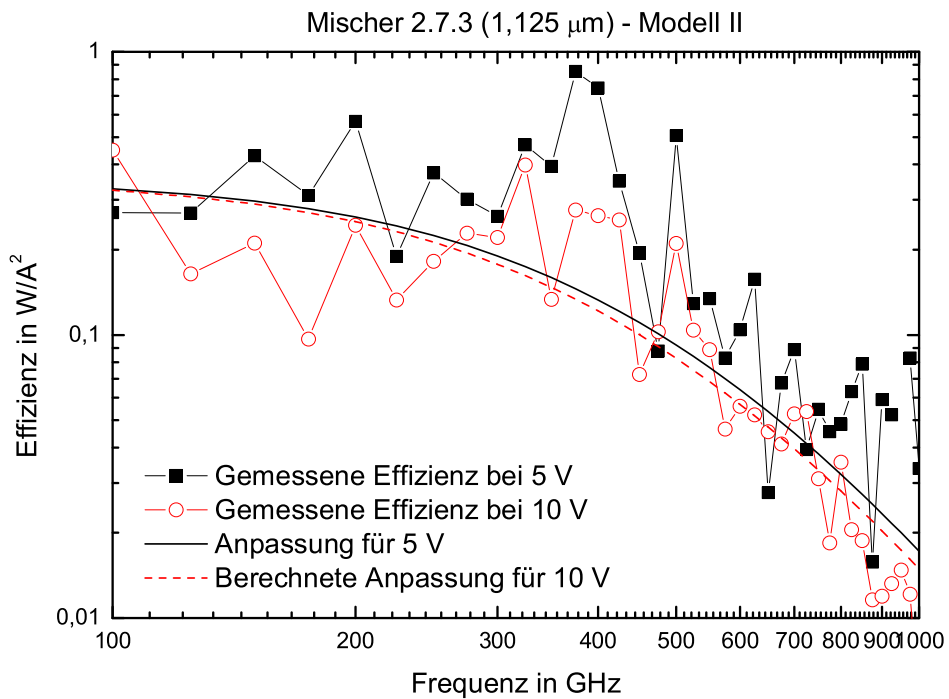
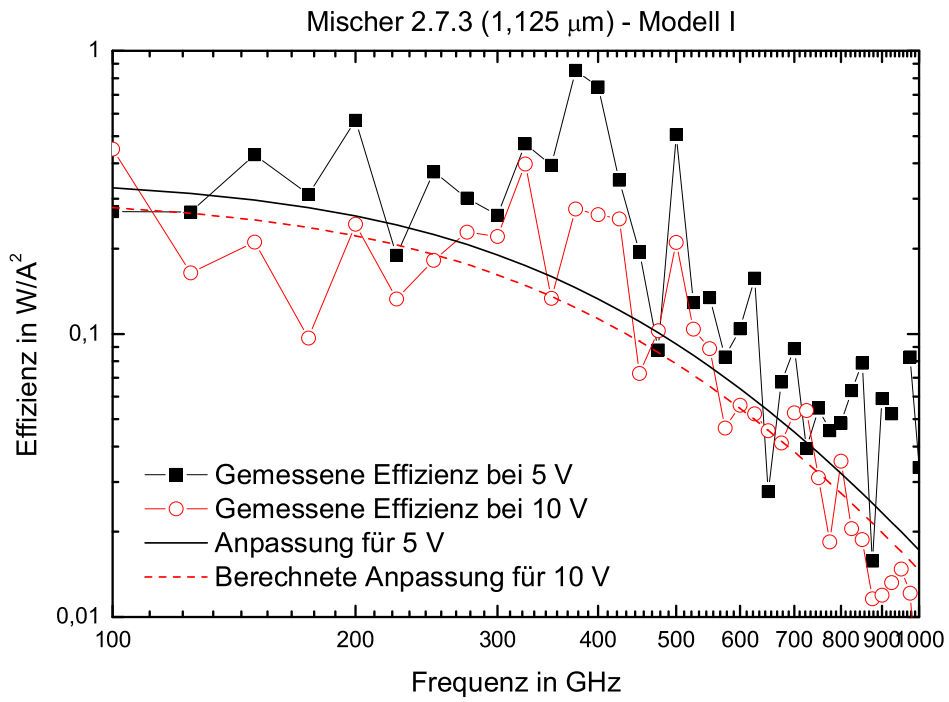


Abbildung 4.16: Vergleich der Modelle anhand der Meßdaten von Mischer 2.7.3.

5 Zusammenfassung

Es wurde eine Meßstation zum Vermessen von THz-Photomischern vorgestellt und aufgebaut. Weiterhin konnte gezeigt werden, wie diese Station es ermöglicht, das Vermessen von THz-Photomischern, im Vergleich zum bisher verwendeten Meßaufbau, deutlich zu vereinfachen und zu beschleunigen.

Mit dieser Station wurden zwei Proben, die sich in der Dicke der LT-GaAs-Schicht unterscheiden, vermessen. Um die gemessenen Daten analysieren zu können wurden zuvor beschrieben, wie eine Modulation des Photostroms in Photomischern erhalten und damit THz-Strahlung erzeugt werden kann. Gemessen wurde die THz-Leistung in Abhängigkeit von Frequenz, Vorspannung und Leistung der optischen Beleuchtung. Diese Messungen haben zu Ergebnissen geführt, die nur zum Teil mit den theoretisch vorhergesagten Ergebnissen übereinstimmen.

So wurde festgestellt, daß nur etwa 1 bis 2 % der theoretisch erwarteten THz-Leistung detektiert wurde. Dies kann an langlebigen Ladungsträgern liegen, die im Substrat erzeugt werden. Diese Ladungsträger unterhalb der LT-GaAs-Schicht führen zu einer erhöhten Leitfähigkeit und können dadurch Reflexion und Absorption von THz-Strahlung verursachen. Diese Vermutung wird unterstützt durch die Beobachtung einer starken Reduktion des Signals in einem gepulsten THz-System, wenn eine konstante Hintergrundbeleuchtung eingeschaltet wird.[45] Weiterhin ist nicht auszuschließen, daß die für die THz-Erzeugung relevante Lebenszeit der Ladungsträger deutlich größer ist, als die mit Anrege-Abfragemessungen bestimmte. Analog könnte auch eine deutlich höhere Kapazität des Photomischers als die theoretisch berechnete diese Beobachtung erklären. Ob langlebige Ladungsträger im Substrat für die geringe gemessene Leistung verantwortlich sind kann überprüft werden, indem zwischen Substrat und LT-GaAs-Schicht einen Bragg-Reflektor gewachsen wird. So kann verhindert werden, daß eingestrahlte Leistung das Substrat erreicht. Dadurch können keine Ladungsträger im Substrat angeregt werden. Zusätzlich hat dies den Effekt, daß ein größerer Anteil der eingestrahlten Strahlung absorbiert werden kann, weil die einfallende Strahlung wegen der Reflexion zweimal durch die LT-GaAs-Schicht läuft. Ein solcher Mischer wurde bereits von E. R. Brown vorgeschlagen.[46]

Bei den Messungen der THz-Leistung gegen Vorspannung konnte beobachtet werden, daß der Photostrom eine andere Abhängigkeit von der Vorspannung zeigt, als theoretisch vor-

hergesagt wurde. Erwartet wurde ein linearer Zusammenhang. Bei höheren Vorspannungen wurde aber ein stärkerer Anstieg beobachtet. Dies kann z.B. an einem zusätzlichen nichtlinearen Strom durch das Substrat oder an einer vom elektrischen Feld abhängigen Lebenszeit der Ladungsträger liegen. Für beide Erklärungsansätze wurden vereinfachte Modelle vorgestellt. Beide Modelle treffen dabei unterschiedliche Vorhersagen über die Änderung der Effizienz beim Auftreten des höheren Stromes. Deutlich werden die Unterschiede in den Vorhersagen im Frequenzverlauf. So führt ein zusätzlicher Strom durch das Substrat zu einer Verringerung der Effizienz um einen von der Frequenz unabhängigen konstanten Faktor. Der Frequenzverlauf verschiebt sich also zu geringeren Effizienzen. Eine Erhöhung der Lebenszeit hingegen führt zu einem geänderten Frequenzverlauf. So ist die Änderung der Effizienz bei niedrigen Frequenzen gering, zu höheren Frequenzen hin ändert sich die Effizienz jedoch immer stärker. Die Vorhersagen beider Modelle wurden mit dem gemessenen Daten verglichen. Bei den gegebenen Parametern war der Unterschied zwischen den beiden Modellen jedoch zu gering und die Fluktuation in den Meßdaten zu hoch, um entscheiden zu können, welches der beiden Modelle die gemessenen Daten besser beschreibt. Um erkennen zu können, welches der Modelle den Effekt beschreibt, der zu einem höheren Strom führt, müßte der Effekt in den Meßdaten erhöht werden. Dies kann geschehen, indem zusätzlich bei höheren Spannungen gemessen wird. Es müßte dabei allerdings die optische Leistung reduziert werden, um ein Zerstoren der Mischer zu vermeiden.

In dieser Arbeit konnte somit gezeigt werden, daß die aufgebaute Meßstation ein vereinfachtes Messen von THz-Photomischern ermöglicht. Weiterhin konnte das Verhalten von zwei vermessenen Mischern gezeigt und analysiert werden, sowie weitere Messungen vorgeschlagen werden, die eine exaktere Analyse der Photomischer ermöglichen sollten.

6 Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit fertig zu stellen.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Roskos danken, der mir das Anfertigen dieser Diplomarbeit durch die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe überhaupt erst ermöglicht hat. Seine Begeisterung für Physik, die er immer ausstrahlte, hat mir sehr geholfen.

Großen Dank schulde ich aber auch Dr. Torsten Löffler! Er war immer eine große Hilfe im Lösen von allen Problemen, die bei der Anfertigung einer Diplomarbeit auftreten können. Ohne seine Ideen wäre die Realisierung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Danken möchte ich auch Herrn Prof. Dr. Mohler für seine Bereitschaft als Zweitgutachter zu fungieren.

Großer Dank gebührt auch meinen Zimmergenossen Claudia Blöser, Tobias Hahn und Eric Hildebrandt die jederzeit zu anregenden, nicht immer unbedingt physikbezogenen, Diskussionen bereit waren und mir mit Rat und Tat zur Seite standen.

Dank schulde ich auch Johanna Kolb, Markus Abt, Markus Kress, Alvydas Lisauskas und Gabriel Loata für ihre Hilfsbereitschaft bei Problemen im Labor und am Computer.

Nicht vergessen darf ich natürlich auch die Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Hassenpflug. Ohne ihre kreative Mithilfe, sie hat immerhin einen Großteil meines Aufbaus realisiert, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein Dank gilt auch Marion Jordan. Ihre Hilfsbereitschaft hat immer wieder bei der Bewältigung von Problemen, wie Verwaltungsangelegenheiten oder Kaffeemangel, geholfen.

Auch dem ehemaligen Mitglied der Arbeitsgruppe Karsten Siebert möchte ich danken. Er hat durch seine Arbeit mein Interesse für die THz-Physik geweckt.

Aber von auch außerhalb der Universität Frankfurt habe ich viel Hilfe erhalten. So muß an dieser Stelle Cezary Sydlo genannt werden, der mich mit Proben versorgt hat und stets für meine Fragen zur Verfügung stand, obgleich er selbst mit seiner Dissertation beschäftigt war.

Natürlich möchte ich an dieser Stelle auch meinen Eltern, Mathilde und Helmut Wipf,

besonders danken. Sie haben mich immer unterstützt und dafür gesorgt, daß ich mich voll auf mein Studium konzentrieren konnte. Nicht fehlen darf in diesem Zusammenhang auch Timo Dick, der jederzeit bei sprachlichen und stilistischen Fragen ansprechbar war.

Danke!

Robert Wipf

Literaturverzeichnis

- [1] SHEN, Y. C. ; UPADYHA, P. C. ; BEERE, H. E. ; LINFIELD, E. H. ; DAVIES, A. G. ; GREGORY, I. S. ; BAKER, C. ; TRIBE, W. R. ; EVANS, M. J.: Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 2, S. 164
- [2] ZHAO, G. ; SCHOUTEN, R. N. ; VAN DER VALK, N. ; WENCKENBACH, W. T. ; PLANCKEN, P. C. M.: Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter. In: *Review of Scientific Instruments* 73 (2002), Nr. 4, S. 1715
- [3] WINNEWISSER, C. ; JEPSEN, P. U. ; SCHALL, M. ; SCHYJA, V. ; HELM, H.: Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe. In: *Applied Physics Letters* 70 (1997), Nr. 23, S. 3069
- [4] XU, L. ; ZHANG, X.-C. ; AUSTON, D. H.: Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials. In: *Applied Physics Letters* 61 (1992), Nr. 15, S. 1784
- [5] MAHLER, L. ; KÖHLER, R. ; TREDICUCCI, A. ; BELTRAM, F. ; BEERE, H. E. ; LINFIELD, E. H. ; RICHIE, D. A. ; DAVIES, A. G.: Single-mode operation of terahertz quantum cascade lasers with distributed feedback resonators. In: *Applied Physics Letters* 84 (2004), Nr. 26, S. 5446
- [6] BARBIERI, S. ; ALTON, J. ; BEERE, H.E. ; FOWLER, J. ; LINFIELD, E. H. ; RITCHIE, D. A.: 2.9 THz quantum cascade lasers operating up to 70 K continuous wave. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 10, S. 1674
- [7] SACHS, R. ; ROSKOS, H. G.: Mode calculations for a terahertz quantum cascade laser. In: *Optics Express* 12 (2004), Nr. 10, S. 2062
- [8] SIEGEL, P. H.: Terahertz Technology. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50 (2002), Nr. 3, S. 910

- [9] GREGORY, I. S. ; TRIBE, W. R. ; COLE, B. E. ; EVANS, M. J. ; LINFIELD, E. H. ; DAVIES, A. G. ; MISSOUS, M.: Resonant dipole antennas for continuous-wave terahertz photomixers. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 9, S. 1622
- [10] MATSUURA, S. ; TANI, M. ; SAKAI, K.: Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas. In: *Applied Physics Letters* 70 (1996), Nr. 5, S. 559
- [11] VERGHESE, S. ; MCINTOSH, K. A. ; CALAWA, S. ; DINATALE, W. F. ; DUERR, E. K. ; MOLVAR, K. A.: Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), Nr. 26, S. 3824
- [12] VERGHESE, S. ; MCINTOSH, K. A. ; BROWN, E. R.: Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), Nr. 19, S. 2743
- [13] BROWN, E. R. ; MCINTOSH, K. A. ; SMITH, F. W. ; NICHOLS, K. B. ; MANFRA, M. J. ; DENNIS, C. L. ; MATTIA, J. P.: Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence on a low-temperature-grown GaAs photomixer. In: *Applied Physics Letters* 64 (1994), Nr. 24, S. 3311
- [14] BROWN, E. R. ; MCINTOSH, K. A. ; SMITZ, F. W. ; MANFRA, M. J. ; DENNIS, C. L.: Measurements of optical-heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs. In: *Applied Physics Letters* 62 (1993), Nr. 11, S. 1206
- [15] BROWN, E. R. ; SMITH, F. W. ; MCINTOSH, K. A.: Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors. In: *Journal of Applied Physics* 73 (1992), Nr. 3, S. 1480
- [16] SUKHOTIN, M. ; BROWN, E. R. ; GOSSARD, A. C. ; DRISCOLL, D. ; ANS P. MARKER, M. H. ; MULLER, R.: Photomixing and photoconductor measurements on ErAs/InGaAs at 1.55 μm . In: *Applied Physics Letters* 82 (2003), Nr. 18, S. 3116
- [17] ITO, H. ; FURUTA, T. ; HIROTA, Y. ; ISHIBASHI, T. ; HIRATA, A. ; NAGATSUMA, T. ; MATSUO, H. ; NOGUCHI, T. ; ISHIGURO, M.: Photonic millimetre-wave emission at 300 GHz using an antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode. In: *Electronics Letters* 38 (2002), Nr. 17, S. 989
- [18] P. G. HUGGARD, B. N. E. ; SHEN, P. ; GOMES, N. J. ; DAVIES, P. A. ; SHILLUE, W. ; VACCARI, A. ; PAYNE, J. M.: Generation of millimetre and sub-millimetre waves by photomixing in 1.55 μm wavelength photodiode. In: *Electronics Letters* 38 (2002), Nr. 7, S. 327

-
- [19] ECKARDT, M. ; SCHWANHÄUSSER, A. ; RENNER, F. ; ROBLEDO, L. ; FRIEDRICH, A. ; POHL, P. ; KIESEL, P. ; MALZER, S. ; DÖHLER, G. H. ; DRISCOLL, D. ; HANSON, M. ; GOSSARD, A. C.: Novel concept for efficient THz-emitters based on quasi-ballistic transport in an asymmetric superlattice. In: *Physica E* 17 (2002), S. 629
- [20] FERGUSON, B. ; WANG, S. ; GRAY, D. ; ABBOT, D. ; ZHANG, X. C.: T-ray computed tomography. In: *Optics Letters* 27 (2002), Nr. 15, S. 1312
- [21] HU, B. B. ; NUSS, M. C.: Imaging with terahertz waves. In: *Optics Letters* 20 (1995), Nr. 16, S. 1716
- [22] LÖFFLER, T. ; SIEBERT, K. ; CZASCH, S. ; BAUER, T. ; ROSKOS, H. G.: Visualisation and classification in biomedical terahertz pulsed imaging. In: *Physics in Medicine and Biology* 47 (2002), S. 3847
- [23] LÖFFLER, T. ; BAUER, T. ; SIEBERT, K. J. ; ROSKOS, H. G. ; FITZGERALD, A. ; CZASCH, S.: Terahertz dark-field imaging of biomedical tissue. In: *Optics Express* 9 (2001), Nr. 12, S. 616
- [24] SMYE, S. W. ; CHAMBERLAIN, J. M. ; FITZGERALD, A. J. ; BERRY, E.: The interaction between Terahertz radiation and biological tissue. In: *Physics in Medicine and Biology* 46 (2001), S. R101
- [25] HASEGAWA, N. ; LÖFFLER, T. ; THOMSON, M. ; ROSKOS, H. G.: Remote identification of protrusions and dents on surfaces by terahertz reflectometry with spatial beam filtering and out-of-focus detection. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), Nr. 19, S. 3996
- [26] KAWASE, K. ; OGAWA, Y. ; WATANABE, Y.: Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. In: *Optics Express* 11 (2003), Nr. 20, S. 2549
- [27] HUANG, F. ; SCHULKIN, B. ; ALTAN, H. ; FEDERICI, J. F. ; GARY, D. ; BARAT, R. ; ZIMDARS, D. ; CHEN, M. ; TANNER, D. B.: Terahertz study of 1,3,5-trinitro-s-triazine by time-domain and Fourier transform infrared spectroscopy. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 23, S. 5535
- [28] BALANIS, C. A.: *Antenna Theory*. John Wiley, 1997
- [29] DRANSFELD, K. ; KIENLE, P.: *Physik II (Elektrodynamik)*. R. Oldenburg Verlag, 1975
- [30] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik*. Springer-Verlag, 2001
- [31] SEGSCHEIDER, G. ; JACOB, F. ; LÖFFLER, T. ; ROSKOS, H. G. ; TAUTZ, S. ; KIESEL, P. ; DÖHLER, G.: Free-carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs at high

- excitation densities investigated by time-domain terahertz spectroscopy. In: *Physical Review B* 65 (2002), Nr. 125205
- [32] BERGMANN, L. ; SCHAEFER, C.: *Elektromagnetismus*. de Gruyter, 1999
- [33] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 1998
- [34] SYDLO, C. *Persönliche Mitteilung*. 2004
- [35] BROWN, E. R. ; MCINTOSH, K. A. ; NICHOLS, K. B. ; DENNIS, C. L.: Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs. In: *Applied Physics Letters* 66 (1994), Nr. 3, S. 285
- [36] MCINTOSH, K. A. ; BROWN, E. R. ; NICHOLS, K. B. ; MCMAHON, O. B. ; DINATALE, W. F.: Terahertz measurements of resonant planar antennas coupled to low-temperature-grown GaAs photomixers. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 24, S. 3632
- [37] Sacher Lasertechnik GmbH: *Littman Laser User's Manual: Lion*. 2004
- [38] Sacher Lasertechnik GmbH: *Tapered Amplifier User's Manual*. 2004
- [39] CAI, Y. ; BRENER, I. ; LOPATA, J. ; WYNN, J. ; PFEIFFER, L. ; STARK, J. B. ; WU, Q. ; ZHANG, X. C. ; FEDERICI, J. F.: Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), Nr. 4, S. 444
- [40] RICHARDS, P. L.: Bolometers for infrared and millimeter waves. In: *Journal of Applied Physics* 76 (1994), Nr. 1, S. 1
- [41] HICK, J. R. ; DANIELS, D. B.: Modified Optical System for the Golay Detector. In: *Review of Scientific Instruments* 40 (1969), Nr. 5, S. 732
- [42] ARNOLD, R. www.ir-spektroskopie.de
- [43] VAN RUDD, J. ; MITTLEMAN, D. M.: Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy. In: *Journal of the Optical Society of America B* 19 (2001), Nr. 2, S. 319
- [44] LISAUSKAS, A. *Persönliche Mitteilung*. 2004
- [45] LOATA, G. *Persönliche Mitteilung*. 2004
- [46] BROWN, E. R.: A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers. In: *Applied Physics Letters* 75 (1999), Nr. 6, S. 769

- [47] IBBETSON, J. P. ; MISHRA, U. K.: Space-charge-limited currents in nonstoichiometric GaAs. In: *Applied Physics Letters* 68 (1996), Nr. 26, S. 3781
- [48] ZAMDNER, N. ; QING HU ; MCINTOSH, K. A. ; VERGHESE, S.: Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias. In: *Applied Physics Letters* 75 (1999), Nr. 15, S. 2313
- [49] KEIL, U. D. ; HVM, J. M. ; TAUTZ, S. ; DANKOWSKI, S. U. ; KIESEL, P. ; DÖHLER, G. H.: Femtosecond differential transmission measurements on low temperature GaAs metal-semiconductor-metal structures. In: *Applied Physics Letters* 70 (1997), Nr. 1, S. 72