
Zeitaufgelöste Reflektivitätsmessungen an ferromagnetischen dünnen Filmen

**Diplomarbeit
vorgelegt von**

**Peter Moschkau
aus
Bad Salzungen**

**angefertigt im
IV. Physikalischen Institut der**

Georg-August-Universität



zu Göttingen

September 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Lichtausbreitung	7
2.1.1	Elektromagnetische Resonator Moden	7
2.1.2	Gauß-Optik	8
2.1.3	Strahlfokussierung	10
2.2	Reflektivität	13
2.2.1	Optische Eigenschaften	13
2.2.2	Reflektivität	14
2.2.3	Elektronenbeitrag	15
2.2.4	Gitterbeitrag	16
2.3	2T Modell	17
2.3.1	Elektronen-Phononen-Kopplung	18
2.3.2	Diffusion	20
2.3.3	Phononenpulse	21
3	Experimenteller Aufbau	25
3.1	Aufbau Messraum	25
3.2	Bestimmung der Pulslänge	26
3.3	Bestimmung des Strahldurchmessers	27
3.4	Pump-Probe Experiment	29
4	Messergebnisse und Interpretation	31
4.1	Beschreibung der verwendeten Proben	31
4.2	Analyse der Messdaten auf der 1-5 ps Skala	33

4.3	Fluenzabhängigkeit	34
4.3.1	Übersicht	34
4.3.2	Auswertung und Diskussion	35
4.4	Pump-Probe Überlapp Variation	37
4.4.1	Übersicht	37
4.4.2	Auswertung und Diskussion	38
4.5	Variation der Schichtdicke: Elektronendynamik am Nickel Keil	40
4.5.1	Übersicht Messkurven Zeitskala bis 5ps	40
4.5.2	Auswertung und Diskussion	41
4.6	Variation der Schichtdicke: Wärmetransport am Nickel-Keil	43
4.6.1	Übersicht der Messkurven - Zeitskala bis 250ps	43
4.6.2	Auswertung und Diskussion	44
4.7	Grenzbereich dünne Filme	46
4.7.1	Übersicht	46
4.7.2	Auswertung und Diskussion	46
5	Zusammenfassung und Ausblicke	51
A	Größen und Formelzeichen	53
B	Aufbau Messraum	55
B.1	Tisch	55
B.2	Lüftung	55
B.3	Vorhang	56
C	Aufbau Erweiterung	57
C.1	Bestimmung Strahldurchmesser	57
C.2	Justage des Verfahrwagens	59
C.3	Bestimmung Position auf dem Gradienten	59
C.4	Bestimmung des Überlapp	59
D	Umrechnung der Rohdaten	63
	Literatur	69

Kapitel 1

Einleitung

Ein aktuelles Thema in der Forschung sind Speichermedien wie die klassischen Festplatten, DVD-ROM in verschiedensten Formaten, oder Speicherkarten. Aber auch an zukünftigen Speichermedien wie MRAM (Magnetik Random Access Memory), oder der HAMR-Festplatten-Technologie (heat assisted magnetic recording) wird intensiv Forschung betrieben. Eines haben alle Speicherformate gemeinsam, es wird versucht eine möglichst hohe Speicherdichte zu erreichen. Ein weiter entscheidender Faktor ist die Zeit, die benötigt wird um die Daten auf den Speicher zu schreiben.

In der Zukunft der magnetischen Speichermedien wird das Problem aufkommen, dass die Daten-Bits so klein werden, dass sie magnetisch instabil werden könnten. Um diesen Problem entgegen zu wirken, kann ein magnetisch härteres Medium genutzt werden. Nun ist es jedoch nur noch möglich mit den Schreib-Lese-Köpfen Daten zu schreiben, wenn das Medium zuvor lokal bis in die Nähe der Curietemperatur erhitzt wird. Hierfür werden Laser genutzt.

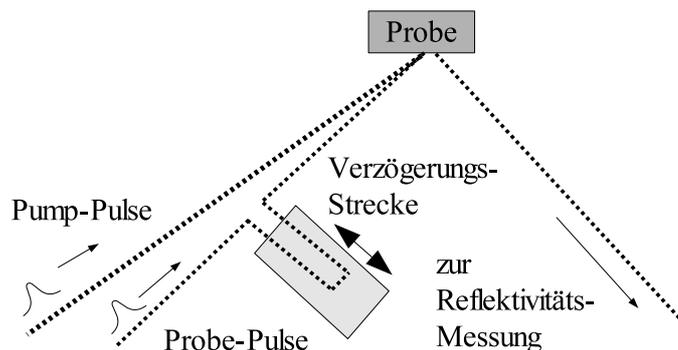


Abbildung 1.1: Pump-Probe Aufbau schematisch

Das Pump-Probe-Experiment, welches Grundlage dieser Diplomarbeit war, untersucht die physikalischen Vorgänge beim Erhitzen. Beim Pump-Probe-Experiment wird eine Probe mit einem starken, geplusten Laserstrahl lokal aufgeheizt. Mit einem Probepuls, dessen Intensität viel geringer ist als die des Pump-Laserpulses, wird der Zustand der Probe gemessen. Dabei kann die Zeit zwischen Pump und Probepuls variiert werden. Die grundlegenden Fragen, wie lange es dauert, bis sich das Medium erwärmt hat, auf welcher Zeitskala erfolgt der Energietransfer von Elektronen zum Gittersystem, oder wie schnell diffundiert die eingebrachte Energie in das umliegende Material, und von welchen Faktoren ist dies abhängig, sind so experimentell zugänglich. Durch den fs-Laser Aufbau, der in dieser Diplomarbeit genutzt wurde, kann diesen Fragen auf der benötigten Zeitskala nachgegangen werden. Die Pulsbreite des fs-Lasers liegt bei 50fs.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen, wie Lichtausbreitung für Gaußsche Strahlen, Reflektivität, sowie das für die phänomenologische Erklärung benötigte 2T Modell angesprochen. In Kapitel 3 folgt eine kurze Beschreibung des während dieser Diplomarbeit erstellten Aufbaus. Die erhaltenen Messwerte mit ihrer Diskussion sind in Kapitel 4 aufgeführt. Den Abschluss der Diplomarbeit bilden die Zusammenfassung und der Ausblick in Kapitel 5. In Anhang B sind Details des neu eingerichtete Messplatz noch einmal genauer beschrieben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Herzstück des Pump-Probe Messaufbau ist ein Titan-Saphir Kurzzeitlasersystem. Um die Grundlagen für die Propagation von Laserstrahlung zu schaffen, wird in Abschnitt 2.1 auf die Beschreibung der Ausbreitung von Laserstrahlung durch die Gaußsche Optik eingegangen. Die Grundlagen für die physikalischen Vorgänge während des zeitaufgelösten Pump-Probe- Experimentes, werden in den Abschnitten 2.2 und 2.3 erklärt.

2.1 Lichtausbreitung

Im Experiment werden Strahldurchmesser kleiner als die zwanzigfache Wellenlänge des Laserlichtes erreicht. Die geometrische Optik ist eine Vereinfachung der Gaußsche Optik (auch beugungsbegrenzte Optik) und beschreibt für diesen Fall die Physik nicht mehr. In der geometrischen Optik wird der Strahlengang durch eine geometrische Herleitung erklärt. Die Gaußsche Optik beschreibt zusätzlich Beugungseffekte und damit die Welleneigenschaften. Die Ausbreitung des Lichtes mit der Gaußschen Optik werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.1.1 Elektromagnetische Resonator Moden

Um ein Lasersystem aufzubauen, benötigt man neben einem geeigneten Lasermedium und einer geeigneten Pumpe auch einen Resonator. Ein Laserresonator besteht in der einfachsten Form aus einem Paar Hohlspiegel auf der optischen Achse des Lasersystems. Alternativ sind auch ein Hohlspiegel und ein planer Spiegel, sowie ein Aufbau mit zwei planen Spiegeln und einer zusätzlichen Linse zwischen den Spiegeln möglich. Einer der Spiegel koppelt dabei einen Teil des Strahles aus, wogegen der andere im Idealfall 100% reflektiert. Zwischen den Spiegeln können sich für passende Wellenlängen stehende elektromagnetische Wellen, so genannte

longitudinale Moden, ausbilden. Im ausgekoppelten Strahl sind Intensitätsmuster quer zur Strahlausbreitung vorhanden. Diese werden transversale elektromagnetische Moden, kurz TEM, genannt. In Abbildung 2.1 ist ein Resonator mit zwei Möglichkeiten der Entstehung von TEM zu sehen. Die TEM werden durch zwei

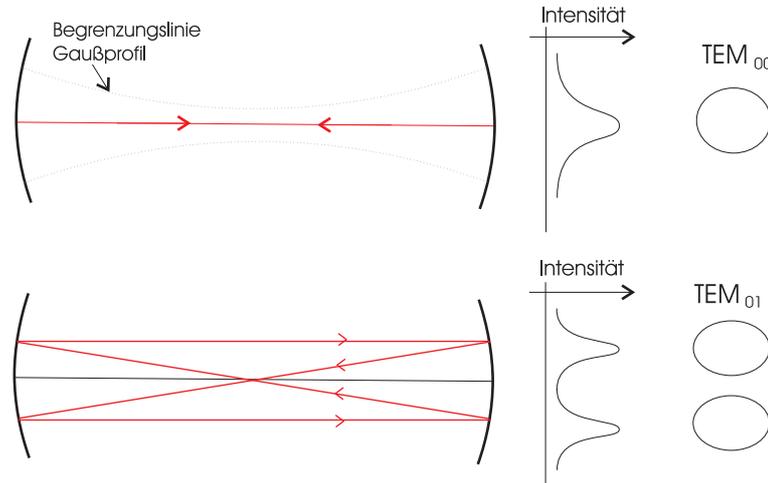


Abbildung 2.1: TEM_{00} und TEM_{01} mit ihrer Intensitätsverteilung (rechts)

Indizes unterschieden, die angeben, wieviele Nullstellen das elektromagnetische Feld in x- und y-Richtung aufweist, wobei z die Ausbreitungsrichtung ist. Ein TEM_{mn} hat also m Nullstellen in x-Richtung und n Nullstellen in y-Richtung. In allen weiteren Erklärungen und Formeln, sowie im Aufbau für diese Diplomarbeit wird nur noch die Grundmode TEM_{00} berücksichtigt.

2.1.2 Gauß-Optik

Die Intensitätsverteilung der TEM_{00} Mode wird durch eine Gaußverteilung beschrieben. Dies ist in Formel 2.1 und in Abbildung 2.2 noch einmal genauer dargestellt, mit der Gesamtleistung P_0 , dem Strahlradius ω und dem Abstand von der optischen Achse r senkrecht zur Ausbreitungsrichtung [23].

$$I(r) = \frac{2P_0}{\pi\omega^2} \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (2.1)$$

Der Strahlradius ω ist so definiert, dass er die Entfernung von der optischen Achse aus angibt, bei der die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ abgefallen ist. Wie sich ein Gaußscher Strahl in Ausbreitungsrichtung verhält ist in Abbildung 2.3 dargestellt. In der Nähe der Strahltaile kann man von ebene Wellen ausgehen, die im Fernfeld

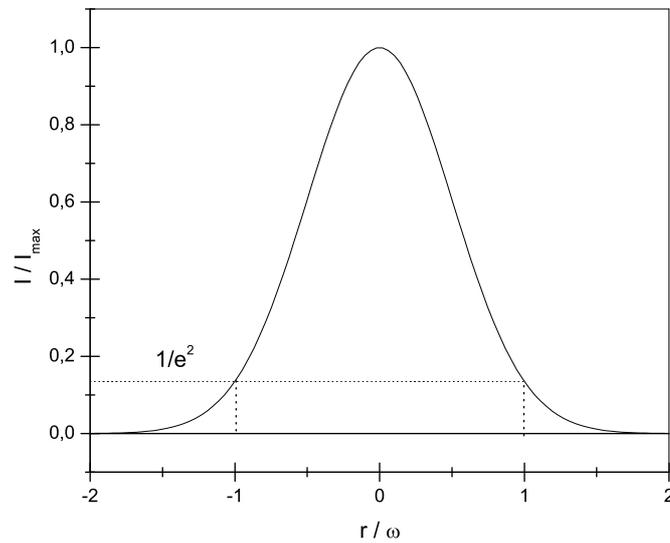


Abbildung 2.2: Intensitätsverteilung $I(r)$ mit $I_{max} = \frac{2P}{\pi\omega^2}$

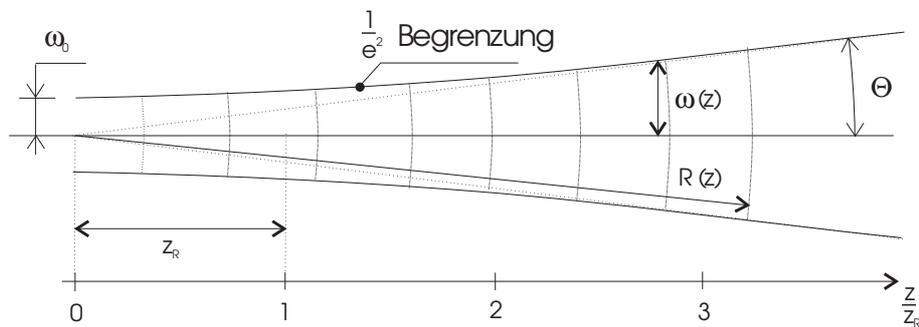


Abbildung 2.3: Gaußscher Strahl, der sich in z Richtung ausbreitet

($z \gg z_R$) in Kugelwellen übergehen. Der Krümmungsradius $R(z)$ der Wellenfront, sowie der Strahlradius $\omega(z)$ sind folgendermassen gegeben:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (2.2)$$

und

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (2.3)$$

Dabei ist z_R die Rayleigh-Länge. Die Rayleigh-Länge ist die Länge $z(\omega)$, nach der sich der Strahlquerschnitt (Fläche) verdoppelt hat.

$$z_R = z \left(\sqrt{2} \omega_0 \right) \quad (2.4)$$

Man kann bei bekannter Wellenlänge λ und bekannter Strahltaile ω_0 die Rayleigh-Länge auch direkt berechnen:

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (2.5)$$

Die Strahldivergenz, gegeben durch den halben Öffnungswinkel Θ ist in den meisten Fällen sehr klein. Daher kann man mit der Vereinfachung $\tan \Theta \approx \Theta$ folgende Formel nutzen:

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (2.6)$$

Zu beachten ist, dass Strahlöffnungswinkel nur im Fernfeld über die Asymptote definiert ist.

2.1.3 Strahlfokussierung

Der einfachste Fall, die Strahlfokussierung für eine Linse wird hier als erstes betrachtet. Durch die Gaußoptik ändern sich auch die Gesetze zur Fokussierung mit Linsen. Zur bildlichen Verdeutlichung soll an dieser Stelle die Abbildung 2.4 dienen. Die Brennweite der Linse f , der Ort der Strahltaile vor der Linse, sowie

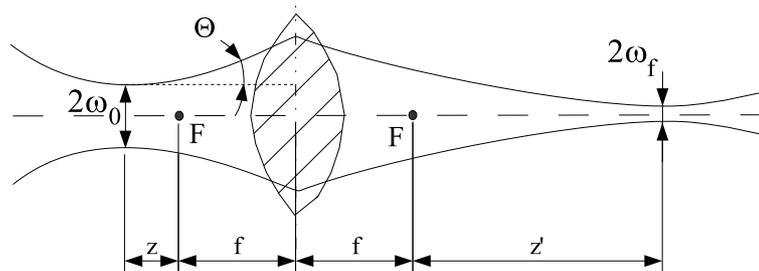


Abbildung 2.4: Strahlfokussierung mit einer Linse

die Rayleighlänge sind meist bekannt. Somit ist die Position z' der neuen (reelle oder virtuelle) Strahltaile ω_f gesucht:

$$z' = \frac{z \cdot f^2}{z^2 + z_R^2} \quad (2.7)$$

Die neue Strahltaile berechnet sich nach:

$$\omega_f^2 = \omega_0^2 \frac{z'}{z} = \omega_0^2 \frac{f^2}{z^2 + z_R^2} \quad (2.8)$$

Ausgehend vom Spezialfall $z_R \gg z$, sowie $z_R \gg f$ kann man $z' = 0$ annehmen. Wird also ein gut kollimierter Laserstrahl durch eine Linse mit kurzer Brennweite fokussiert, so liegt die neue Strahltaile wieder im bildseitigen Brennpunkt der Linse. Für die neue Strahltaile gilt dann näherungsweise:

$$\omega_f = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot \omega_0} \quad (2.9)$$

Um eine möglichst hohe Pumpfluenz zu erhalten, ist es wichtig, auf einen kleinen Laserspot auf der Probe zu fokussieren. Im Falle dieses Aufbaus bedeutet das, dass vor der Fokussierung auf die Probe eine möglichst große Strahltaile nötig ist. Eine große Strahltaile hat auch den Vorteil, dass die Strahldivergenz umgekehrt proportional, also klein ist.

Mit Hilfe der Strahlfokussierung mit Linsensystemen ist es einfacher, spezielle Strahlengänge zu erreichen, als mit nur einer Linse. Als Beispiel soll hier eine Strahlführung mit kleinstmöglicher Divergenz an Hand eines Kepler Fernrohrs in Abbildung 2.5 gezeigt werden. Die mit dem Kepler Fernrohr erhaltene Strahltaile

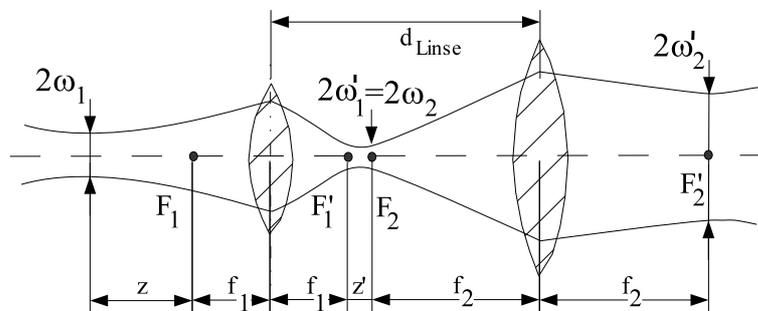


Abbildung 2.5: Kepler Fernrohr in der Gaußoptik

ω_2' lässt sich mit folgendem Verhältnis berechnen:

$$\frac{\omega_2'}{\omega_1} = \frac{f_2}{f_1} \sqrt{\frac{z^2 + z_{R1}^2}{z_{R1}^2}} \quad (2.10)$$

Zu beachten ist, dass wie in der geometrischen Optik auch hier das Kepler-Fernrohr ein Spezialfall darstellt. Im Gegensatz zur geometrischen Optik, ist der

Abstand der Linsen jedoch nicht nur die Summe der Brennweiten der verwendeten Linsen, sondern zusätzlich die Abstände bis zur Strahltaille, $d_{Linse} = f_1 + f_2 + z'$. Im Spezialfall Kepler-Fernrohr ist die Strahltaille nach der ersten Linse an der selben Stelle wie der Brennpunkt der zweiten Linse. Im Aufbau für diese Diplomarbeit wird ein Kepler-Fernrohr genutzt, um einen Strahl zu erzeugen, der seinen Durchmesser bis zu seiner Fokussierung nur unwesentlich ändert, also eine möglichst geringe Divergenz aufweist.

2.2 Reflektivität

In diesem Teil der Diplomarbeit geht es um die optischen Eigenschaften der Materie Dielektrizitätszahl, Brechungsindex, sowie Eindringtiefe. Sie werden benötigt, um die Reflektivität und ihre Änderung zu erklären. Auf die Änderungen, im speziellen durch den Elektronen-, sowie Gitterbeitrag wird in Abschnitt 2.2.3, sowie 2.2.4 eingegangen.

2.2.1 Optische Eigenschaften

Wie sich Licht, oder besser elektromagnetische Wellen, frei im Raum ausbreiten, beschreiben die Maxwell'schen Gleichungen für Vakuum:

$$\nabla^2 E = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 B = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit (c_0) kann aus diesen Gleichungen hergeleitet werden und ist im folgenden beschrieben [23]:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \quad (2.13)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit für ein beliebiges Medium ist definiert als

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (2.14)$$

Hierbei ist $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante mit der Dielektrizitätszahl ϵ_r und $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ mit der Permeabilitätszahl μ_r . Der Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Medium und der Lichtgeschwindigkeit ist

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \equiv \frac{c_0}{n} \quad (2.15)$$

In dieser Gleichung ist n die Brechzahl. Über die Maxwell-Relation ist die in der Optik gebräuchliche Brechzahl n mit den in der Elektrodynamik verwendeten Größen verknüpft.

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \approx \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.16)$$

Die Vereinfachung in Gleichung 2.16 kann gemacht werden, da für die hohen Frequenzen der elektromagnetischen Wellen im sichtbaren Bereich $\mu_r \approx 1$ gilt. Die

Dielektrizitätszahl ϵ_r und die Brechzahl sind wellenlängenabhängig. Dies wird als Dispersion bezeichnet. Wir untersuchten metallische Oberflächen. Dabei handelt es sich um absorbierende Oberflächen, was berücksichtigt wird, indem eine komplexe Brechzahl angesetzt wird.

$$n(\omega) = n_R(\omega) - i\kappa(\omega) \quad (2.17)$$

In Formel 2.17 ist n_R der bekannte Realteil des Brechungsindex und κ der Extinktionskoeffizient, auch Absorptionskoeffizient genannt. Dieser wird im Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz benötigt:

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa x} \quad (2.18)$$

Nach dem Absorptionsgesetz nimmt die Intensität $I(x)$ in einem absorbierenden Medium exponentiell mit der Schichtdicke ab. Die Energieeindringtiefe d_E ist definiert als

$$d_E = \frac{\lambda_0}{4\pi\kappa} \quad (2.19)$$

Die Intensität ist beim Erreichen der Energieeindringtiefe d_E auf $\frac{1}{e}$ abgesunken ist. Die Eindringtiefe ist nicht einheitlich definiert. Im folgenden wird von der Amplituden-Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes d_A die Rede sein, wenn nur kurz Eindringtiefe zu finden ist. Nach $I = E^2$ ergibt sie sich zu

$$d_A = 2 \cdot d_E = \frac{\lambda_0}{2\pi\kappa} \quad (2.20)$$

Mit den optischen Konstanten aus [19] erhält man für Nickel ($\kappa_{Ni} = 4,38$) eine Eindringtiefe von $d_A(Ni) = 29,08nm$ und für Silizium $d_A(Si) = 24\mu m$. Für diese Berechnung wurde die Zentralwellenlänge unseres Aufbaus $\lambda_0 = 800nm$ genutzt.

2.2.2 Reflektivität

Fällt Licht auf eine Probe, so wird ein Teil des Lichtes reflektiert (R), ein Teil absorbiert (A), und ein weiterer Teil durchdringt (transmittiert) (T) die Probe, insofern diese dünn genug ist.

$$1 = R + A + T \quad (2.21)$$

Die in dieser Diplomarbeit genutzten Proben hatten ein undurchsichtiges Substrat, welches einen im Fall sehr dünner Metallfilme transmittierten Teil absorbierte. Der reflektierte Anteil R lässt sich wie folgt berechnen:

$$R = \frac{I_{reflektiert}}{I_0}. \quad (2.22)$$

Die Reflektivität ist abhängig von den optischen Eigenschaften des Materials der Probe, sowie von der eingestrahlten Wellenlänge. Die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ändert sich im Aufbau dieser Diplomarbeit nicht (Laser- Zentralwellenlänge ist $\lambda_0 = 800nm$). Die optischen Eigenschaften werden durch die Gitter- und Elektronentemperatur geändert [33].

$$R(\omega) = \frac{(n(\omega) - 1)^2 + \kappa(\omega)^2}{(n(\omega) + 1)^2 + \kappa(\omega)^2} \quad (2.23)$$

In Formel 2.23 ist der Zusammenhang zwischen den optischen Eigenschaften und der Reflektivität gegeben.

2.2.3 Elektronenbeitrag

Die Reflektivität R wird durch die komplexe dielektrische Funktion $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ beschrieben. Eine Taylor-Entwicklung erster Ordnung für geringe Änderungen der Elektronentemperatur T_e liefert [13]

$$R(T_e) = R_0 + \underbrace{\left[\frac{\delta R}{\delta \epsilon_1} \frac{\delta \epsilon_1}{\delta T_e} + \frac{\delta R}{\delta \epsilon_2} \frac{\delta \epsilon_2}{\delta T_e} \right]}_{Term1} \cdot \Delta T_e \quad (2.24)$$

Für geringe Änderungen der Elektronentemperatur geht man davon aus, dass der Term1 eine Konstante darstellt, sodass die Reflektivität linear in die Elektronentemperatur umgerechnet werden kann. Durch Anregung einer Probe mit Photonen werden Zustände nahe der Fermi-Energie erzeugt oder vernichtet. Diese Situation vereinfacht sich in Edelmetallen, wenn Photonenenergien nahe der Energieschwelle für Zwischenbandanregungen benutzt werden. In diesem Fall, wird die Temperaturabhängigkeit von der Dielektrizitätszahl durch die Verbreiterung der Fermi-Verteilung dominiert. Die erhaltene Änderung der linearen Reflektivität mit der Elektronentemperatur ist in erster Ordnung proportional zur Änderung der elektronischen Besetzung um die Fermi-Energie. In dem Zusammenhang ist es nützlich, die Energiedifferenz ΔE zwischen der Photonenenergie $\hbar\omega$ und der Energieschwelle für Zwischenbandanregungen (EZ) zu definieren.

$$\Delta E = \hbar\omega - EZ \quad (2.25)$$

Die Änderung der Reflektivität als Funktion der Energiedifferenz ΔE ist im unteren Teil von Abbildung 2.6 gezeigt. Der obere Teil zeigt die Ursache. Durch die verringerte Anzahl der besetzten Zustände unterhalb der Fermi-Grenze steigt die lineare Absorption für Photonenenergien, welche ein wenig kleiner als die Energieschwelle für Zwischenbandanregung sind, wodurch die lineare Reflektivität sinkt. Eine erhöhte Anzahl von besetzten Zuständen oberhalb der Fermi-Energie hingegen reduziert die Absorption und die Reflektivität steigt.

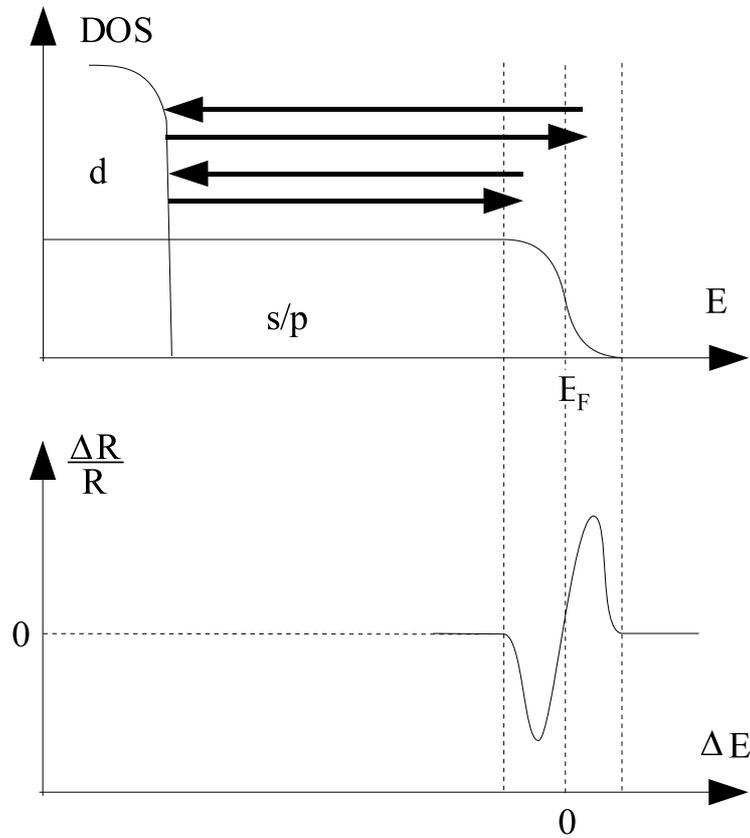


Abbildung 2.6: Änderung des Elektronenübergangs

2.2.4 Gitterbeitrag

Unterliegt das Gitter mechanischen Spannungen, so ändern sich die Atomabstände, sie werden verzerrt. Die Reflektivität ist in erster Näherung proportional zu solchen Verspannungen. Die Abhängigkeit der optischen Konstanten zur Verspannung des Gitters $\eta(r, \tau)$ sind durch folgende Linearisierungen beschrieben [10]:

$$\Delta n = \frac{\delta n}{\delta \eta} \eta(r, \tau) \quad (2.26)$$

$$\Delta \kappa = \frac{\delta \kappa}{\delta \eta} \eta(r, \tau) \quad (2.27)$$

Die genaue Erklärung lehnt sich sehr stark an die für den Elektronenbeitrag an. Durch die Scher-Belastungen des Gitters kommt es zum Beispiel zur Aufspaltung von degenerierten Bändern oder zur Änderung der Bandstruktur. Dies

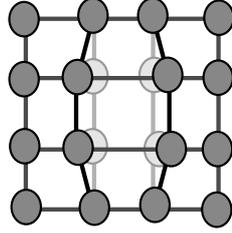


Abbildung 2.7: Änderung der Gitterkonstante durch mechanische Spannungen

bewirkt eine Zunahme der elektronischen Belegung, was ein Anstieg der Reflektivität zur Folge hat. In einfachster Näherung ändert sich auch in diesem Fall die Reflektivität linear mit der Temperatur des Kristallgitters T_{Gitter} .

$$R(T_{Gitter}) = R_0 + \underbrace{\left[\frac{\delta R}{\delta \eta} \frac{\delta \eta}{\delta T_{Gitter}} \right]}_{Term1} \cdot \Delta T_{Gitter} \quad (2.28)$$

2.3 2T Modell

Das 2T Modell beschreibt die Energieverteilung, bzw. die Temperatur, des Gitters T_g und der Elektronen T_e nach dem Aufheizen des Elektronensystems. Der Zusammenhang zwischen Gitter- und Elektronentemperatur ist durch folgende gekoppelte DGL [13] gegeben:

$$C_e(T_e) \cdot \frac{\delta T_e}{\delta t} = \underbrace{\frac{\delta}{\delta z} \left(K_e \frac{\delta}{\delta z} T_e \right)}_{Wärmediffusion} - \underbrace{g \cdot (T_e - T_g)}_{e-ph-Kopplung} + \underbrace{P(z, t)}_{Laserpuls} \quad (2.29)$$

$$C_l \cdot \frac{\delta T_g}{\delta t} = g \cdot (T_e - T_g) \quad (2.30)$$

Die Änderung der Elektronentemperatur in Gleichung 2.29 lässt sich in drei Teile aufspalten. Als erstes wird den Elektronen Energie durch einen Laserpuls zugeführt:

$$P(\vec{r}, t) = \frac{I(\vec{r}, t) \cdot e^{-z/d_A}}{d_A} \quad (2.31)$$

Dies geschieht für den verwendeten Laserpuls in einer Zeit von 50fs. In den nächsten 5ps ist die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung dominierend. Eine genauere Betrachtung folgt in Abschnitt 2.3.1. Dominierend in einen Zeitbereich ab

5ps nach dem Laserpuls bis einige ns ist die Wärmediffusion. Diese wird in Abschnitt 2.3.2 näher erläutert.

2.3.1 Elektronen-Phononen-Kopplung

Um auf die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung näher eingehen zu können, muss man die Lösung der DGL 2.29 nach der Elektronen-, bzw. Gittertemperatur kennen. Da sich die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung auf einer viel kürzeren Zeitskala als die Diffusion abspielen, kann man den Diffusionsterm vernachlässigen. Die Energie des Laserpulses wird von den Elektronen aufgenommen. Daher ist die Elektronentemperatur viel größer als die Gittertemperatur zum Eintreten der Elektronen-Phononen Wechselwirkung. Am Ende der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung besteht ein Gleichgewicht zwischen der Elektronen- und Gittertemperatur. Eine analytische Lösung der DGL 2.29 ergibt [13]:

$$T_e(t) = T_{e,max} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eph}}\right) \quad (2.32)$$

$$T_g(t) = T_0 + \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eph}}\right)\right) \cdot \Delta T_{g,max} \quad (2.33)$$

Eine Veranschaulichung der Formeln 2.32 in Form eines Graphen ist in Abbildung 2.8 auf der linken Seite zu finden. Die Energie die vom Laserpuls kommt, wird als

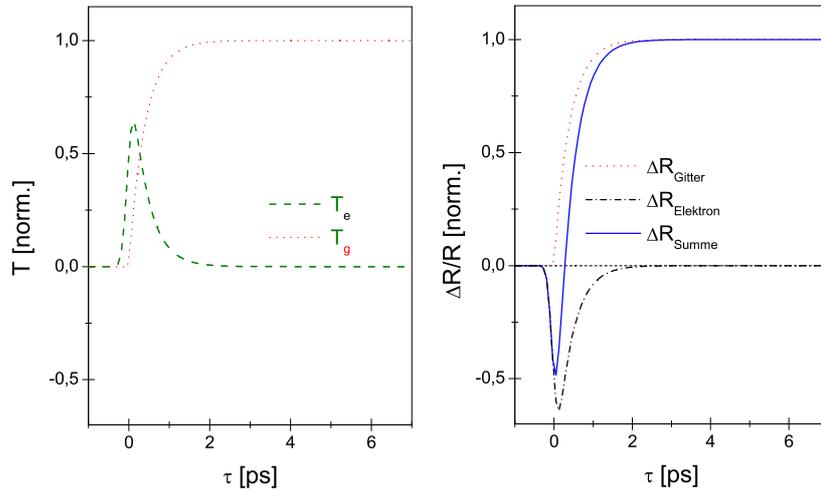


Abbildung 2.8: 2T Modell und Reflektivitätsmodell für Nickel

erstes von den Elektronen aufgenommen. Dies führt zu einer Erhöhung der Elektronentemperatur. Die Elektronen geben die Energie über Elektronen-Phononen-Wechselwirkung an das Gitter ab. Dies hat eine Erhöhung der Gittertemperatur zur Folge. Nach wenigen ps haben die Elektronen ihre Energie an das Gitter abgegeben, und es besteht ein thermisches Gleichgewicht. Bei Nickel gibt es eine Besonderheit. Hier sinkt die Reflektivität, wenn die Elektronentemperatur steigt. Dies ist in Abbildung 2.8 auf der rechten Seite gezeigt. Die Kurve ΔR_{Summe} gibt ein für die Nickelprobe passendes Modell, wie in Abbildung 2.9 gut zu sehen ist. ΔR_{Summe} setzt sich aus der Addition von $\Delta R_{Elektron}$ und ΔR_{Gitter} zusammen.

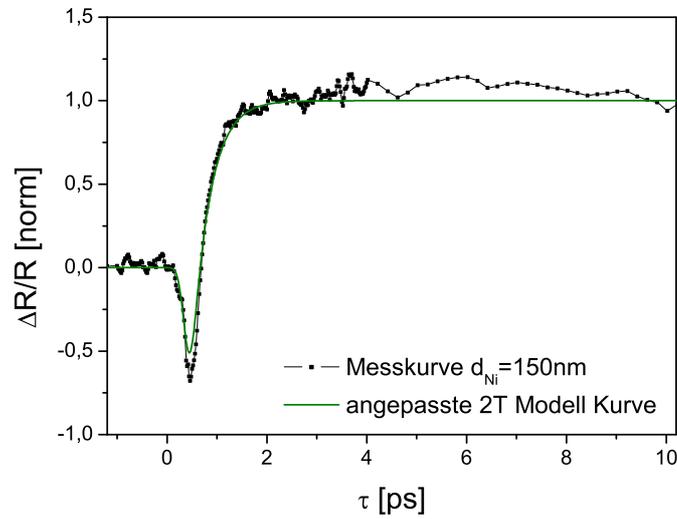


Abbildung 2.9: Messkurve $d_{Ni}150nm$ mit angepasster Kurve nach dem 2T Modell

Die totale Energietransferrate pro Volumeneinheit und Zeit $\left[\frac{dU}{dt}\right]_{eph}$ vom Elektronenbad ins Phononenbad ist gegeben als

$$\left[\frac{dU}{dt}\right]_{eph} = g \cdot (T_e - T_g) \quad (2.34)$$

unter der Voraussetzung, dass die Elektronen-, bzw. Gittertemperatur viel höher als die Debey-Temperatur sind. Eine genaue Herleitung ist in [13] zu finden. In den letzten Formeln ist g die wichtige Elektronen-Phononen-Kopplungs-Konstante.

2.3.2 Diffusion

Die räumliche Ausbreitung der Energie wird beschrieben durch das 1. Ficksche Gesetz

$$j_{th} = -K \cdot \nabla T \quad (2.35)$$

welches sich auf den Wärmestrom j_{th} zum Produkt des negativen Gradienten der Temperatur T und der thermischen Leitfähigkeit K bezieht. Mit $U = C \cdot T$, wobei U die Wärme pro Volumeneinheit und C die Wärmekapazität pro Volumeneinheit bezeichnen, setzt man Formel 2.35 in die Kontinuitätsgleichung

$$\nabla j_{th} + \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{dU}{dt} \quad (2.36)$$

ein, erhält man die Diffusionsgleichung

$$\nabla(K \cdot \nabla T) + C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dU}{dt} \quad (2.37)$$

Ausgehend von der Tatsache, dass K konstant ist, kann man die „gewöhnliche Wärme-Diffusionsgleichung“ schreiben

$$K \cdot \nabla^2 T + C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dU}{dt} \quad (2.38)$$

In Bezug auf das Experiment, wird $\frac{dU}{dt}$ durch die Absorption eines Teils der eingestrahnten Intensität (F_{abs}) an der Probenoberfläche verursacht. Die absorbierte Intensität (F_{abs}) erhöht die Temperatur bis auf eine maximale Temperatur von T_{max} . Die Gleichung 2.38 hat die analytische Lösung

$$\Delta T(z, \tau) = \frac{F_{abs}}{C \cdot \lambda_{th}} \cdot \exp\left(\frac{-z^2}{4 \cdot D \cdot \tau}\right) \quad (2.39)$$

vorausgesetzt C ist nicht von der Temperatur abhängig. Die Diffusionslänge ist gegeben durch $\lambda_{th} = \sqrt{\pi \cdot D \cdot \tau}$. Gleichung 2.39 beschreibt die räumliche und zeitliche Ausbreitung der Wärme in einer Probe. Ausgehend von der Vereinfachung, dass die Temperatur an der Oberfläche ($z = 0$) gemessen wird, kann die Formel 2.39 in einer vereinfachten Form dargestellt werden:

$$\Delta T(0, \tau) = \frac{F_{abs}}{C \cdot \sqrt{\pi \cdot D \cdot \tau}} \quad (2.40)$$

Ausgehend von einer konstanten Wärmekapazität und konstanter absorbierter Intensität gilt in erster Näherung:

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot \tau}} \quad (2.41)$$

Dies ist die Lösung für eine δ -förmige Temperaturverteilung. In der Realität wird die Anfangstemperaturverteilung von der Eindringtiefe und der Thermalisierungszeit zwischen Elektronen- und Gittertemperatur bestimmt. Für eine gaußförmige Anfangstemperaturverteilung muss die Gleichung 2.41 um $\nu_0 = v_{\text{phononen}} \cdot t_{\text{max}}$ erweitert werden [14]. t_{max} ist die Zeit, die benötigt wird, bis das Gitter auf die maximale Temperatur T_{max} aufgeheizt ist. Die Geschwindigkeit der Phononenwellen v_{phononen} wird in Abschnitt 2.3.3 diskutiert.

$$\frac{\Delta T(0, \tau)}{T_{\text{max}}} = \frac{\nu_0}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot \tau + \nu_0^2}} \quad (2.42)$$

Ein Beispielgraph mit Messpunkten und einer angepassten Kurve nach Formel 2.42 ist in Abbildung 2.10 zu sehen.

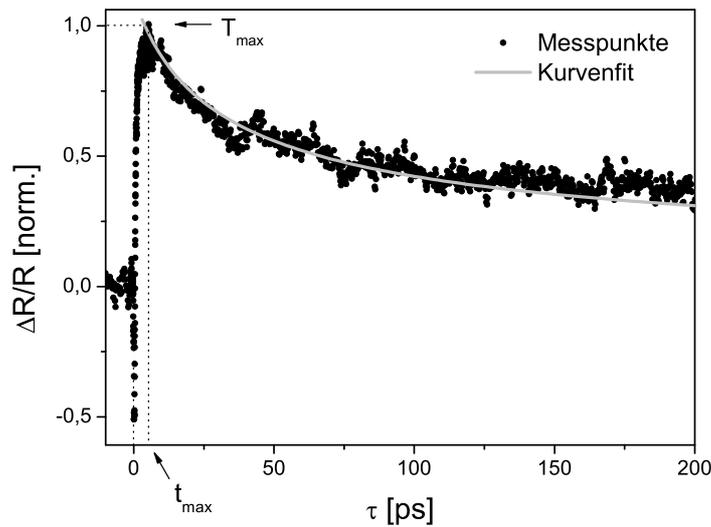


Abbildung 2.10: Diffusionskurve mit Fit; Gitter-Temperaturmaximum T_{max} bei t_{max}

2.3.3 Phononenpulse

Ist die Schichtdicke d des Substrates größer als die Eindringtiefe, so können, in den Messungen periodisch wiederkehrende Störungen mit einer Periodendauer T_{phononen} festgestellt werden. Dies kommt daher, dass Phononenwellen, auch Spannungswellen genannt, an der Grenzfläche vom Substat zum Wafer reflektiert wer-

den. Anhand dieser Störungen ist es möglich, die Schallgeschwindigkeit v_{AC} im Substrat zu bestimmen [10].

$$v_{AC} = \frac{2 \cdot d}{T_{phononen}} \quad (2.43)$$

Da der Phononenpuls den Weg von der Oberfläche bis zur Grenzfläche des Wafers und wieder zur Oberfläche zurücklegen muss, ist in Formel 2.43 die doppelte Schichtdicke einzusetzen. Physikalisch gesehen wird durch eine Tempera-

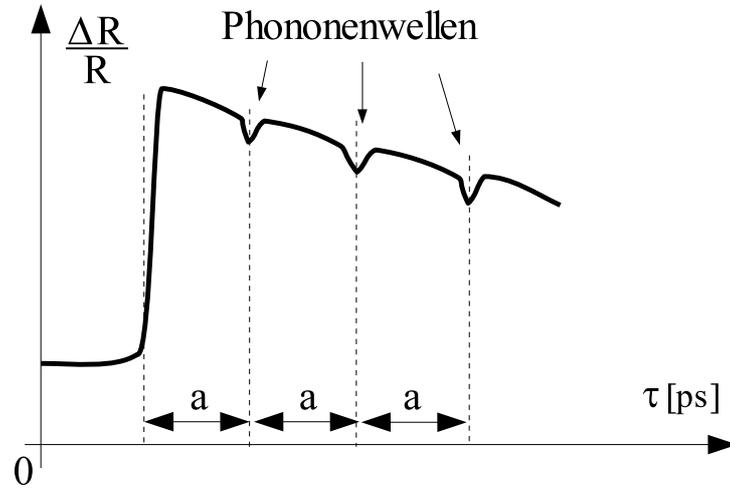


Abbildung 2.11: Stresswellen mit einer Periodendauer a

turänderung in der Probe isotropen thermische Spannung induziert [29]:

$$\eta = -3B\beta\Delta T(z) \quad (2.44)$$

Im Probengitter kommt es durch die Erwärmung zu Ausdehnungen, daher ist das Bulk-Modul B , sowie der lineare Ausdehnungskoeffizient β wichtig. Die tiefenabhängige Temperaturänderung $\Delta T(z)$ ist gegeben durch die deponierte Energie pro Volumen $W(z)$ und die thermische Kapazität der Probe C .

$$\Delta T(z) = \frac{W(z)}{C} \quad (2.45)$$

Die erzeugte Spannung setzt sich in der Probe in Form von Phononenwellen fort. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Phononenwellen $v_{phononen}$ fortbewegen, ist zusätzlich abhängig von der Dichte der Probe ρ , sowie vom Poisson-Verhältnis ν

$$v_{phononen}^2 = 3 \cdot \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \cdot \frac{B}{\rho} \quad (2.46)$$

Mit den Konstanten [32] in Tabelle 2.1 für Nickel und der Formel 2.46, berechnet

Poisson-Verhältnis	$\nu = 0,31$
Bulk-Modul	$B = 180 \cdot 10^9 Pa$
Dichte	$\rho = 8908 \frac{kg}{m^3}$

Tabelle 2.1: Nickel Konstanten

sich die Geschwindigkeit der Phononenwellen zu

$$v_{phononen} = 5,65 \cdot 10^3 \frac{m}{s} \quad (2.47)$$

Die in diesem Abschnitt diskutierten Geschwindigkeiten, Schallgeschwindigkeit v_{AC} und Phononengeschwindigkeit $v_{phononen}$ sind äquivalent.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Herzstück des Experimentes ist ein Titan:Saphir Oszillator zur Erzeugung kurzer Laserlichtpulse mit einer Pulsbreite von 50fs. Im Rahmen der Diplomarbeit wurde dazu ein neuer optischer Tisch mit klimatisierter Flowbox aufgebaut. Der experimentelle Aufbau wurde um einen Pump-Probe Aufbau zur Messung der dynamischen Reflektivität erweitert. Im Folgenden werden kurz der Messaufbau zur Charakterisierung der Pulslängen, zur Charakterisierung des Spotdurchmessers und der Aufbau zur Messung der Reflektivitätsspektren beschrieben.

3.1 Aufbau Messraum

Durch den Umzug der physikalischen Institute in ein neues Gebäude ergab sich die Möglichkeit, das vorhandene Femtosekundenlabor zu modernisieren. Dazu wurde ein neuer optischer Tisch (Abbildung 3.1) aufgebaut. Dieser steht zur Schwingungsdämpfung auf Säulenständern. Über dem Tisch wurde ein Gestell an der Decke angebracht, welches 6 Lüfterboxen mit Filtern fasst. Diese dienen zur weiteren Filterung der vorgefilterten Zuluft der zentralen Versorgung. Zusätzlich ist die Zuluft klimatisiert, um eine Temperaturstabilität von unter $0,5^{\circ}\text{C}$ zu erreichen. Unter den Lüfterboxen befinden sich Lochbleche, um ein laminares Ausströmen der Zuluft zu gewährleisten. Umrundet wird das Gestell von einem PVC Vorhang. Der Vorhang (PVC Lamellen) besteht aus 50 cm langen Segmenten, die einzeln abnehmbar sind und in einer Höhe von 25 cm über der Tischoberfläche enden. Diese Höhe ist für den Luftdurchsatz so berechnet, dass die Luftströmung im gesamten Bereich des Tisches laminar ist (Abbildung 3.1). Der modernisierte Aufbau gibt die Möglichkeit, unter staubarmen Bedingungen zu arbeiten. Zusätzlich ist die Temperaturstabilität wichtige Voraussetzung für den stabilen Betrieb des Titan-Saphir Laserresonators. Genauere Beschreibungen und Skizzen sind im Anhang B zu finden.

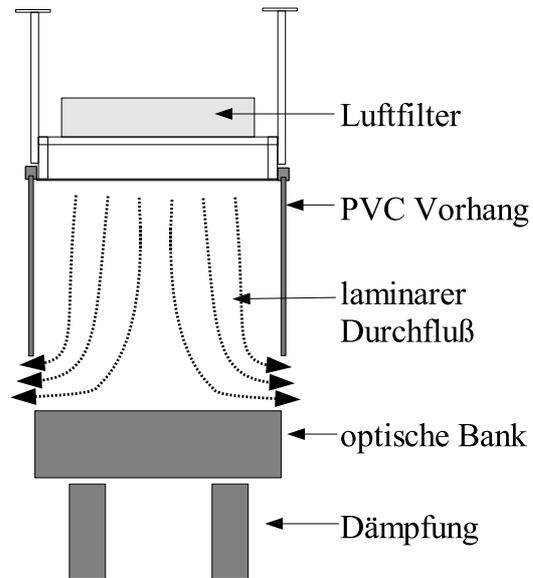


Abbildung 3.1: Räumlicher Aufbau schematisch



Abbildung 3.2: Photo von Lüfterbox und Oberkante Vorhang

3.2 Bestimmung der Pulslänge

Unser Lasersystem ist ein selbst aufgebauter Titan-Saphir Laser. Als Pumplaser kommt ein Coherent Sabre Innova Argon-Ionen Laser zum Einsatz. Das aktive Medium ist ein Titan (Ti^{3+}) dotierter Saphir-Kristall (Al_2O_3). Dieses System arbeitet sowohl im Dauerstrich-, als auch im Puls-Betrieb. Für die Messungen in dieser Diplomarbeit wurde der Laser im Puls-Betrieb genutzt. Die Laserpulse hat-

ten eine Zentralwellenlänge von 800nm und eine Breite von 30nm. Mit unserem Aufbau erreichen wir so Laserpulse mit einer Dauer von 50fs und einer Wiederholrate von 80MHz. Die Leistung liegt bei 0,6W. Unter Pulsdauer versteht man die volle Halbwertsbreite (FWHM) des zeitlichen Intensitätsverlaufs eines einzelnen Pulses. Dies gibt uns eine gute zeitliche Auflösung für die fs Spektroskopiemessungen. Da es keine Elektronik gibt, welche das direkte Messen von Femtosekundenpulsen erlaubt, wurde zur Pulsanalyse ein Autokorrelationsaufbau genutzt. In Abbildung 3.3 ist der Aufbau dargestellt. Der einfallende Laserstrahl wird

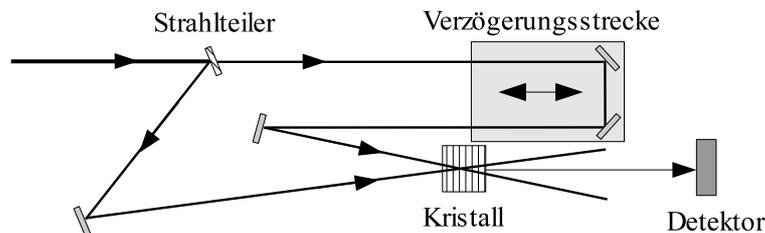


Abbildung 3.3: Autokorrelationsaufbau

in zwei gleiche Teilstrahlen aufgespalten, wobei eine Strecke zeitlich variabel ist. Die Strahlen treffen unter einem Winkel in einem Kristall (BaB_2O_4) wieder zusammen. Dieser nichtlineare Kristall erzeugt daraus die zweite Harmonische von den Einfallstrahlen bei zeitlichem Überlapp. Wenn sich die Teilstrahlen nicht im Kristall überlappen, tritt die Summenfrequenz nicht auf. Das entstehende Intensitätssignal ist proportional zum Produkt der Intensitäten der beiden Teilstrahlen. Eine Autokorrelationsmessung mit angepasster Gaußkurve ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Durch die Wellenlänge von 800nm haben wir eine Photonenenergie von 1,55eV. Genauere Informationen zum Aufbau eines TiSa-Lasersystems, im speziellen des Aufbaus und Justage des Laserresonators, sind in [18] zu finden.

3.3 Bestimmung des Strahldurchmessers

Für die Bestimmung des Strahldurchmessers, sowie der Position auf der Probe, wurde der Probenhalter auf einem kugelgelagerten Verfahrwagen so angebracht, dass er einerseits vibrationsarm, andererseits horizontal verschiebbar auf dem Tisch befestigt war. Ein Schrittmotor treibt eine Mikrometerschraube an, welche den Verfahrwagen bewegt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Zur Bestimmung des Strahldurchmessers wurde die scharfe Kante des Probensubstrates (Silizium Waver) entlang des Strahlprofils verfahren. Abhängig von der Position des Laserspots auf der Kante des Substrates, bzw. des Schichtdickengradienten, ändert sich die reflektierte Intensität. Verfährt die Probe, so

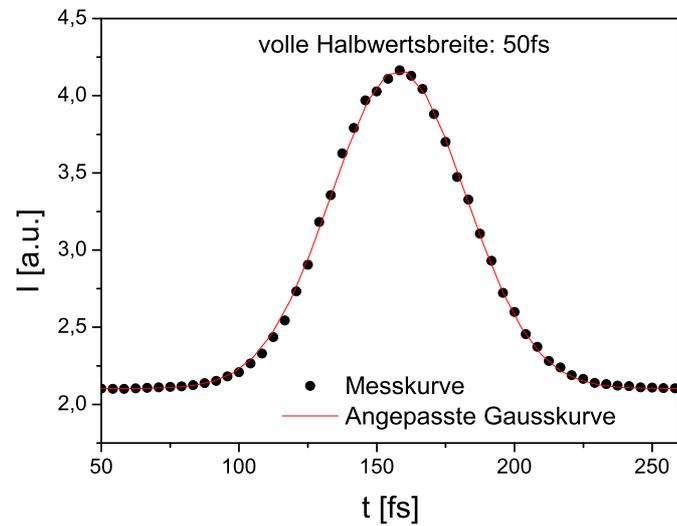


Abbildung 3.4: Autokorrelation eines Laserpulses

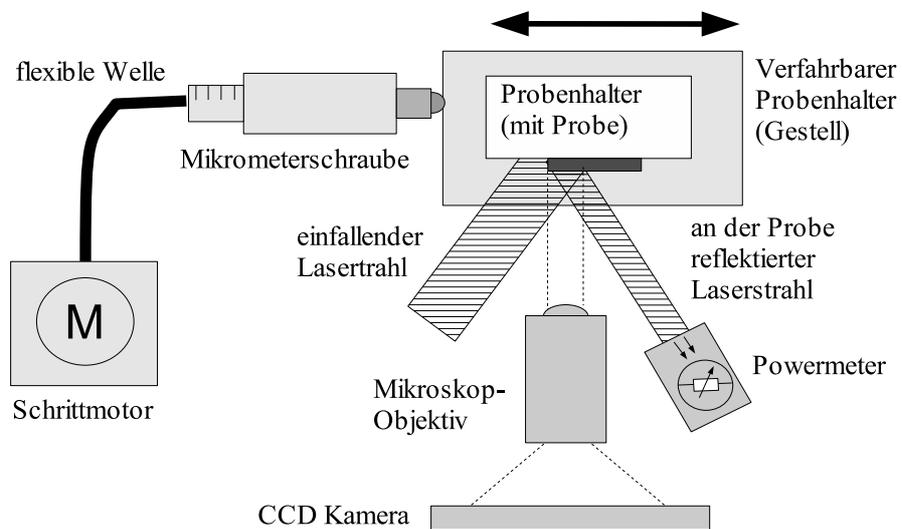


Abbildung 3.5: Probenhalter (verfahrbar)

ist es möglich, eine Intensitätskurve zur Probenposition aufzunehmen. Anhand dieser Kurven bestimmt man den Strahldurchmesser bzw. die Position auf der Probe. Die genaue Beschreibung ist in Anhang C.1 und Anhang C.3 zu finden.

Mit Hilfe dieser Technik wurde auch die Justage des Verfahrenswagens (Anhang C.2) ermöglicht.

3.4 Pump-Probe Experiment

In diesem Abschnitt wird die Pump-Probe Technik und der Pump-Probe-Aufbau erklärt, mit dem die Messungen in Abschnitt 4 durchgeführt wurden. Um eine gute zeitliche Korrelation zwischen dem Pump- und dem Probestrahl zu erreichen, wird der vom TiSa kommende Strahl geteilt. Mit dem Pumpstrahl wird eine optische Anregung der Probe erreicht. Der Probestrahl hat eine sehr viel geringere Intensität als der Pumpstrahl. Mit dem Probestrahl misst man zeitversetzt die Änderungen der optischen Konstanten. Ein zeitversetztes Messen zwischen der Anregung durch den Pumpstrahl und der Messung mit dem Probestrahl ist durch die Verwendung von Laserpulsen möglich. Auf Grund des kleinen Messsignals, musste ein LockIn benutzt werden. Für die Arbeit mit einem LockIn muss mit einem Referenzsignal gearbeitet werden. Zu diesem Zweck moduliert ein Chopper den Pumpstrahl. Diese Modulation ist durch die optische Anregung der Probe mit dem Probestrahl zu messen. Wie ein Pump-Probe-Aufbau im Detail aussieht, ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die fokussierenden Elemente sind ein Kepler-Fernrohr (gebildet aus *Linse1* und *Linse2*), ein *Objektiv* und *Linse3*. Das Kepler-Fernrohr weitet den vom TiSa kommenden Strahl auf einen Strahldurchmesser von 2mm auf. Die Divergenz wird so auch verringert. Dies ist für eine gute räumliche Auflösung wichtig. Das Objektiv fokussiert Pump- und Probestrahl auf der Probe. Der minimal erreichte Strahldurchmesser liegt bei ca. $20\mu\text{m}$. Entgegen der Abbildung 3.6 fallen beide Strahlen im gleichen Winkel (52°) zur Normalen ein. Zu den messtechnischen Elementen zählen *Diode1*, *Diode2* und das *Powermeter*. Diode2 nimmt das Messsignal vom Probestrahl auf. Diode1 wird benötigt, um Laserschwankungen, die als Störungen im Signal auf der Messdiode Diode2 gemessen werden, durch Subtraktion beider Diodenspannungen im LockIn zu minimieren. Mit Hilfe des Polarisators vor Diode1 erfolgt ein Intensitätsabgleich zur Diode2, die das Messsignal aufnimmt. Der *Chopper* moduliert den Pumplaserstrahl mit einer Frequenz von 800Hz. Das *Powermeter* dient zur Bestimmung des Strahldurchmessers auf der Probe und zur Justage des Verfahrenswagens. Den Zeitversatz zwischen Pump- und Probestrahl erreicht man durch eine Verzögerungsstrecke, realisiert durch einen *Verfahrenswagen* der Firma PI Instruments. Auf dem Verfahrenswagen ist ein Retroreflektor angebracht, welches das Licht unter dem Einfallswinkel zurückreflektiert. Das zeitliche Auflösungsvermögen, das durch die Schrittweite von $0,3\mu\text{m}$ bestimmt wird, beträgt 1fs. Um Beugungseffekte zwischen dem Probe- und Pumpstrahl zu minimieren, befindet sich im Strahlengang des Pumplaserstrahl ein $\frac{\lambda}{2}$ Plättchen. Der Probestrahl trifft p-polarisiert auf die Probe. Mit dem $\frac{\lambda}{2}$ Plättchen wird der

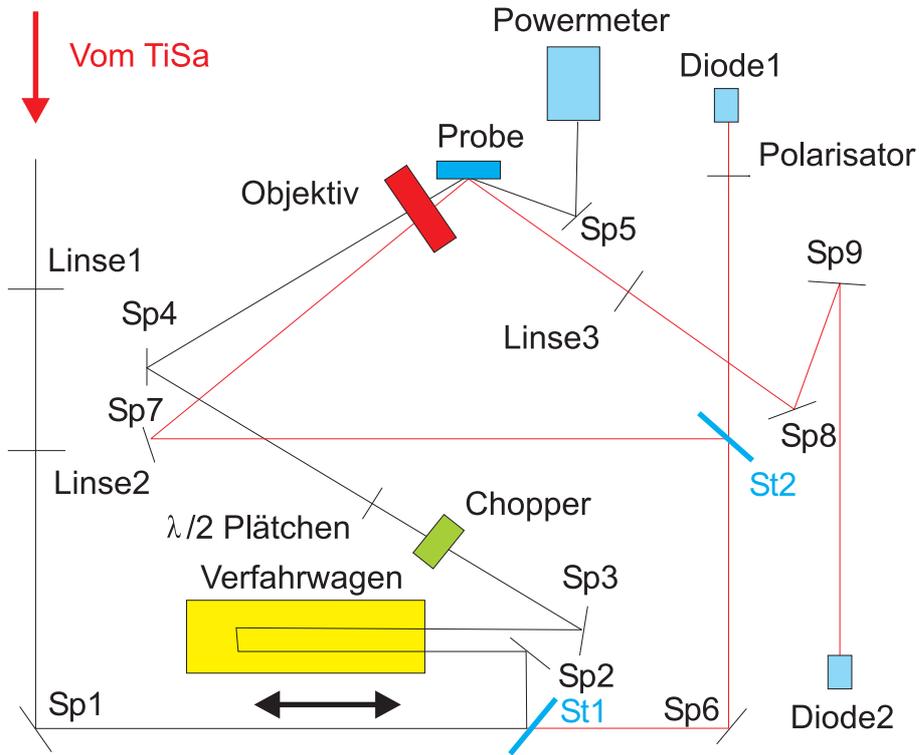


Abbildung 3.6: Messaufbau schematisch

Probestrahl um 90° gedreht, so dass dieser s-polarisiert auf die Probe trifft. Elemente zur Strahlumlenkung sind die Spiegel $Sp1$ bis $Sp9$ und die Strahlteiler $St1$ und $St2$. $St1$ trennt Probe- und Pumpstrahl im Verhältniss 10 zu 90, wobei die größere Intensität für den Pumpstrahl genutzt wird. $St2$ teilt den Probestrahl nochmals im Verhältniss 50/50. Der *Messcomputer* übernimmt die Steuerung des Motors des Verfahrwagens synchron zur Aufnahme der Messdaten.

Kapitel 4

Messergebnisse und Interpretation

Die für die Pump-Probe Experimente verwendeten Proben werden am Anfang des Kapitels beschrieben. In den Pump-Probe Experimenten wurden zunächst grundlegende Messungen der Fluenzabhängigkeit (Abschnitt 4.3) und Variation des Pump-Probe Spotüberlapps (Abschnitt 4.4) durchgeführt. Durch die Verwendung der im theoretischen Teil der Arbeit beschriebenen Modelle können die auf verschiedenen Zeitskalen ablaufenden Prozesse der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung 1ps - 10ps (Abschnitt 4.5) und der Wärmetransport 10ps - ns (Abschnitt 4.6) separiert werden. Dabei treten interessante Phänomene im Grenzbereich von Schichtdicken nahe der Eindringtiefe auf, die im letzten Abschnitt 4.7 diskutiert werden. Nach einer Übersicht über die Messkurven folgt im jeweiligen Abschnitt eine Analyse mit dem theoretischen Modell und die Diskussion der erhaltenen Parameter.

4.1 Beschreibung der verwendeten Proben

Die Messungen der Fluenzabhängigkeit wurden an einer 200nm dicken Eisenprobe durchgeführt, die unter UHV-Bedingungen mittels Ionenstrahlspattern präpariert wurde. Als Substrat dient Silizium (100) mit einer Pufferschicht Wolfram. Diese 5nm dicke Wolframschicht schützt vor der Entstehung von Eisensiliziden. Alle weiteren Messungen wurden mit einer Nickel-Probe durchgeführt, welche einen Gradienten in der Schichtdicke von 0 bis 150nm hat. Die Probe wurde unter UHV-Bedingungen mit einem Elektronenstrahlverdampfer hergestellt. Um den Gradienten herzustellen, verdeckte ein Shutter die Hälfte des Substrats. Auch bei der Nickel-Probe dient als Wafer Silizium (100). Das Silizium ist p dotiert mit Bor, bei einer Konzentration von $4\text{-}6 \cdot 10^{15}$ Atomen pro cm^2 . Der Verlauf des Gradienten ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Die genaue Vermessung

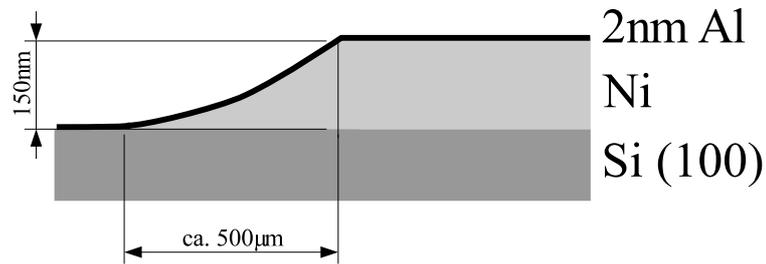


Abbildung 4.1: Skizze Nickelprobe mit Gradient

des Gradienten wurde mit Hilfe eines mechanischen Profilometers durchgeführt. Bis zur Eindringtiefe war eine Bestimmung des Gradienten auch mit Hilfe der sich ändernden Reflektivität möglich. Die Eindringtiefe für Ni bei einer Wellenlänge von 800nm liegt bei 30nm. Beide Kurven sind in Abbildung 4.2 zu sehen. Eine genauere Beschreibung des Messaufbaus folgt in Anhang C.3. Um eine Oxidation des Nickels zu vermeiden, hat die Nickelprobe noch eine 2nm dicke Deckschicht Aluminium erhalten.

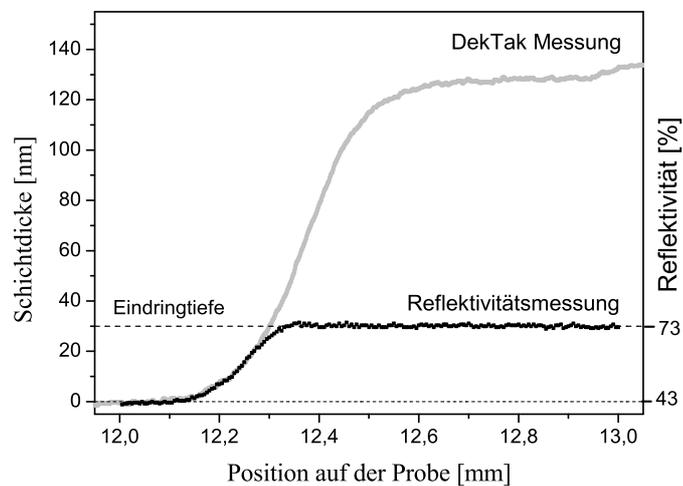


Abbildung 4.2: Bestimmung des Gradienten der Schichtdicke;
 Reflektivität Silizium $R_{Si} = 0,43$ und Nickel $R_{Ni} = 0,73$

4.2 Analyse der Messdaten auf der 1-5 ps Skala

Abbildung 4.3 zeigt eine Messung der Reflektivität als Funktion der Verzögerungszeit τ . Die Reflektivitätsänderung wird bestimmt durch den Beitrag der Elektronen zur Reflektivitätsänderung (im Fall für Ni mit negativem Vorzeichen) und des Aufheizens des Gitters (positiver Beitrag), siehe hierzu Abbildung 2.8. Beide Beiträge liegen in der Größenordnung 10^{-6} und bestimmen zusammen die Reflektivitätsänderung. Der Verlauf der Elektronentemperatur und der Temperatur des Gitters ist mit Formel 2.32 berechnet. Nach Abschnitt 2.2.3 ist die Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ in erster Näherung linear zur Temperaturänderung.

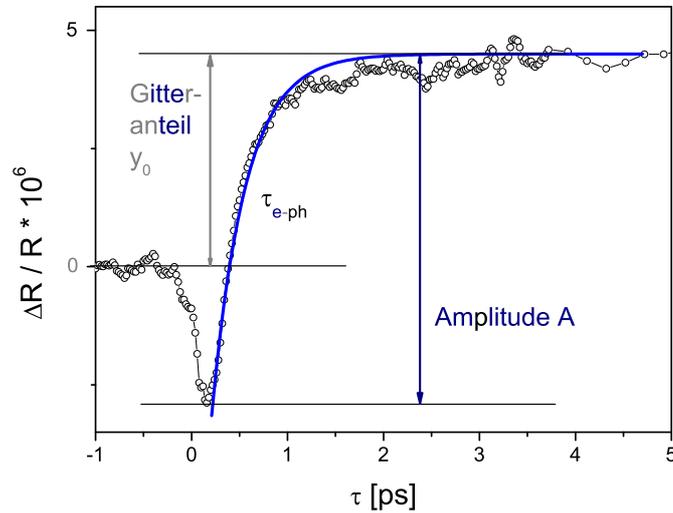


Abbildung 4.3: Analyse der Messdaten

Da die thermische Diffusion auf einer Zeitskala von 100 ps die Änderung der Reflektivität dominiert (Abschnitt 4.6), wird für die weitere Analyse der Beitrag des Gitters in einem vereinfachten Modell zur Analyse der Reflektivitätsspektren als konstant angenommen (Abbildung 4.3). Für die Analyse wird daher eine einfach exponentielle Funktion zur Analyse der Messdaten benutzt, um die Dynamik des Elektronensystems zu bestimmen (Formel 4.1). Der Beitrag der Reflektivitätsänderung, der durch die Temperaturänderung des Gitters verursacht wird, geht in das vereinfachte Modell als Konstante y_0 ein. Dabei erhält man die Amplitude A der Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ und die Elektron-Phonon Wechselwirkung τ_{e-ph} . Der Beitrag des Gitters y_0 wird in diesem vereinfachten Modell

zur Analyse der Reflektivitätsspektren als konstant angenommen.

$$\frac{\Delta R}{R} = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{eph}}} + y_0 \quad (4.1)$$

4.3 Fluenzabhängigkeit

Wie groß der Einfluss der Pumpfluenz auf die weiteren Messungen ist, und wie sich die anderen Parameter diesbezüglich ändern, wurde als erstes bestimmt. Es zeigt sich, dass die Änderung der Parameter im experimentell genutzten Bereich linear zur Änderung der Pumpfluenz sind. Für die Messung der Pumpfluenz wurden alle weiteren Parameter, wie der Überlapp und die Schichtdicke konstant gelassen.

4.3.1 Übersicht

Die Pumpfluenz F ist die eingestrahelte Leistung P pro Fläche. Für gepulste Laser muß im Unterschied zum Dauerstrichlaser noch die Repetitionstrate beachtet werden. Unser TiSa Laser System arbeitet mit einer Frequenz der Laserpulse von $f = 80\text{MHz}$. Mit dem Strahldurchmesser $A_{Fläche}$ des Laserstrahls und der gemessenen Leistung P_0 auf der Probe kommen wir zur folgenden Formel:

$$F = \frac{P_0}{f \cdot A_{Fläche}} \quad (4.2)$$

Für die Messung bei verschiedenen Pumpfluenzen, ist eine Variation ohne Ändern anderer Parameter mit Hilfe von 2 gegeneinander verdrehbaren Polarisatoren möglich. Wie viel von der eingestrahelten Intensität absorbiert wird, gibt die Formel 4.3 wieder. Es wird davon ausgegangen, dass die Probendicke groß ist, so dass es keine Transmission gibt.

$$F_{abs} = F \cdot (1 - R) \quad (4.3)$$

Die Messungen der Variation der Fluenz wurden mit einem Fe-Film auf einem Si-Wafer durchgeführt. Die Berechnung der Pumpfluenz wurde nach der Formel 4.2 durchgeführt. Die Fluenz wurde durch zwei gegeneinander verdrehte Polarisatoren vor dem Reflektivitätsaufbau variiert.

In Abbildung 4.4 sind die zur Auswertung genutzten Messungen aufgetragen. Durchgezogene Linien entsprechen jeweils Anpassungen nach dem einfach exponentiellen Modell mit Formel 4.1. In allen Messkurven fällt eine Oszillation vor der Kante auf. Eine genauere Darstellung dieser Oszillation ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Der Ursprung dieser Oszillationen ist die Interferenz von Pump und

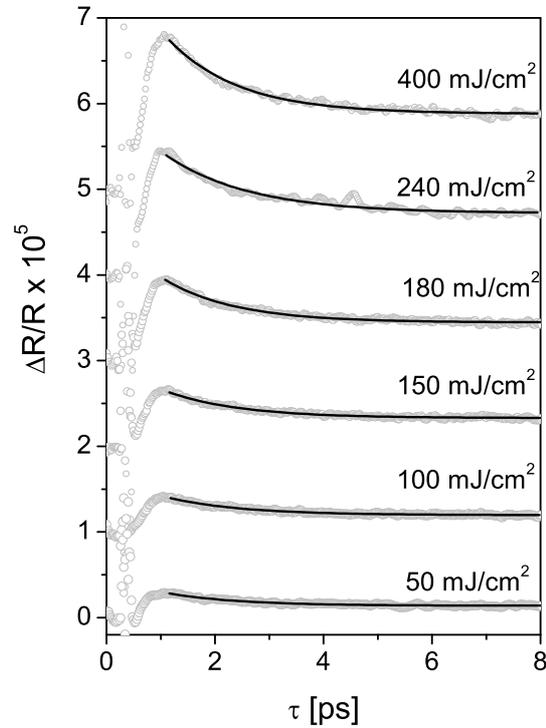


Abbildung 4.4: Kurvenübersicht für die Auswertung der Fluenzabhängigkeit

Probestrahl. Diese wird in Richtung der Photodioden gestreut. Der Interferenzeffekt liefert einen Beitrag zum Zeitpunkt des zeitlichen Überlapps von Pump und Probestrahl und liefert daher eine direkte Kontrolle der Pulsbreite.

4.3.2 Auswertung und Diskussion

Die erhaltenen Daten aus der Analyse der Messkurven nach Formel 4.1 sind in Abbildung 4.6 und 4.7 aufgetragen. Im Rahmen der Messungenauigkeiten ändern sich in diesem Elektronenanregungsdichtenbereich die Elektronen-Gitter Relaxationszeit nicht durch Variation der Pumpfluenz. Die Änderung der Amplitude hingegen hängt wie erwartet stark von der Pumpfluenz ab. Sie ist, wie man Abbildung 4.7 entnehmen kann, in erster Näherung proportional. Durch eine höhere Pumpfluenz wird die Anregungsdichte der Elektronen erhöht und eine größere Energie in das elektronische System eingebracht. Die lineare Abhängigkeit der Reflektivitätsänderung von der Pumpfluenz deutet darauf hin, dass die lineare Näherung für geringe Änderungen der Elektronentemperatur in diesem Bereich

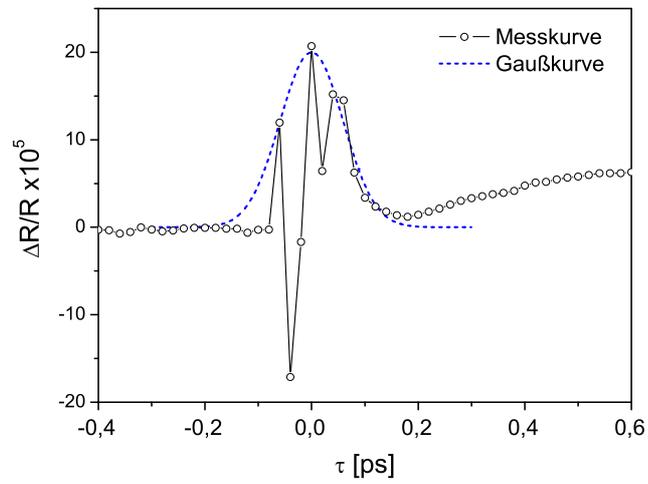
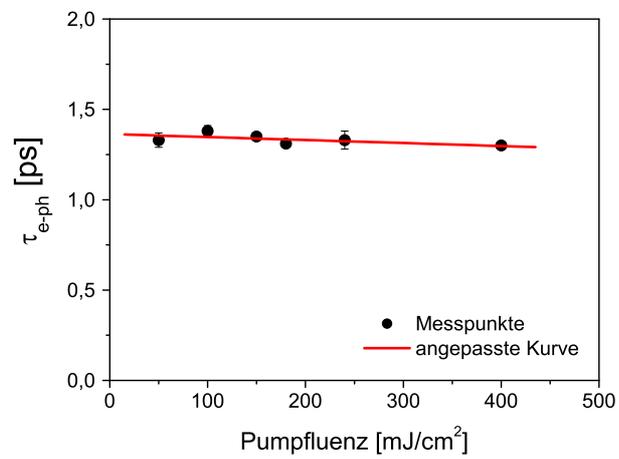


Abbildung 4.5: Oszillation auf Grund von Interferenz von Pump-Probe Strahl

Abbildung 4.6: τ_{e-ph} zu Pumpfluenz

gültig ist.

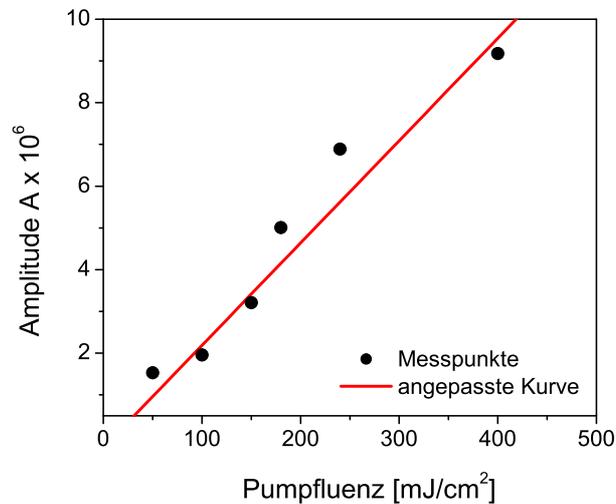


Abbildung 4.7: Amplitude zu Pumpfluenz

4.4 Pump-Probe Überlapp Variation

Eine weitere wichtige experimentelle Größe ist der Überlapp von Pump- und Probe-Strahl, welche beide den gleichen Durchmesser haben. Im Idealfall sind Pump und Probestrahl zu 100% überlagert. Was sich ändert, wenn dies nicht so ist, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Für dieses Experiment wurde die Ni-Gradient-Probe genutzt. Die Überlagerungsversuche wurden auf einem Bereich der Probe durchgeführt, wo die Probe gleichmässig eine Ni Schichtdicke von 150nm aufwies. Die Pumpfluenz mit der gemessen wurde, betrug $0,427 \text{ mJ/cm}^2$. Sie blieb während allen Überlappmessungen konstant.

4.4.1 Übersicht

Für diesen Teilversuch wurde der Spot des Pumpstrahl einmal horizontal und einmal vertikal über den Spot des Probestrahl auf der Probe verfahren. Die Spotposition wurde dabei auf einem Monitor bestimmt. Man sieht eine deutliche Abnahme der Reflektivitätsänderung mit geringer werdendem Überlapp. In Abbildung 4.8 sind Reflektivitätsmesskurven für die Variation der Pumpstrahlposition aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind die Fit-Kurven für die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung. Die Auswertung erfolgte nach Formel 4.1. Für die Auswertung wurden zusätzlich die horizontale Verschiebung nach links, sowie die komplette vertikale Verschiebung genutzt.

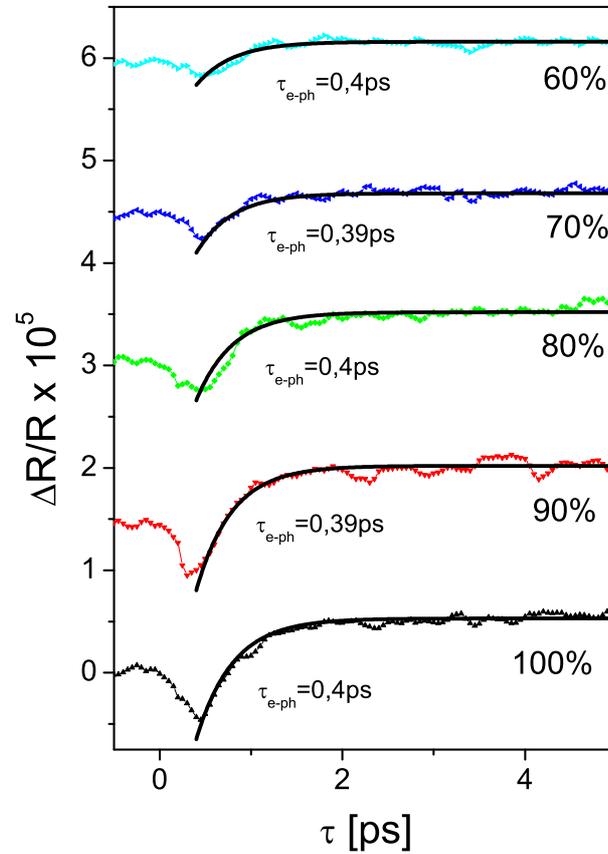


Abbildung 4.8: Überlapp Horizontal rechte Seite

4.4.2 Auswertung und Diskussion

Die mit dieser Auswertung erhaltene Parameter sind in Abbildung 4.9 und Abbildung 4.10 zu sehen. Eine Änderung von τ_{eph} im Rahmen des statistischen Fehlers ist wieder nicht zu erkennen. Die Amplitude A der Reflektivitätsänderung ändert sich deutlich. Verringert sich der Überlapp, so wird die Amplitude kleiner. Da bei geringerem Überlapp auch die Pumpfluenz im detektierten Bereich geringer ist, war dieses Ergebnis zu erwarten. Die Variation der Überlappfläche als Funktion des Spotposition ist in Anhang C.4 beschrieben und hängt nicht linear mit der Spotpositionierung zusammen. Die Genauigkeit der Positionierung von Pump- und Probestrahl beträgt $\pm 2 \mu\text{m}$. Für den Bereich $\pm 10\%$ um den optimalen Überlapp liegt die Änderung der Amplitude innerhalb des Messfehlers. Somit kann in den folgenden Teilversuchen von einem optimalen Überlapp ausgegangen

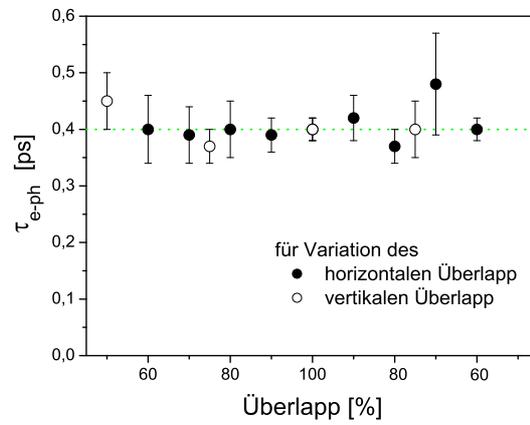
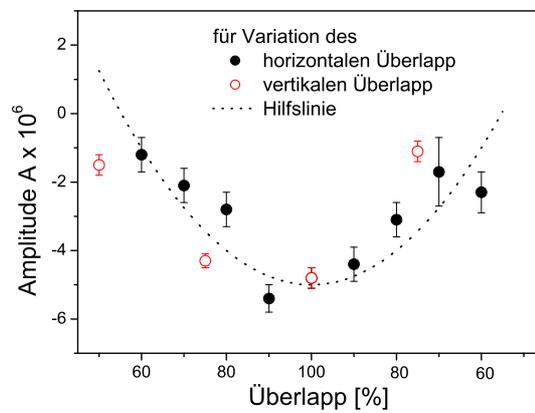
Abbildung 4.9: Überlapp zu τ_{e-ph} 

Abbildung 4.10: Überlapp zu Amplitude

werden. Auch ein Einfluss auf die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung kann ausgeschlossen werden.

4.5 Variation der Schichtdicke: Elektronendynamik am Nickel Keil

In diesem Teilversuch geht es um die Änderung der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung, sowie der Amplitude und der Größe des Gitteranteils für verschiedene Schichtdicken. An dieser Stelle kommt die Nickelprobe mit dem Schichtdickengradienten zum Einsatz. Durch die Charakterisierung der Probe und damit des Gradienten, sowie der genauen Bestimmung der Position auf der Probe, siehe Anhang C.3, war es möglich, verschiedene Schichtdicken an einer Probe zu untersuchen. Wie in Abschnitt 2.3 erklärt, finden diese Wechselwirkungen zwischen den aufgeheizten Elektronen und den Phononen auf einer fs-Zeitskala statt.

4.5.1 Übersicht Messkurven Zeitskala bis 5ps

In Abbildung 4.11 sind die Spektren für Schichtdicken bis 30nm auf der linken Seite und Schichtdicke von 30nm bis 150nm auf der rechten Seite für einen Zeitbereich von 0-7ps dargestellt. Für diese Auftragungen sind alle Kurven auf eine

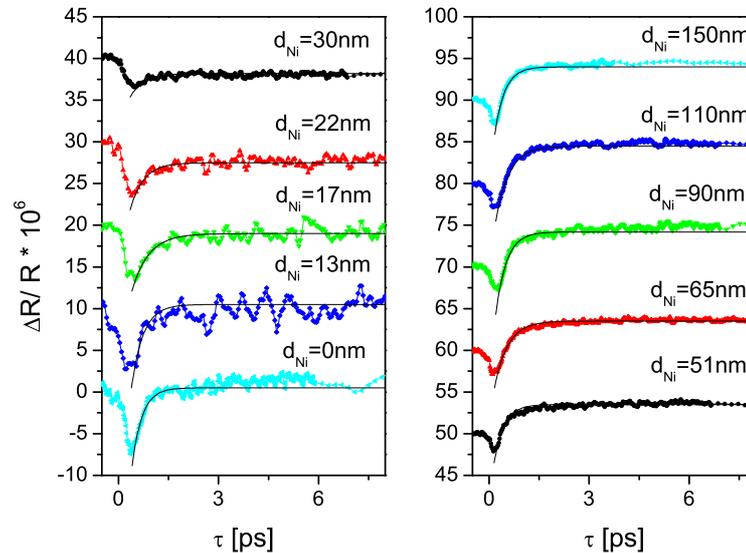


Abbildung 4.11: Messkurven für Schichtdicken links bis / rechts über 30nm

Pumpfluenz ($0,685 J/cm^2$) gebracht wurden. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen nach Formel 4.1. Unterhalb der Eindringtiefe sind große Variationen

der Spektren zu erkennen. Für Schichtdicken größer als die Eindringtiefe ändert sich das Aussehen der Kurven sehr gering. In die Auswertung sind weitere, hier nicht abgebildete Kurven eingegangen.

4.5.2 Auswertung und Diskussion

Die Auswertung der Amplitude A , sowie des Gitteranteils y_0 sind in Abbildung 4.12 und Abbildung 4.13 zu sehen. Bei der Übersicht fällt, dass die Amplitude A bis zu einer Schichtdicke von 30nm abnimmt, dann aber bis zur Schichtdicke von 150nm wieder steigt. Der Gitterbeitrag y_0 wechselt von positiv zu negativ.

Die Amplitude und der Gitterbeitrag sind für Schichtdicken oberhalb der Ein-

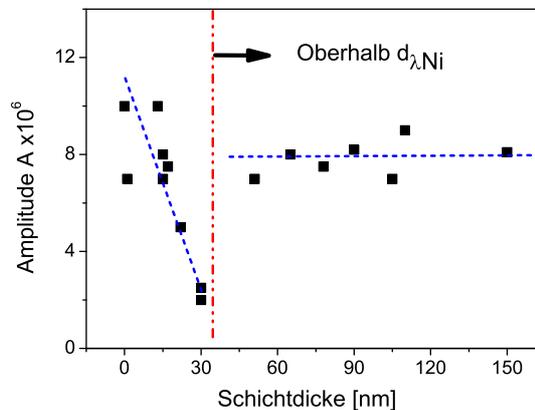


Abbildung 4.12: Amplitude A zu Schichtdicke

dringtiefe $d_{\lambda Ni}$ annähernd konstant. Für Schichtdicken größer der Eindringtiefe ist die absorbierte Energie pro Volumen daher konstant. Somit erscheint das Ergebnis konstanter maximaler Elektronen, bzw. Gittertemperaturen, die für die Reflektivitätskurve und ihre Maxima verantwortlich sind, als gerechtfertigt. Für Schichtdicken unterhalb der Eindringtiefe hat man ein anderes Bild. Verringert sich die Schichtdicke hier, so steigt die mittlere absorbierte Energie pro Volumen; dargestellt in Abbildung 4.14. Die größere absorbierte Energie hat zur Folge, dass die maximale Elektronentemperatur steigt und die Amplitude sich somit vergrößert. Für den sprunghaften Anstieg von A und y_0 um $d_{Ni} = 30nm$ konnte im Rahmen der Diplomarbeit keine Erklärung gefunden werden. Es ist dabei anzunehmen, dass die in der einfach exponentiellen Anpassung gemachten Vereinfachungen, den Gitteranteil als Konstante zu berücksichtigen, einen Einfluss insbesondere auf die Größe der Amplitude A hat.

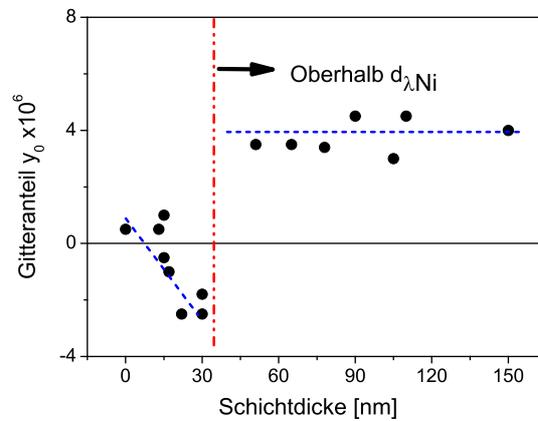
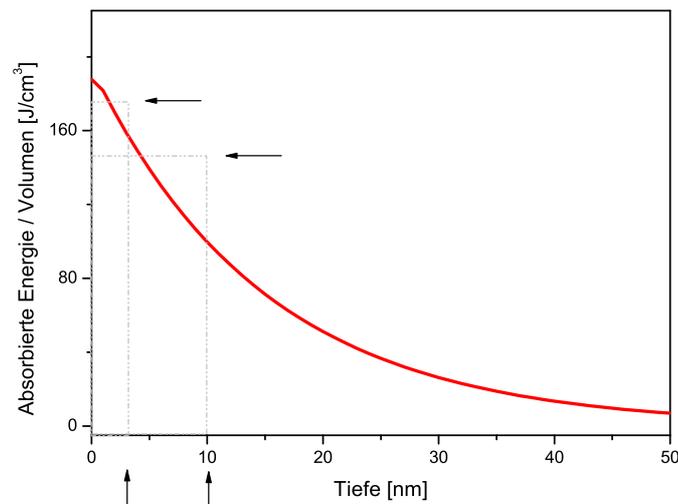
Abbildung 4.13: Gitteranteil y_0 zu Schichtdicke

Abbildung 4.14: Absorbierte Energie/ Volumen bei Änderung der Schichtdicke

Die Auswertung der Elektronenrelaxation wurde analog zur Pumpfluenz mit Formel 4.1 durchgeführt und ist in Abbildung 4.15 für alle Messkurven in Abhängigkeit zur Schichtdicke dargestellt. Der Abbildung 4.15 ist zu entnehmen, dass es keine sigifikante Änderung der Elektron-Phononen-Wechselwirkung als Funktion der Schichtdicke im Nickel gibt. Vorhergende Veröffentlichungen [30] haben eine

4.6. VARIATION DER SCHICHTDICKE: WÄRMETRANSPORT AM NICKEL-KEIL43

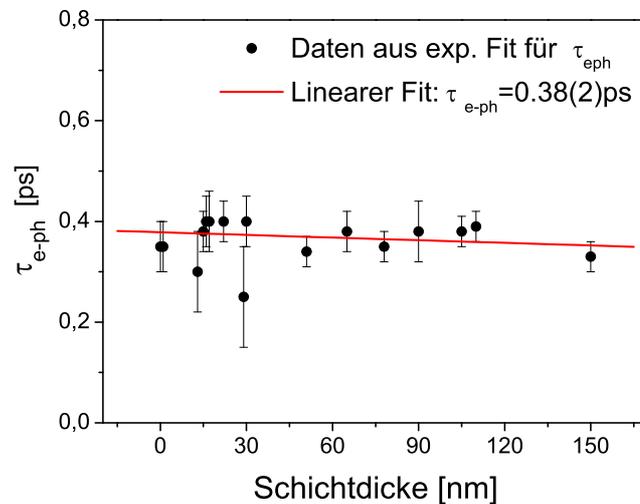


Abbildung 4.15: Elektronenrelaxation zu Schichtdicke

Elektronen-Phononen Wechselwirkungskonstante τ_{e-ph} von 0,23 bis 1ps gefunden. Das Ergebnis war für Schichtdicken größer als die Eindringtiefe zu erwarten, da die Lagen unterhalb dieser Eindringtiefe keinen Beitrag zur Reflektivität liefern. Für dünne Nickel-Schichtdicken liefern die im Silizium angeregten Elektronen keinen Beitrag zur dynamischen Reflektivität, da die Relaxationszeiten auf einer Zeitskala im ns Bereich liegen.

4.6 Variation der Schichtdicke: Wärmetransport am Nickel-Keil

Der Wärmetransport der lokal angeregten Phononen durch Diffusion wird in diesem Abschnitt untersucht. Die Phononenbewegung kann auch an Hand von Phononenwellen beobachtet werden. Dieser Prozess findet auf einer Zeitskala von 5 bis 250ps statt.

4.6.1 Übersicht der Messkurven - Zeitskala bis 250ps

In Abbildung 4.16 sind die Messkurven für Schichtdicken von 30nm bis 150nm, größer als die Eindringtiefe, für einen Zeitbereich bis 250ps dargestellt. Die Bestimmung der Diffusionskonstanten wurde in Anlehnung an Abschnitt 2.3.2 mit

der Formel

$$\Delta T(0, \tau) = \frac{v_{AC} \cdot t_{max}}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot \tau + (v_{AC} \cdot t_{max})^2}} \quad (4.4)$$

durchgeführt. Die Zeit t_{max} , in der das Gitter maximale Temperatur erreicht hat, wurde hierfür aus den Spektren ermittelt. Als durchgehende Linie sind die Anpassungen nach Formel 4.4 eingezeichnet und die erhaltenen Diffusionskonstanten hinzugefügt.

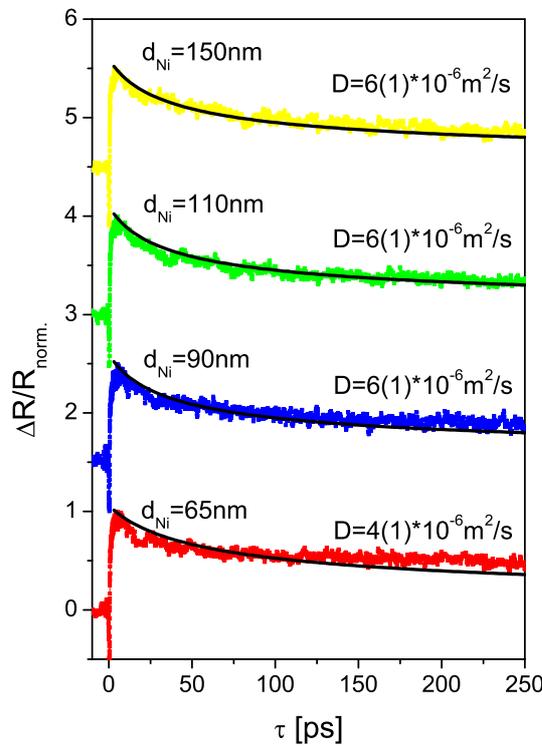


Abbildung 4.16: Kurvenübersicht thermische Diffusion, Gitteranteil auf 1 normiert

4.6.2 Auswertung und Diskussion

Die Auswertung der Diffusionskonstanten in Abhängigkeit zur Schichtdicke ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Zu erkennen ist, dass die Diffusionskonstante D innerhalb des Fehlers um $6 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s}$ liegt. Mit den Konstanten $K = 91 \frac{W}{mK}$ und $C = 4,05 \cdot 10^6 \frac{J}{m^3K}$ [32] kann die Diffusionskonstante D für Nickel nach $D = \frac{K}{C}$

4.6. VARIATION DER SCHICHTDICKE: WÄRMETRANSPORT AM NICKEL-KEIL45

zu $22,5 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s}$ berechnet werden. Die durch unsere Messungen erhaltene Diffusionskonstante ist fast um Faktor 4 kleiner als der Literaturwert. Der Grund hier für liegt wahrscheinlich im Wachstum der Probe. Die verwendete Nickelprobe ist ein polykristalliner dünner Film, mit einer hohen Defektdichte. Die zur Berechnung des Literaturwertes herangezogenen Konstanten beziehen sich auf Volumenproben.

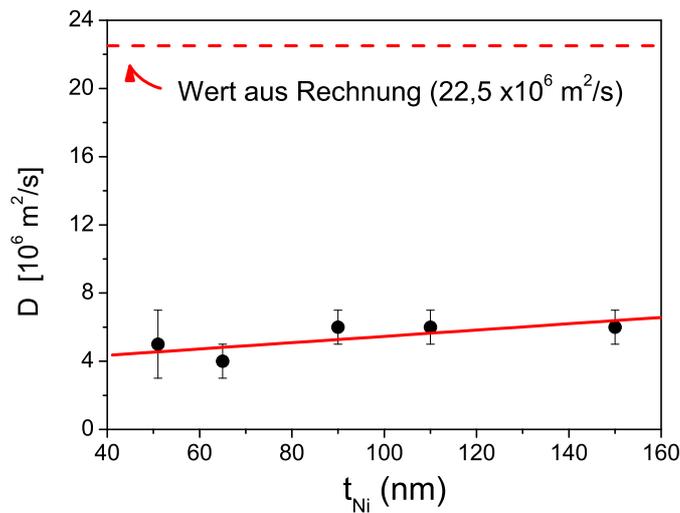


Abbildung 4.17: Auftragung Schichtdicke Ni zu Diffusionskonstante

Desweiteren sind in den Messungen sehr gut Phononenwellen zu erkennen. In Abbildung 4.18 ist eine Messung dargestellt, in der dies besonders gut zu erkennen ist. Die Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Nickel ist nach Formel 2.43 in Abschnitt 2.3.3 beschrieben. Die folgende Berechnung bezieht sich auf die Abbildung 4.18, wobei in dieser Messung eine Schichtdicke von 65nm eingestellt war.

$$v_{AC} = \frac{2 \cdot 65nm}{23ps} = 5,6(7) \cdot 10^3 \frac{m}{s} \quad (4.5)$$

Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehler mit dem in Gleichung 2.47 angegeben Wert genau überein.

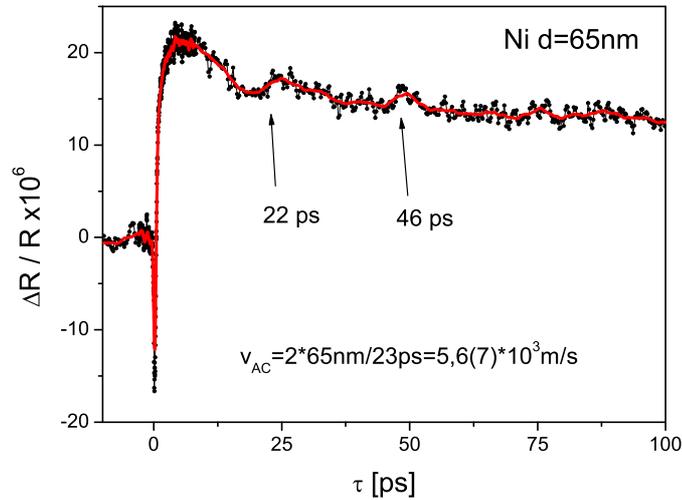


Abbildung 4.18: Stresswellen

4.7 Grenzbereich dünne Filme

In diesem Abschnitt wird der Schichtdickenbereich unterhalb der Eindringtiefe $d_{\lambda Ni} = 30nm$ näher untersucht, hier dünne Schichten genannt. Zwei Modelle für die Diffusion in dünnen Schichten werden in Abschnitt 4.7.2 diskutiert.

4.7.1 Übersicht

Eine Übersicht mit 3 Messkurven für unterschiedliche Schichtdicken unterhalb der Eindringtiefe ($d_{Ni} = 30nm$, $d_{Ni} = 15nm$, $d_{Ni} = 1nm$) und eine Messkurve Silizium(100) auf einer Zeitskala bis 250ps sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Messung für die Silizium-Kurve wurde direkt auf dem Wafer ohne eine Nickelschicht durchgeführt. Für Silizium ist eine Anpassung mit einem doppelt exponentiellen Modell (durchgezogene Linie) angegeben.

4.7.2 Auswertung und Diskussion

Möchte man die thermische Diffusion unterhalb der Eindringtiefe für Nickel betrachten, muss das Substrat berücksichtigt werden. Wegen der geringeren Absorption ist die Temperaturänderung im Silizium sehr viel geringer. Für einen Nickelfilm mit der Schichtdicke $d_{Ni} = 15nm$ ist die Berechnung des Gitter-

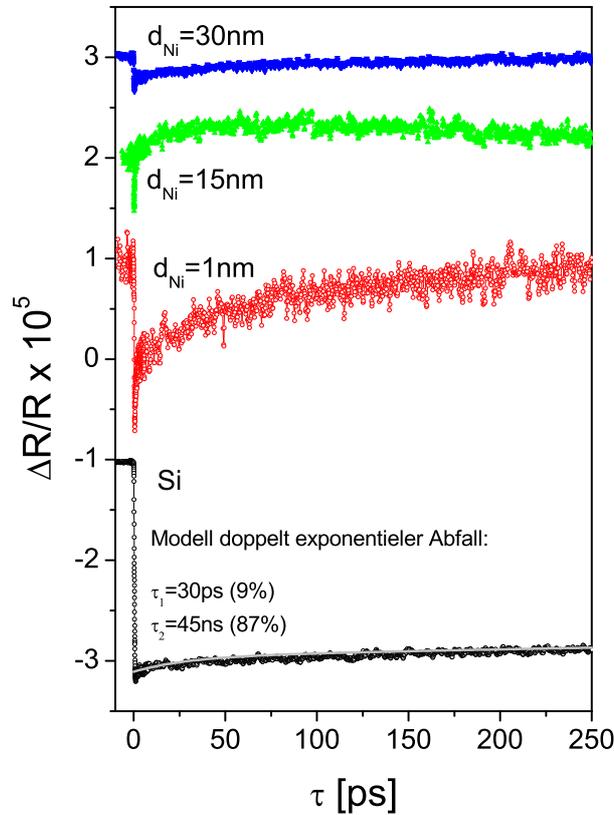


Abbildung 4.19: Kurvenübersicht im Bereich der dünnen Schichten

Temperaturprofils, das auf Grund der absorbierten Energie entsteht, in Abbildung 4.20 dargestellt. Zum Zeitpunkt t_{max} ist zu sehen, dass die Temperatur des Nickelfilms durch die absorbierte Energie angestiegen ist. Die Temperaturänderung des Silizium ist weniger als 1K und damit auch die Gitterausdehnung gering ($< 10^{-6}$). Man wird deswegen beim Silizium keinen Beitrag T_g sehen, alle Beiträge zur Reflektivitätsänderung ΔR sind elektronischer Natur. Silizium ist ein indirekter Halbleiter. Daher gibt es keinen direkten Übergang vom Leitungsband ins Valenzband. Elektronen relaxieren durch Störstellen, Bohrdotierung in diesem Fall. Es existieren für Silizium zwei überlagerte Relaxationszeiten. Die langsamere Relaxation ist über die Bandlücke ($\tau_2 = 4,5\text{ns}$). Silizium ist optimal für Bauelemente in denen die Ladungsträgerlebenszeiten möglichst groß sein sollen. Die zweite Relaxationszeit $\tau_1 = 30\text{ps}$ entspricht der Diffusionszeit von Ladungsträgern aus dem Anregungsgebiet.

In Abbildung 4.19 ist ein für dünner werdende Schichten später einsetzendes

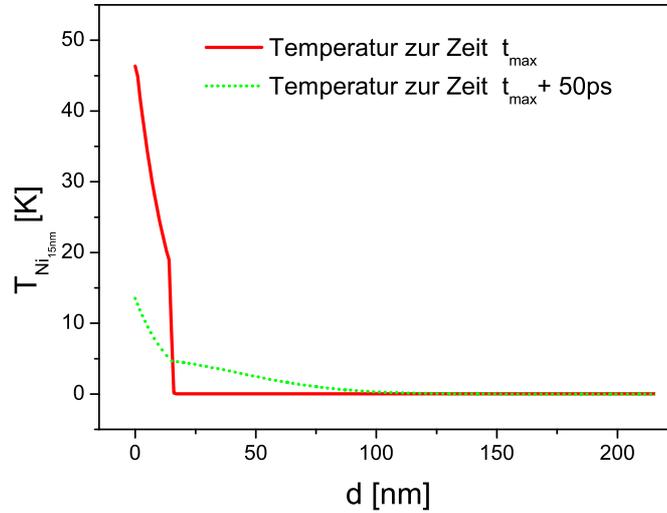


Abbildung 4.20: Temperatur für verschiedene Zeiten nach erfolgter Anregung

Maximum zu sehen. Bei der Messkurve $d_{Ni} = 15\text{nm}$ ist beispielsweise ein charakteristischen Anstieg bis ca. 40ps, danach einen Abfall zu sehen. Wird bei Schichtdicken größer als die Eindringtiefe das Maximum nach wenigen ps erreicht, liegt es bei $d_{Ni} = 15\text{nm}$ schon bei ca. 100ps. Für $d_{Ni} = 1\text{nm}$ liegt das Maximum bei ca. 200ps. Für die Silizium-Messkurve ist kein Maximum für diesen Zeitbereich erkennbar.

Dies motiviert das erste Modell: In Abbildung 4.21 ist auf der linken Seite die Elektronenverteilung direkt nach erfolgter Anregung zu sehen. Die Elektronen im Nickel können in niedrigere Zustände relaxieren ($\tau_{e-ph} = 0,4\text{ps}$). Für die angeregten Elektronen des Silizium ist dies nicht gestattet, bzw. es findet auf einer viel längeren Zeitskala statt. Daher diffundieren die Elektronen vom Silizium ins Nickel ($\tau_{e-Diffusion} = 20\text{ps}$) und nutzen hier die viel schnellern Diffusionskanäle des Nickel; veranschaulicht in Abbildung 4.21. Das erhitzte Nickelgitter gibt durch Wärmediffusion seinerseits wieder Energie an das Siliziumgitter ab. Die Diffusionskonstante für den Wärmetransport beträgt $D = 10 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$. Eine Messkurve und eine Analyse mit dem ersten Modell ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Insgesamt lässt sich feststellen, dass je kleiner die Schichtdicke des Nickel wird, desto weniger Elektronen können vom Silizium in das Nickel diffundieren.

Ein zweites Modell, das den späten Anstieg der Reflektivität erklärt, geht von einem verzögerten indirektem Aufheizen des Silizium Gitters aus (Abbildung 4.22). Die Absorption der Laserfluenz findet im Nickel statt. Nach erfolgter Elektronenrelaxation diffundiert Wärme vom Nickel ins Silizium. Vergleicht man in Abbil-

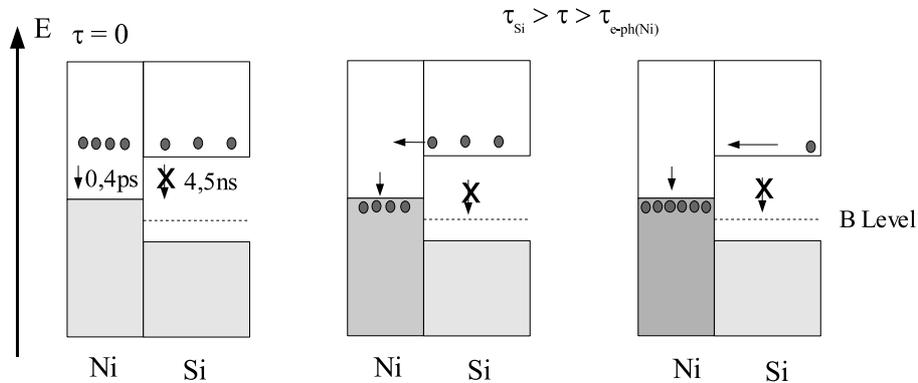


Abbildung 4.21: Elektronen-Energie Modell (1)

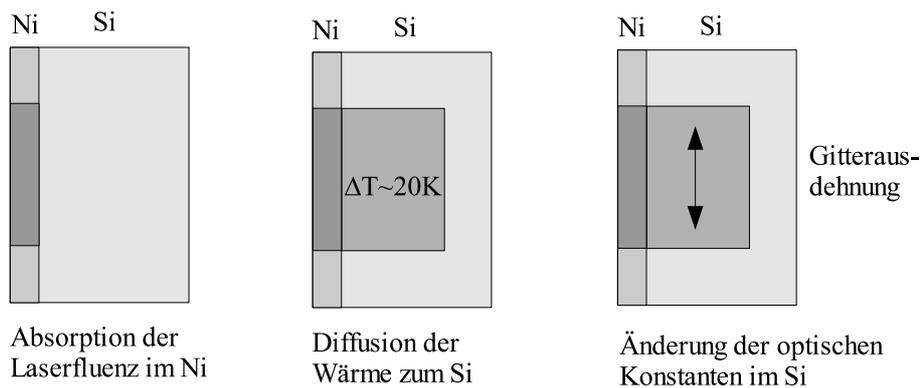


Abbildung 4.22: Modell (2) verzögertes indirektes Aufheizen

Abbildung 4.20 zeigt die Kurven für das Temperaturprofil von t_{max} und nach $t_{max} + 50ps$, so ist die Wärmediffusion sehr gut zu sehen. Durch diese Wärmediffusion ist eine thermische Anregung zu erwarten. Diese verursacht Gitterausdehnungen, die viel größer sind als im Fall der Temperaturerhöhung um nur 1K, wie für Silizium ohne Nickel Film. In Abbildung 4.24 ist die Messkurve für $d_{Ni} = 15nm$ mit diesem Modell angepasst. Der Anstieg beruht auf dem Wärmetransport ins Silizium mit der Diffusionskonstanten $D = 80 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$. Den Abfall beschreibt die Wärmediffusion im Nickel mit der Diffusionskonstante $D = 10 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$.

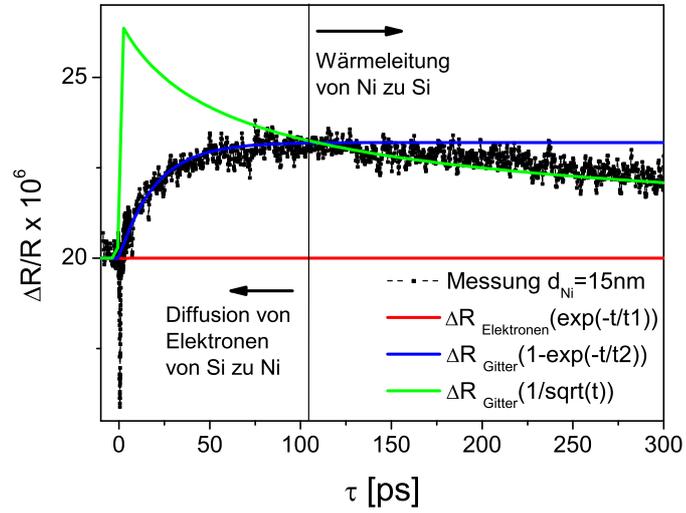


Abbildung 4.23: Messkurve mit Modell (1)

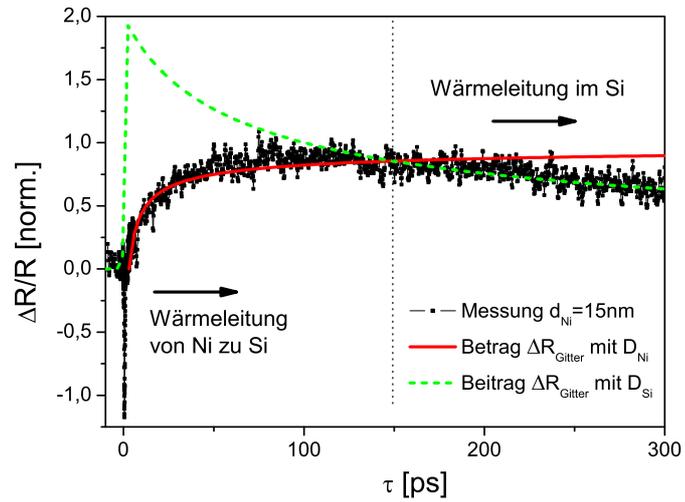


Abbildung 4.24: Messkurve mit Modell (2)

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblicke

Im Rahmen der Diplomarbeit wurden die Änderungen der Eigenschaften der Reflektivität für ferromagnetische dünne Schichten nach der Anregung durch einen intensiven Laserpuls untersucht. Für die Messungen wurde eine optische Pump-Probe Technik mit einem räumlichen Auflösungsvermögen von $20\mu\text{m}$ angewendet. Das verwendete Titan-Saphir Pulslasersystem hat eine Zentralwellenlänge von 800nm . Es erlaubt lokalisierte Messungen mit einer zeitlichen Auflösung 50fs (Pulsbreite) nach der optischen Anregung. Die Untersuchungen unterteilten sich in zwei Zeitbereiche. Die Anregung der Elektronen durch den Laserpuls führt zu einer Energieerhöhung des Elektronensystems. Im Zeitbereich von 1 bis 5ps stellt sich aufgrund der Elektron-Phonon Kopplung ein Gleichgewicht zwischen der Gitter- und der Elektronentemperatur ein. Somit liefern bis 5ps sowohl die Gittertemperatur, als auch die Elektronentemperatur einen getrennten Beitrag zur Reflektivitätsänderung. Nach dem Erreichen des Temperaturgleichgewichtes ist die thermische Diffusion ausschlaggebend für die Reflektivitätsänderungen.

Dass die Elektronen-Phononen Kopplung wie erwartet unabhängig von der Intensität der Laserstrahlung, des Überlapps von Pump- und Probe-Strahl, sowie von der Schichtdicke ist, konnte bestätigt werden. Eine Erhöhung der Elektronentemperatur im Fall von Nickel hatte einen negativen Anstieg der Reflektivität mit einer Elektronen-Phononen Wechselwirkungskonstante von $\tau_{e-ph}(\text{Ni}) = 0,4\text{ps}$ zur Folge. Für Eisen wurde ein positiver Anstieg mit $\tau_{e-ph}(\text{Fe}) = 1,3\text{ps}$ im Reflektivitätsspektrum beobachtet.

Im Zeitbereich zwischen 5 und 250ps nach der optischen Anregung wurden die Spektren mit einem Diffusionsmodell mit einer gaußförmigen Temperaturverteilung angepasst. Die erhaltene Diffusionskonstante ist reduziert gegenüber dem aus Literaturkonstanten berechneten Wert.

Für Schichtdicken der zu untersuchenden Probe kleiner als die Eindringtiefe des Laserpulses (dünne Schichten) kommt es jedoch zu sehr unerwarteten Ergebnissen. Da für dünne Schichten auch das Substrat (Silizium Wafer) einen Beitrag

zur Reflektivität liefert, wurde dieses separat untersucht. Die sehr lange Elektronenrelaxationszeit von Silizium ermöglicht es, für dünne Ni Schichten eine Auswertung auf der 1 bis 5 ps Zeitskala separat vorzunehmen. Ein verspätetes zweites Maximum, das im Bereich von einigen 10 ps in den Spektren für dünne Schichten auftritt, wurde in zwei verschiedenen Modellen diskutiert. Während das eine Modell eine Elektronendiffusion als Grundlage sieht, geht das zweite Modell von thermischer Diffusion aus.

Eine genauere Analyse der dünnen Schichten, durch systematische Messungen mit kleinerer Schichtdickendifferenz, könnte Thema weiterführender Messungen werden. Ferner könnten Experimente durchgeführt werden, die entscheiden, welches Modell für die verzögerte Diffusion richtig ist. Hierfür wäre es möglich, eine Spannung zwischen Metall und Halbleiter anzulegen. Im Falle der Elektronendiffusion sollte sich, im Gegensatz zur Wärmediffusion, eine Spannungsänderung bemerkbar machen.

Anhang A

Größen und Formelzeichen

A	=	Amplitude
B	=	Bulkmodul
β	=	Ausdehnungskoeffizient
c	=	Äusbreitungsgeschwindigkeit
c_0	=	Vakuumlichtgeschwindigkeit
C	=	Wärmekapazität pro Volumeneinheit
d	=	Schichtdicke
D	=	Diffusionskonstante
E	=	Energie
ΔE	=	Energieänderung
ϵ_0	=	elektrische Feldkonstante
ϵ	=	Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	=	Dielektrizitätszahl
η	=	thermische Spannung
Θ	=	Öffnungswinkel
Θ_D	=	Debey-Temperatur
d_A	=	Amplituden-Eindringtiefe (des elektromagnetischen Feldes)
ϵ	=	Dielektrische Konstante

f	=	Brennweite einer Linse
F_{abs}	=	absorbierte Energie
g	=	Elektronen-Phononen-Koppel-Konstante
I	=	Intensität
j_{th}	=	Wärmestrom
K	=	thermische Leitfähigkeit
κ	=	Absorptionskoeffizient
λ	=	Wellenlänge
λ_{th}	=	Diffusionslänge
μ_0	=	magnetische Feldkonstante
n	=	Brechzahl
ω	=	Strahlradius = Strahltaile; Frequenz
P_0	=	Gesamtleistung
R	=	Reflektivität
$R(z)$	=	Krümmungsradius
r	=	Abstand von der optischen Achse
ΔR	=	Änderung der Reflektivität
T_e	=	Elektronentemperatur
T_g	=	Gittertemperatur
T_{max}	=	maximale Gittertemperatur
t_{max}	=	Zeitpunkt der maximale Gittertemperatur
τ	=	Verzögerungsstrecke (Zeitdifferenz)
τ_{e-ph}	=	Zeitkonstante Elektronen-Phononen Wechselwirkung
U	=	Wärme pro Volumeneinheit
v_{AC}	=	Geschwindigkeit der Phononenwellen
y_0	=	Gitteranteil (der Reflektivität)
z	=	Ausbreitungsrichtung
z_R	=	Rayleigh-Länge

Anhang B

Aufbau Messraum

B.1 Tisch

Der optische Tisch ist von der Firma OWIS. Die Säulenständer sind von der Firma Spinder und Honyer, waren aber schon vorhanden. Die besonderen Eigenschaften des optisches Tischsystems sind:

- antimagnetischer Edelstahl
- Oberflächendicke 3mm
- Stahlwabenkern
- schwarze Pulverbeschichtung
- Gewindeeinsätze M6 im 25mm Raster

Da mit diesem Aufbau auch magnetische Messungen gemacht werden, musste ein antimagnetischer Edelstahl verwendet werden. Die Oberfläche ist schwarz pulverbeschichtet, um Reflexionen des Laserstrahls zu vermeiden. Dies dient zum einen der Sicherheit, zum anderen um keine störende Reflexe auf die empfindlichen Dioden zu erhalten. Zum Befestigen optischer Komponenten sind auf dem Tisch Gewindeeinsätze angebracht. Durch den Stahlwabenkern wird eine größere Festigkeit erreicht.

B.2 Lüftung

An der Decke wurde ein Holzrahmen befestigt. Dieser Eigenbau wurde ebenfalls aus sicherheitstechnischen Aspekten mit mattschwarzer Farbe versehen. Auf diesen Rahmen kamen die Lüfterboxen. Hier wird die vorgefilterte und klimatisierte

Luft des Lüftungssystems der Universität nochmals gefiltert. Danach wird die Luft durch ein Gitter mit einem Lochdurchmesser von 1,5mm geleitet. So wird eine turbulenzarme Luftströmung erreicht. Die Dicke des Blechgitters beträgt 1,5mm.

B.3 Vorhang

Damit die Luft nicht direkt nach dem Verlassen des Gitters in den Raum entweicht, sondern mit einem definierten Luftstrom über den Tisch geht, wurde ein Vorhang um die Lüfterbox installiert. Nach dem Test mehrerer Materialien (z.B. feuerfestem Stoff), haben wir uns für durchsichtigen Weich PVC entschieden. Dieses Material brennt nicht, selbst wenn der Laser direkt auf das PVC auftrifft. Der Vorhang ist nicht als Laserschutz gedacht! Die von uns genutzten Wellenlängen durchdringen den Vorhang fast komplett. Befestigt wird der Vorhang an einer Aluminiumschiene. Der Vorhang ist in einzelne Segmente zu je 50cm, am Rand auch kleiner, unterteilt. Durch Abnehmen einzelner Segmente ist ein Arbeiten am Aufbau ohne Einschränkungen möglich.

Anhang C

Aufbau Erweiterung

C.1 Bestimmung Strahldurchmesser

Im Strahlengang des Pumpstrahls hinter der Probe befindet sich ein Powermeter. Positioniert man den Pumpstrahl an der Kante, jedoch noch komplett auf der Probe, so misst man die maximale Intensität. Verfährt man die Probe, so dass der Laserspot über die gerade Kante der Probe wandert, verliert der reflektierte Strahl an Intensität. Hat der Laserspot die Probe ganz verlassen, ist auch die Intensität auf Null gesunken. Die Steuerung des Schrittmotors übernimmt ein Computer, der synchron die Leistung vom Powermeter ausliest. Mit dieser Methode erhält man eine ortsabhängige Intensitätskurve, aus der man den Strahldurchmesser bestimmen kann. Für den Probestrahl verfährt man analog, jedoch nutzt man hier die Messdiode als Ersatz für das Powermeter. In Abbildung C.1 ist eine Messung mit zugehöriger Fit-Kurve dargestellt. Mit dem Powermeter wird die Gesamtleistung P_0 gemessen. Die Gesamtleistung erhält man durch folgende Integration:

$$P_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy \quad (\text{C.1})$$

$$= I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{\omega^2}} dy \quad (\text{C.2})$$

$$= \pi\omega^2 I_0 \quad (\text{C.3})$$

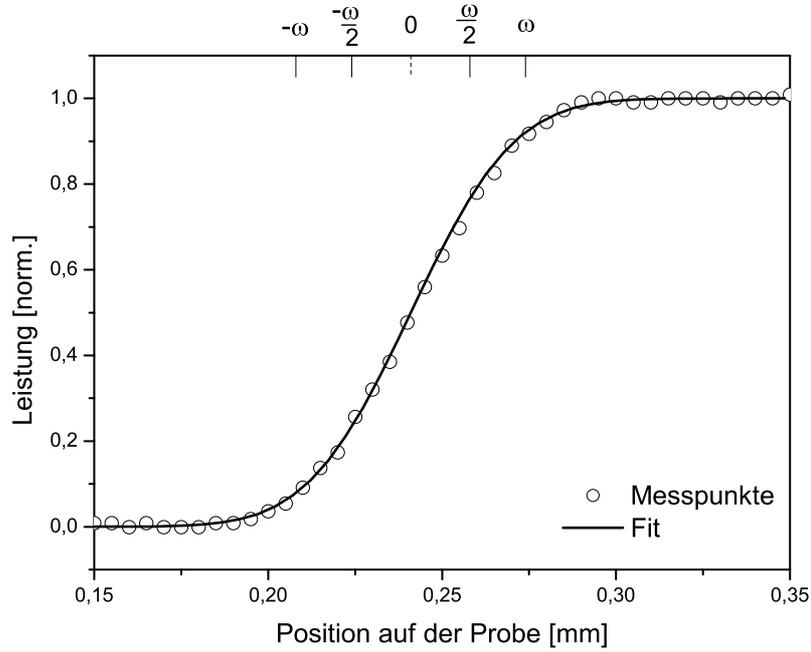


Abbildung C.1: Bestimmung Strahldurchmesser

Bei der Messung des Strahldurchmessers schneidet man entlang der x-Achse einen Teil des Laserspots ab. Somit ändert sich die Gleichung C.1 zu:

$$P(x) = I_0 \int_{-\infty}^x e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{\omega^2}} dy \quad (\text{C.4})$$

$$= \sqrt{\pi}\omega I_0 \left(\frac{\sqrt{\pi}\omega}{2} + \int_{-\infty}^x e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} dx \right) \quad (\text{C.5})$$

$$= \frac{1}{2}\pi\omega^2 I_0 \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) \right) \quad (\text{C.6})$$

Der in Abbildung C.1 dargestellte Fit der Messpunkte ist mit Formel C.6 errechnet worden. Der erhaltene Parameter ω gibt den gesuchten Strahldurchmesser an.

C.2 Justage des Verfahrwagens

Der von der Justage her gesehen schwierigste Teil des Aufbaus, war die präzise Einstellung der Verfahrstecke. Um den Überlapp auf der Probe für die gesamte Verzögerungsstrecke zu gewähren, muss der Strahl horizontal und vertikal genau parallel zur Verfahrstrecke verlaufen. Für die Vertikale wurde der Hilfsaufbau des Strahldurchmessers genutzt. Mit der Mikrometerschraube des Probenhalters wurde der Strahl so auf die Kante eingestellt, dass vom reflektierten Strahl genau die Hälfte der Intensität übrig blieb. Wenn beim Ändern der Verzögerungsstrecke der Strahl sich nun in der Vertikalen nicht bewegte, so wurde am Powermeter ein konstanter Wert gemessen. Bei optimaler Einstellung waren die Änderungen, die durch die Änderung der Verzögerungsstrecke kamen, kleiner als das Laser bedingte Rauschen. Um die Justage noch genauer zu überprüfen, wurde mit dem Messprogramm der Verfahrwagen über den gesamten Bereich verfahren. Als Dateneingang diente hierbei das Powermeter. So konnte zusätzlich überprüft werden, ob der Mittelwert der reflektierten Strahlung konstant bleibt. Für die horizontale Prüfung kam ein kleiner Zusatz, ähnlich einem Shutter, knapp hinter der Probe zum Einsatz. Dieser Zusatz war so einzustellen, dass wieder genau die Hälfte der Intensität am Powermeter gemessen wurde. Die Justage war ansonsten analog.

C.3 Bestimmung Position auf dem Gradienten

Die Bestimmung der Position des Laserspots auf dem Gradienten geht analog zur Bestimmung des Strahldurchmessers. Allerdings positioniert man den Laserspot nicht mehr vor die Kante, sondern vor den Gradienten. Den Probenhalter verfährt man so, dass der Laserstrahl den Gradienten einmal abtastet. Eine mit dieser Methode erhaltene Kurve ist in Abbildung C.2 dargestellt. Durch die unterschiedliche Reflektivität verschiedener Materialien, ändert sich bis zum Erreichen der Eindringtiefe der aufgedampften Schicht die gemessene Intensität. Durch den Vergleich der erhaltenen, jedoch normierten Kurven, ist es möglich, die genaue Position vom Laserspot zum Ort des Gradienten zu bestimmen. Die Normierung ist nötig, da sich die Reflektivität mit der Intensität des Laserstrahls ändert.

C.4 Bestimmung des Überlapp

Die Wellenlänge des genutzten Lasers lag bei 800nm, also im nahen Infrarot. Die zu überlagernden Strahldurchmesser lagen bei $20\mu m$. Bei der Messung ist eine saubere Probenoberfläche wichtig. Dies bedeutet wenig, im Idealfall kein Streulicht. Deshalb nutzten wir ein Mikroskopobjektiv mit 40 facher Vergrößerung,

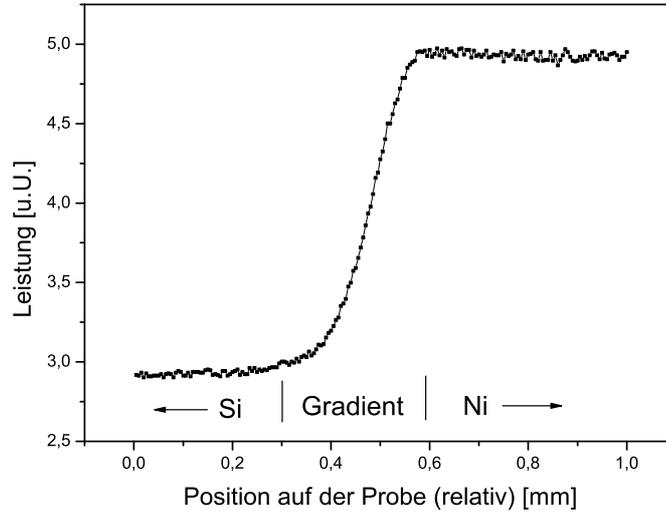


Abbildung C.2: Reflektivitätsänderung über den Gradienten

um das Streulicht von der Probe mit einer Linse scharf auf eine CCD-Kamera abzubilden. Eine Überlagerung der beiden Strahlen war so ungefährlich am Monitor möglich. Eine definierte Verschiebung der Laserspotposition auf der Probe ist mit Hilfe der Methode der Strahldurchmesserbestimmung möglich. Dies macht eine Skalierung des Monitors möglich. Allerdings ist die Bestimmung des Strahldurchmessers am Monitor so nicht machbar, da die Spotgröße auf dem Monitor betrachtet, sich mit der Intensität des Laserstrahls ändert, jedoch läßt sich der Mittelpunkt des Spots bestimmen. Mit dem Wissen, wo sich der Mittelpunkt des Laserspots befindet und der Skalierung des Monitors, ist es möglich, die Entfernung zwischen 2 Spots auf der Probe zu bestimmen. Bei bekanntem Strahldurchmesser ist die Bestimmung der Überlapps zweier Laserspots möglich. Dies ist in Abbildung C.3 dargestellt. Eine Skalierung der x-Achse stellt aber nicht den Überlapp der beiden Laserspots dar. Die richtige Überlagerung der Laserspots ist in Abbildung C.4 zu sehen. Die Berechnung der Überlappfläche, in Anlehnung an die Skalierung der x-Achse geht über einen Zwischenschritt. Wie in Abbildung C.5 zu sehen ist, ist die Differenz des Kreisabschnittes mit Winkel α und dem Dreieck (Katheten a und b) genau die gesuchte Schnittfläche. In Formeln ausgedrückt ergibt dies:

$$A_{\text{Schnittfläche}} = 2 \cdot (A_{\text{Kreisabschnitt}} - 2 \cdot A_{\text{Dreieck}}) \quad (\text{C.7})$$

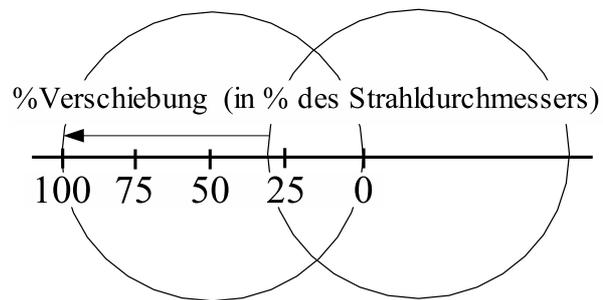


Abbildung C.3: Überlapp bei Skalierung der x-Achse

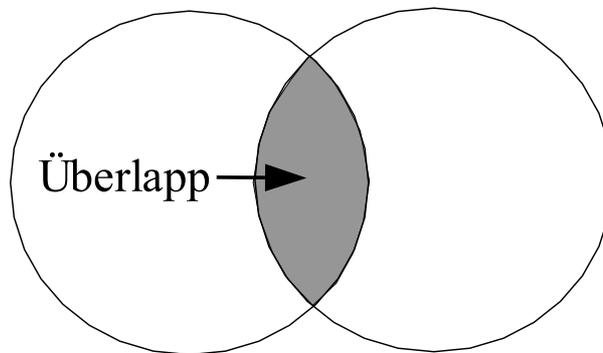


Abbildung C.4: Überlappfläche

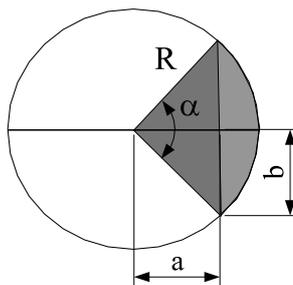


Abbildung C.5: Berechnung Überlappfläche zur Skalierung der x-Achse

Damit kann man die Überlappfläche für verschiedene Positionen des Pumpstrahls gegen den Probestrahl berechnen.

$$A_{\text{Kreisausschnitt}} = \pi \cdot \frac{\alpha}{360^\circ} \quad (\text{C.8})$$

$$A_{Dreieck} = \frac{1}{2} a \cdot b \quad (\text{C.9})$$

$$= \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (\text{C.10})$$

Eine Veranschaulichung dieser Umrechnung ist in Abbildung C.6 zu sehen. Für

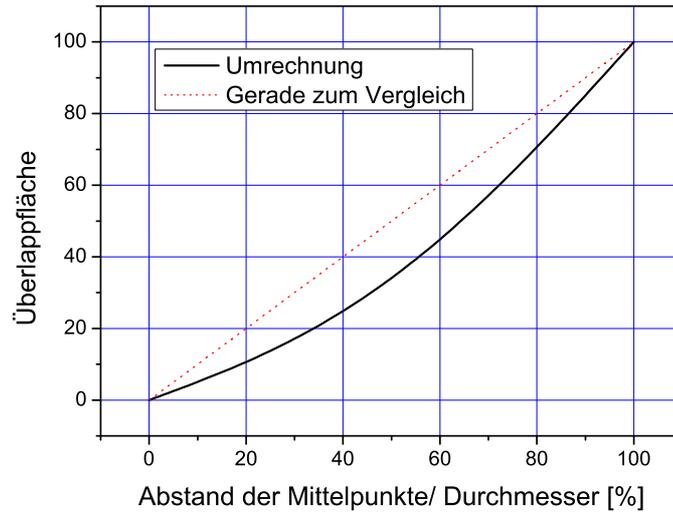


Abbildung C.6: Grafik wahre Überlappfläche zu Skalierung der x-Achse

die Berechnung der mittleren Pump-Intensität, die mit der Überlappfläche skaliert, müsste noch die gaußförmige Intensitätsverteilung beachtet werden.

Anhang D

Umrechnung der Rohdaten

Bestimmung von $\Delta R/R$

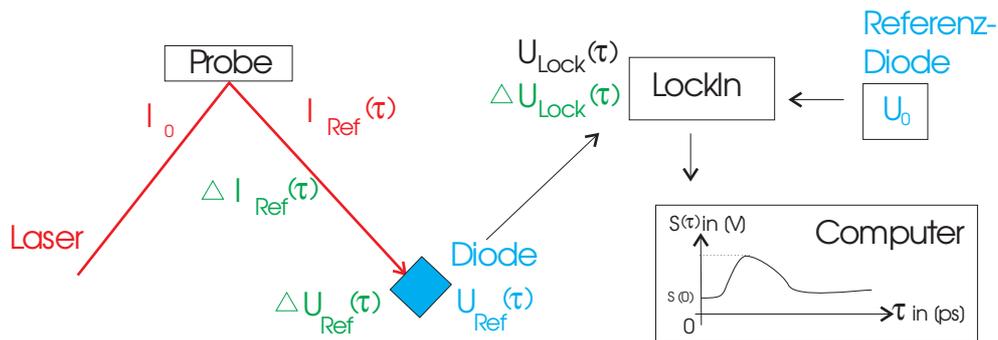


Abbildung D.1: Skizze Messaufbau - Aufnahme der Rohdaten

Grundvoraussetzung ist, dass die Diodenspannung U_{Ref} im Messbereich linear ansteigt mit der Intensität I_{Ref} . Dann gilt:

$$I_{ref}(\tau) = \alpha \cdot U_{ref}(\tau) \quad (D.1)$$

Der Ausdruck $R(\tau)$ gibt an, wie viel Intensität zu einem bestimmten Zeitpunkt τ reflektiert wird, in Bezug auf die eingestrahelte Intensität. Die Reflektivität R zum Zeitpunkt 0, also ohne äußere Einflüsse, ist materialabhängig.

$$R(\tau) = \frac{I_{ref}(\tau)}{I_0} \text{ und } R = \frac{I_{ref}(0)}{I_0} \quad (D.2)$$

	Parameter	Einheit	Beschreibung	Bemerkung
	τ	ps	Verzögerungsstrecke	
1	I_0	mW	Intensität	Probestrahl
2a	$I_{ref}(\tau)$	mW	Intensität refl.	Probestrahl
2b	$I_{ref}(0)$	mW	Wert zu $\tau = 0$	Konstante
3	$\Delta I_{ref}(\tau)$	mW	$I_{ref}(\tau) - I_{ref}(0)$	
4	U_0	V	Diode zum Abgleich	Konstante
5a	$U_{ref}(\tau)$	V	Mess-Diode	
5b	$U_{ref}(0)$	V	Wert zu $\tau = 0$	Konstante
6	$\Delta U_{ref}(\tau)$	μV	$U_{ref}(\tau) - U_{ref}(0)$	
7	ΔU_{mod}	μV	modulierter Anteil	
8	$U(\tau)$	V	Messsignal	
9	E	$\mu V/10V$	Empfindlichkeit	LockIn
10	$S(\tau)$	V	Ausgangssignal	LockIn
11	$S(0)$	V	Signaloffset	Konstante
12	$\Delta S(\tau)$	V	$S(0) - S(\tau)$	
13	α	mW/V	$I_{ref}(\tau) / U_{ref}(\tau)$	Konstante
14	ωt		Signalmodulation	Chopper

Tabelle D.1: benötigte Parameter

Die Änderung der Reflektivität ist:

$$\Delta R(\tau) = R(\tau) - R(0) = \frac{I_{ref}(\tau)}{I_0} - \frac{I_{ref}(0)}{I_0} = \frac{\Delta I_{ref}(\tau)}{I_0} \quad (D.3)$$

Die relative Änderung der Reflektivität ergibt sich somit zu

$$\frac{\Delta R(\tau)}{R} = \frac{\frac{\Delta I_{ref}(\tau)}{I_0}}{\frac{I_{ref}(0)}{I_0}} = \frac{\Delta I_{ref}(\tau)}{I_{ref}(0)} \quad (D.4)$$

An dieser Stelle ist zu sehen, dass I_0 nicht in der weiteren Rechnung benötigt

wird. Geht man von Gleichung(D.1) aus, erhalten wir

$$\Delta I_{ref}(\tau) = I_{ref}(\tau) - I_{ref}(0) \quad (D.5)$$

$$= \alpha \cdot \Delta U_{ref}(\tau) \quad (D.6)$$

Mit dieser Gleichung und der Gleichung(D.1), eingesetzt in die Gleichung(D.4) ergibt sich:

$$\frac{\Delta R(\tau)}{R} = \frac{\alpha \cdot \Delta U_{ref}(\tau)}{\alpha \cdot U_{ref}(0)} = \frac{\Delta U_{ref}(\tau)}{U_{ref}(0)} \quad (D.7)$$

so dass der Proportionalitätsfaktor α herausfällt. Im Fall der Modulation des Pumpstrahls setzt sich das Messsignal aus einem modulierten Anteil ΔU_{mod} und der Spannung U_0 zusammen.

$$U(\tau) = U_0 + \Delta U_{mod}(\tau) \sin(\omega t) \quad (D.8)$$

$$wobei \Delta U_{Ref} = \Delta U_{mod} \quad (D.9)$$

Diese Informationen in Gleichung (D.7) eingesetzt ergibt

$$\frac{\Delta R(\tau)}{R} = \frac{\Delta U_{mod}(\tau)}{U_{ref}(0)} \quad (D.10)$$

Das Ausgangssignal $S(\tau)$ vom LockIn (0-10V) wird vom Messcomputer eingelesen und über den eingestellten Messbereich umgerechnet.

$$U_{mod}(\tau) = S(\tau) \cdot E \quad (D.11)$$

Dies ergibt die Skalierung mit einem Ausgangssignal $\Delta S(\tau)$ aus dem LockIn im Messbereich $100\mu V$ und einer Spannung $U_{Ref}(0)=5V$ eine Reflektivitätsänderung von

$$\frac{\Delta R(\tau)}{R} = \frac{\Delta S(\tau) \cdot E}{U_{ref}(0)} = \frac{2V \cdot 100 \frac{\mu V}{10V}}{5V} = 4 \cdot 10^{-6} \quad (D.12)$$

Absolute Bestimmung von R

Durch Umstellen der Gleichung(D.12) ergibt sich die Gleichung für die Bestimmung der absoluten Reflektivität:

$$\Delta R(\tau) = \frac{\Delta S(\tau) \cdot E}{U_{ref}(0)} \cdot R = \frac{\Delta S(\tau) \cdot E}{U_{ref}(0)} \cdot \frac{I_{ref}(0)}{I_0} \quad (D.13)$$

Das Verhältnis $\frac{I_{ref}(0)}{I_0}$, also die Reflektivität, ist für Pump- und Probe-Strahl gleich. Daher können wir die Messwerte vom Pumpstrahl nehmen. Diese haben wir mit dem Powermeter genau bestimmt. Alternativ könnte man die Diodenspannung auf die Intensitäten zurückrechnen. In der Graphik sind ϵ der Polarisations-

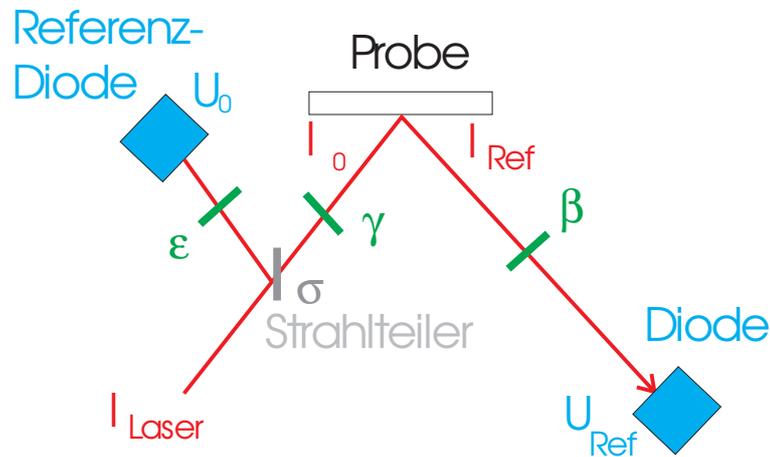


Abbildung D.2: Transmissionskoeffizienten

tor vor der Referenz-Diode, β die Optik zwischen der Probe und der Mess-Diode, γ das Objektiv vor der Probe, sowie σ ein Strahlteiler. Mit diesen Faktoren erhalten wir:

$$I_0 = \epsilon \cdot \gamma \cdot \sigma U_0 \quad (D.14)$$

$$I_{ref}(0) = \beta \cdot U_{ref}(0) \quad (D.15)$$

Mit der reflektierten Intensität des Pumpstrahls ($I_{ref}(0) = 200mW$ bei $I_0 = 300mW$) ergibt dies:

$$\Delta R(\tau) = \frac{\Delta S(\tau) \cdot E}{U_{ref}(0)} \cdot R = \frac{2V \cdot 100 \frac{\mu V}{10V}}{5V} \cdot \frac{200mW}{300mW} = 2,6 \cdot 10^{-6} \quad (D.16)$$

Literaturverzeichnis

- [1] M. Aeschlimann. *Elektronische Relaxation in Metallen*. Universität Essen, 1995.
- [2] Philip B. Allen. Theory of thermal relaxation of electrons in metals. *Physical Review Letters*, 59(13):1460–1462, 1987.
- [3] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag München Wien, 2001.
- [4] Bergmann and Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik - Optik Band 3 - 9. Auflage*. de Gruyter, 2001.
- [5] M. Bonn, D. N. Denzler, S. Funk, M. Wolf, S. S. Wellenshoff, and J. Hohlfeld. Ultrafast electron dynamics at metal surfaces: Competition between electron-phonon coupling and hot-electron transport. *Physical Review B*, 61(2):1101–1105, 2000.
- [6] S. D. Brorson, A. Kazeroonian, J. S. Moodera, D. W. Face, T. K. Cheng, E. P. Ippen, M. S. Dresselhaus, and G. Dresselhaus. Femtosecond room-temperature measurement of the electron-phonon coupling constant λ in metallic superconductors. *Physical Review Letters*, 64(18):2172–2175, 1990.
- [7] Fließbach. *Elektrodynamik - 2. Auflage*. Spektrum, 2001.
- [8] J. G. Fujimoto, S.D. Bronson, and E.P. Ippen. Femtosecond electronic heat-transport dynamics in thin gold films. *Physical Review Letters*, 59(17):1962–1965, 1987.
- [9] J. G. Fujimoto, J. M. Liu, E. P. Ippen, and N. Bloembergen. Femtosecond laser interaction with metallic tungsten and nonequilibrium electron and lattice temperatures. *Physical Review Letters*, 53(19):1837–1840, 1984.
- [10] P. Guderian. *Entmagnetisierungsdynamik und Phononenpulsgeneration: Untersuchungen an Eisenschichten mit Hilfe des zeitaufgelösten magnetooptischen Kerr-Effektes*. Georg-August-Universität zu Göttingen, 2001.

- [11] Eugen Hecht. *Optik 3. Auflage*. Oldenbourg Verlag München Wien, 2001.
- [12] P. Hess. Surface acoustic waves in materials science. *physics today*, 55(3):42, 2002.
- [13] Julius Hohlfeld. *Ultrafast Elektron-, Lattice- and Spin-Dynamics in Metals*. Verlag für Wissenschaft und Forschung, 1998.
- [14] Julius Hohlfeld. *Heat assisted magnetic recording: Towards magnetic storage densities of 1Tbit/qinch and beyond*. Seagate Research MMM-Intermag, 2004.
- [15] Sudhanshu S. Jha and Chindhu S. Warke. Interband contributions to optical harmonic generation at a metal surface. *Physical Review*, 153(3):751–759, 1967.
- [16] T. Juhasz, H. E. Elsyed-Ali, X. H. Hu, and W. E. Bron. Time-resolved thermorefectivity of thin gold films and its dependence on the ambient temperature. *Physical Review B*, 23(45):13819–13822, 1992.
- [17] T. Kampfrat. *Zeitaufgelöste Messungen des magnetooptischen Kerr-Effektes an dünnen Eisenschichten*. Georg-August-Universität zu Göttingen, 2000.
- [18] M. Lüttich. *Wiederaufbau eines Titan-Saphir Lasers und magnetische Simulation*. Georg-August-Universität zu Göttingen, 2004.
- [19] D. Lynch and R. Hunter. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1985.
- [20] H.J. Mathieu, M. Datta, and D. Landolt. Thickness of natural oxide films determined by aes and xps with/without sputtering. *J. Vac.Scl. Technol.*, A3(2):331–335, 1985.
- [21] A. Othonos. Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors. *Journal of applied physics*, 83(4):1790–1819, 1998.
- [22] A. Othonos and C. Christofides. Ultrafast dynamics in phosphorus-implanted silicon wafers: The effects of annealing. *Physical Review B*, 66(085206):1–10, 2002.
- [23] Pedrotti, Bausch, and Schmidt. *Optik, Eine Einführung*. Prentice Hall Verlag GmbH, 1996.
- [24] R. Rosei and D. W. Lynch. Thermomodulation spectra of al, au, and cu. *Physical Review B*, 5(10):3883–3894, 1972.

- [25] A. F. Carballo Sanchez, G. Gonzalez de la Cruz, Yu G. Gurevich, and G. N. Logvinov. Transient heat transport by carriers and phonons in semiconductors. *Physical Review B*, 59(16):10630–10638, 1999.
- [26] R. W. Schoenlein, W. Z. Lin, and J. G. Fujimoto and G. L. Eesley. Femtosecond studies of nonequilibrium electronic processes in metals. *Physical Review Letters*, 58(16):1680–1683, 1990.
- [27] C.V. Shank, R. Yen, and C. Hirlimann. Time-resolved reflectivity measurements of femtosecond-optical-puls-induced phase transitions in silicon. *Physical Review Letters*, 50(6):454–457, 1983.
- [28] Anthony E. Siegman. *Lasers*. Iniversity Science Books Sausalito, California, 1986.
- [29] C. Thomsen, H.T. Grahm, H.J. Maris, and J. Tauc. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Physical Review B*, 34(6):4129–4138, 1986.
- [30] M. van Kampen. *Ultrafast spin dynamics*. Technische Universteit Eindhoven, 2003.
- [31] D. Wegner, U. Conrad, J. Gdde, G. Meyer, T. Crecellius, and A. Bauer. In-plane magnetization of gernet films imaged by proximal probe nonlinear magneto-optical microscopy. *Journal of applied physics*, 88(4):2166–2168, 2000.
- [32] Mark Winter. *www.webelements.com*. Internetseite, 2004.
- [33] Ralf Ziebold. *Raumzeitliche Dynamik optisch angeregter Elektron-Loch-Plasma in Galliumarsenid*. Georg-August-Universität zu Göttingen, 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt:

- zuerst Professor Dr. Markus Münzenberg für die Vergabe dieser interessanten Diplomarbeit,
- Professor Dr. Kirchheim für die Übernahme des Koreferates,
- Dipl. Phys. Maria für die Betreuung und die fortwährende Bereitschaft für Diskussionen,
- Dipl. Phys. Mario Lüttich für die gute Zusammenarbeit während der Diplomarbeit, insbesondere während des Neuaufbaues nach dem Umzug,
- Dipl. Phys. Anne Parge für die Herstellung der speziellen Probe,
- Gerrit Eilers für die aufmunternden Worte und das gute Arbeitsklima während der Diplomarbeit,
- sowie meinen Eltern und Großeltern für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.