

Zeitaufgelöste Röntgenbeugung an einkristallinem Indiumantimonid

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)



vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. **Sebastian Höfer**
geboren am 27.12.1981 in Gera

Gutachter:

1. **Prof. Dr. Eckhart Förster**

Institut für Optik und Quantenelektronik
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Deutschland

2. **Prof. Dr. Matias Bargheer**

Institut für Physik und Astronomie
Universität Potsdam, Deutschland

3. **Prof. Dr. Andreas Tünnermann**

Institut für Angewandte Physik
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Deutschland

Tag der Disputation: 7.11.2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	6
2.1	Zeitaufgelöste Strukturuntersuchung	6
2.2	Wechselwirkung kurzer Laserpulse mit Festkörpern	7
2.2.1	Wechselwirkung oberhalb der Zerstörschwelle	8
2.2.2	Reversible Anregung von Halbleitern	11
2.3	Modelle der Laserwechselwirkung mit einem Halbleiter	13
2.3.1	Thermoelastisches Modell nach Thomsen	14
2.3.2	Zweitemperaturmodell	15
2.3.3	Mikrophysikalisches Modell	15
2.3.4	Angepasstes Thomsen Modell	16
2.4	Röntgenbeugung	16
2.4.1	Theorie der dynamischen Röntgenbeugung	17
2.4.2	Asymmetrische Reflexe und die Eindringtiefe von Röntgenstrahlung	20
2.4.3	Deformierte Kristalle	23
3	Instrumentierung für optische Anrege - Röntgen Abfrage Experimente	26
3.1	Lasersystem	26
3.1.1	Zeitliche Struktur des Laserpulses	27
3.2	Laser-Plasma-Röntgenquelle	29
3.2.1	Abhängigkeit der Photonenzahl von der Bandgeschwindigkeit	31
3.3	Detektoren	32
3.3.1	Timepix Detektor	32
3.3.2	Unterschiede zwischen CCD und Timepix	35
3.3.3	Auswertung der Daten des Timepix und der CCD	37
3.4	Messung der Röntgenemission mit Timepix Detektor und CCD	38
3.4.1	Experimentelle Aufbau	38

3.4.2	Messung der Röntgenstrahlung der Laser-Plasma-Röntgenquelle	40
3.5	Zeitaufgelöste Röntgenbeugung	45
3.5.1	Räumlicher und zeitlicher Überlapp von Anrege- und Abfragepuls	46
3.5.2	Stabilität der Experimente	47
3.5.3	Messstrategie	48
4	Zeitaufgelöste Röntgenbeugung an Indiumantimonid	49
4.1	Eigenschaften und Struktur von InSb	50
4.2	Zeitaufgelöste Röntgenbeugung und asymmetrische Reflexe	50
4.2.1	Streifender Einfall und streifender Austritt	52
4.3	Erhöhung der Photonenzahl durch eine Röntgenoptik	60
4.3.1	Aufbau mit einer Röntgenoptik	61
4.3.2	Zeitliche Veränderung der Rockingkurve des (113)-Reflexes	64
4.3.3	Zeitliche Veränderung der Rockingkurve für den (220)-Reflex	69
4.3.4	Die ersten 5 ps nach der Anregung	74
4.3.5	Zusammenfassung der Röntgenbeugung an InSb	78
4.4	Simulation der Anregung des InSb-Kristalls	78
4.4.1	Modelle der Anregung eines Halbleiters	78
4.4.2	Simulation verschiedener Eindringtiefen	84
4.4.3	Integrales Reflexionsvermögen	87
4.4.4	Simulation der ersten 5 ps nach der Anregung	88
4.4.5	Zusammenfassung der Simulation der zeitaufgelösten Röntgenbeugung an InSb	94
5	Zusammenfassung	97
	Literaturverzeichnis	100

1 Einleitung

Um einen immer tieferen Einblick in die, in Materie ablaufenden, Prozesse zu erhalten, ist es notwendig, mit immer kürzeren Wellenlängen kleinere Strukturen, aber auch Prozesse auf immer kürzeren Zeitskalen in den Experimenten aufzulösen. Möchte man beobachten und verstehen, welche Dynamik auf atomarer Ebene bei Phasenübergängen oder auch chemischen Reaktionen bis zur Faltung von Proteinen abläuft, so ist eine Auflösung in der Größenordnung 1 Ångström ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) nötig, was der Wellenlänge von Röntgenstrahlung entspricht. Diese Prozesse laufen auf Zeitskalen von einigen Pikosekunden ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$) bis zu sub-Femtosekunden ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) ab [1]. Für die Untersuchung schnell ablaufender Prozesse, wird üblicherweise eine Technik, genannt Anrege-Abfrage-Experiment ¹, eingesetzt [2, 3]. Diese ähnelt dem seit 1872 in der Photographie eingesetzten Stroboskopeffekt. Von einem schnell ablaufenden Prozess werden dabei Zustände mit einem kurzen Blitz beleuchtet und man erhält eine Momentaufnahme des Prozesses mit einer Zeitauflösung von der Dauer des Blitzes. Durch Variation der Verzögerungszeit zwischen Anrege- und Abfragepuls kann die zeitliche Dynamik des Prozesses untersucht werden. Für die Untersuchung atomarer Prozesse sind somit Blitze mit einer Pulsdauer kürzer als wenige Pikosekunden bei Wellenlängen von wenigen Ångström nötig.

Die Erzeugung kurzer Röntgenpulse ist sehr stark an die Erzeugung intensiver kurzer Laserpulse gekoppelt. Die ersten Laserpulse mit Pulsdauern im Femtosekunden Bereich standen in den 80er Jahren mit Farbstofflasern bereit [4, 5], jedoch erst mit dem Prinzip der chirped pulse amplification - CPA [6] stehen höhere Pulsenergien zur Verfügung. Lasersysteme, die ultrakurze Laserpulse erzeugen, arbeiten meist mit Titan:Saphir Kristallen bei Wellenlängen zwischen 700 und 1000 nm. Es ist damit nur möglich, z. B. angeregte Zustände zu untersuchen, aber nicht die atomare Struktur. Röntgenstrahlung konnte erstmals 1895 von Conrad W. Röntgen [7] nachgewiesen werden. Vor 100 Jahren gelangen Friedrich, Knipping und Laue [8] die ersten Beugungsexperimente mit Röntgenstrahlung, und damit die ersten Experimente mit atomarer Auflösung. 100 Jahre später steht mit den ersten zwei

¹im englischen pump-probe experiment

Freie-Elektronen-Lasern (*FEL*) in den USA und Japan eine kohärente Röntgenquelle zur Verfügung, mit einer um 27 Größenordnungen höheren Spitzenbrillanz² als sie Röntgen für seine Untersuchungen nutzte [9, 10]. 2010 ging die Linac Coherent Light Source (*LCLS*) in den USA als erster Freie-Elektronen-Laser mit einer Photonenenergie zwischen 1 keV und 10 keV in Betrieb [11]. Ein Jahr später hat mit dem japanischen SPring-8 Ångström Compact Free-Electron Laser (*SACLA*) [12] der zweite FEL im Röntgenspektralbereich seine ersten Photonen geliefert. An der LCLS ist es 2012 gelungen, eine Röntgenpulsdauer von 3 fs bzw. 13 fs zu messen [13, 14]. Die maximal $10^{12} - 10^{13}$ Photonen pro Puls stehen bei einer Photonenenergie von 10 keV in 100 fs Pulsen zur Verfügung. Diese können auf einem Durchmesser von 100 nm fokussiert werden [15]. Die ersten zeitaufgelösten Messungen mit einer Auflösung von 280 fs konnten bereits an der LCLS durchgeführt werden [16]. Mit solchen brillanten Quellen sind erstmals auch Experimente möglich, bei denen die Probe mit Röntgenstrahlen angeregt wird und zeitverzögert mit optischen oder mit Röntgenpulsen abgefragt wird [17]. Jedoch waren bis zum Jahre 2012 nur an einem Messplatz an der LCLS zeitaufgelöste Messungen im sub-ps Bereich möglich. Zeitaufgelöste Messungen mit einem FEL werden daher auch die nächsten Jahre nur für wenige ausgewählte Experimente zur Verfügung stehen.

Als Alternative steht mit einer Laser-Plasma-Röntgenquelle eine Laborröntgenquelle zur Verfügung, die mit einem Kurzpulslasersystem betrieben wird. Die Röntgenstrahlung entsteht bei der Wechselwirkung ultrakurzer und intensiver Laserpulse mit einem Festkörper [18], die Pulse sind 100 fs lang [19]. Die erste Messung mit einer solchen Quelle gelang Rischel et al. 1997 an einem organischen Film [1]. In diesem Einzelschußexperiment konnte eine sub-ps Zeitauflösung gezeigt werden. Mehrfach wurde das nichtthermische Schmelzen mittels Laser-Plasma-Röntgenquelle untersucht [20]. Mit Fortschritten in der Entwicklung von fs-Lasersystemen war es auch möglich, reversible Prozesse zu untersuchen. Eine der ersten Messungen war die Anregung eines Galliumarsenid-Kristalls in der Gruppe von Rose-Petruck [2]. Heute stehen kommerzielle kHz-Lasersysteme mit einigen mJ Pulsenergie zur Verfügung, wodurch die Untersuchung reversibler Prozesse mit einer hohen Wiederholrate möglich ist [21, 22, 23, 24].

Zeitabhängige Änderungen in der Struktur von Festkörpern können nicht nur durch kurze Röntgenpulse untersucht werden, sondern auch genutzt werden, um kurze Pulse zu erzeugen oder zu schalten [25]. Besondere Erfolge konnten hierbei mit SrTiO₃/SrRuO₃ Multilayern erreicht werden [26]. Aber auch akustische Pho-

²Spitzenbrillanz: Photonen/(Pulsdauer * Raumwinkel * emittierende Fläche * 0,1 % Bandbreite)

nonen [27] oder optische Phononen [28, 29] können als schneller Schalter im Röntgenspektralbereich dienen. Materialien, die eine höhere Zeitauflösung erlauben, sind z.B. Diamant (25 fs) [30] oder Quarz (276 fs) [31].

Im Kapitel 3 wird die Röntgenquelle vorgestellt und charakterisiert, mit der die Resultate dieser Dissertation erzielt wurden. Kapitel 4 beschreibt die Elektron-Phonon-Kopplung in Indiumantimonid (InSb) und deren Untersuchung mittels optischer Anrege- Röntgen Abfrage Experimente.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel beginnt mit einer Einführung in die Möglichkeiten transiente Strukturänderungen in Festkörpern mit sub-ps Zeitauflösung zu verfolgen. Es folgen Ausführungen über die Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Festkörpern und die für deren Beschreibung nötigen Modelle. Für hohe Intensitäten $I \gtrsim 10^{11} \text{ W/cm}^2$ wird die Erzeugung eines Plasmas und die Beschleunigung von Elektronen erklärt. Bei der reversiblen Anregung, bei Intensitäten von $I \lesssim 10^{11} \text{ W/cm}^2$, wird zwischen der Anregung von Halbleitern, verbunden mit der Anregung akustischer Phononen, und der Anregung von optischen Phononen in Isolatoren unterschieden werden. Nach der Einführung in die dynamische Röntgenbeugung wird diese erweitert, um den Einfluss akustischer und optischer Phononen auf die Röntgenbeugung zu verstehen.

2.1 Zeitaufgelöste Strukturuntersuchung

Außer der bereits erwähnten Röntgenbeugung bietet auch die Beugung von Elektronen eine räumliche Auflösung in der Größenordnung von einem Å, dies wurde erstmals von Davission und Germer 1927 demonstriert [32]. In den letzten 10 Jahren konnte durch die Verwendung von Kurzpulslasern die Elektronenbeugung mit einer Zeitauflösung von weniger als einer Pikosekunde gezeigt werden [33, 34, 35]. Elektronenbeugung stellt jedoch große experimentelle Anforderungen, besonders die Probenpräparation ist schwierig. Für die Strukturaufklärung mittels Elektronenbeugung in Transmission sind freistehende maximal 100 nm dünne Proben notwendig, in Reflexion können nur wenige oberflächennahe Atomlagen untersucht werden, da dies oft Oxidschichten sind, muss die Probe zuvor in Vakuum aufwendig gesäubert werden. Eine weitere Technik mit einer räumlichen Auflösung von einem Å ist die Neutronenbeugung, womit jedoch nur eine Zeitauflösung von 500 ps möglich ist [36]. Für die Untersuchung schneller Prozesse ist daher die Röntgenbeugung die beste Wahl. Die Röntgendetektoren mit der höchsten Zeitauflösung sind Streakkameras, deren Zeitauflösung für keV-Photonenenergien bei wenigen ps liegt [37]. Eine Zeitauflösung von 2 ps konnte von Larsson [38] auch bei einer Wiederholfrequenz

von einem kHz gezeigt werden. Andere Detektoren wie Photodioden oder Szintillatoren haben eine Zeitauflösung von einer Nanosekunde bzw Millisekunde[39]. Es gibt bis heute keine Detektoren für keV-Photonenenergien mit einer Zeitauflösung von besser als eine Pikosekunde mit einer Wiederholrate von einem kHz.

Für Experimente mit sub-ps Zeitauflösung wird daher meist das Prinzip des Anrege-Abfrage-Experiments verwendet. Dabei wird der Laserstrahl in zwei Strahlen aufgespalten, ein Strahl erzeugt die kurzen Röntgenpulse der andere Laserstrahl wird zur Anregung der Probe genutzt. Dadurch sind der Anregepuls und der Röntgenpuls zeitlich synchronisiert. Die Zeitauflösung bei einem Anrege-Abfrage-Experiment wird durch die Dauer des Abfrage- und Anregepulses und von geometrischen Effekten bestimmt. Bei Experimenten mit Röntgenstrahlung begrenzt auch die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung die Zeitauflösung. Von allen Kurzpulsröntgenquellen ist der auf Seite 4 erwähnte XFEL die momentan brillianteste Quelle. Ebenfalls bis zu 10^{12} Photonen pro Sekunde stehen auf der Probe an Synchrotrons der dritten Generation, z. Bsp. PETRA III in Hamburg, zur Verfügung [40]. Mit einer Pulslänge von rund 100 ps sind die Pulse zu lang für die Messung optischer Phononen oder die Untersuchung der Anregung mittels fs Laserpulsen [41].

Durch Modulation des Elektronenpulses in einem Synchrotron mittels eines KurzpulsLasers ist es an der Swiss Light Source gelungen, die Dauer der Röntgenpulse auf 100 fs zu reduzieren[42, 43]. Mit dieser als Slicing bezeichneten Technik reduziert sich die Photonenzahl auf 10^5 Photonen pro Sekunde[41].

Es gibt jedoch noch eine ganze Reihe anderer sub-ps Röntgenquellen für zeitaufgelöste Röntgenbeugung. Alle diese Quellen nutzen, wie das Slicing und die Laser-Plasma-Röntgenquelle[1, 2], ultrakurze und intensive Laserpulse für die Erzeugung kurzer Röntgenpulse [44]. Diese Quellen für kurze Röntgenpulse sind Röntgenröhre mit Photokathode [45, 46], Betatronstrahlung [47, 48] oder die Erzeugung hoher Harmonischer [49].

2.2 Wechselwirkung kurzer Laserpulse mit Festkörpern

In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkung kurzer Laserpulse mit Festkörpern beschrieben. Für die Wechselwirkung kurzer Laserpulse ist die pro Fläche auftreffende Energie wichtig, die Energie pro Fläche wird als Fluenz F bezeichnet mit der Einheit mJ/cm^2 , laut Din-Norm ist dies eine Energieflächendichte. Treten bei der Wechselwirkung auch nichtlineare Prozesse auf, wird meist die Intensität I verwendet also

die Energie pro Fläche und Pulsdauer in der Einheit W/cm^2 .

Bei hohen Laserintensitäten $I \gtrsim 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ kommt es zu einer dauerhaften Veränderung des Festkörpers durch Bildung eines Plasmas an der Oberfläche. Niedrige Intensitäten $I \lesssim 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ erzeugen eine reversible Anregung des Festkörpers, als Beispiel sei die Anregung von InSb genannt (Kap.4). Für alle Beispiele, wenn nicht anders angegeben, wurde ein Ti:Saphir Laser mit einer Pulsdauer τ_L von 50 fs und einer Zentralwellenlänge λ_L von 800 nm verwendet.

2.2.1 Wechselwirkung oberhalb der Zerstörschwelle

Bei Intensitäten $I \gtrsim 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ kommt es zu einer dauerhaften Veränderung des Materials durch Ionisation und Bildung eines Plasmas. Multiphotonenabsorption tritt ab Intensitäten von $I > 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ auf. Ab $I \approx 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ wird das Potential der Atome so stark vom Laserfeld verformt, dass das Elektron durch den Potentialwall tunneln kann, oder das Potential wird unter die Elektronenenergie gedrückt. Dieser Vorgang wird auch als *over barrier ionisation* bezeichnet [18].

Ein Plasma kann durch die beiden Parameter Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e beschrieben werden [18]. Für die Elektronendichte kann im Plasma ein exponentieller Abfall angenommen werden, mit einer Elektronendichte $n_{e,0}$ an der Festkörperoberfläche.

$$n_e(z) = n_{e,0} \cdot \exp(-z/L_p) \quad (2.1)$$

Die für ein Plasma charakteristische Größe L_p heißt Skalenlänge des Plasmas. Wird das Plasma durch einen fs Puls erzeugt, hat das Plasma während der Dauer des Laserpulses praktisch keine Zeit sich auszudehnen. Es ergeben sich Skalenlängen von $< 1/10$ der Zentralwellenlänge des Laserpulses. Im Gegensatz dazu können aus längeren ns Pulsen Plasmaskalenlängen mit dem 100 fachen der Laserwellenlänge entstehen. Bei sehr intensiven kurzen Pulsen ist jedoch zu beachten, dass auch bereits ein Vorpuls ein Plasma erzeugen kann, welches die Skalenlänge und damit die Absorption des Hauptpulses stark beeinflusst.

Die Elektronendichte n_e der Leitungselektronen ist für Metalle ca. 10^{23} cm^{-3} . Von der Elektronendichte kann die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e_0^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.2)$$

abgeleitet werden. Dabei sind e_0 die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse und

ε_0 die elektrische Feldkonstante. Die Plasmafrequenz beschreibt die Schwingungsfrequenz der äußeren Elektronen um die als unbeweglich angenommenen Ionen. Wird der Laserpuls als ebene Welle betrachtet, beschreibt das Elektron die gleiche sinusförmige Schwingung wie der elektrische Feldvektor und gewinnt im Mittel keine Energie. Ein Laserpuls mit einer Frequenz $\omega_L = 2\pi \cdot \frac{c}{\lambda_L}$ kann sich im Plasma nur ausbreiten, wenn $\omega_L \leq \omega_p$ ist. Die Elektronendichte für den Fall $\omega_L = \omega_p$ wird als kritische Elektronendichte n_{krit} bezeichnet, dabei sind c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und

$$n_{krit} = \frac{\varepsilon_0 m_e 4\pi^2 c^2}{e_0^2 \lambda_L^2}. \quad (2.3)$$

Plasmen mit $n_e < n_{krit}$ werden als dünne Plasmen und mit $n_e > n_{krit}$ als dichte Plasmen bezeichnet. Für 800 nm ist die kritische Elektronendichte $n_{krit} = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, diese ist 2 Größenordnungen kleiner als die Elektronendichte im Metall.

Die Bewegung des Elektrons im elektromagnetischen Feld wird durch die Lorentzkraft beschrieben.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e_0(\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)) \quad (2.4)$$

Dabei ist $\vec{p}(t) = \Gamma m_e \vec{v}(t)$ der relativistische Elektronenimpuls mit dem Lorentzfaktor $\Gamma = (1 - (\frac{v}{c})^2)^{-1/2}$. $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ist die elektrische Feldstärke und $\vec{B}(\vec{r}, t)$ die magnetische Flussdichte an der aktuellen Position des Elektrons $\vec{r}(t)$, und $\vec{v}(t)$ ist die Geschwindigkeit des Elektrons an dieser Position. Für eine ebene in z-Richtung sich ausbreitende Welle $\vec{E}(z, t) = E_0 \sin(2\pi \cdot z/\lambda_L - \omega \cdot t)$ kann aus Formel 2.4 das normalisierte Vektorpotential a_0 abgeleitet werden.

$$a_0 = \frac{e_0 E_0}{m_e \omega_L c} \approx 0,85 \cdot \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \cdot \sqrt{\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2}} \quad (2.5)$$

Für $a_0 \ll 1$ spielen relativistische Effekte keine Rolle und auch der Term $\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ kann vernachlässigt werden. Intensitäten mit $a_0 \gtrsim 1$ werden auch als „relativistische Intensitäten“ bezeichnet, in diesem Bereich kann der Einfluss des Terms $\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ nicht mehr vernachlässigt werden. Für die Parameter der Laser-Plasma-Röntgenquelle ist $a_0 \approx 0,2$, $\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ und relativistische Effekte spielen keine große Rolle. Den Fokus eines fs-Laserpulses kann man nicht mehr mit einer ebenen Welle beschreiben. Durch die hohen Gradienten im elektrischen Feld wirken auf die Elektronen unterschiedliche Feldamplituden während der Oszillation. Die

daraus resultierte mittlere Kraft wird als ponderomotorische Kraft bezeichnet, dass zugehörige ponderomotorische Potential Φ_{Pond} ist [50]:

$$\Phi_{Pond} = \frac{e_0^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega_L^2 c} I(r) = \frac{a_0^2}{4} m_e c^2 \quad (2.6)$$

Die daraus resultierende Kraft ist entlang des negativen Gradienten der Intensität gerichtet.

Elektronenbeschleunigung in Laser generierten Plasmen

Für Intensitäten $\lesssim 10^{15}$ W/cm² ist die Elektron-Elektron-Wechselwirkung durch Stöße der Elektronen im Plasma dominiert. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgt dabei über den Prozess der inversen Bremsstrahlung. Erst bei Intensitäten $\gtrsim 10^{15}$ W/cm² sind Stöße weniger effektiv und Prozesse ohne Stöße werden dominant [18]. Die wichtigsten Prozesse ohne Stöße sind Resonanzabsorption, Brunel-Heizen, Ponderomotorische Kraft und $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Heizen. Da die Experimente bei Intensitäten zwischen 10^{15} und 10^{17} W/cm² stattgefunden haben, wird auf die Beschreibung von *laser wakefield acceleration* (LWFA) und *direct laser acceleration* (DLA) verzichtet, da diese erst bei Intensitäten $> 10^{19} \frac{W}{cm^2}$ auftreten [50]. Die folgenden Beschreibungen gehen davon aus, dass durch einen Vorpuls oder die Ausläufer des Hauptpulses bereits ein Plasma an der Metalloberfläche erzeugt wurde.

Für einen p-polarisierten Laserstrahl, d.h. der \vec{E} Vektor liegt in der Einfallsebene des Lasers, und einen Einfallswinkel zur Normalen der Metallfolie größer 0° , gibt es eine nicht verschwindende Feldkomponente in Richtung der Metallfolie. Der Laser wird in dieser Geometrie bereits vor Erreichen der kritischen Dichte in einen Abstand x_p vor der Metalloberfläche reflektiert. Findet die Reflexion hinreichend dicht an der kritischen Dichte statt, also im Falle kleiner Skalenlängen, bildet sich im Plasma eine stehende Welle. Diese koppelt über evaneszente Wellen in das optisch dichte Plasma und regt eine Plasmawelle resonant an. Die resonante Anregung kann bis zu einem Brechen der Welle führen, bei dem die angeregten Elektronen in das Target entlassen werden und einen Teil der Laserenergie mit sich tragen. Dies wird als **Resonanzabsorption** bezeichnet. Für Skalenlängen kleiner als die Laserwellenlänge kann die Auslenkung der Elektronen in der Plasmawelle die Länge x_p überschreiten, es kommt also bei jeder Laserperiode zu einem Brechen der Plasmawelle. In diesem Fall werden die Elektronen innerhalb der ersten Hälfte der Laserperiode außerhalb des Plasmas in das Vakuum beschleunigt. In der zweiten Hälfte der Laserperiode, werden die Elektronen zurück in Richtung des Plasmas beschleunigt. Im

Plasma wirkt auf die Elektronen nur der evaneszente Ausläufer des Laserpulses, dadurch behalten sie einen Teil der zuvor gewonnenen Energie. Diesen Vorgang bezeichnet man als **Brunel-Heizen**. Resonanzabsorption und Brunel-Heizen beschleunigen die Elektronen immer entlang des Gradienten der Elektronendichte, also in Richtung der Normalen der Metalloberfläche. Bei Beschleunigung durch die **Ponderomotorische Kraft** werden Elektronen aus dem dünnen Plasma an der Metalloberfläche in Laserrichtung in die Metallfolie beschleunigt. Der Laserpuls wird an der kritischen Dichte reflektiert und die Elektronen behalten ihre kinetische Energie. Für Intensitäten mit $a_0 \gtrsim 1$ kann außerdem der $\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ Term zum Brunel-Heizen beitragen. Das Elektron erhält dabei während der Beschleunigung im Vakuum nicht nur durch das \vec{E} -Feld, sondern auch durch das \vec{B} -Feld über den $\mathbf{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ -Term kinetische Energie. Die Beschleunigung ist ebenfalls in Richtung des einfallenden Laserstrahls gerichtet[18].

Emission kurzer Röntgenpulse

Die im Plasma beschleunigten Elektronen wechselwirken wiederum mit dem Festkörper. So werden unter anderem K-Löcher erzeugt. Bei der Rekombination entsteht die für das Element spezifische K_α -Strahlung. Bei jeder Ablenkung der Elektronen kommt es zu einer Emission von Bremsstrahlung [51]. Die Elektronen werden nur innerhalb einer sehr kurzen Zeit beschleunigt und bedingt durch die kurze Lebensdauer wird Röntgenstrahlung in Form von kurzen Pulsen mit einer Dauer von ≈ 100 fs emittiert [52, 53]. In Kapitel 3 wird die Charakteristik der emittierten Röntgenstrahlung untersucht. Für die Untersuchung der reversiblen Prozesse in Festkörpern wird dann ausschließlich die emittierte K_α -Strahlung genutzt.

2.2.2 Reversible Anregung von Halbleitern

Vor der Anregung mit einem kurzen Laserpuls befindet sich der Halbleiter in einem thermischen Gleichgewicht und dem Halbleiter kann eine Temperatur T_0 zugeordnet werden. Trifft ein kurzer Laserpuls mit einer Wellenlänge von 800 nm, was einer Photonenenergie von 1,5 eV entspricht, auf einen Halbleiter mit einer kleinen Bandlücke, z. Bsp. InSb mit einer Bandlücke von $E_{gap} = 0,17$ eV, so kann jedes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugen [54]. Für eine Fluenz des Lasers von $F = 10$ mJ/cm², einer Absorptionstiefe des Laserpulses von $l = 97$ nm, mit einem Reflexionsvermögen des Halbleiters von $R = 35\%$ und einer Photonenenergie von $E_P = 1,5$ eV ergibt sich

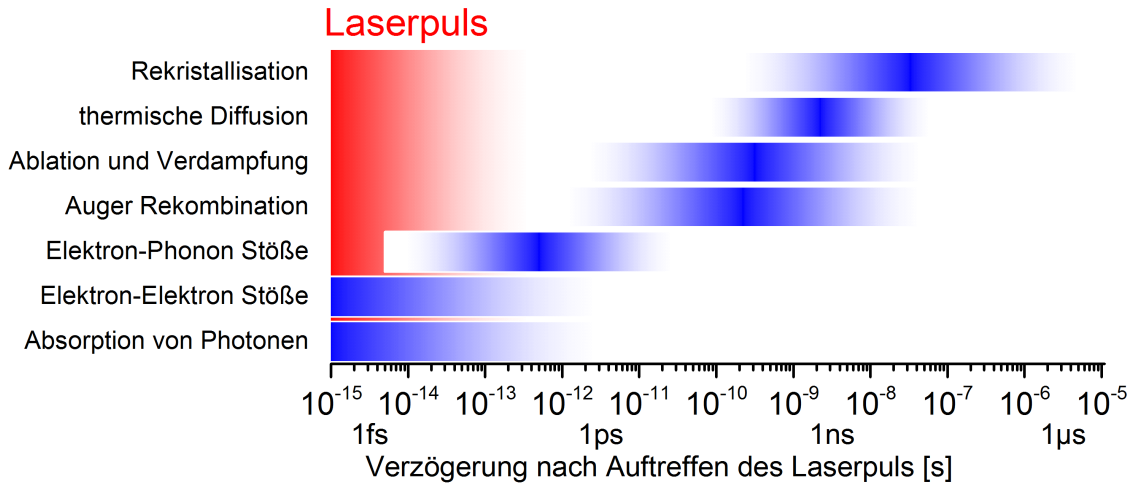


Abb. 2.1: Beginn und Dauer verschiedener Prozesse nach der Anregung durch einen intensiven Laserpuls [57].

eine Elektron-Loch-Paar Dichte ρ_{eL} von

$$\rho_{eL} = \frac{(1 - R)F e_0}{E_P \cdot l} = \frac{(1 - 35\%) \cdot 10 \text{ mJ/cm}^2 \cdot e_0}{1,5 \text{ eV} \cdot 97 \text{ nm}} = 7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \quad (2.7)$$

Bei 300 K sind ca. $2 \cdot 10^{16}$ Elektron-Loch-Paare pro Kubikzentimeter in InSb vorhanden [55].

Ist die Bandlücke größer als die Photonenenergie, z. B. in einem Isolator wie Quarz, ist Multiphotonenabsorption der dominante Prozess für die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren.

Anregung akustischer Phononen in einem Halbleiter

Direkt nach der Anregung mit einem ultrakurzen Laserpuls sind fast 10^{21} Elektron-Loch Paare pro Kubikzentimeter vorhanden. Die maximale Geschwindigkeit der ballistischen Elektronen direkt nach der Anregung entspricht der Energiedifferenz aus Photonenenergie $E_P = 1,5 \text{ eV}$ und Energie der Bandlücke $E_{gap} = 0,17 \text{ eV}$ [54].

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot (E_p - E_{gap})}{m_e}} = 7 \cdot 10^5 \text{ m/s} \quad (2.8)$$

Die freie Weglänge der ballistischen Elektronen beträgt etwa 100 nm [56]. Elektron-Elektron-Stöße führen zu einer Fermi-Gleichgewichtsverteilung der Elektronen mit einer Temperatur T_e , die viel größer als die Ausgangstemperatur T_0 ist [57].

Da die Energie der Elektronen nach der Anregung durch Stöße immer mehr ab-

nimmt, wird Diffusion der dominante Prozess des Energietransportes. Die Übertragung der Energie von Elektronen an das Gitter erfolgt durch Anregung von Gitterschwingungen durch Elektron-Phonon-Stöße. Erst nach mehreren Pikosekunden befinden sich Elektronen und Gitter im Gleichgewicht und es gilt für die Temperatur T_L des Gitters $T_L = T_e > T_0$ [57].

Einige Pikosekunden nach der Anregung verringert sich die Anzahl an freien Ladungsträgern. Das kann durch Rekombination eines Elektrons und eines Loches unter Erzeugung eines Photons geschehen oder über Auger-Rekombination. Die Dichte der freien Elektronen nimmt aber auch durch Diffusion der Elektronen in das Material ab [58]. Nach der Rekombination aller freien Elektronen befindet sich der Festkörper wieder im Gleichgewicht. Die Temperatur des Festkörpers ist dann in Abhängigkeit von der Fluenz des Lasers und der Wärmekapazität erhöht. Wenn die Temperatur des Gitters die Schmelztemperatur nicht überschreitet und keine Zerstörung der Probe stattfindet, ist die Anregung vollkommen reversibel.

Das schnelle Aufheizen der Probe führt zu einer Ausdehnung und damit zu einer Spannung im Kristall, aber auch die freien Elektronen liefern einen Beitrag zur Spannung [59]. Die Spannung führt zu einer Deformation des Kristallgitters. Die starke Deformation breitet sich als Druckwelle in den Kristall aus, dies kann als eine Überlagerung akustischer Phononen beschrieben werden.

Offensichtlich müssen für das Verständnis der Wechselwirkung eines kurzen Laserpulses mit einem Festkörper eine Vielzahl von Prozessen, die gleichzeitig ablaufen und sich auch gegenseitig beeinflussen, berücksichtigt werden. Im folgenden Abschnitt werden Modelle vorgestellt, die eine Beschreibung der Anregung in einem Halbleiter ermöglichen.

2.3 Modelle der Laserwechselwirkung mit einem Halbleiter

Da der Anregelaserpuls eine Fläche homogen heizt, deren Durchmesser viel größer als seine Eindringtiefe ist, kann die Simulation eindimensional erfolgen. Alle Modelle folgen dem gleichen Ablauf: Der Laser wechselwirkt mit dem Halbleiter und erzeugt eine Spannung im Kristall. Die Deformation beginnt an der Oberfläche und breitet sich in den Kristall aus, die Ausbreitung wird mittels einer Wellengleichung beschrieben. Die im folgenden beschriebenen Modelle unterscheiden sich nur in der Beschreibung wie die Energie des Laserpulses zu einer Spannung im Kristall führt. Die Ausdehnung des Kristalls startet dabei immer an der Oberfläche, da man davon

ausgeht, dass nur an einer freien Oberfläche der Kristall expandieren kann [59, 2].

2.3.1 Thermoelastisches Modell nach Thomsen

In dem von Thomsen im Jahre 1986 vorgeschlagenen Modell wird aus der deponierten Energie die Erhöhung der Temperatur und daraus die thermische Spannung im Kristall berechnet [59]. Da die Bandlücke von InSb viel kleiner als die Photonenenergie des anregenden Laserpulses ist, kann davon ausgegangen werden, dass die gesamte absorbierte Energie in eine Temperaturerhöhung eingeht [60]. Die im Kristall deponierte Energiedichte W in Abhängigkeit von der Tiefe z ist

$$W(z) = (1 - R) \frac{F}{l} e^{-\frac{z}{l}}. \quad (2.9)$$

Dabei gibt F die Energie des Laser pro Fläche, l die Eindringtiefe des optischen Lasers und R das Reflexionsvermögen an. Aus der pro Volumen absorbierten Energie folgt mit der Wärmekapazität C_L des Kristalls eine Erhöhung der Temperatur um

$$\Delta T_L(z) = \frac{W(z)}{C_L} = (1 - R) \frac{F}{C_L l} e^{-\frac{z}{l}}. \quad (2.10)$$

Die Temperaturerhöhung führt zum Aufbau einer Spannung im Kristall. Die Spannung σ ergibt sich aus der Temperaturänderung im Kristall durch die Verknüpfung mit dem Längenausdehnungskoeffizient α und dem Kompressionsmodul B_m .

$$\sigma(z) = -3B_m \alpha \Delta T_L(z) \quad (2.11)$$

Die Spannung σ bewirkt eine Verschiebung u der Atome im Kristall. Die Ausbreitung wird mit der Wellengleichung beschrieben. Diese lautet, unter Verwendung der Poissonzahl ν für eine isotrope Spannung thermische Spannung, wie folgt [61]:

$$\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} = v^2 \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \cdot \frac{\alpha}{l} \frac{\partial T_L(z)}{\partial z} \quad (2.12)$$

Die Wellengleichung beschreibt die räumliche und zeitliche Entwicklung der Verschiebung u der Atome im Kristall. Die Zusammenhänge zwischen Verschiebung u , Spannung σ und Deformation η sind in Gleichung 2.31 dargestellt.

2.3.2 Zweitemperaturmodell

Das Zweitemperaturmodell [62, 61], im engl. *Two-Temperature model*, *TTM*, beschreibt die Elektronen und Ionen im Gitter unabhängig voneinander durch eine Elektronentemperatur T_e und eine Gittertemperatur T_L . Es gelten folgende Differentialgleichungen für die zeitliche Entwicklung der beiden Temperaturen.

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_e \frac{\partial T_e}{\partial z}) - G \cdot (T_e - T_L) + S(z, t) \quad (2.13)$$

$$C_l \frac{\partial T_L}{\partial t} = G \cdot (T_e - T_L) \quad (2.14)$$

$$S(z, t) = \frac{F(1-R)}{\sqrt{2\pi\tau_L l}} \cdot \exp \left\{ -\frac{z}{l} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau_L} \right) \right\} \quad (2.15)$$

Dabei stehen C_e und C_L für die Wärmekapazität der Elektronen bzw des Gitters. Als Quelle der Energie dient die pro Volumen und Zeit absorbierte Energie des Laserpulses, beschrieben durch den Quellterm $S(z, t)$ dieser erhöht zunächst die Elektronentemperatur. K_e gibt die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen an, dieser Term erhöht die Elektronentemperatur im Inneren des Festkörpers durch Wärmeleitung. Über den Elektron-Phonon-Kopplungsparameter G wird die Energie der Elektronen an das Gitter übertragen und erhöht damit T_L .

Aus der Gittertemperatur T_L ergibt sich durch Gleichung 2.11 die Spannung im Kristall und simultanes Lösen der Gleichungen 2.13, 2.15 und 2.12 liefert die ortsabhängige zeitliche Entwicklung der Verschiebung im Kristall.

2.3.3 Mikrophysikalisches Modell

Im mikrophysikalischen Modell wird die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Kristall über ein System von vier gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben [63, 64, 65]. Die vier Differentialgleichungen beschreiben die zeit- und ortsabhängige Entwicklung der Elektron-Loch-Paare, der Energie der Ladungsträger, longitudinale optische Phononen und die Entwicklung der Gittertemperatur T_L . Dabei werden die Elektron-Elektron-Stöße, Elektron-Phonon-Stöße und Auger-Rekombination berücksichtigt. Die für die Röntgenbeugung wichtige Deformation setzt sich zusammen aus einer Änderung der Gittertemperatur und einem Druck, der durch die freien Elektronen hervorgerufen wird [59]. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der

Verschiebung wird durch folgende Wellengleichung beschrieben [66, 63]

$$\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial x^2} = \underbrace{\frac{B_m}{\rho} \frac{\partial E_g}{\partial p} \frac{\partial n_e}{\partial x}}_{\text{elektronischer Anteil}} + \underbrace{3 \frac{B_m \alpha}{\rho} \frac{\partial T_L}{\partial x}}_{\text{Anteil Gittertemperatur}}, \quad (2.16)$$

dabei ist ρ die Dichte des Kristalls und $\frac{\partial E_g}{\partial p}$ die Deformation der Bandlücke.

2.3.4 Angepasstes Thomsen Modell

In dem von Thomsen vorgeschlagenen Modell wird der Kristall unmittelbar nach der Anregung auf die maximale Gittertemperatur geheizt und behält diese Temperatur während der Dauer der Simulation. Während das zuvor beschriebene mikrophysikalische Modell eine Vielzahl der im Kristall ablaufenden physikalischen Prozesse berücksichtigt. Einen Mittelweg geht die von Krasniqi vorgeschlagene Erweiterung des Modells von Thomsen, in dieser erfolgt das Übertragen der Energie aus dem Laserpuls an das Gitter exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ_1 [67]. Um eine bessere Anpassung an die Messungen zu erhalten wurde noch eine zweite Zeitkonstante τ_2 eingeführt, da sich bei den Messungen gezeigt hat, dass auch eine Beschreibung des zeitlichen Abklingens der Spannung nötig ist. Dieses führt zu folgender Gleichung:

$$\underbrace{\frac{\partial^2 u_{33}(z, t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 u_{33}(z, t)}{\partial z^2}}_{\text{Thomsen}} = v^2 \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \cdot \alpha \frac{\partial T_L(z)}{\partial z} \cdot \underbrace{\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right)}_{\text{Krasniqi}} \cdot \underbrace{\left(e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right)}_{\text{diese Arbeit}} \quad (2.17)$$

Der Anstieg der Gittertemperatur an der Oberfläche erfolgt exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ_1 und mit der zweiten Zweitkonstante τ_2 wird der Rückgang der Spannung im Kristall berücksichtigt.

2.4 Röntgenbeugung

Röntgenstrahlung ist eine elektromagnetische Welle mit einer Wellenlänge λ zwischen 10 nm und 1 pm. In einem Kristall sind die Atome periodisch in Abständen von etwa 100 pm = 1Å angeordnet, dadurch kann es zu einer konstruktiven Überlagerung der an den gebundenen Elektronen gestreuten Röntgenstrahlung kommen. Die einfachste Theorie der Beugung der Röntgenstrahlung ist die kinematische Beugungstheorie. In der kinematischen Theorie wird der einfallende Strahl nicht abgeschwächt und die vom Gitter gebeugte Strahlung wechselwirkt nicht wieder mit dem Gitter. Die Brechzahl der Röntgenstrahlung im Kristall wird gleich der im Vakuum

gesetzt. Es kommt zu einer konstruktiven Überlagerung der gestreuten Wellen, wenn der Gangunterschied einem Vielfachen n der Wellenlänge λ entspricht. William Henry Bragg und sein Sohn William Lawrence Bragg haben als Erste die nach ihnen benannte Gleichung veröffentlicht [68].

$$2d_{hkl} \sin(\theta_B) = n\lambda \quad (2.18)$$

Dabei ist d_{hkl} der Abstand der beugenden Netzebene und θ_B der Bragg-Winkel, definiert als Winkel zwischen einfallendem Strahl und beugender Netzebene. Die kinematische Theorie beschreibt jedoch nur Mosaikkristalle und sehr dünne Kristalle gut, die fehlende Absorption verletzt außerdem die Energieerhaltung.

Bei der Röntgenbeugung unterscheidet man zwei Fälle bzw. Geometrien. Verlässt die gebeugte Röntgenstrahlung den Kristall auf der Eintrittsseite, spricht man vom Bragg-Fall. Verlässt die gebeugte Strahlung auf der gegenüberliegenden Seite, z.B. wenn die beugende Netzebene senkrecht zur Oberfläche steht, spricht man vom Laue-Fall.

Eine Kristall kann durch wiederholte Translation der Elementarzelle aufgebaut werden. Die kleinste mögliche Elementarzelle wird Einheitszelle des Kristallgitters genannt.

2.4.1 Theorie der dynamischen Röntgenbeugung

Eine vollständigere Beschreibung der Beugung von Röntgenstrahlung stellt die dynamische Theorie dar, dabei wird auf die Vereinfachung der kinematischen Theorie verzichtet und Röntgenbeugung als die Ausbreitung einer Welle in einem dreidimensionalen periodischen Potential beschrieben. Im Unterschied zur kinematischen Beugungstheorie wird bei der dynamischen Theorie durch Beugung die Intensität des einfallenden Strahls verringert, wodurch auch ohne Absorption nur bis zu einer bestimmten Tiefe Beugung auftritt, im Bragg-Fall wird diese Tiefe als Extinktionstiefe bezeichnet [9].

Die ersten Beiträge zur dynamischen Beugungstheorie stammen von Darwin und Ewald [69, 70]. Ewald beschreibt mittels der Maxwell-Gleichungen die Ausbreitung der Welle in einem dreidimensionalen periodischen Potential. Eine sehr ausführliche Zusammenfassung der dynamischen Beugungstheorie wurde von Authier gegeben, die folgenden Ausführungen nutzen sein Buch als Grundlage [9].

Die Zusammenhänge zwischen elektrischer und magnetischer Flussdichte \vec{D} und \vec{B}

sowie elektrischer und magnetischer Feldstärke \vec{E} und \vec{H} werden durch die Maxwell-Gleichung beschrieben. Diese lauten für einen elektrisch neutralen Kristall wie folgt:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (2.19)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad \operatorname{div}\vec{D} = 0 \quad (2.20)$$

$$\text{Materialgleichungen:} \quad \vec{D} = \varepsilon_0(1 + \chi)\vec{E} \quad \vec{B} = \mu_0\vec{H}. \quad (2.21)$$

Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante und χ die elektrische Suszeptibilität, diese ist eine Funktion der Elektronendichte im Kristall. Die an einen Kristall gestreute Intensität setzt sich aus der Streuung an allen Elektronen der Elementarzelle zusammen. Die Überlagerung der Streuungen an allen Elektronen eines Atoms unter Berücksichtigung der Phasendifferenz zwischen den einzelnen Wellen wird als Atomformfaktor f bezeichnet. Die Bindung der Elektronen an den Kern wird durch die anomale Dispersionskorrektur $f' + if''$ eingeführt, ergänzt durch diese Korrektur ist der Atomformfaktor $f_a = f + f' + if''$. Die Atomformfaktoren sind in Abhängigkeit vom Beugungswinkel tabelliert [71]. Die Position des j -ten Atoms in der Elementarzelle wird durch die atomare Basis \vec{r}_j und die beugende Netzebene durch den reziproken Gittervektor \vec{h} beschrieben. Durch Summieren der Atomformfaktoren aller j Atome der Elementarzelle erhält man das Streuvermögen der Elementarzelle die Strukturamplitude F_h .

$$F_h = \sum_j (f_j + f'_j + if''_j) e^{-2i\pi\vec{h}\vec{r}_j} e^{-M_j}. \quad (2.22)$$

Der Faktor e^{-M_j} ist der Debye-Waller Faktor der die thermische Bewegung der Atome berücksichtigt. Durch die periodische Struktur kann die Suszeptibilität als Fourier-Reihe entwickelt werden. Die Koeffizienten der Entwicklung sind proportional zu dem Strukturfaktor. Mit dem Volumen V der Elementarzelle und dem klassischen Elektronenradius R_e ergeben sich die folgenden Zusammenhänge:

$$\chi(\vec{r}) = \sum_{\vec{h}} \chi_h e^{2\pi i\vec{h}\vec{r}} \quad \chi_h = -\frac{R_e\lambda^2 F_h}{\pi V} \quad (2.23)$$

Unter der Annahme $\chi \ll 1$ folgt aus den Maxwell-Gleichungen 2.21 für die

Ausbreitung der Röntgenstrahlung im Kristall folgende Wellengleichung:

$$\Delta \vec{D} + \text{rotrot}(\chi \vec{D}) + 4\pi^2 \frac{2\pi^2}{\lambda} \vec{D} = 0 \quad (2.24)$$

Eine Lösung für ebene Wellen in einem Kristall mit kleinen Störungen wurde unabhängig von Takagi [72] und Taupin [73] vorgeschlagen und wurde dementsprechend Takagi-Taupin-Gleichung genannt. Wird nur der einfallende und ein gebeugter Strahl betrachtet spricht man vom Zweistrahlfall. Die elektrische Flussdichte im Strahl in Einfallrichtung ist D_0 und die des gebeugten Strahls D_h . Das System der gekoppelten Differentialgleichungen der Takagi-Taupin-Gleichung für die elektrische Flussdichte lautet dann wie folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_0(\vec{r})}{\partial x_0} &= -i\pi \frac{1}{\lambda} C \chi_{\bar{h}} D_h(\vec{r}) \\ \frac{\partial D_h(\vec{r})}{\partial x_h} &= -i\pi \frac{1}{\lambda} [C \chi_h D_0(\vec{r}) - 2\beta_h D_h(\vec{r})] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Für den Polarisationsfaktor C gilt $C = 1$ für s-Polarisation (\vec{E} senkrecht zu Einfallsebene) und $C = \cos(2\theta_B)$ für p-Polarisation. $\chi_{\bar{h}}$ ist die Suszeptibilität für den inversen Gittervektor $\bar{h} \equiv \{\bar{h}, \bar{k}, \bar{l}\} \equiv \{-h, -k, -l\}$. Für β_h in einem perfekten Kristall gilt:

$$\beta_h = -(\theta - \theta_B) \sin(2\theta_B) - \frac{1}{2}\chi_0 \quad (2.26)$$

Der Parameter β_h ist proportional zur Abweichung des einfallenden Wellenvektors zum Bragg-Winkel θ_B der kinematischen Theorie. θ ist der Winkel zwischen einfallender Welle und Oberfläche des Kristalls. Der Term $\frac{1}{2}\chi_0$ beschreibt die in der kinematischen Theorie vernachlässigte Dispersion.

Die Takagi-Taupin-Gleichung ist analytisch nur für perfekte Kristalle und Kristalle mit einem konstanten Deformationsgradienten lösbar. Für alle anderen Fälle d.h. Kristalle mit Defekten oder nicht konstanten Deformationsgradienten muss die Takagi-Taupin-Gleichung numerisch gelöst werden.

2.4.2 Asymmetrische Reflexe und die Eindringtiefe von Röntgenstrahlung

Bei optischen Anrege - Röntgen Abfrage Experimenten an Kristallen wird die Zeitauflösung durch die unterschiedlichen Eindringtiefen von Laser und Röntgenstrahlung begrenzt. Die Anregung in Halbleitern erfolgt mit dem Laser nur bis etwa 100 nm, während die Röntgenstrahlung typisch 1 μm bis 1000 μm tief eindringt. Deshalb sollten die Eindringtiefen von Laser und Röntgenstrahlung an einander angepasst werden, dies ist mit asymmetrischen Reflexen möglich.

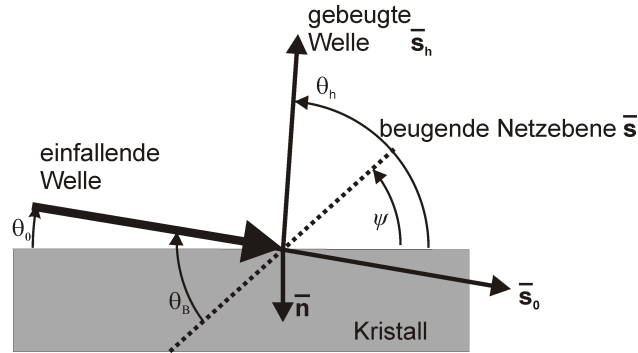


Abb. 2.2: Winkel bei asymmetrischem Reflex: ψ - Asymmetriewinkel zwischen beugender Netzebene und Oberfläche, θ_B - Bragg-Winkel, θ_0 Winkel zwischen Oberfläche und einfallenden Röntgenstrahl, θ_h - Winkel zwischen Oberfläche und austretendem Röntgenstrahl, \vec{n} - Oberflächennormale des Kristalls. Die Winkel sind zur Oberfläche definiert, während in [9] die Oberflächennormale als Bezug genutzt wird [9].

Als asymmetrische Reflexe werden bei der Röntgenbeugung Reflexe bezeichnet, deren beugende Netzebene weder parallel noch senkrecht zur Kristalloberfläche liegen. Somit ist bei asymmetrischen Reflexen der Einfallswinkel θ_0 , zwischen Oberfläche und einfallender Welle gemessen, nicht mehr gleich dem Austrittswinkel θ_h [74, 9]. In Abbildung 2.2 sind die Winkelbezeichnungen abgebildet, die im folgenden Verwendung finden.

Ein Maß für die Asymmetrie ist der Asymmetriefaktor γ :

$$\gamma = \frac{\gamma_h}{\gamma_0} = \frac{\sin(\psi - \theta_B)}{\sin(\psi + \theta_B)} = \frac{\sin(-\theta_h)}{\sin \theta_0} \quad (2.27)$$

Mit $\gamma_h = \sin(-\theta_h)$ und $\gamma_0 = \sin(\theta_0)$. Für symmetrische Reflexe im Bragg-Fall ($\psi = 0^\circ$) ist $\gamma = -1$. Für den symmetrischen Laue-Fall ($\psi = 90^\circ$) ist $\gamma = 1$.

Im folgenden wird nur der Bragg-Fall behandelt, d.h. die gebeugte Welle ist auf

der selben Seite des Kristalls wie die einfallende Welle. Als Extinktionstiefe $t_{1/e}$ wird die Tiefe bezeichnet, in der die Intensität der einfallenden Röntgenstrahlung auf $1/e$ abgefallen ist. Für die Extinktionstiefe gilt bei asymmetrischen Reflexen

$$t_{1/e} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{\chi_h\chi_{\bar{h}}}} \cdot \sqrt{\gamma_0 |\gamma_h|} \quad (2.28)$$

Durch geeignete Wahl der beugenden Netzebene ist es möglich, sehr kleine Einfallswinkel zu realisieren, d. h. γ_0 oder γ_h wird klein, wodurch sehr kleine Extinktionstiefen erreicht werden.

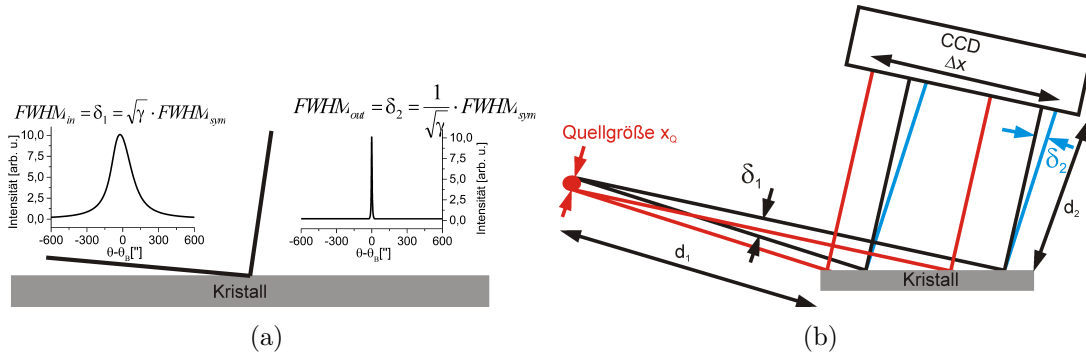


Abb. 2.3: Rockingkurve und Strahlbreite unter streifendem Einfall. a) Rockingkurve und Änderung der Halbwertsbreite δ_1 eintrittsseitig und δ_2 Halbwertsbreite der Rockingkurve austrittsseitig. b) Strahlbreite auf einem Detektor mit x_Q -Quellgröße, d_1 Abstand Quelle Kristall und d_2 Abstand Kristall Detektor.

In Abbildung 2.3 sind für einen asymmetrischen Reflex bei streifendem Einfall die Rockingkurve und die Strahlbreite vor und nach der Beugung gezeigt. Das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit des Einfallswinkels bezeichnet man als Rockingkurve. Die Fläche unter der Rockingkurve gibt das integrale Reflexionsvermögen an. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Rockingkurve für den Eintritt um den Faktor $\sqrt{\gamma}$ größer als im symmetrischen Fall. Bei streifendem Einfall ist daher die Winkelakzeptanz der Beugung größer als im symmetrischen Fall. Die Strahlbreite vergrößert sich austrittsseitig in Abhängigkeit der Rockingkurvenbreiten δ_1 und δ_2 , den Abständen d_1 und d_2 und der Quellgröße, als allgemeine Formel für die Strahlbreite auf einem Detektor gilt:

$$\Delta x = \gamma(d_1 \cdot \sin(\delta_1) + x_Q) + d_2 \cdot \sin(\delta_2) \quad (2.29)$$

In Tabelle 2.1 sind ein symmetrischer und zwei asymmetrische Reflexe von InSb für

Titan K_α -Strahlung (2,75 Å) gegenübergestellt. Hervorzuheben ist die Möglichkeit, die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung mit der Wahl des Reflexes zu variieren.

Geometrie	Symmetrisch	stark asymmetrisch streifender Einfall	streifender Austritt	asymmetrisch
beugende Netzebene	(111)	(220)	(220)	(113)
Asymmetriewinkel ψ	0°	35°	35°	15°
Asymmetriefaktor	-1	-27	$-\frac{1}{27}=-0,04$	-1,7
Bragg-Winkel θ_B	21,6°	36,98°	36,98°	44,9°
Einfallswinkel zur Oberfl. θ_0	θ_B	2°	72°	59,9°
Austrittswinkel zur Oberfl. θ_h	θ_B	72°	2°	29,9°
Rockingkurvenbreite FWHM				
vor der Reflexion δ_1	30,4''	3,3''	93''	13,2''
nach der Reflexion δ_2	30,4''	93''	3,3''	22,9''
Absorptionstiefe (1/e) unter Einfallswinkel θ_0 :				
Titan K_α -Strahlung	310 nm	60 nm	60 nm	630 nm
Laserpuls mit 800 nm [75]	95 nm	95 nm	95 nm	95 nm
Extinktionstiefe	290 nm	115 nm	115 nm	626 nm

Tab. 2.1: Vergleich von drei verschiedenen Reflexen für Titan K_α -Strahlung an einem InSb-Kristall mit einer (111)-Oberfläche. Bei dem asymmetrischen (113)-Reflex sind die Werte für streifenden Austritt angegeben.

Streifender Einfall und streifender Austritt

Es kann sowohl ein kleiner Einfallswinkel als auch ein kleiner Austrittswinkel erzielt werden. Die beiden Fälle werden im folgenden als streifender Einfall bzw. streifender Austritt bezeichnet. In Tabelle 2.1 sind einige Parameter bei streifendem Einfall und streifendem Austritt sowie die des symmetrischen Falles des 220 Reflexes in InSb gegenübergestellt.

Für streifenden Einfall ist $\gamma < -1$ und für streifenden Austritt liegt γ im Intervall $-1 < \gamma < 0$. Bei der Umkehr des Strahlenganges eines Reflexes gilt der reziproke Asymmetriefaktor. Für beide Möglichkeiten ergibt sich der gleiche Wert für das Produkt $\gamma_0 |\gamma_h|$ und deshalb die gleiche Eindringtiefe in den Kristall. Bei streifendem Einfall reflektiert eine viel größere Fläche des Kristalls als beim streifenden Austritt, siehe Abbildung 2.3(b), wodurch das integrale Reflexionsvermögen erhöht ist. Bei streifendem Einfall ist die eintrittsseitige Rockingkurvenbreite δ_1 um den Asymmetriefaktor γ breiter als beim streifenden Austritt. Eine Änderung der Gitterkonstante des Kristalls führt zu einer Änderung des Bragg-Winkels. Ist die

Änderung des Bragg-Winkels größer als die Rockingkurvenbreite des einfallenden Röntgenstrahles, wird der gebeugte Röntgenstrahl um mehr als seine Strahlbreite verschoben. Um kleinste Änderungen der Gitterkonstante zu detektieren, sollte die Rockingkurve des einfallenden Röntgenstrahles möglichst schmal sein, was für streifenden Austritt gegeben ist.

2.4.3 Deformierte Kristalle

Für deformierte Kristalle gilt, dass der Ortsvektor \vec{r} der einzelnen Atome der Elementarzelle durch eine Verschiebung $\vec{u}(\vec{r})$ sich innerhalb des Kristalls ändert. Durch $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{u}(\vec{r})$ ändert sich Gleichung 2.23 in

$$\chi(\vec{r}') = \sum_{\vec{h}} \chi_h e^{2\pi i \vec{h} \cdot [\vec{r}' - \vec{u}(\vec{r})]} \quad (2.30)$$

Eine Spannung σ (im engl. *stress*) im Kristall verursacht eine Verschiebung der Atome im Kristall. Im Folgenden, wie auch in den Experimenten, ist die angeregte Fläche immer größer als die abgefragte Fläche, daher wird das System eindimensional behandelt. Die Verschiebung $u(x,y,z,t)$ erfolgt dann nur noch in Richtung der Oberflächennormale, also in z-Richtung die Verschiebung ist dann $u(z,t)$. Die Ableitung der Verschiebung $u(\vec{r})$ wird als Deformation η (im engl. *strain*) bezeichnet. In dieser Arbeit wurden nicht nur ortsabhängige Änderungen untersucht, sondern auch Änderungen mit der Zeit, so dass die drei Größen σ , u und η orts- und zeitabhängig sind. Es gelten folgende Zusammenhänge zwischen Spannung σ , Verschiebung u und Deformation η , ρ ist die Dichte des Kristalls.

$$\rho \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma(z,t)}{\partial z} \quad \eta(z,t) = \frac{\partial u(z,t)}{\partial z} \quad (2.31)$$

Mit Formel 2.26 wurde die Abweichung β vom Bragg-Winkel eingeführt, diese muss für deformierte Kristalle noch um die Deformation korrigiert werden. Für die korrigierte Abweichung gilt:

$$\beta'_h = -(\theta - \theta_B) \sin(2\theta_B) - \underbrace{\frac{1}{2} \chi_0 - \lambda \cdot \frac{\partial(\vec{u} \cdot \vec{h})}{\partial x_h}}_{\text{Deformation}} \quad (2.32)$$

Die numerisch Lösung der Takagi-Taupin-Gleichung kann nach Bartels erfolgen,

indem der Kristall in dünne Schichten aufgeteilt wird[76]. Die Deformation innerhalb einer Schicht wird als konstant angenommen. Für eine solche Schicht mit konstanter Deformation kann die analytische Lösung der Takagi-Taupin-Gleichung genutzt werden. Da in der dynamischen Beugungstheorie auch Mehrfachbeugung berücksichtigt werden, ist die gebeugte Intensität in der obersten Schicht von allen darunter liegenden Schichten abhängig. Daher wird rekursiv, mit der untersten Schicht beginnend die jeweils durch die Schicht transmittierte und gebeugte Welle berechnet. Die Berechnung erfolgt für verschiedene Einfallswinkel θ um den Bragg-Winkel θ_B . Es ergibt sich das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Dies bezeichnet man als Rockingkurve.

Deformation durch akustische Phononen

In Kapitel 2.3 wurde die orts- und zeitabhängig Deformation $\eta(z, t) = \frac{\partial u(z, t)}{\partial z}$ in einem Halbleiter nach der Anregung durch einen kurzen Laserpuls beschrieben. Der Deformationsgradient zeigt in Richtung der Normalen \vec{n} , im folgenden als z-Richtung festgelegt, in den Kristall gerichtet. Der Kristall wird nur in der z-Richtung deformiert, da bei der Anregung stets ein größeres Gebietes angeregt wird als mit Röntgenstrahlung abgefragt wird.

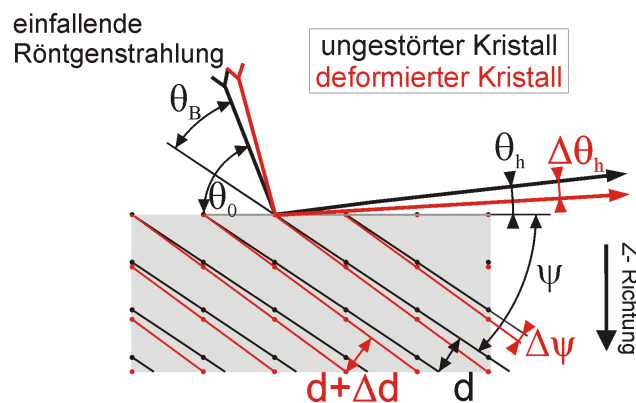


Abb. 2.4: Darstellung des Einflusses einer Gitterdeformation auf den Austrittswinkel φ der Röntgenstrahlung bei asymmetrischer Reflexion. Die Beugung unter streifenden Austritt am ungestörten (schwarz) und am deformierten Kristall (rot) ist gezeigt.

Für den Fall asymmetrischer Reflexe setzt sich der Term $\frac{\partial(\vec{u} \cdot \vec{h})}{\partial x_h}$ in Gleichung 2.32 für die Änderung des Beugungswinkels, aus einer Änderung infolge einer geänderten Gitterkonstante und einer Drehung der Netzebene um $\Delta\psi$ zusammen, siehe Abbildung 2.4 [76, 77]. Dabei steht ψ für den bereits eingeführten Asymmetriewinkel, θ_0 ist der Einfallswinkel und θ_h der Austrittswinkel der Röntgenstrahlung. Da die

gebeugte Röntgenstrahlung unter 2θ , zur Einfallsebene, beobachtet wird, geht die Änderung des Bragg-Winkels doppelt in die Verschiebung des Reflexes ein.

$$\begin{aligned}\Delta\theta_h &= 2\Delta\theta_B + \Delta\psi \\ \Delta\theta_h &= \eta(z, t) \cdot (2 \cdot \cos^2 \psi \cdot \tan \theta_B - \sin \psi \cdot \cos \psi)\end{aligned}\tag{2.33}$$

Die zwei Terme in Gleichung 2.33 haben entgegengesetzte Vorzeichen und bewirken eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Austrittswinkels. Für einen expandierten Kristall ist der Term $2\Delta\theta_B$ negativ und der Term $\Delta\psi$ ist größer als Null, in Tabelle 2.2 sind für den (113)- und den (220)-Reflex die Werte für $2\Delta\theta_B$ und $\Delta\psi$.

Reflex	$2\Delta\theta_B$	$\Delta\psi$	$2\Delta\theta_B + \Delta\psi$
(113)	1,86	-0,25	1,61
(220)	1,0	-0,47	0,54

Tab. 2.2: Werte der beiden Terme in Gleichung 2.33 für den (113)- und den (220)-Reflex am Beispiel des Indiumantimonids mit einer (111)- Oberfläche.

Zur besseren Verständlichkeit ist in Abbildung 2.4 die Ausdehnung des Kristalls ins Kristallinnere gezeichnet und somit die Oberfläche als fest im Raum gezeichnet. Im Experiment dehnt sich die Oberfläche aus, dies ändert jedoch nichts an den Winkeln. Eine konstante Deformation in einem Kristall bewirkt eine Verschiebung der Rockingkurve. Akustische Phononen erzeugen einen komplizierten Verlauf der Deformation, so dass eine Lösung der Takagi-Taupin-Gleichung nur numerisch möglich ist.

3 Instrumentierung für optische Anrege - Röntgen Abfrage Experimente

In diesem Kapitel wird die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Röntgenquelle für zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente vorgestellt. Die verwendete Laser-Plasma-Röntgenquelle besteht aus einem Kurzpulshochleistungslasersystem mit einer Repetitionsrate von einem kHz und einem Bandtarget. Aktuell steht für optische Anrege - Röntgen Abfrage Experimente ein Lasersystem mit 1 kHz Repetitionsrate und mit einer mittleren Leistung von 4 W zur Verfügung [78]. Frühere Experimente mit der Laser-Plasma-Röntgenquelle in Jena wurden an einem Ti:Saphir Laser mit einer Repetitionsrate von 10 Hz und einer mittleren Leistung von $\bar{P} = 1$ W durchgeführt [3, 52, 63].

3.1 Lasersystem

Das verwendete Lasersystem ist ein Ti:Saphir Lasersystem der Firma Quantronix. Das System hat eine Zentralwellenlänge von 804 nm, eine Laserpulsdauer $\tau_p < 60$ fs und eine Repetitionsrate von 1 kHz. Es stehen zwei Laserstrahlen mit Pulsenergien $E_{L1} \approx 0,7$ mJ und $E_{L2} \approx 4$ mJ zur Verfügung.

Die Laserpulse werden mit einer Wiederholfrequenz von 80 MHz in einem passiv Moden gekoppelten Oszillator *MIRA* der Firma *Coherent* erzeugt. Zur täglichen Charakterisierung des Oszillators wurde ein schnelle Photodiode sowie ein Spektrometer eingesetzt, siehe Abbildung 3.3(b). Mittels einer Kombination aus Polarisator und Pockelszelle als Pulpicker wird eine Repetitionsrate von 1 kHz erzeugt. Diese Laserpulse werden nach dem Prinzip der „chirped-pulse-amplification“ verstärkt [6]. Der Puls wird zunächst zeitlich gestreckt, dann verstärkt und wieder komprimiert. Die Pulsdauer wird zunächst in einem Gitterstreckter auf etwa 120 ps gestreckt. Der erste Verstärker, ein 8-Pass-System, wird von einem gepulsten Nd:YLF -Laser mit

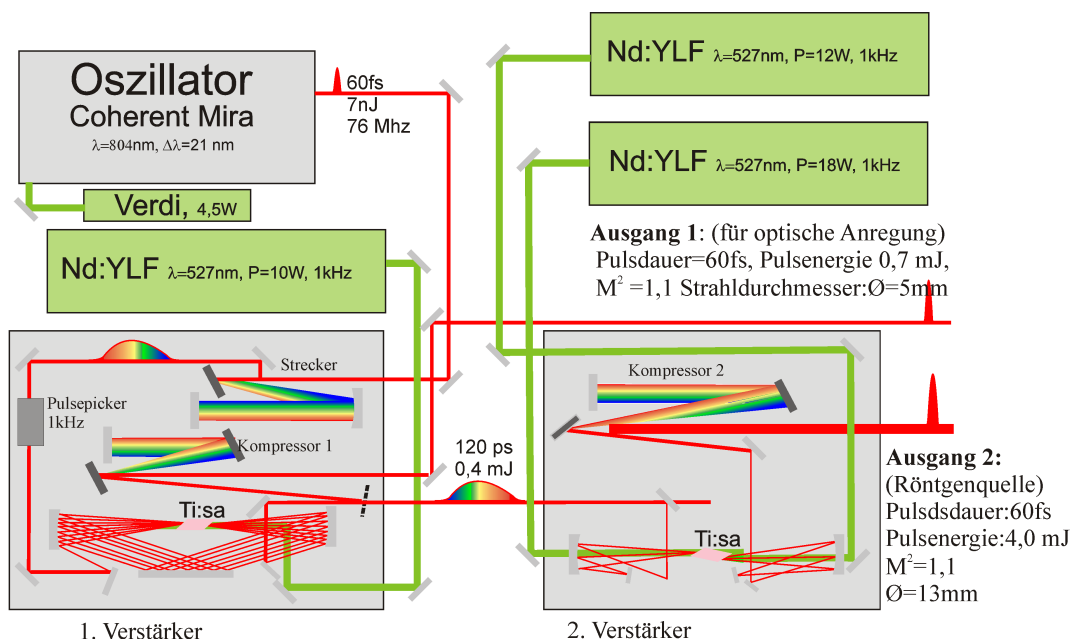


Abb. 3.1: Ti:Saphir Lasersystem zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenpulse und optischer Anregepulse.

einer mittleren Leistung $\bar{P} = 10W$ gepumpt. Nach der Verstärkung stehen noch unkomprimierte Laserpulse mit 1,4 mJ Pulsenergie zur Verfügung, 70% der Pulsenergie wird ausgekoppelt und wieder auf 60 fs komprimiert. Die Transmission des Kompressors beträgt 80%. Die komprimierten Laserpulse haben eine Pulsenergie von 0,7 mJ und werden im Experiment zur optischen Anregung verwendet. Die restlichen 30% der Pulsenergie werden in einem zweiten 3-Pass Verstärker auf 5 mJ verstärkt. Der zweite Verstärker besteht aus einem auf $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlten Ti:Saphir-Kristall, der von beiden Seiten mittels zweier Nd:YLF-Laser gepumpt wird. Deren mittlere Leistung beträgt 12 bzw. 18 Watt. Die Kühlung des Kristalls dient der Minimierung der thermischen Linse. Nach der sich anschließenden Komprimierung auf 60 fs stehen für Experimente Pulse mit $\approx 4\text{ mJ}$ zur Verfügung.

3.1.1 Zeitliche Struktur des Laserpulses

Für das Verständnis der Wechselwirkung des Laserpulses mit der Metallfolie ist, wie in Kapitel 2 beschrieben, eine genaue Kenntnis des zeitlichen Verlaufes des Laserpulses wichtig. Denn nur dann ist es möglich, die Absorption des Lasers und die Einkopplung der Energie in die Metallfolie zu verstehen. Die zeitliche Position und Intensität von Vorpulsen beeinflusst dabei maßgeblich die entstehende Skalenlänge. Das Verhältnis der Intensität, an einem beliebigen Zeitpunkt, zu der Intensität des

Hauptpuls wird als Kontrast bezeichnet. Für eine Messung des Kontrastes auf einer ns-Zeitskala wurde eine Vorpulsdiode mit Graufiltern verwendet. Bei einem maximal messbaren Kontrast von 10^4 konnten keine Vorpulse früher als 3 ns vor dem Hauptpuls detektiert werden. Für die Vermessung des ps-Bereiches wurde ein THG Kreuzkorrelator *Sequoia* der Firma *Amplitude Technologies* eingesetzt. Die Kontrastmessung ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

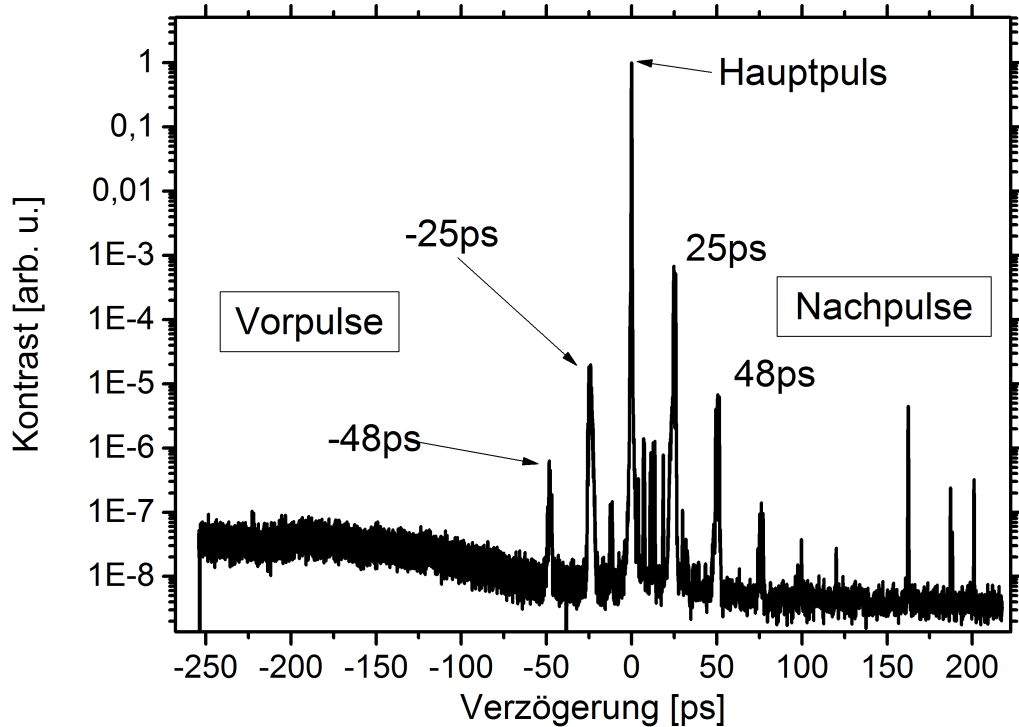


Abb. 3.2: Kontrastmessung mit einem dritte Ordnung Korrelator (Sequoia) der Laserpulse die zur Erzeugung der kurzen Röntgenpulse in der Laser-Plasma-Röntgenquelle verwendet werden.

Die Sequoia-Messung des zweiten Verstärkers zeigt unter anderen bei -25 ps einen Vorpuls und einen Nachpuls bei 25 ps, Der Vorpuls hat etwa 1% der Leistung des Nachpulses. Eine Kontrastmessung des ersten Verstärkers zeigt einen Nachpuls bei 25 ps, aber keinen Vorpuls. In der Veröffentlichung von Didenko [79] wird beschrieben, dass bei der Überlagerung einzelner Spektralkomponenten des Haupt- und Nachpulses im gestreckten Zustand aus einem Nachpuls ein Vorpuls entstehen kann. Der entstandene Vorpuls hat dann die selbe Verzögerung zum Hauptpuls wie der Nachpuls. Das Verhältnis zwischen Vor- und Nachpuls ist proportional dem Quadrat der nichtlinearen Phasenverschiebung des Laserpulses im Verstärkermedium, genannt B-Integral . Die Gleichung für das Verhältnis der Leistung von Vor- zu Nachpuls und das B-Integral lauten wie folgt:

$$\frac{P_{vor}}{P_{nach}} = 0,58 \cdot B_{int}^2 \quad \text{mit } B_{int} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \int_0^L n_2(x) \cdot \frac{E_L(x)}{A \cdot \tau_{L,gestreckt}} dx. \quad (3.1)$$

Mit den Parametern des letzten Umlaufes des zweiten Verstärkers: $E_L = 5$ mJ, gepumpte Fläche im Ti:Saphir Kristall $A = 2 \text{ mm}^2$, nichtlinearer Brechungsindex von Ti:Saphir $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20}$, Laserpulsdauer $\tau_{L,gestreckt} = 120$ ps, Kristalllänge $L = 2$ cm und die Wellenlänge $\lambda = 815$ nm, kann für das Verhältnis von Vor- zu Nachpuls 0,01 abgeschätzt. Dabei wurde n_2 und E_L im Kristall als konstant angenommen. Ein Nachpuls bei 25 ps erzeugt also bei dem letzten Umlauf im Verstärker einen Vorpuls, der 1% der Leistung des Nachpulses hat, somit entsteht der gemessene Vorpuls bei der Verstärkung aus dem Nachpuls.

Die Zeitauflösung des Sequoia beträgt bestenfalls 20 fs und reicht, wie in Abbildung 3.3(a) zu sehen, nicht aus, um die Pulsdauer von 60 fs des Hauptpulses aufzulösen. Dies erfolgte mit einem Autokorrelator zweiter Ordnung, die Messung ist in Abbildung 3.3(a) gezeigt. Daraus ergibt sich eine Laserpulsdauer von $\tau_L = 60$ fs.

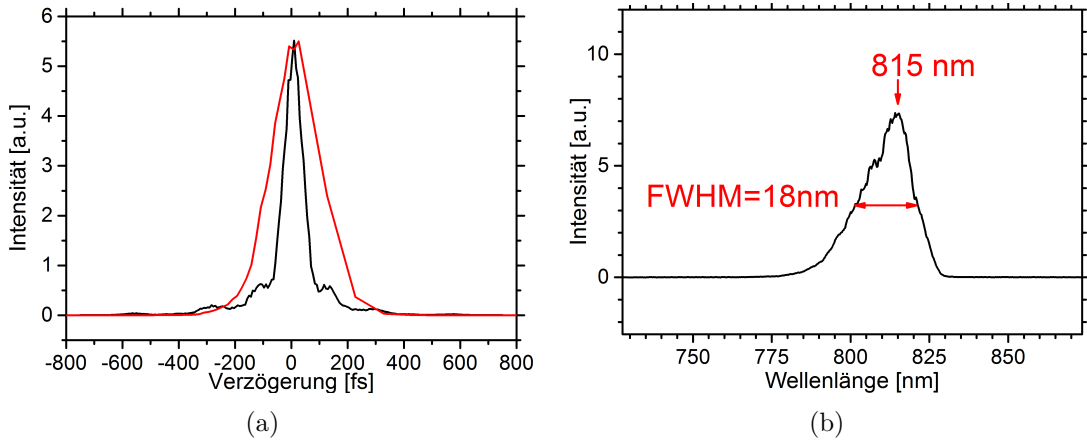


Abb. 3.3: a) Messung der Pulsdauer des Hauptpulses nach der zweiten Verstärkung mit einem SHG-Autokorrelator(schwarz) und zum Vergleich die Sequoia-Messung(rot). b) Gemessenes Spektrum des zweiten Verstärkers.

3.2 Laser-Plasma-Röntgenquelle

Der in Kapitel 3.1 beschriebene Laserpuls wird mit einer Off-Axis-Paraboloidspiegel auf eine dünne Metallfolie fokussiert, siehe Abbildung 3.4. Durch die Repetitionsrate des Lasers von einem kHz ist ein ständiges Verfahren der Metallfolie notwendig,

um für jeden Laserpuls eine intakte Oberfläche zu gewährleisten. Das Metallband wird dabei von einer im IOQ entwickelten Abrollmechanik gleichmäßig mit etwa 1 cm/s verschoben. Damit ist es möglich, mit einem 5 cm breiten Band bis zu 5 Stunden ohne Unterbrechung mit einer Rate von 1 kHz zu messen. Die Off-Axis-Parabel hat eine Brennweite von 114,3 mm, ein Öffnungsverhältnis von F/1,5 und einen Off-Axis-Winkel von 60° . Zum Schutz der empfindlichen Goldbeschichtung der Off-Axis-Parabel befindet sich zwischen Parabel und Bandtarget eine 50 μm dicke Schutzfolie aus PMMA. Diese wird langsam, mit wenigen cm/min, verfahren. Ohne diesen Schutz sinkt das Reflexionsvermögen der Parabel innerhalb von Minuten auf unter 50% [80]. Die Off-Axis-Parabel, Schutzfolie und Abrollmechanik befinden sich in einer Vakuumkammer bei einem Druck < 10 mbar. Als Vakuumfenster zum Austritt der Röntgenstrahlung wird 50 μm dickes Kapton[®] (Polyimide) verwendet.

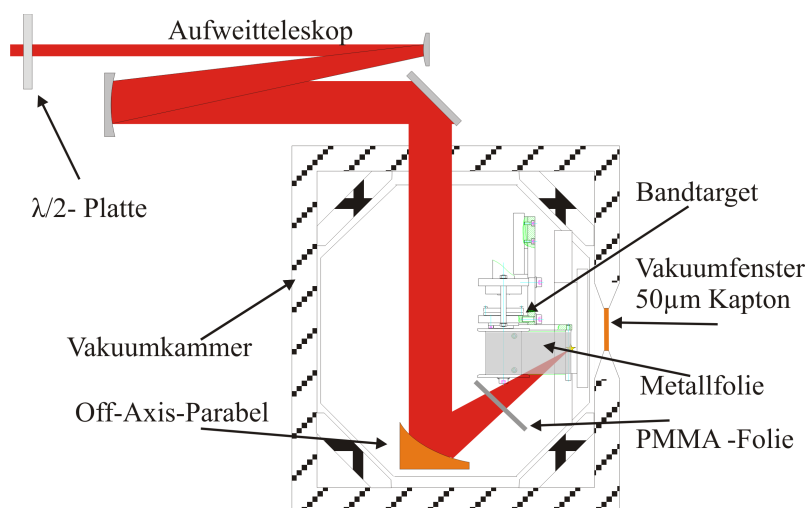


Abb. 3.4: Aufbau der Laser-Plasma-Röntgenquelle zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenpulse

Durch Aufweiten des Laserstrahles mit einem Teleskop um einen Faktor 3 auf 40 mm ist ein Fokusedurchmesser auf der Metallfolie von $\leq 7 \mu\text{m}$ (FWHM) möglich, die Kontrolle des Fokus erfolgte mit einem Mikroskopobjektiv und einer CCD, siehe Abbildung 3.5(a). Aus Abbildung 3.5(b) kann man eine FWHM-Breite des Fokus von $7 \mu\text{m}$ und eine $1/e^2$ -Breite von $14 \mu\text{m}$ ablesen. Auf der Metallfolie kann mit dieser Fokussierung eine maximale Intensität von $I = 8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ erreicht werden.

Außer der Emission von Bremsstrahlung kommt es zu einer Emission von K_α -Strahlung durch Erzeugung von Löchern in der K-Schale. Als Metallfolie wird $25 \mu\text{m}$ dicke Titanfolie oder $25 \mu\text{m}$ dicke Kupferfolie verwendet. Die K_α -Strahlung wird isotrop von der Quelle abgestrahlt. Die Abstrahlung der Bremsstrahlung erfolgt im Allgemeinen nicht isotrop [81]. Der Durchmesser der Quelle der Röntgenstrahlung

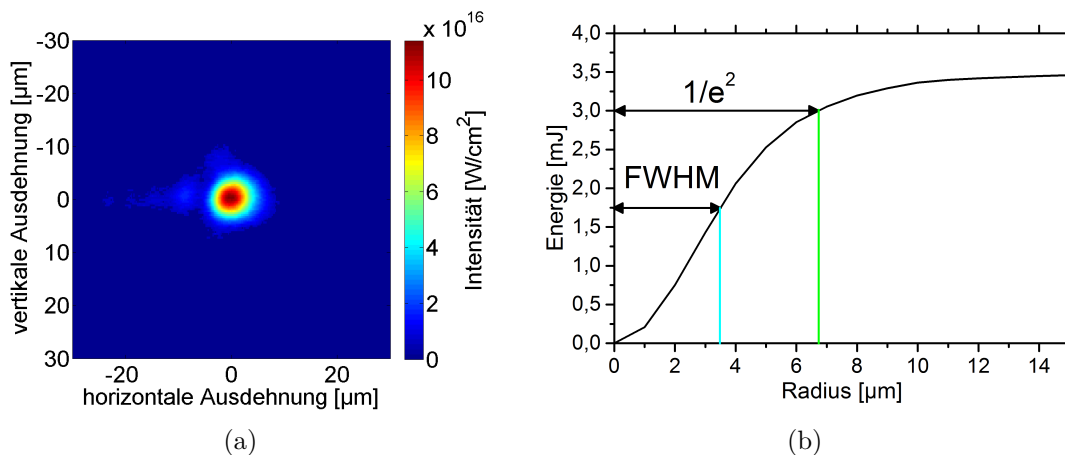


Abb. 3.5: Charakterisierung des Fokus auf dem Bandtarget a) Intensitätsverteilung des Laserpulses im Fokus. b) Radiale Energieverteilung im Fokus mit FWHM und $1/e^2$ -Breite des Fokus.

beträgt $10 \mu\text{m}$. Die Messung erfolgte an dem Schatten einer Kante aus Blei. Die emittierende Fläche ist also nur ein wenig größer als der optische Fokus des Lasers auf dem Metallband.

Es gibt bis heute keine direkte Messung der Röntgenpulsdauer einer Laser-Plasma-Röntgenquelle. Simulationen von Reich [52] sagen eine Dauer ≤ 120 fs voraus. Aktuelle Messungen von Zamponi [22] geben eine Obergrenze von 100 fs an.

3.2.1 Abhängigkeit der Photonenzahl von der Bandgeschwindigkeit

Die Verschiebung der Metallfolie sollte schnell genug erfolgen, so dass jeder Laserpuls auf ein intaktes Stück Folie trifft. Misst man jedoch die Ausbeute der Kupfer K_α -Strahlung der Quelle in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Metallbandes, siehe Abbildung 3.6, so kann man einen Anstieg der Kupfer K_α -Photonen für langsamere Verfahrensgeschwindigkeiten beobachten, bis zu einer maximalen Photonenzahl bei einer Geschwindigkeit, bei der die Folie vom Laser bereits perforiert wird. Für den kurzwelligeren Anteil der Bremsstrahlung zeigt sich das selbe Verhalten. Die höhere Ausbeute für kleine Geschwindigkeiten und dem damit verbunden räumlichen Überlapp aufeinander folgender Pulse führt wahrscheinlich zu einer effizienteren Einkopplung der Laserenergie in das Target. Der selbe Zusammenhang konnte auch bei anderen Laser-Plasma-Röntgenquelle, die ein Bandtarget benutzen, beobachtet werden [82, 83]. Die Kupfer K_α -Photonen wurden mit einer Röntgen-CCD im (040)-Reflex eines Quarzkristalles registriert. Die integrale Messung der kurzwelligen

Strahlung geschah mit einem Dosimeter mit einer Ionisationskammer, dass innerhalb der Bleiabschirmung der Laser-Plasma-Röntgenquelle positioniert wurde. Das Dosimeter war von der Quelle durch 4 cm PMMA getrennt, sodass nur Photonen größer 10 keV registriert werden konnten.

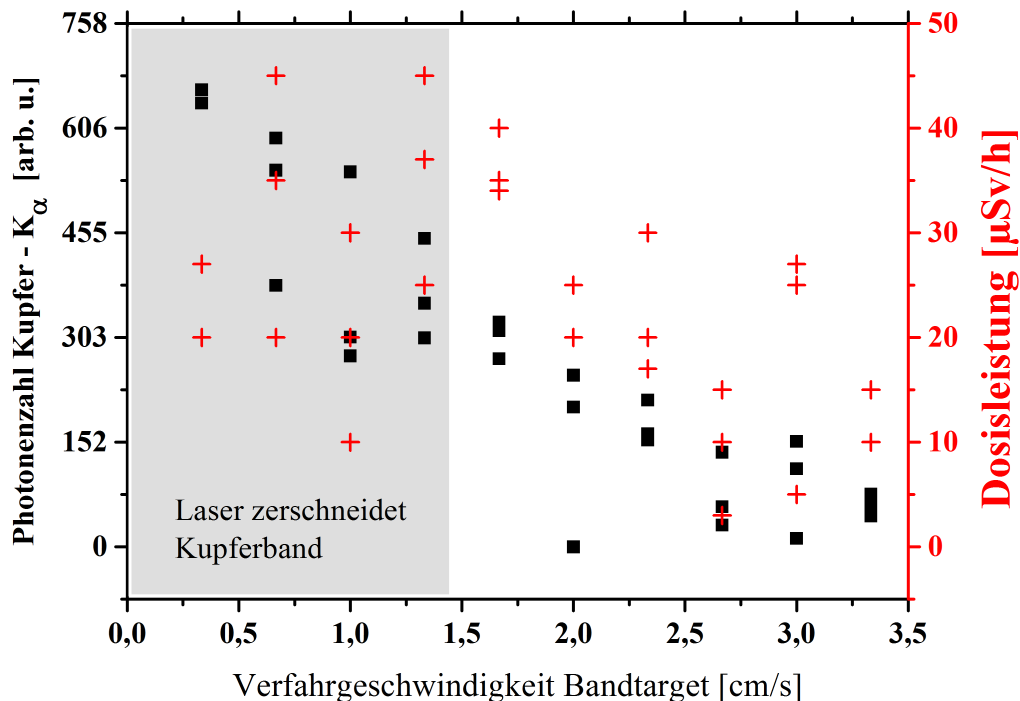


Abb. 3.6: Die Ausbeute an Kupfer- K_{α} -Photonen (schwarze Quadrate) und der kurzwelligen Bremsstrahlung (rote Kreuze) steigt für geringere Verfahrensgeschwindigkeiten der Metallfolie, der Laser-Plasma-Röntgenquelle an. Unterhalb von 1,5 cm/s kommt es zu einer Perforierung der Folie.

3.3 Detektoren

3.3.1 Timepix Detektor

Mit dem im folgenden beschriebenen Timepix Detektor war es möglich, die Röntgenemission bis zu einer Photonenenergie von 600 keV zu messen. Diese Experimente stellen den ersten Einsatz eines Timepix Detektor zur Messung des Spektrums einer Laser-Plasma-Röntgenquelle dar.

Der Timepix Detektor ist ein am CERN im Rahmen der Medipix-Kollaboration entwickelter Pixeldetektor. Der Timepix Detektor ist ein um weitere Funktionen erweiterter Medipix2 [84]. Das Besondere an den Detektoren der Medipix Reihe ist,

dass jeder Pixel eine eigene Ausleseelektronik besitzt, bestehend aus Vorverstärker, Diskriminator und Zähler. Im Unterschied dazu besitzen CCDs nur an einem Pixel eine Ausleseelektronik und der Inhalt aller Pixel wird zeilen- und spaltenweise auf diesen Pixel verschoben. Da die Zeit für das Verschieben entfällt, können mit einem Detektor der Medipix Reihe sehr kurze Auslesezeiten und damit eine hohe Wiederholrate erreicht werden.

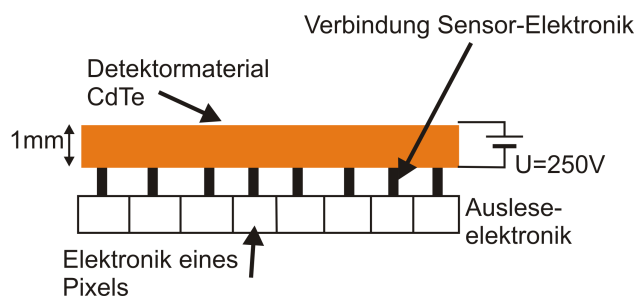


Abb. 3.7: Seitenansicht eines Timepix Detektors

Der Timepix hat eine quadratische 2 cm^2 große Detektorfläche mit 256×256 Pixeln in der Auslesematrix. Die Pixelgröße beträgt $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Es standen zwei Detektoren zur Verfügung. Bei einem ist nur bei jedem vierten Pixel eine Verbindung zwischen Sensormaterial und Ausleseelektronik hergestellt, siehe Abbildung 3.7, so dass dieser eine effektive Pixelgröße von $110 \times 110 \mu\text{m}^2$ besitzt. Bei dem zweiten sind alle 256×256 Pixel verbunden, dies ergibt eine Pixelgröße von $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Als Sensormaterial wurde bei beiden Detektoren Cadmiumtellurid (CdTe) mit einer Dicke von 1 mm verwendet. Die Elektronik jedes Pixels des Timepix Detektor kann unabhängig voneinander in einem der folgenden drei Modi betrieben werden [85].

- *Single particle counting*
- *Arrival time*
- *Time-Over-Threshold*

Im Modus *Single particle counting* wird in jedem Pixel, wie im Medipix2, die Zahl der während der Belichtungszeit eintreffenden Photonen gezählt. Im Modus *Arrival time* wird die Ankunftszeit des ersten Photons im entsprechenden Pixel gespeichert. Wird ein Photon in dem Detektormaterial eines Detektors absorbiert, so werden freie Elektronen im Material erzeugt. Deren Zahl ist proportional zur Energie des absorbierten Photons. Der *Time-Over-Threshold* Modus misst die Zeit, bis die Ladung über einen Widerstand abgebaut ist, dies entspricht dem Analog-Digital-Wandler in

einer CCD. Diese Zeit ist somit proportional zu der Energie der Photonen, es ist so möglich die Energie des absorbierten Photons zu messen.

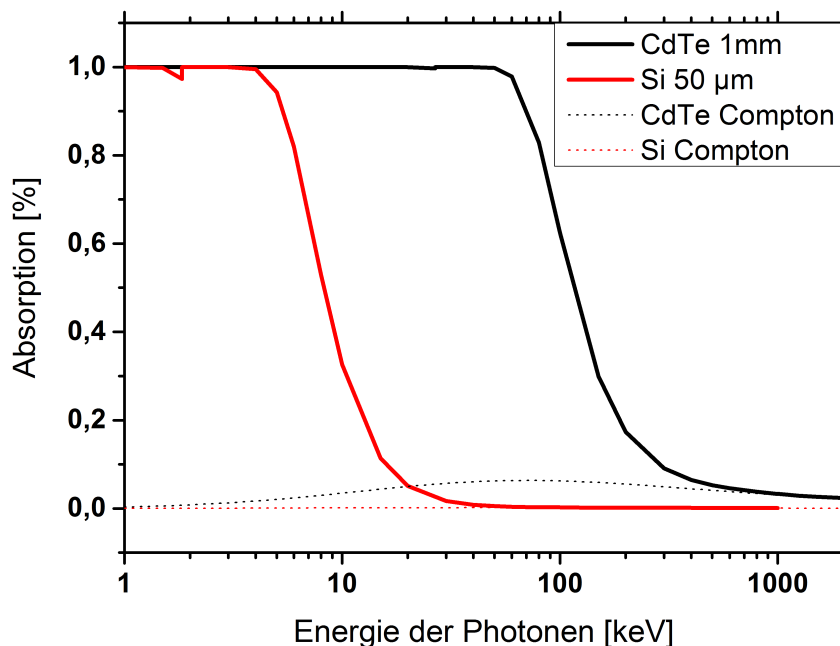


Abb. 3.8: Vergleich der Absorption des Detektormaterials Silizium (CCD) und Cadmiumtellurid (Timepix) bei einer Dicke der empfindlichen Schicht von 1 mm CdTe (schwarz) und 40 µm Silizium (rot). Die Absorption ist aus Photoabsorption und Comptonstreuung zusammengesetzt. Die gestrichelten Linien geben den Anteil der Comptonstreuung an.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit für Röntgenphotonen im Detektormaterial ist von der Ordnungszahl und der Dicke des Materials abhängig. In Abbildung 3.8 ist in rot die Absorption in 40 µm Silizium und 1 mm CdTe gezeigt, dies entspricht der Detektionswahrscheinlichkeit der CCD bzw. dem aus CdTe bestehenden Timepix Detektor.

Im Gegensatz zu einer CCD ist es bei dem Timepix jedoch notwendig, jedes einzelne Pixel zu kalibrieren, da jedes Pixel eine etwas andere Verstärkung und Unterschiede im Analog-Digital-Wandler aufweist. Die Kalibrierung der Detektoren wurde von Athena Paz und Christoph Hahn mittels Röntgenfluoreszenzlinien durchgeführt. In Abbildung 3.9 ist die Kalibrierung der Photonenenergie für ein Pixel gezeigt.

Für den Timepix Detektor ist der Zusammenhang zwischen Pixelwert x und Photonenenergie E gegeben durch $E = C_1(x + C_2 + \sqrt{x^2 + C_3x + C_4})$. Dabei sind C_1 , C_2 , C_3 und C_4 für jeden Pixel verschiedene Konstanten. Die Werte der Konstanten sind im weiteren nur abhängig von Detektorspannung U_0 der Verstärkung des Vorverstärkers und der gesetzten Grenze für Untergrundrauschen. Es ist somit für den Betrieb dar-

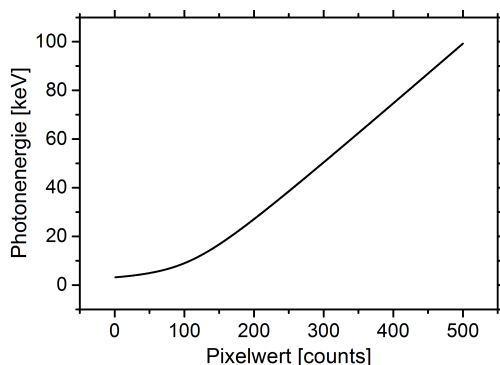


Abb. 3.9: Energiekalibrierung eines einzelnen Timepix128 Pixels.

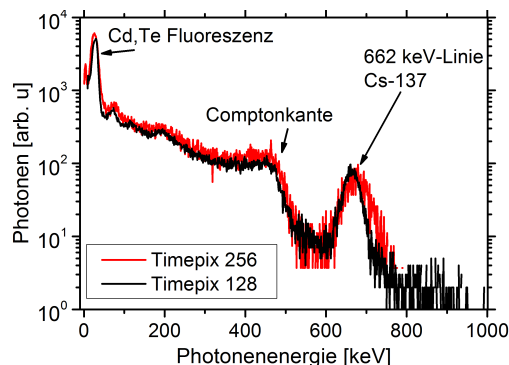


Abb. 3.10: Timepixmessung der 662 keV Linie von Cs-137. Timepix256 (rot), Timepix128 (schwarz)

auf zu achten, immer die selben Werte für Spannung und Verstärkung einzustellen. Die Grenzen für Untergrundrauschen werden nach dem Einschalten des Detektors in einer automatisierten Routine für jeden Pixel neu bestimmt. In Abbildung 3.10 ist das Spektrum einer Cs137-Quelle mit dem Timepix aufgenommen worden und logarithmisch dargestellt. Die verwendete Cs137-Quelle hat im kurzwelligen Bereich nur eine Linie bei 662 keV. Alle anderen, außer der 662 keV-Photonen, entstehen durch sekundäre Prozesse im Detektor. Es ist schwierig, die genaue Interaktion der kurzwelligen Photonen mit dem Detektormaterial zu simulieren.

3.3.2 Unterschiede zwischen CCD und Timepix

Für einen direkten Vergleich von CCD und Timepix sind in Tabelle 3.1 die wichtigen Parameter der beiden Detektoren gegenübergestellt. Hervorzuheben ist, dass die CCD über den gesamten verwendeten Spektralbereich einen linearen Zusammenhang zwischen Pixelwert und Photonenergie hat.

Durch die Verwendung von 1 mm dickem CdTe als Detektormaterial im Timepix Detektor ist dieser auch für sehr kurzwellige Strahlung empfindlich.

Für einen direkten Vergleich der Empfindlichkeit für charakteristische Kupferstrahlung von Röntgen-CCD und Timepix, wurde der in Abbildung 3.11 gezeigte Aufbau verwendet. Als Quelle diente die Laser-Plasma-Röntgenquelle mit Kupferfolie. Der Timepix Detektor wurde im *Single particle counting* Modus betrieben, weshalb nur die Zahl der detektierten Photonen bestimmt werden konnte. Für einen besseren Vergleich der Detektoren wurde auch bei der CCD auf eine energieselektive Auswertung verzichtet. Zur Filterung der charakteristischen Röntgenstrahlung von

	CCD [86]	Timepix [87]
Pixel	1024x256	128x128 bzw 256x256
Dicke	30 – 50 μm	1 mm
Ausleszeit	4, 5 s (rauscharm)	10 ms
Detektorfläche	1, 6 cm^2	2 cm^2
Sensormaterial	Silizium (Si)	Cadmiumtellurid (CdTe)
	Z(Si) = 14	Z(Cd) = 48, Z(Te) = 52
Bandlücke	1, 11 eV	1, 49 eV
Photonenenergie E	$E = x/C_0$ [keV]	$E = C_1(x + C_2 + \sqrt{x^2 + C_3x + C_4})$
Energieauflösung	340 eV	3, 2 keV bei 60 keV
Detektorspannung U_0	≈ 1 V	250 V
Betriebstemperatur	-70 °C (Vakuum)	Raumtemperatur

Tab. 3.1: Gegenüberstellung wesentlicher Parameter der Andor 420DX-BD-DD CCD und des Timepix Detektors

der Bremsstrahlung wurde ein Indiumantimonid (InSb) Kristall verwendet. Beide Detektoren wurden nacheinander in den (333)-Reflex positioniert. Zur Normierung wurde eine zweite Röntgen CCD direkt von der Quelle beleuchtet. Eine Wand aus 3 cm dicken Bleiwürfeln diente als Abschirmung für die Detektoren gegen Strahlung, die von der Quelle direkt zu den Detektoren gerichtet ist.

Abbildung 3.12 zeigt die mit CCD bzw. Timepix detektierten Photonen im InSb (333)-Reflex. Bei der Messung mit der CCD sieht man sehr gut die Kupfer K_α - und K_β -Linie aufgelöst. Auf Grund der unterschiedlichen Größe der Pixel der beiden Detektoren wurde die Photonenzahl noch auf 1 mm^2 Detektorfläche normiert. Bei dieser Messung wurde nicht zwischen Photonen verschiedener Energie unterschieden, sondern nur die Anzahl der Photonen registriert. Der große Untergrund in der Messung mit dem Timepix Detektor zur Messung mit der CCD stammt von detektierten kurzwelligen Photonen, die in der CCD nicht registriert werden. Gleichzeitig ist die absolute Zahl der detektierten Kupfer- K_α - Photonen bei dem Timepix Detektor geringer als bei der CCD. Da für diese Photonenenergie die Absorptionswahrscheinlichkeit im Timepix gleich eins ist, liegt die Ursache in der Nähe zur Detektionsschwelle des Timepix. Die Wahrscheinlichkeit für das Aufsplitten der Energie eines Photons in mehrere Pixel ist bei einer Photonenenergie von 15 keV etwa 40% [88]. Liegt bei „Splitevents“ die detektierten Einzelenergien unterhalb der Schwelle für die Detektion, werden diese Kupfer- K_α, β -Photonen als Untergrund nicht berücksichtigt.

Der Timepix bietet die Möglichkeit auch Röntgenphotonen mit Energien weit oberhalb von 20 keV zu detektieren, aber für Photonen unterhalb 10 keV ist das De-

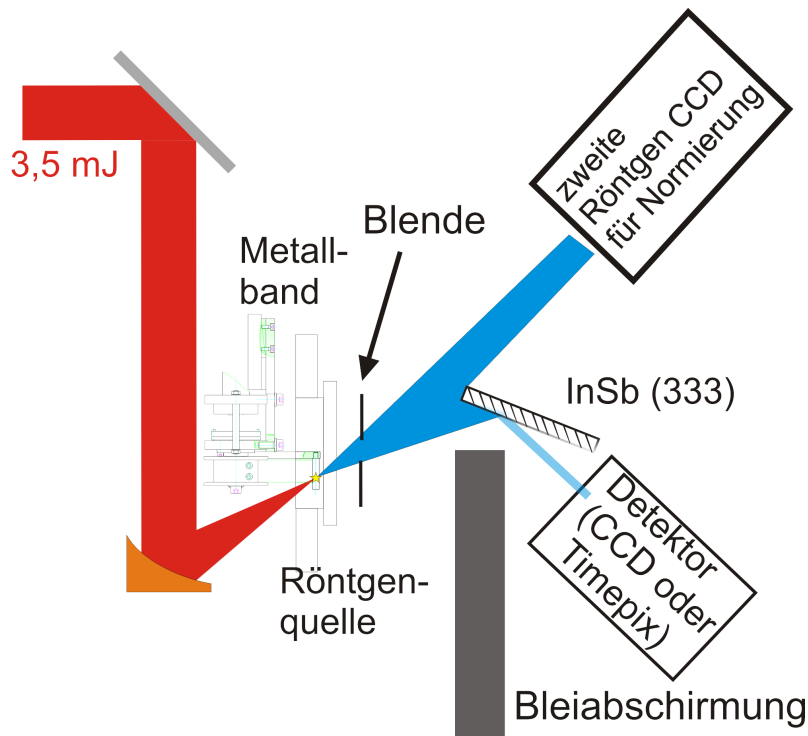


Abb. 3.11: Setup zum Vergleich der Empfindlichkeit von einer Röntgen-CCD und eines Timepix Detektors.

tektorrauschen bereits sehr störend. Die CCD erreicht ihre Auflösung von 340 eV bei einem Detektorrauschen von fast null nur bei einer Betriebstemperatur von $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$. Daher wäre eine Kühlung des Medipix sicher eine interessante Erweiterung. Aufgrund der Verbindung von Materialien mit unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten im Timepix Detektor wurde bisher von einer Kühlung Abstand genommen.

3.3.3 Auswertung der Daten des Timepix und der CCD

In beiden Detektoren kommt es zu einem Aufsplitten der Ladungen in benachbarte Pixel. Bei dem Timepix tritt dies viel stärker auf. Dies liegt zum einen an dem dickeren Detektormaterial und der damit verbundenen längeren Driftstrecke, aber auch an der Detektion von höherenergetischen Photonen und den damit verbundenen größeren Ladungswolken. Deshalb wird jedes Bild nochmals mit einem Computeralgorithmus nachbearbeitet, so dass benachbarte Pixel wieder zusammengefasst werden. [86]. Dafür ist es jedoch zwingend notwendig, dass in jedem Bild alle Pixel, die die Ladungen eines Photon detektiert haben, räumlich durch signalfreie Pixel getrennt sind. Das Auffinden zusammen gehörender Pixel erfolgt dabei mittels der *imagertoolbox* von Matlab [89].

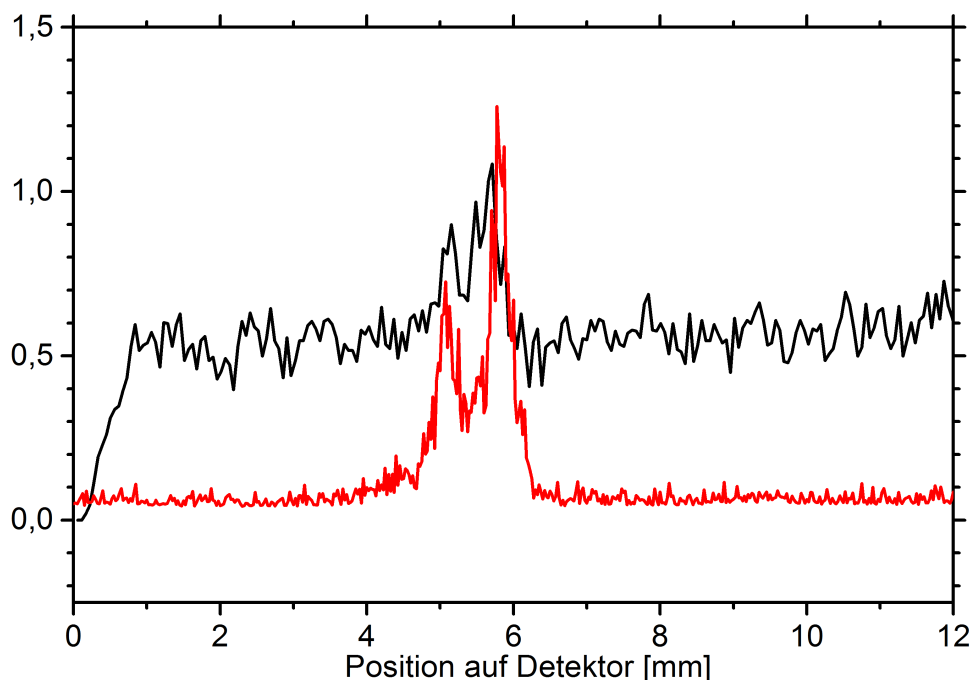


Abb. 3.12: Vergleich der gemessenen Photonenzahlen zwischen CCD als Detektor (rot) und Timepix als Detektor (schwarz). Die Messung erfolgte mit dem in Abbildung 3.11 gezeigten Aufbau.

3.4 Messung der Röntgenemission mit Timepix Detektor und CCD

3.4.1 Experimentelle Aufbau

Für die Messungen der Röntgenemission der Laser-Plasma-Röntgenquelle wurden zwei Andor 420DX-BD-DD CCDs mit (1024x256) Pixeln sowie zwei Timepix Detektoren eingesetzt. Die vier Detektoren wurden als nicht dispersive Spektrometer verwendet [86]. Durch die unterschiedlichen Empfindlichkeiten für verschiedene Photonenergien von CCD und Timepix, siehe Abbildung 3.8, ist es möglich, mit beiden Detektoren einen sehr großen spektralen Bereich der Röntgenstrahlung zu detektieren. Mit der CCD kann im Bereich der Titan K_{α} -Strahlung von 2 keV bis 20 keV ein Spektrum gemessen werden, während mit dem Timepix Detektor ein Spektrum zwischen 10 keV und 800 keV registriert werden kann, siehe die Messung der Cs137-Linie in Abbildung 3.10. Beide Detektoren gleichzeitig einzusetzen bietet die Möglichkeit, sowohl die Emission der Titan K_{α} -Strahlung der Laser-Plasma-Röntgenquelle zu messen, wie auch die Bremsstrahlung bis 800 keV zu detektieren.

Die Anordnung der Detektoren um die Laser-Plasma-Röntgenquelle ist in Abbil-

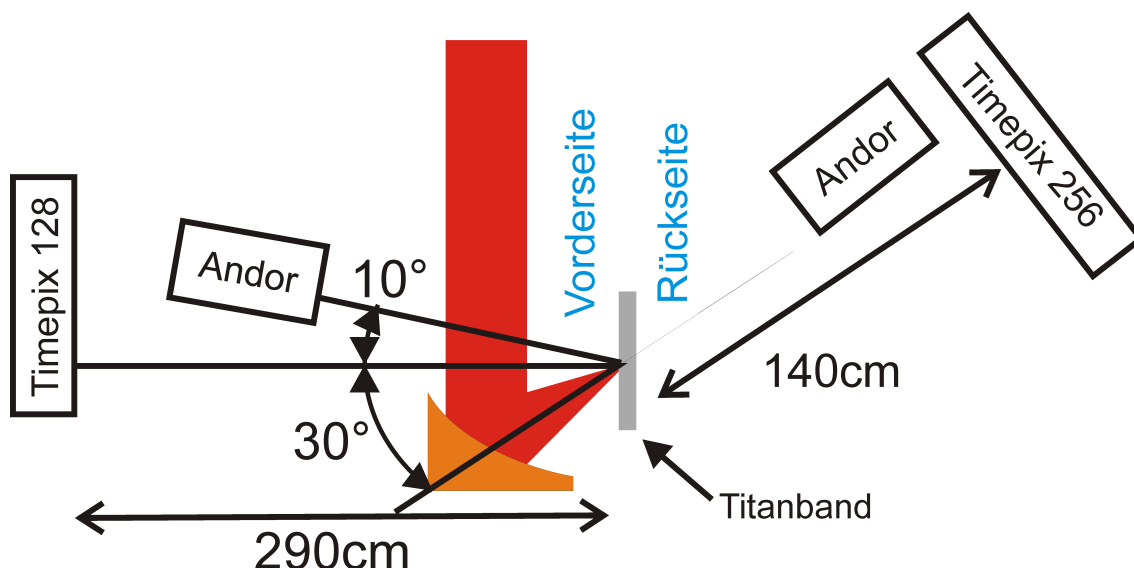


Abb. 3.13: Messaufbau mit zwei Timepix Detektoren und zwei Andor CCDs zur Messung der Röntgenemission in einem großen Spektralbereich von 2 keV bis 800 keV.

Abbildung 3.13 zeigt. Als Vorderseite des Targets ist die Seite bezeichnet, auf der der Laserpuls ein Plasma erzeugt. Der Timepix128 steht in Richtung der Targetnormalen auf der Vorderseite. Wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, muss der Photonenfluss auf den Detektoren so gering sein, dass alle Photonen von einander getrennt werden können. Da ein Spektrum über einen sehr großen Energiebereich detektiert werden soll, führt eine Abschwächung durch Filter möglicherweise zu einer Verfälschung des Spektrums. Die Detektoren wurden deshalb soweit wie möglich von der Quelle entfernt positioniert. Auf der Vorderseite war ein maximaler Abstand von 2,9 m möglich, auf der Rückseite maximal 1,4 m. Um weitere Interaktionen mit der Luft auf dem Weg zum Detektor zu vermeiden, wurde die Strahlung auf der Vorderseite im Vakuum geführt.

Der Timepix256 und eine zweite Andor CCD des selben Typs wie auf der Vorderseite wurden auf der Rückseite in einem Abstand von 1,4 m in Laserrichtung aufgebaut, siehe Abbildung 3.13. Auf der Rückseite war eine Führung im Vakuum nicht möglich. Die zwei CCDs befanden sich jeweils in einer eigenen kleinen Vakuumkammer, welche von der Vakuumkammer des Bandtargets getrennt sind. Alle Vakuumfenster zum Austritt bzw. Eintritt der Röntgenstrahlung bestanden aus 50 μm dicken Kapton (Polyimide). Zusätzlich waren alle Eintrittsfenster der Detektoren gegen den Eintritt von sichtbarem Licht und nahem Infrarot durch 6 μm dickes Mylar mit beidseitig 100 nm aufgedampften Aluminium geschützt. Die CCDs

waren zusätzlich mit 25 μm dicken Berylliumfenstern gegen sichtbares Licht und nahes Infrarot abgeschirmt.

Die Parabel hat einen Off-Axis-Winkel von 60° , der Einfallswinkel des Lasers auf das Bandtarget war daher 30° zur Targetnormalen. Vor dem Aufweitteleskop wurde eine $\lambda/2$ -Platte eingesetzt um die Polarisation des Lasers zwischen s-Polarisation (\vec{E} -Feld schwingt senkrecht zur Einfallsebene) und p-Polarisation (\vec{E} -Feld schwingt parallel zur Einfallsebene) zu wechseln.

3.4.2 Messung der Röntgenstrahlung der Laser-Plasma-Röntgenquelle

Um ein Spektrum zu erhalten, wurden mehrere hundert Einzelbilder mit jeweils 4-6 Laserschüssen aufgenommen. Für eine Abschwächung des Spektrums unterhalb von 4 keV wurde vor allen Detektoren 3 Lagen Aluminiumfolie mit einer Gesamtdicke von 39 μm befestigt. Damit erfüllte jede einzelne Aufnahme die Bedingungen für „Einzelphotonenzählung“. Die in den Spektren angegebenen Photonenzahlen sind auf eine Sekunde (1000 Laserpulse bei 1 kHz) normiert. Die charakteristische Strahlung wird isotrop im Raumwinkel 4π emittiert, daher wurde die registrierte Photonenzahl auf einen Raumwinkel von 4π normiert. Da die von einem lasererzeugtem Plasma emittierte Bremsstrahlung im Allgemeinen nicht isotrop ist [81], sind die Messungen mit den Timepix Detektoren in Einheiten von $\frac{\text{Photonen}}{2 \cdot 10^{-4} \text{sr} \cdot \text{s}}$ angegeben, $2 \cdot 10^{-4} \text{sr}$ ist der erfasste Raumwinkel des Timepix Detektors in 1 m Abstand von der Quelle.

Emission der Laser-Plasma-Röntgenquelle in Abhängigkeit von der Polarisation des Lasers

Mit der $\lambda/2$ -Platte wurde die Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung auf das Bandtarget geändert. Die Messung wurde mehrmals wiederholt. Es wird zunächst nur die Emission auf der Vorderseite des Bandtargets beschrieben. Die Spektren in Abbildung 3.14 wurden mit einer Andor-CCD aufgenommen.

Neben der charakteristischen K_α - und K_β -Linie des Titans bei 4,5 keV bzw. 4,9 keV ist ein exponentiell abfallendes Bremsstrahlungsspektrum zu sehen. Die Anzahl an Zweiphotonenereignissen, d.h. es hat mehr als ein Titan-Photon ein Pixel bzw. dessen benachbarte Pixel getroffen, ist 3 Größenordnung kleiner als die Anzahl an Einzelphotonenereignissen.

Für p-Polarisation werden $3,2 \cdot 10^{10}$ Photonen/ $(4\pi \cdot \text{sr} \cdot \text{s})$ Titan K_α -Photonen von der Quelle emittiert, dies ist viermal so viel wie für s-Polarisation. Eine höhere Pho-

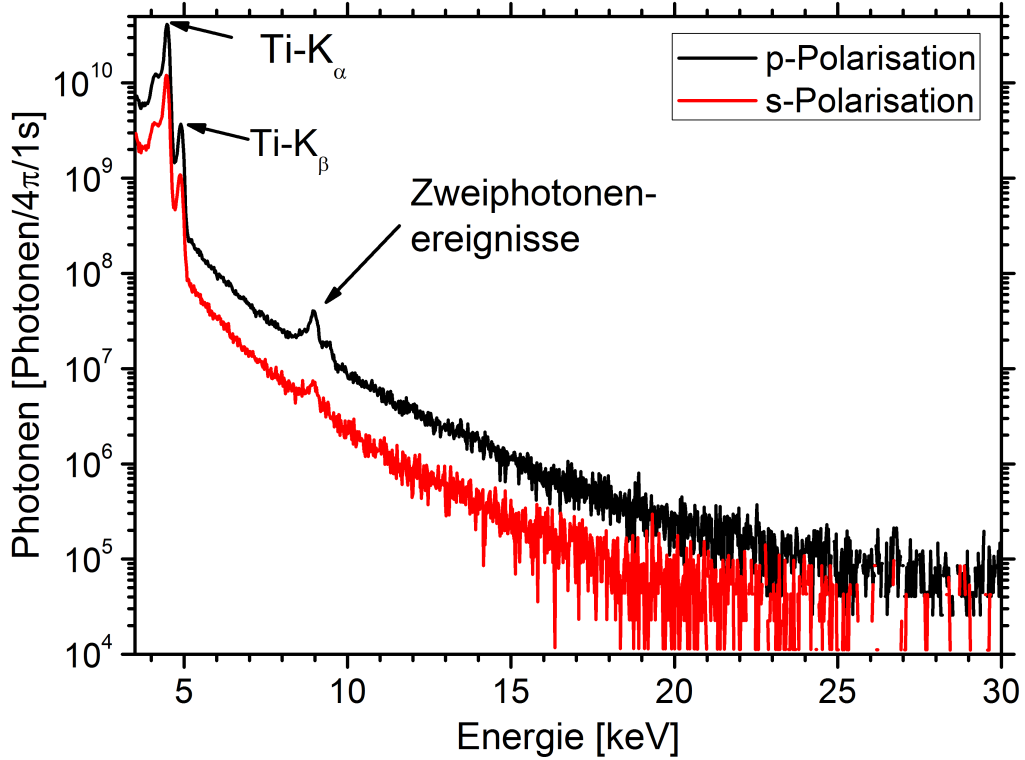


Abb. 3.14: Messung der charakteristischen Strahlung eines Laserplasmas auf einer 25 μm dicken Titanfolie bei einer Intensität von $I=8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ in Abhängigkeit von der Polarisation, s-Polarisation (rote Linie) und p-Polarisation (schwarze Linie). Als Detektor wurde eine CCD als nichtdispersives Spektrometer verwendet.

tonenzahl für p-Polarisation wird auch in der Literatur von Eidmann bzw. Retting beschrieben [90, 82]. Bei der verwendenden Intensität von $8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ist die Resonanzabsorption der effizienteste Weg, Elektronen mit dem Laser zu beschleunigen, siehe Abschnitt 2.2.1. Die Resonanzabsorption benötigt aber eine ins Material gerichtete Feldkomponente des \vec{E} -Feldes, diese ist nur bei p-Polarisation gegeben. Die höhere Photonenzahl bei p-Polarisation ist auf die effizientere resonante Einkopplung der Energie ins Material und der damit verbundenen Elektronenbeschleunigung zurückzuführen.

Für die Verteilung der beschleunigten Elektronen wird eine Maxwell-Verteilung angenommen, damit ist die Abhängigkeit der Elektronenanzahl W [91]:

$$W(E) \propto \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (3.2)$$

Dabei ist E die Energie der Elektronen, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur in Kelvin, den Term $k_B T$ nennt man Elektronentemperatur T_e .

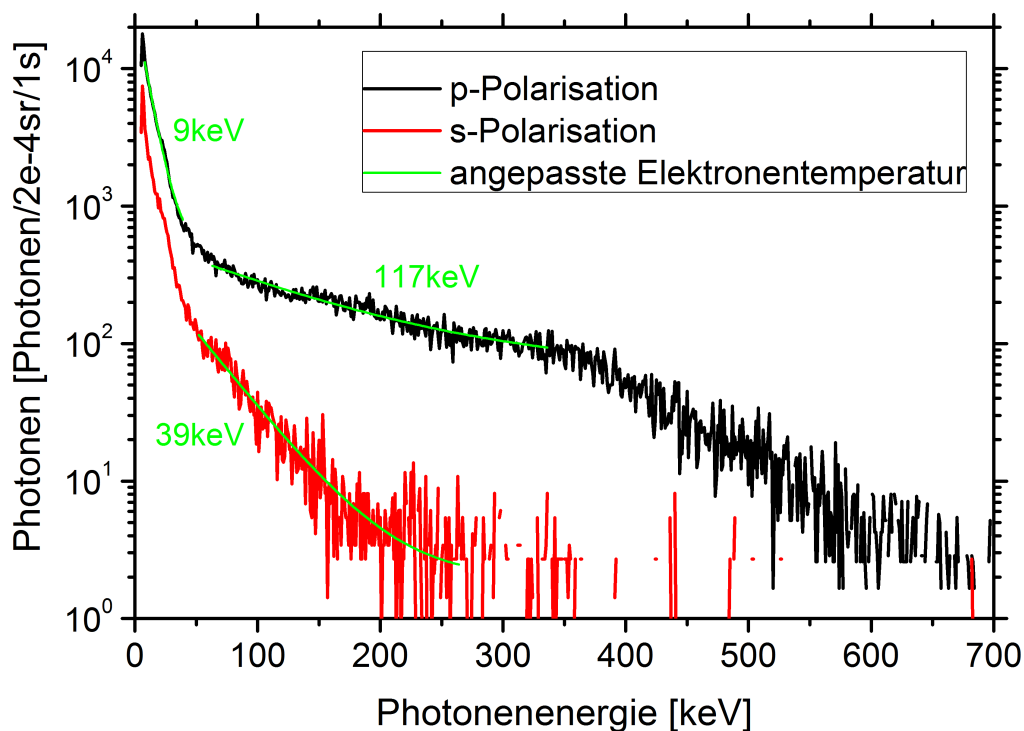


Abb. 3.15: Messung der kurzwelligigen Röntgenemission der Laser-Plasma-Röntgenquelle, s-Polarisation (rote Linie) und p-Polarisation (schwarze Linie). Gemessen wurde mit dem Timepix auf der Vorderseite des Targets in Richtung der Targetnormalen.

Das Bremsstrahlungsspektrum, das sich aus einem Elektronenspektrum mit einer Maxwell-Verteilung ergibt, hat wieder eine Maxwell-Verteilung mit fast der gleichen Temperatur wie das Elektronenspektrum [91]. Somit kann aus dem exponentiellen Abklingen des Bremsstrahlungsspektrum die Elektronentemperatur der „heißen“ Elektronen bestimmt werden.

Bestimmt man aus dem exponentiellen Abfall des Spektrums die Elektronentemperatur des Plasmas, erhält man $T_e = 8 \text{ keV}$. Ab etwa 20 keV Photonenenergie werden fast keine Photonen mehr registriert, da die Quanteneffizienz der CCD bereits zu gering ist, zum Vergleich siehe die Absorptionswahrscheinlichkeit für Silizium in Abbildung 3.8. Zeitgleich zu den Spektren aus Abbildung 3.14 wurde mit dem Timepix128 unter einem nur um 10° veränderten Einfallswinkel ein Spektrum der Röntgenphotonen mit Photonenenergien größer 10 keV aufgenommen. Diese Spektren sind in Abbildung 3.15 gezeigt.

Die K_α - und die K_β -Linie des Titans liegen bei dem Timepix Detektor noch im Rauschen des Detektors. In den Spektren sind zwei Komponenten zu erkennen: Der niederenergetische Bereich bis etwa 50 keV zeigt einen exponentiellen Abfall der

Photonenzahl mit einer Elektronentemperatur $T_e = 8$ keV. Bei p-Polarisation sind 4 mal mehr Photonen zu beobachten als bei s-Polarisation. Elektronenenergie und das Verhältnis der Photonenzahl zwischen s- und p-Polarisation stimmen mit den mit der CCD gemessenen Bremsstrahlungsspektren überein. Die absolute Photonenzahl ist für Photonenenergien kleiner 20 keV beim Timepix auf Grund der Nähe zum Untergrund zu gering, während bei der CCD ab 20 keV nur eine geringe Quanteneffizienz vorliegt, so dass ein direkter Vergleich der absoluten Photonenzahlen zwischen Timepix Detektor und CCD schwierig ist. Der zweite kurzwelligere Anteil der Spektren der Bremsstrahlung unterscheidet sich recht stark zwischen p- und s-Polarisation, bei s-Polarisation sind höchstens Photonen mit einer Energie von 200 keV detektiert worden, während das Spektrum bei p-polarisierter Laserstrahlung bis 600 keV reicht. Die durch Anpassen eines exponentiellen Abfalls ermittelten Elektronentemperaturen des kurzwelligeren Anteils betragen bei p-Polarisation (117 ± 8) keV und bei s-Polarisation (39 ± 2) keV. Der scheinbare dritte Anteil bei p-Polarisation in Abbildung 3.15 ist mit der ab 350 keV sehr geringen Wahrscheinlichkeit für Photoabsorption in CdTe zu erklären.

Der mit dem Timepix Detektor gemessene kurzwelligere Anteil im Bremsstrahlungsspektrum wird von Schlegel durch eine mehrfache Beschleunigung einzelner Elektronen erklärt [92]. Der Anteil der Bremsstrahlung mit einer Elektronenenergie von 8 keV kommt von Elektronen, die durch Resonanzabsorption beschleunigt werden. Bei diesem Prozess kommt ein kleiner Teil der Elektronen bei jeder Periode des Laserpulses phasenrichtig mit dem Laser und kann mehrmals zusätzlich Energie gewinnen. Auf diese Weise können einzelne Elektronen bis auf mehrere hundert keV beschleunigt werden.

Emission der Laser-Plasma-Röntgenquelle auf Vorder- und Rückseite

Zeitgleich zu den gezeigten Messungen auf der Vorderseite der Metallfolie wurden mit einem weiteren Timepix Detektor und einer weiteren CCD auf der Rückseite in Richtung des Lasers Spektren aufgezeichnet. Die Detektoren wurden in Richtung des Lasers platziert, da alle zeitaufgelösten Experimente, die in dieser Arbeit gezeigt werden, unter diesem Winkel aufgebaut waren. Der Timepix Detektor auf der Rückseite befindet sich 1,4 m von der Quelle entfernt und die CCD 90 cm, siehe auch Abbildung 3.13.

In Abbildung 3.16 sind die mit der CCD gemessenen Spektren gezeigt. Die Spektren von der Vorderseite sind um die Absorption durch 5 cm Luft, 39 μm Aluminium und 100 μm Kapton korrigiert. Die Spektren von der Rückseite sind entsprechend

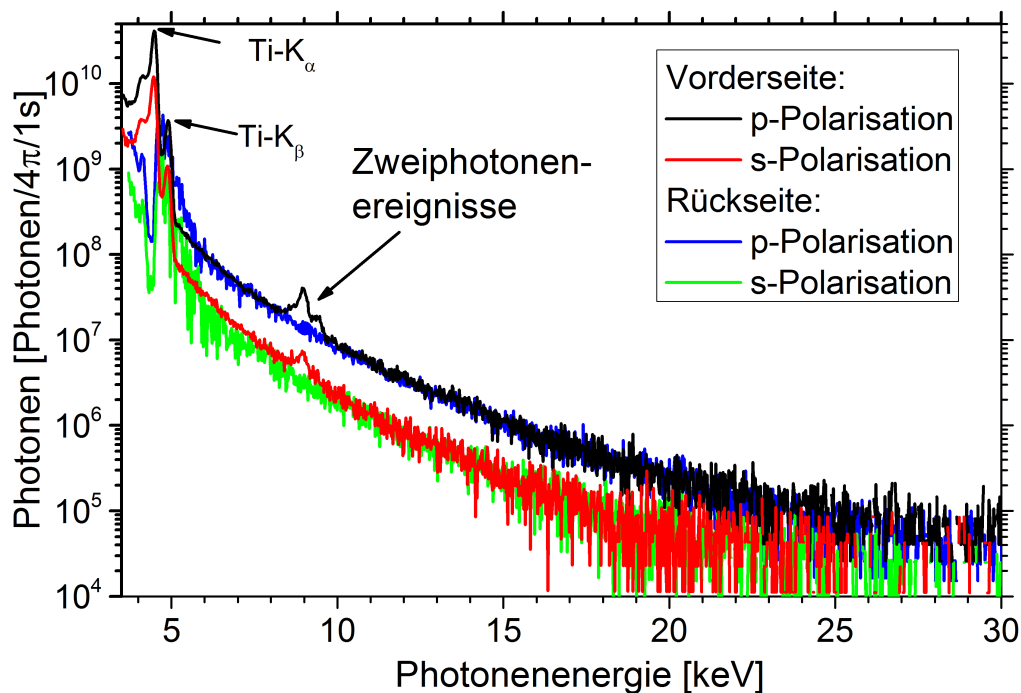


Abb. 3.16: Spektren der Laser-Plasma-Röntgenquelle mit zwei CCDs auf Vorder- und Rückseite simultan gemessen. In der Laser-Plasma-Röntgenquelle wurde Titanband verwendet. Die Intensität auf der Metallfolie betrug $8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Es sind die jeweiligen Spektren für s- und p-Polarisation abgebildet.

um die Absorption durch 90 cm Luft, 39 μm Aluminium, 100 μm Kapton und 25 μm Titan korrigiert. Die Werte für die Absorption in den verschiedenen Materialien in Abhängigkeit von der Energie stammen aus den Henke Tabellen [93, 94].

Die Transmission von Titan K_α -Strahlung durch 90 cm Luft ist nur 10^{-4} , durch die starke Absorption der Titan K_α - und K_β -Strahlung in Luft sind keine Zweiphotonenereignisse von Titan auf der Rückseite im Spektrum zu sehen und die absoluten Photonenzahlen sind auf der Rückseite für Titan K_α -Photonen nicht korrekt. Die Spektren der Bremsstrahlung stimmen ab 5 keV sowohl für s- wie auch für p-Polarisation sehr gut zwischen Vorder- und Rückseite überein, auch die absoluten Photonenzahlen stimmen überein, die Emission der Röntgenstrahlung bis 30 keV erfolgt isotrop.

In Abbildung 3.17 sind die Messungen mit den zwei Timepix Detektoren für s- und p-Polarisation zusammengestellt. Bis 40 keV stimmen die Spektren von der Vorder- und der Rückseite für s- und p-Polarisation jeweils überein. Für Energien größer 40 keV stimmen die Spektren für s-Polarisation gut überein. Während bei der Verwendung von p-Polarisation auf der Rückseite ein Spektrum ähnlich dem unter s-Polarisation gemessen wurde. Der kurzweilige Anteil unter p-Polarisation mit sehr

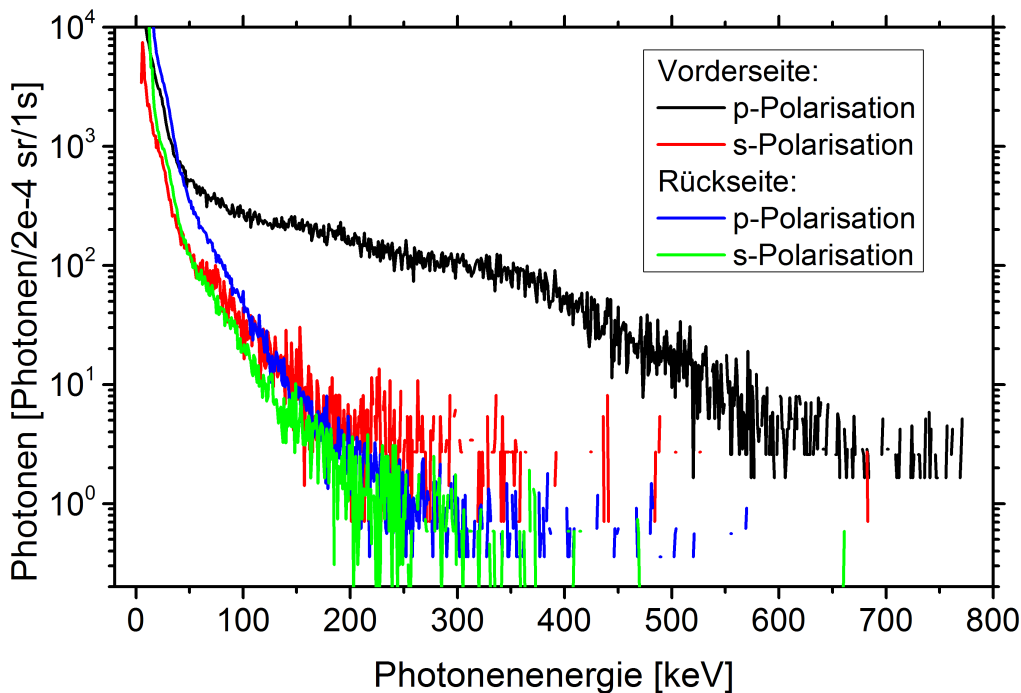


Abb. 3.17: Spektren der Laser-Plasma-Röntgenquelle mit zwei Timepix Detektoren auf Vorder- und Rückseite simultan gemessen. In der Laser-Plasma-Röntgenquelle wurde Titanband verwendet. Die Intensität auf der Metallfolie betrug $8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Es sind die jeweiligen Spektren für s- und p-Polarisation abgebildet.

hohen Photonenergien kommt nach der Erklärung von Schlegel durch ein mehrfaches Beschleunigen der Elektronen zustande [92]. Somit muss die Beschleunigung der Elektronen auch in Richtung der Normalen auf der Vorderseite erfolgen.

Räumliche Ausdehnung der Röntgenquelle

Die räumliche Ausdehnung der Röntgenquelle der Titan K_α -Strahlung wurde auf der Rückseite des Titanbandes durch den Schattenwurf an einer Kante aus Blei bestimmt. Als Detektor wurde eine Röntgen-CCD verwendet, der Abstand Quelle-CCD war 65 cm und 10 cm zwischen Blei und CCD. Es ergibt sich eine Quellgröße x_c von $(9,7 \pm 1,0) \mu\text{m}$, die Quellgröße der Röntgenstrahlung auf der Rückseite der 25 μm dicken Titanfolie ist somit etwa doppelt so groß wie der Laserfokus.

3.5 Zeitaufgelöste Röntgenbeugung

Aus der Messung mit der Röntgen-CCD kann für die Titan K_α -Photonen eine Photonenzahl von 10^{11} Photonen/s ermittelt werden, bei einer Pulsenergie von 3,5 mJ

ergibt sich eine Effizienz der Laser-Plasma-Röntgenquelle aus dem Verhältnis von Energie aller Röntgenphotonen mit einer Photonenenergie von einer 4500 eV und der dafür aufgewendeten Laserleistung ergibt sich $2 \cdot 10^{-5}$ für die Effizienz für die Erzeugung von Titan K_{α} -Photonen.

$$\frac{\text{Photonen} \cdot \text{Photonenenergie}}{\text{Laserleistung}} = \frac{10^{11} \text{ Photonen/s} \cdot 4500 \text{ eV}}{3,5 \text{ W}} = 2 \cdot 10^{-5} \quad (3.3)$$

Im folgenden werden die grundlegenden Anforderungen und Justagearbeiten für zeitaufgelöste Röntgenbeugung erläutert.

3.5.1 Räumlicher und zeitlicher Überlapp von Anrege- und Abfragepuls

Für eine erfolgreiche, zeitaufgelöste Messung der mit einem optischen Laser angelegten Probe, müssen der optische und der Röntgenpuls zeitlich und räumlich sehr genau auf der Probe überlappen.

Für die Einstellung der räumlichen und zeitlichen Überlagerung zwischen optischem Anrege und Röntgen Abfrage Puls wird das Metallband der Laser-Plasma-Röntgenquelle angehalten und der Laser mit niedriger Leistung auf das Band fokussiert. Dabei entsteht ein Loch im Metallband und der Laser leuchtet den selben Bereich wie auch die Röntgenstrahlung aus. Wird ein gebogener Kristall als Röntgenoptik eingesetzt, reflektiert dieser auf Grund der Form und Parallelität der Oberfläche und der verwendeten Netzebenen den optischen Laser auf die gleiche Stelle wie die Röntgenstrahlung. Wird keine Röntgenoptik eingesetzt, dient ein Stück Tantalfolie auf der Probe als Markierung. Die Probe wird mit einem stark vergrößernden Mikroskop und einer CCD betrachtet. Mit diesem Mikroskop wird dann auch der Anregepuls auf die Probe justiert. Für die Bestimmung des Nullpunktes der zeitlichen Verzögerung von Anrege- und Abfragepuls wird die Probe anschließend durch einen BBO¹-Kristall ersetzt. Der BBO-Kristall wird mit dem zuvor benutzen Mikroskop an die Stelle des Probekristalls, positioniert. Anrege- und Abfragepuls erzeugen im BBO-Kristall zweite Harmonische [95], welche mittels Mikroskop und CCD beobachtet werden. So ist eine Justierung der Verzögerung zwischen beiden Pulsen von besser als 50 fs möglich.

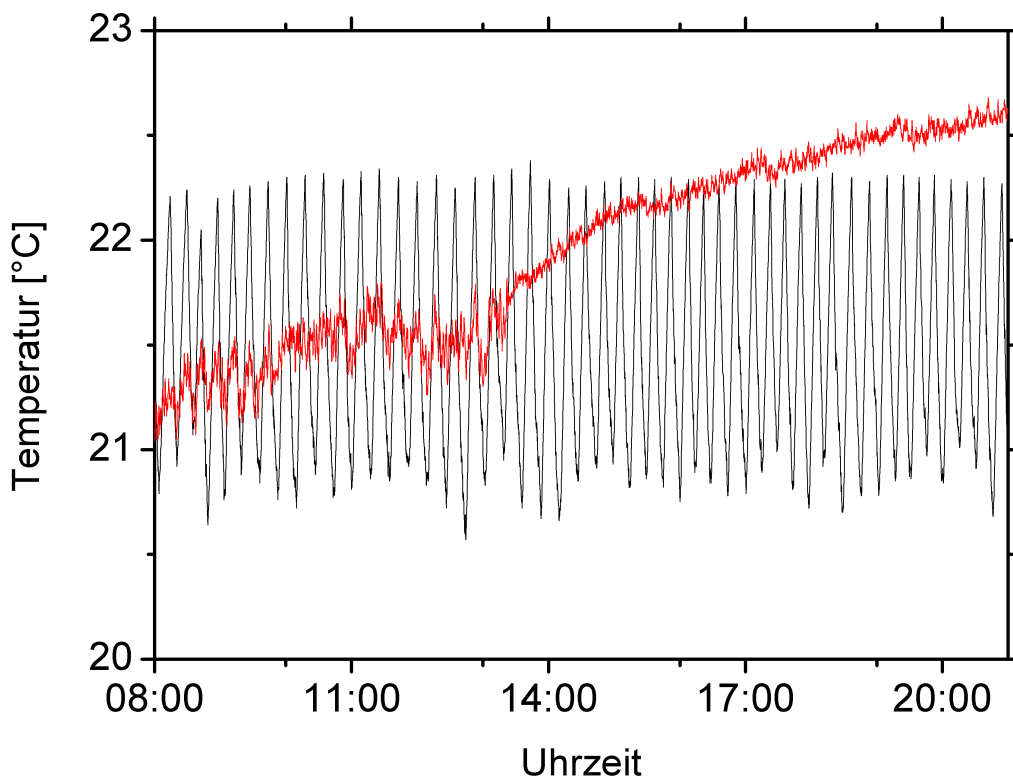


Abb. 3.18: Temperaturverlauf im Laserlabor (schwarze Linie) und Röntgenlabor (rote Linie) während eines Messtages.

3.5.2 Stabilität der Experimente

Für die Messungen ist eine Stabilität der Aufbauten über mehrere Stunden notwendig. Besonders große Probleme bereiteten dabei die Schwankungen des Anregelasers auf der Probe um bis zu einem Strahldurchmesser (FWHM) und die Schwankungen von bis zu 10% der Pulsenergie. Die Ursache für beide Schwankungen war die Temperaturänderung im Laserlabor durch die Klimaanlage, siehe Abbildung 3.18. Die schnellen Schwankungen der Position auf der Probe stammten von der Luftumwälzung der Klimaanlage und konnten durch Einhausungen reduziert werden. Die langsameren Positionsschwankungen und die Schwankung der Laserenergie mit einer Periode von 15 Minuten haben ihre Ursache in den Kühlzyklen der Klimaanlage, welche eine Schwankung der Temperatur von $\pm 0,8$ K erzeugen. Die Positionsschwankungen konnten erst durch eine aktive Rückkopplung zwischen einer Probenbeobachtung mittels CCD und einem motorisierten Spiegel eliminiert werden. Die Energieschwankungen, die bei Messungen nahe der Zerstörschwelle zu einer Zerstörung der Probe führten, konnten durch eine aktive Rückkopplung zwischen einem

¹Beta-Bariumborat, β – BaB_2O_4

Energiemessgerät und einen motorisierten Abschwächer ebenfalls eliminiert werden. Die Auswertung, Rückkopplung und Gegensteuerung der Laserschwankungen wurde in Labview programmiert.

3.5.3 Messstrategie

Die Messung kleinster Änderungen stellt hohe Anforderungen an die Stabilität der Röntgenquelle und die Aufbauten. Außer den Schwankungen der Laser-Plasma-Röntgenquelle führen auch Temperaturschwankungen, Luftunruhe, aber auch Degeneration der Probe durch Anregung nahe der Zerstörschwelle zu einer Änderung der gemessenen Intensität. Daher ist es sehr wichtig, bei der Messung kleiner Änderungen sinnvoll zu normieren. Alle gezeigten zeitaufgelösten Messungen folgen der selben Strategie, es wurde von jeder Verzögerungszeit neben der Aufnahme der angeregten Probe unmittelbar danach eine Aufnahme der nicht angeregten Probe gemacht. Dadurch kann der Einfluss durch Probendegeneration minimiert werden. Nach diesen zwei Aufnahmen für eine Verzögerungszeit wurde die nächste Verzögerungszeit eingestellt. Diese Messreihe wurde für alle Verzögerungszeiten mehrmals wiederholt. In der Arbeit von Schick [23] ist gezeigt, wie mit einer solchen Messstrategie an einer Laser-Plasma-Röntgenquelle eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisse erzielt werden kann. In dieser Arbeit wurde ein Detektor mit einer sehr hohen Ausleserate eingesetzt, so dass in kurzer Folge Aufnahmen gemacht werden konnten. Bei der verwendeten CCD wurde auf Grund der langen Auslesezeit von 4,5 s mit Belichtungszeiten zwischen 60 s und 90 s gearbeitet.

4 Zeitaufgelöste Röntgenbeugung an Indiumantimonid

In diesem Kapitel werden die zeitaufgelösten Messungen an dem Halbleiter Indiumantimonid (InSb) vorgestellt. Das Ziel dieser Messungen ist es, die bei der optischen Anregung eines Halbleiters ablaufenden Prozesse zu untersuchen. Dabei wurde nur die reversible Anregung untersucht, d.h. keine Anregung mit hohen Fluenz, die eine Zerstörung der Kristallstruktur zur Folge hat. Die typischen Eindringtiefen für Röntgenstrahlung in einen Halbleiterkristall liegen zwischen 600 nm und einigen μm . Die Anregung des Kristalls erfolgt durch den verwendeten Anregelaser mit $\lambda = 800\text{ nm}$ aber nur bis zu einer Tiefe von 60 nm. Damit ist es nicht möglich, mittels Röntgenbeugung die innerhalb von 10 ps ablaufenden Änderungen im Kristall zu messen. Erst durch die Verwendung asymmetrischer Reflexe ist es möglich, nur diese angeregten 60 nm zu untersuchen. Im folgenden Kapitel werden dazu verschiedene Messungen unter streifendem Einfall bzw. streifendem Austritt gezeigt. Im Abschnitt 4.3 wurde für eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zusätzlich eine Röntgenoptik benutzt, um die Zahl der Röntgenphotonen im angeregten Gebiet zu erhöhen. Die in den Grundlagen eingeführten unterschiedlichen Modelle für die Anregung wurden mit den Messungen verglichen.

Bereits in den ersten rein optisch zeitaufgelösten Experimenten wurde das schnelle Schmelzen an InSb untersucht, Mitte der 90 Jahre hatten Shumay et al. das Reflexionsvermögen sowie die erzeugte zweite Harmonische untersucht [96]. Bei einer sehr großen Fluenz von 200 mJ/cm^2 konnte bereits nach 200 fs keine zweite Harmonische mehr detektiert werden. Der Rückgang ist eine Indiz für ein Auflösen der Kristallstruktur, wie es beim Schmelzen auftritt. Durch die kurze Zeit von 200 fs kann das Schmelzen jedoch nicht im klassischen Sinne erklärt werden, deshalb wird dieser Vorgang als nichtthermisches Schmelzen (im engl. *nonthermal melting*) oder auch als ultraschnelles Schmelzen (im engl. *ultrafast melting*) bezeichnet. Eine direkte Messung des nichtthermischen Schmelzens durch zeitaufgelöste Röntgenbeugung ist im Jahre 2001 Feurer gelungen [3]. Die Untersuchung des nichtthermischen Schmel-

zens in InSb mit einer Änderung der gebeugten Röntgenintensität innerhalb weniger 100 fs, ist immer auch mit einer Zerstörung der Probe verbunden und erfolgt somit als Einzelschußexperiment [96, 3, 97, 98]. Reversible Messungen unterhalb der Zerstörschwelle für Einzelschuß mit zeitaufgelöster Röntgenbeugung wurden von Morak [63] gezeigt, dabei konnten die ersten Änderungen 15 ps nach der Anregung beobachtet werden. Am Synchrotron in Lund wurde das nichtthermische Schmelzen mit einer Wiederholrate von einem kHz gemessen, dabei rekristallisierte der Kristall zwischen zwei Laserpulsen fast vollständig [99]. Die Zeitauflösung war bei diesem Experiment durch die verwendete Streackkamera auf 3 ps begrenzt.

Für eine vollkommen reversible Anregung der Probe wie sie in dieser Arbeit untersucht wurde, ist es besonders wichtig, die Probe nicht zu verändern, da bereits kleinste Schäden nach 1000 Schuss, also einer Sekunde, zu einem Verlust des gebeugten Röntgensignals führen. Die bei den Messungen ermittelte Zerstörschwelle von 12 mJ/cm² führte bei den Messungen innerhalb einer Minute zu einer sichtbaren Veränderung der Probe und zu einem Totalverlust der reflektierten Röntgenstrahlung. In der Literatur werden für die Zerstörschwelle von InSb Werte zwischen 10 mJ/cm² und 17 mJ/cm² angegeben [20, 100, 60]

4.1 Eigenschaften und Struktur von InSb

InSb ist ein III-V-Halbleiter mit einer Bandlücke von 0,17 eV. Durch diese sehr kleine Bandlücke kann mit einem Laser mit einer Wellenlänge von 800 nm, was einer Photonenenergie von 1,5 eV entspricht, eine sehr große Anzahl an Elektron-Loch-Paaren erzeugt werden. Bei der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Fluenz des Lasers von 10 mJ/cm² werden bis zu 10²¹ Elektron-Loch-Paare pro cm³ erzeugt. InSb kristallisiert in der Zinkblendestruktur mit einer Länge der Einheitszelle von $a = 6,46 \text{ \AA}$. In Abbildung 4.1 ist die Struktur von InSb an einer Einheitszelle gezeigt.

In Tabelle 4.1 sind einige Materialkonstanten von InSb zusammengefasst.

4.2 Zeitaufgelöste Röntgenbeugung und asymmetrische Reflexe

Bei einem optischen Anrege - Röntgen Abfrage Experiment müssen beide Pulse räumlich und zeitlich überlagern. Bei Proben wie InSb, die für den Anregepuls nicht transparent sind, kommt noch erschwerend hinzu, dass durch die größere Eindring-

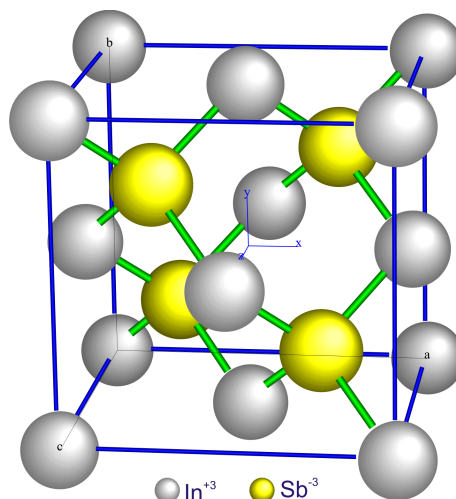


Abb. 4.1: Zinkblendestruktur von InSb

Materialkonstante	Formelzeichen	Wert
Schmelztemperatur		530°C[101]
Bandlückenenergie	E_{gap}	0,18 eV [54]
Schallgeschwindigkeit	v	3880 m/s[102]
Poissonzahl	ν	0,3 [102]
Wärmekapazität des Gitters	C_l	$8,3 \cdot 10^5$ J/m ³ K[102]
Längenausdehnungskoeffizient	α	$4,7 \cdot 10^{-6}$ K ⁻¹ [102]
Wärmeleitfähigkeit	κ_0	16 mJ/m ³ [102]
Absorptionstiefe bei 800 nm	l	97 nm [75]
Dichte	ρ	5,78 g/cm ³ [102]

Tab. 4.1: Verwendete Materialkonstanten von InSb

tiefe der Röntgenstrahlung ein größeres Volumen abgefragt wird, als angeregt wurde, siehe Tabelle 2.1. In diesem Fall verschlechtert sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Messung und macht es unmöglich, kleinste Änderungen zu detektieren. Die Eindringtiefe für den verwendeten Ti:Saphir Laser mit einer Wellenlänge von 800 nm beträgt für InSb 60 nm. Bei Beugung von 2,75 Å Strahlung wird im Fall des (222)-Reflexes von InSb an einer (111)-Kristallfläche ein 10 mal größeres Volumen abgefragt als angeregt wird. Es gibt zwei Lösungsansätze für die Anpassung von angeregtem und abgefragtem Volumen, einerseits die Verwendung dünner Schichten [29] und andererseits die Verwendung asymmetrischer Reflexe [60]. Durch die Verwendung dünner Schichten sinkt das integrale Reflexionsvermögen und die Rockingkurven werden breiter, was eine schlechtere Winkelauflösung bedeutet. Im Unterschied dazu wurde in Kapitel 2.4.2 bereits gezeigt, dass für asymmetrische Reflexe eine Erhöhung des Reflexionsvermögens oder eine sehr schmale Rockingkurve mit einer guten Winkel-

auflösung, bei einer kleinen Eindringtiefe von 60 nm, möglich ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur die Möglichkeit der asymmetrischen Reflexe genutzt.

4.2.1 Streifender Einfall und streifender Austritt

Die zeitaufgelösten röntgenografischen Messungen an InSb erfolgten sowohl unter streifendem Einfall wie auch unter streifendem Austritt. Für eine Erhöhung der Photonenzahl im angeregten Gebiet wurde die Messung mit streifendem Austritt unter Verwendung einer Röntgenoptik zur Fokussierung der Röntgenstrahlung wiederholt. Zum Vergleich des Einflusses der Eindringtiefe auf das zeitliche Auflösungsvermögen wurde neben einem stark asymmetrischen (220)-Reflex mit einer Eindringtiefe von 60 nm noch der (113)-Reflex mit einer Eindringtiefe von 630 nm benutzt. Als Quelle diente die in Kapitel 3 charakterisierte Laser-Plasma-Röntgenquelle, als Targetmaterial wurde eine 25 μm dünne Titanfolie verwendet. Die emittierte Titan K_α -Strahlung der Quelle wurde zur Beugung genutzt.

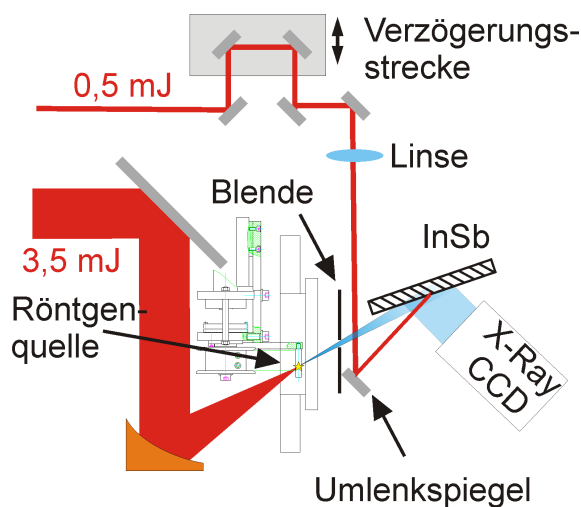


Abb. 4.2: Aufbau für die zeitaufgelöste Röntgenbeugung an InSb. Als Abfragepulsdiente Titan K_α -Strahlung. Die Kristalloberfläche ist eine (111)-Ebene, gebeugt wird an der (220)-Ebene. Es ergeben sich folgende Winkel: Bragg-Winkel $\theta_B = 37,0^\circ$, Einfallswinkel $\theta_0 = 2,5^\circ$, der Austrittswinkel $\theta_h = 72,0^\circ$ und der Einfallswinkel des Anregelaserstrahles zur einfallenden Röntgenstrahlung ist 10° . Der Abstand der Quelle zum Kristall betrug 13 cm.

Der Aufbau für die zeitaufgelöste Röntgenbeugung an InSb ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Aus der von der Laser-Plasma-Röntgenquelle emittierten Strahlung wurde mit einer 0,5 mm breiten Blende ein schmales Strahlbündel ausgeschnitten. Die Blende dient der Unterdrückung von Streustrahlung. Die Probe wird möglichst nahe an der Quelle in der Röntgenstrahlung positioniert um die Abschwächung der Titan K_α -Strahlung durch Absorption an Luft zu minimieren. Der Abstand zwischen Quelle und Kristall betrug 14 cm und vom Kristall zur CCD betrug der Abstand 12 cm. Der verwendete Kristall ist 2 cm mal 2 cm groß.

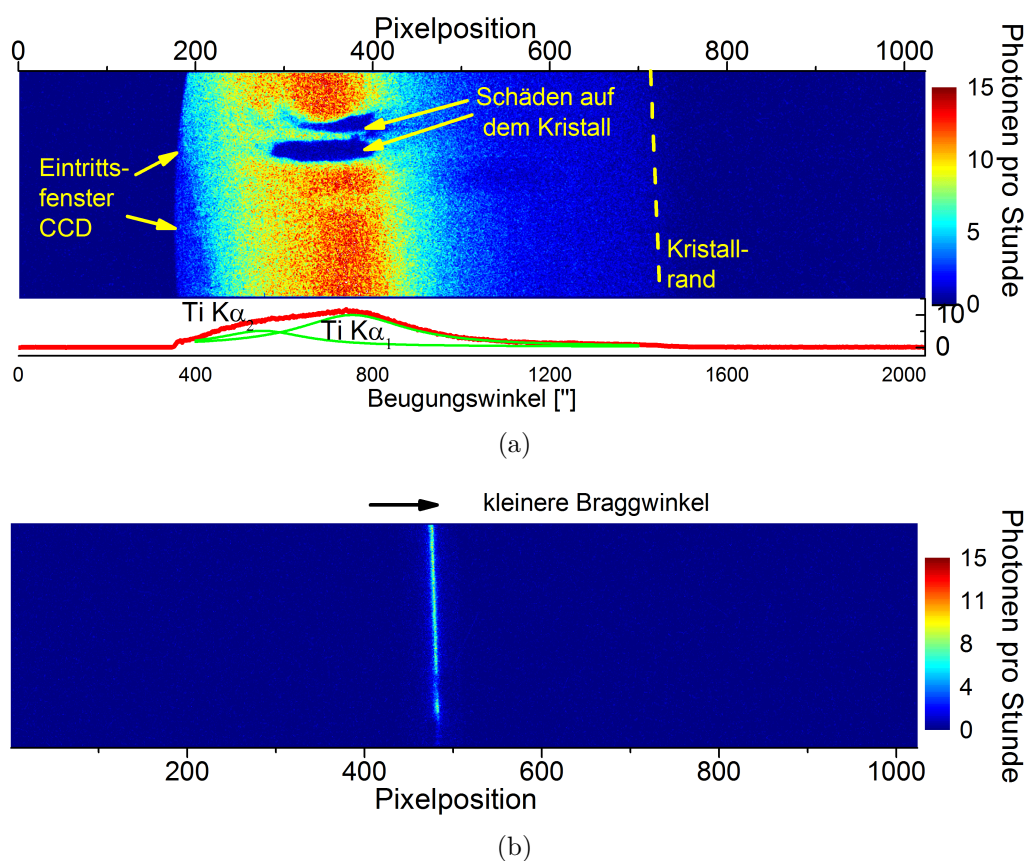


Abb. 4.3: CCD-Bilder des (220)-Reflexes von InSb mit a) streifendem Einfall mit einem Asymmetriefaktor von $\gamma = -27$. Unter der Grafik ist das Profil der gebeugten Röntgenstrahlung gezeigt, und b) unter streifendem Austritt mit $\gamma = 0,04 = -1/27$. Die Photonenzahl ist auf 1h normiert. Bei beiden Aufnahmen wurde die Probe nicht angeregt.

In Abbildung 4.3 sind CCD-Aufnahmen für flachen Einfall und flachen Austritt gegenübergestellt. Für die Aufnahmen wurde der Aufbau in Abbildung 4.2 verwendet. Für beide Aufnahmen wurde der (220)-Reflex mit $2,5^\circ$ Einfallswinkel bzw. $2,5^\circ$ Ausfallswinkel verwendet. Bei dem verwendeten InSb-Kristall ist die Oberfläche um $0,8^\circ$ gegen die (111)-Kristallebene verschnitten, daher stimmt der Einfallswinkel nicht mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Winkeln überein. Der Einfallswinkel von $2,5^\circ$ wurde experimentell bestimmt, indem der Einfallswinkel 0° über Totalreflexion an der Probe eingestellt wurde. Aus dem gemessenen Einfallswinkel ergibt sich für den Asymmetriefaktor unter streifenden Einfall $\gamma = 21,7$.

Bei der Aufnahme unter streifendem Einfall beugt ein etwa 5 mm breites Gebiet auf dem Kristall. Durch die niedrige Eindringtiefe führt bereits eine 60 nm tiefe Schädigung der Kristallstruktur, z. B. durch Aufschmelzen der Oberfläche, zu einem

Totalausfall der Beugung, siehe Markierung in 4.3(a). Die harte Kante im Reflex bei kleineren Bragg-Winkeln kommt von dem Eintrittsfenster der CCD-Kamera.

In Abbildung 4.3(a) ist unter der CCD-Aufnahme das zugehörige Profil der gebeugten Röntgenstrahlung dargestellt, es können die Titan $K_{\alpha 1}$ - und $K_{\alpha 2}$ -Linien getrennt werden. Durch Anpassen einer Lorentzkurve an $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$ kann für die $K_{\alpha 1}$ -Linie eine Halbwertsbreite von 150 Pixel ermittelt werden. Die Breite des Reflexes auf dem Detektor Δx ist abhängig von der Quellgröße x_Q , von der Rockingkurvenbreite des einfallenden und des gebeugten Röntgenstrahls δ_1 und δ_2 , der spektralen Linienbreite δ_n , den Abständen d_1 und d_2 von der Quelle zum Kristall, dem Abstand vom Kristall zur CCD und von dem Asymmetriefaktor γ . In Abschnitt 2.4.2 wurde bereits die Formel

$$\Delta x = \gamma(d_1 \cdot \sin(\delta_1 + \delta_n) + x_Q) + d_2 \cdot \sin(\delta_2 + \delta_n) \quad (4.1)$$

für die Halbwertsbreite des Reflexes auf einem Detektor angegeben. In Abbildung 2.3(b) sind die verschiedenen Einflüsse für die Reflexbreite für streifenden Einfall und streifenden Austritt dargestellt. Die natürliche Linienbreite der $K_{\alpha 1}$ -Linie ist 1,45 eV, dies entspricht einer Verbreiterung der Rockingkurve um $50''$ [103]. In Tabelle 4.2 sind für den (220)-Reflex die Halbwertsbreiten unter streifendem Einfall und streifendem Austritt sowie die verschiedenen Anteile der Verbreiterung aufgelistet.

	streifender Einfall	streifender Austritt
Rockingkurvenbreite		
des einfallenden Strahls δ_1	181''	8''
des gebeugten Strahls δ_2	8''	181''
spektrale Linienbreite $K_{\alpha 1}$	50''	50''
Verbreiterung auf CCD durch:		
10 μm Quellgröße	0,2 mm (9 pxl)	0,4 μm (<1pxl)
spektrale Linienbreite	1 mm(40 pxl)	36 μm (<2pxl)
Breite des Reflexes auf CCD, Gl.: 4.1	3,65 mm (146 pxl)	137 μm (<6 pxl)
gemessene Halbwertsbreiten auf CCD	150 pxl	5 pxl

Tab. 4.2: Vergleich der Halbwertsbreiten der Rockingkurve von streifendem Einfall und streifendem Austritt.

Im Unterschied zur Aufnahme mit streifendem Einfall wurde in Abbildung 4.3(b) das Azimut des Kristalls um 120° und der Bragg-Winkel um den doppelten Asymmetriewinkel $2 \cdot \psi = 70^\circ$ gedreht, damit ergibt sich ein Austrittswinkel von 2° bei der Beugung an der (220)-Ebene. Durch die bereits in Abschnitt 2.4.2 beschriebene

sehr schmale Rockingkurve von nur $8''$ bei streifendem Austritt sinkt das integrale Reflexionsvermögen. Bei streifendem Einfall ist das integrale Reflexionsvermögen 26,7 mal so hoch wie unter streifendem Austritt, das theoretische Verhältnis ist $\gamma = 27,8$ und stimmt also gut mit der Messung überein. Die gebeugte Intensität im Maximum ist in beiden Fällen gleich.

Streifender Einfall

In Abbildung 4.4 ist die Probe mit einfallendem Röntgenstrahl (blau) und Anregelaserstrahl (rot) dargestellt. Durch die unterschiedlichen Einfallswinkel α und β von Röntgenstrahl und Anregelaserstrahl kommt es in Abhängigkeit von der Position auf der Probe zu unterschiedlichen Verzögerungszeiten. Für eine um den Abstand d veränderte Position auf der Probe gilt eine um Δt geänderte Verzögerungszeit zwischen beiden Strahlen.

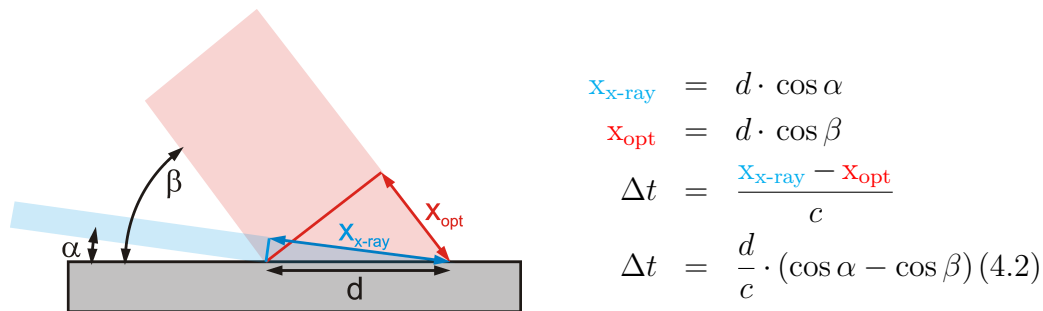


Abb. 4.4: Für gegebene Einfallswinkel α und β für Röntgenstrahl und Anregelaserpuls hat jeder um d verschobene Punkt auf der Probe eine um Δt geänderte Verzögerungszeit.

Für beide Messungen unter streifendem Einfall, siehe Abbildung 4.2, ist der Einfallswinkel der Röntgenstrahlung $\alpha = 2,5^\circ$ und der Einfallswinkel des Anregelaserstrahl $\beta = 12^\circ$. Die Breite des angeregten Gebiets auf der Probe ist 5 mm. Zwischen den Rändern des angeregten Gebiets folgt aus Gleichung 4.2 eine zeitliche Verzögerung von $\Delta t = 355$ fs.

Da der Laser in vertikaler Richtung nur einen Teil des in Abbildung 4.3(a) reflektierenden Gebietes anregt, ist es möglich, die räumliche Verteilung der Laserleistung zu nutzen, um für jede Verzögerung gleichzeitig mehrere Fluenzen auszuwerten. In Abbildung 4.5 sind die verschiedenen ausgewerteten Gebiete mit den zugehörigen mittleren Laserenergien pro Fläche gezeigt. Das mit „Normierung“ bezeichnete Gebiet dient als Referenz, um die Schwankungen der Laser-Plasma-Röntgenquelle zwischen den verschiedenen Verzögerungszeiten auszugleichen.

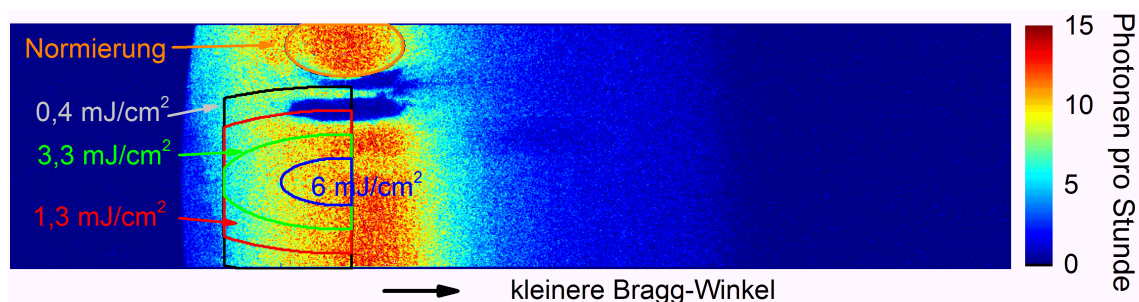


Abb. 4.5: CCD-Aufnahme der mit dem Laserpuls angeregten Oberfläche des InSb. Eingezeichnet sind das Gebiet zur Normierung sowie die Gebiete mit den verschiedenen Fluenzen des Anregelasers.

Da die Anregung der Probe zu einer Expansion des Gitters und damit zu einer Verstimmung der Braggbedingung der K_α -Linien führt, wird der gebeugte Röntgenstrahl zu kleineren Bragg-Winkeln verschoben. Die Verschiebung beträgt jedoch nur etwa die Hälfte der Breite des Reflexes auf der CCD, deshalb wird nur über einen Teil des angeregten Gebietes integriert, siehe Abbildung 4.5.

In Abbildung 4.6 ist die Änderung des integralen Reflexionsvermögen für die verschiedenen Fluenzen in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen Anregelaserpuls und Röntgenpuls dargestellt. Zu jeder Aufnahme der angeregten Probe wurde mit gleicher Belichtungszeit eine Aufnahme als Referenz ohne Anregung der Probe gemacht. Die Auswertung der Referenzaufnahmen erfolgte mit den gleichen Algorithmen und ist im Graph gepunktet eingezeichnet. Die Bestimmung der angegebenen Fluenz erfolgte durch Messung der Laserenergie vor der Probe mit einem Energiemessgerät. Für das Profil des Anregelaserstrahl wurde eine Gaußkurve angenommen. Deren Halbwertsbreite von 1,2 mm wurde mittels einer senkrecht zum Laserstrahl ausgerichteten CCD bestimmt. Die Pulsdauer des Laserpulses von 60 fs wurde mit einem SHG-Autokorrelator bestimmt, siehe Abbildung 3.3(a). Durch Projektion des Laserstrahls auf die Probe unter einem Einfallswinkel von 12° zur Oberfläche ergeben sich die angegebene mittlere Fluenz für die entsprechenden Gebiete auf der Probe. Der Fehler der Fluenz beträgt mindestens 20%, die Hauptfehlerquelle für die Bestimmung der Fluenz sind Schwankungen der Position des Anregelaserstrahls auf der Probe und die Abweichung der Profils des Anregelasers von einem Gaußprofil. Die Fehler der Messung sind kleiner $\pm 2\%$ und sind der Übersichtlichkeit wegen in Abbildung 4.6 nur für eine Fluenz eingezeichnet. Der Fehler der Verzögerungszeit ist mit 355 fs durch die Änderung der Verzögerungszeit über der Position auf der Probe bestimmt, siehe Abbildung 4.4. Die Fehlerbalken von 355 fs sind so klein, dass sie im Maßstab der Abbildung 4.6 nicht erkennbar sind.

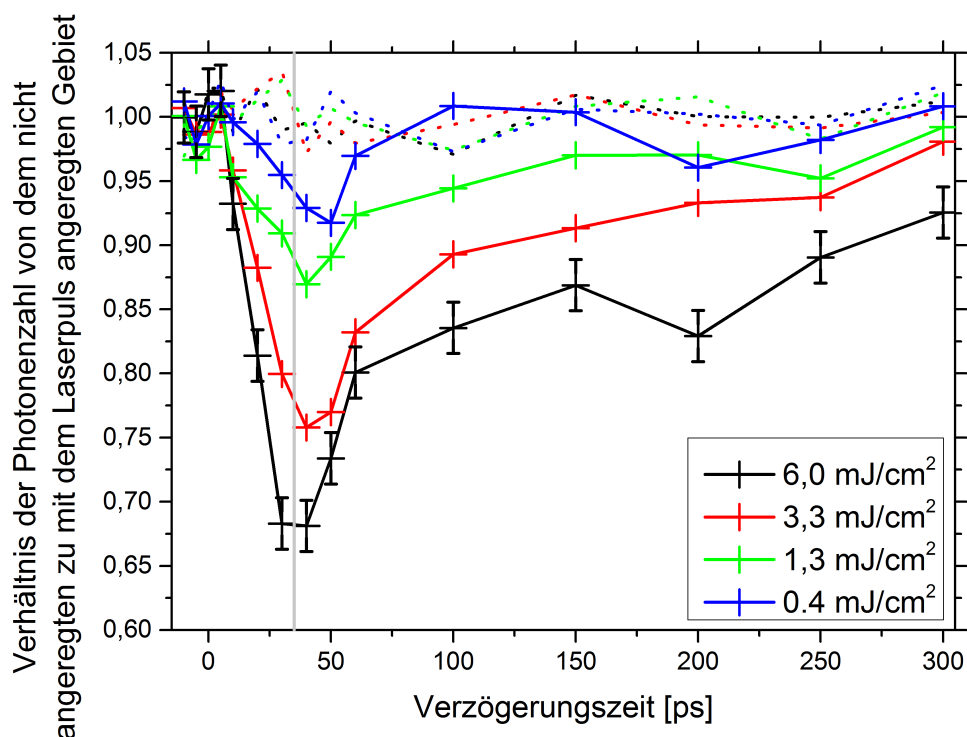


Abb. 4.6: Anrege-Abfrage mit streifendem Einfall. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung der gebeugten Röntgenintensität in den verschiedenen Gebieten mit unterschiedlicher Fluenz des Anregelasers. Gepunktet dargestellt sind die Verhältnisse für eine nicht angeregte Probe.

Das Experiment wurde mit einer Repetitionsrate von einem kHz durchgeführt. Die Anregung ist reversibel, für jeden Messpunkt wurde die Probe 600.000 mal angeregt. Jeder Messpunkt besteht aus 10 Einzelaufnahmen von einer angeregten Probe und 10 Einzelaufnahmen der nicht angeregten Probe, wobei die Aufnahmen der angeregten und nicht angeregten Probe im Wechsel erfolgten. Alle Messpunkte ohne Anregung der Probe (gepunktete Linien in Abbildung 4.6) haben innerhalb der Messfehler die gleiche Photonenzahl im angeregten und dem Referenzgebiet. Die Anregung des InSb war also vollkommen reversibel und der Aufbau zeigte die nötige Stabilität.

Für alle Fluenzen sinkt die gebeugte Intensität innerhalb von 30 ps ab. Der Abfall der gebeugten Intensität ist stark von der einfallenden Fluenz abhängig. Für die größte Fluenz von $6,0 \text{ mJ/cm}^2$ verringert sich die gebeugte Intensität um 33%, für $0,4 \text{ mJ/cm}^2$ nimmt die Intensität nur um 8% ab. Die Dauer der Rekombination ist ebenfalls stark von der Fluenz abhängig, für eine Fluenz von $0,4 \text{ mJ/cm}^2$ befindet sich die Probe nach 100 ps wieder im Ausgangszustand. Für die höhere Fluenz von $6,0 \text{ mJ/cm}^2$ ist die gebeugte Röntgenintensität auch 300 ps nach der Anregung noch

um 10% im Vergleich zum Ausgangszustand verringert.

Streifender Austritt

In Abschnitt 2.4.2 wurden die Unterschiede zwischen streifendem Einfall und streifendem Austritt erläutert. Bei streifendem Einfall ist es jedoch nicht möglich die Änderung des Bragg-Winkels und damit die Ausdehnung des Gitters zu bestimmen. Um eine höhere Winkelauflösung zu nutzen, wurde das Experiment zu Anregung akustischer Phononen und deren Abfrage unter streifendem Austritt wiederholt. Die Eindringtiefe ist unter streifendem Austritt ebenfalls 60 nm.

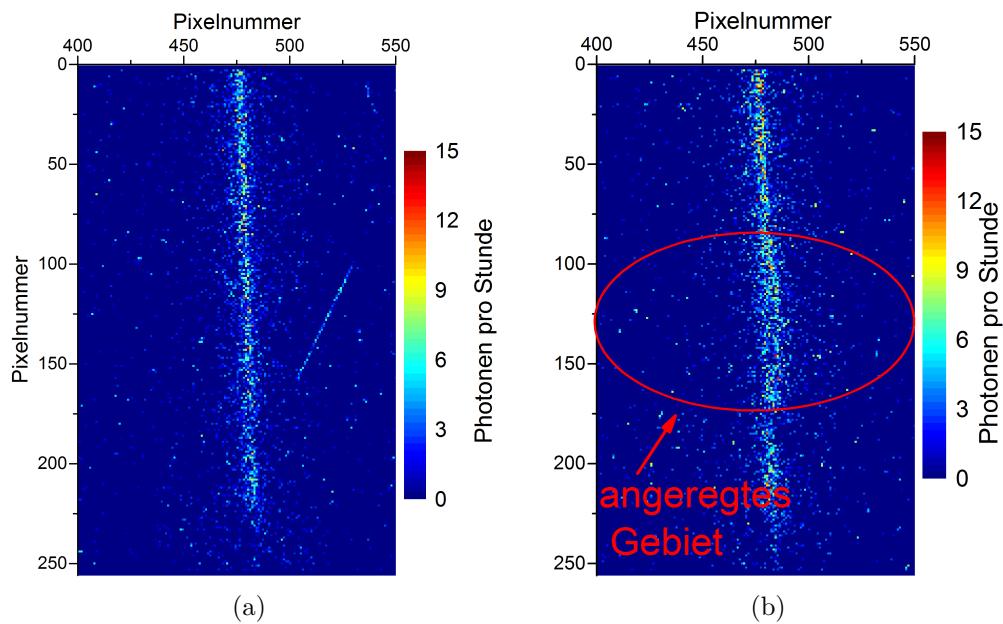


Abb. 4.7: Ausschnitt aus Aufnahmen des (220)-Reflexes unter flachem Austritt a) keine Anregung der Probe und b) 100 ps nach der Anregung. Die Belichtungszeit betrug $10 \times 100 \text{ s} = 16 \text{ min}$, die verwendete Fluenz war 10 mJ/cm^2 . Abgefragt wurde mit Titan K_α -Strahlung.

In Abbildung 4.7 sind zwei CCD-Bilder des (220)-Reflexes bei streifendem Austritt mit einem Austrittswinkel von $2,5^\circ$ gezeigt. Die linke Aufnahme wurde ohne Anregung der Probe gemacht und die rechte Aufnahme entstand mit einer Verzögerung des abfragenden Röntgenpulses um 100 ps zu dem anregenden Laserpuls.

Die Rockingkurve zeigt 100 ps nach der Laseranregung sehr deutlich die Verbreiterung und Verschiebung im mittleren Bereich des Reflexes. Aufgrund der geringen Photonenzahl war eine Auswertung in Abhängigkeit von der Fluenz, wie unter streifendem Einfall, nicht möglich.

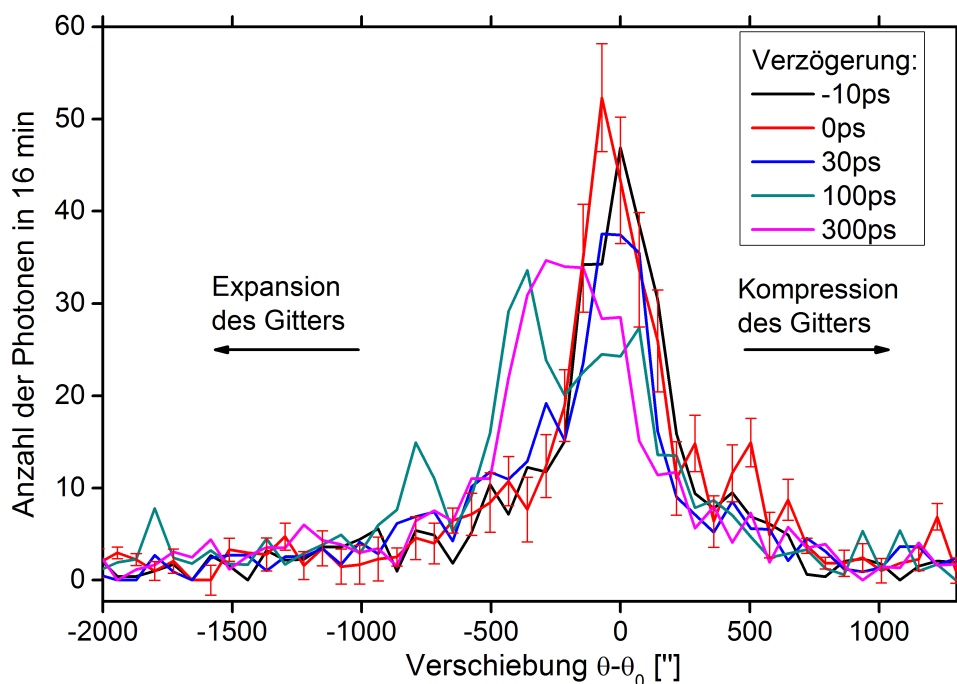


Abb. 4.8: Zeitaufgelöste Beugungsprofile für einen InSb-Kristall unter streifenförmigem Austritt. Es wurde der asymmetrische (220)-Reflex an einer (111)-Oberfläche genutzt mit einem Einfallswinkel von 68° und einem Austrittswinkel von $2,5^\circ$. Zur Abfrage wurde Titan K_α -Strahlung verwendet. Die Fluenz des Lasers betrug (8 ± 2) mJ/cm². Belichtungszeit pro Verzögerungszeit war 1000 s bzw 16 min.

In Abbildung 4.8 sind die Profile über dem angeregten Bereich der Rockingkurve für verschiedene Verzögerungszeiten dargestellt, die Fluenz des Lasers betrug (8 ± 2) mJ/cm². Für jeden Messpunkt wurden 10 Bilder mit einer Belichtungszeit von 100s aufgenommen. Die in der Grafik eingetragenen Fehlerbalken wurden der Übersichtlichkeit wegen nur für eine Verzögerungszeit eingezeichnet. Der statistische Fehler der Messpunkte ist $1/\sqrt{\text{Photonenzahl}}$.

Die Profile stimmen für -10 ps vor der Anregung und 0 ps nach der Anregung erwartungsgemäß überein. Für eine Verzögerungszeit von 30 ps nach der Anregung ist bereits eine Abnahme der maximal gebeugten Intensität zu erkennen und eine Verschiebung des Signals zu kleineren Beugungswinkeln: 100 ps nach der Anregung hat sich die Intensität im Maximum auf die Hälfte verringert, das Profil ist nicht nur um $150''$ zu kleineren Bragg-Winkeln verschoben, sondern auch stark verbreitert. Eine Verbreiterung des Profils bedeutet, dass der Kristall im beugenden Volumen von 60 nm unterschiedlich starke Deformationen aufweist. Nach 300 ps ist das Profil der gebeugten Intensität immer noch um $150''$ zu kleineren Bragg-Winkeln verschoben, jedoch ist das Profil wieder schmaler die Deformation weist also wieder einen

kleineren Gradienten auf.

Bei streifendem Austritt hat der einfallende Strahl eine $7''$ breite Rockingkurve, daher werden die Röntgenphotonen nur in einem $50\ \mu\text{m}$ breiten Gebiet auf der Probe gebeugt. In Abbildung 4.8 ist auch zu erkennen, dass die Photonenzahl trotz einer Belichtungszeit von 15 min pro Verzögerungszeit noch zu gering ist, um Änderungen bei Verzögerungszeiten kleiner 30 ps zu detektieren. Bei den Messungen wurden im Mittel etwa 20 gebeugte Photonen pro Minute von der CCD aus dem angeregten Gebiet detektiert.

4.3 Erhöhung der Photonenzahl durch eine Röntgenoptik

Für eine Erhöhung der Anzahl an detektierten Photonen und damit einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurde eine Röntgenoptik verwendet, diese fokussiert die aus der Laser-Plasma-Röntgenquelle emittierte Titan K_α -Strahlung auf den InSb-Kristall [104].

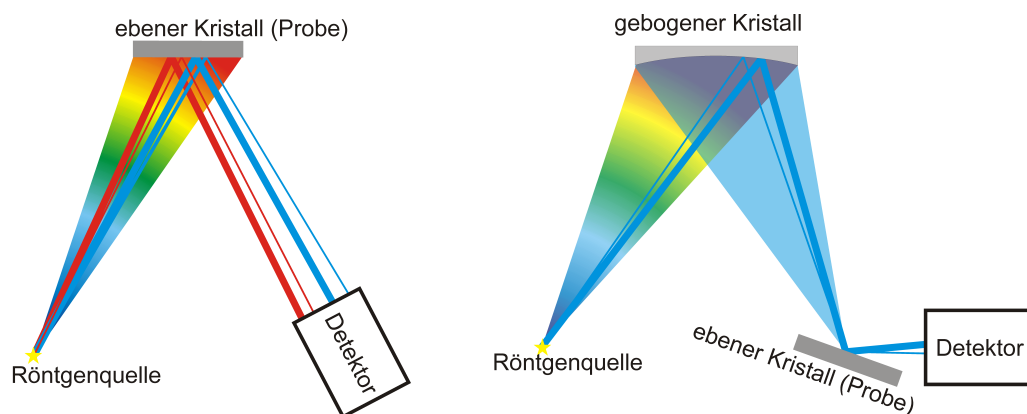


Abb. 4.9: Darstellung der Unterschiede zwischen Beugung ohne Röntgenoptik (links) und mit einem gebogenen Kristall als Röntgenoptik (rechts), mit einer polychromatischen Quelle (Regenbogen). Es ist der Strahlweg für zwei verschiedene Wellenlängen (rote und blaue Linien) gezeigt. Als Probe ist ein ebener Einkristall (dicke Linie) mit einer angeregten expandierten Oberfläche angenommen (dünne Linie).

In Abbildung 4.9 sind die Unterschiede zwischen Beugung mit und ohne gebogenen Kristall dargestellt. Von der Laser-Plasma-Röntgenquelle wird außer den charakteristischen Linien des Titans auch Bremsstrahlung emittiert, in der Grafik als Regenbogen dargestellt. Bei der Beugung ohne Röntgenoptik werden Photonen am ebenen

Kristall gebeugt, wenn sie die Bragg-Bedingung erfüllen. Dadurch werden verschiedene Wellenlängen an verschiedenen Position auf dem Kristall gebeugt (rote und blaue Linien in der Grafik). Wird der Kristall bei einem Anrege-Abfrage-Experiment angeregt, ändert sich dadurch die Gitterkonstante und eine bestimmte Wellenlänge wird dann an einer anderen Stelle des Kristalls gebeugt (dünne Linien in der Grafik). Bei der Verwendung eines gebogenen Kristalls als Röntgenoptik vor der Probe erfüllt jede Stelle auf dem gebogenen Kristall die Bragg-Bedingung nur für einen sehr schmalen Wellenlängenbereich. Beim verwendeten GaAs-Kristall ist die Bragg-Bedingung nur für die Titan K_α -Strahlung erfüllt, aber dies gilt für die gesamte Fläche des gebogenen Kristalls. Dieses ist in der Grafik durch das transparente blau dargestellt. Von der vom gebogenen Kristall auf den ebenen Probenkristall fokussierten Titan K_α -Strahlung werden nur Photonen gebeugt, die die Bragg-Bedingung für den ebenen Probenkristall erfüllen (dicke blaue Linie in der Grafik). Wird der Probenkristall angeregt ändert sich der Bragg-Winkel auf diesem, so dass Titan K_α -Photonen, die von einer andern Position auf dem gebogenen Kristall gebeugt wurden, die Bragg-Bedingung erfüllen (dünne blaue Linie). Da der ebene Kristall sich im Fokus des gebogenen Kristalls befindet werden die Photonen auch bei dem angeregten Kristall an der selben Stelle gebeugt. Der torisch gebogene Kristall sorgt dabei nicht nur für monochromatische Strahlung und fokussiert diese in vertikaler Richtung auf die Probe, sondern es ist damit auch möglich immer die gleiche Stelle auf dem Kristall zu untersuchen und nicht eine Mittelung über verschiedene Fluenzen des Anregelasers zu erhalten.

Durch Verwendung eines torisch gebogenen GaAs-Kristalls konnte unter streifendem Austritt die Photonenzahl auf dem Detektor um den Faktor 10 auf 200 Photonen/min erhöht werden. Zum Vergleich wurde neben dem (220)-Reflex auch der (113)-Reflex mit einer 10 mal so großen Eindringtiefe untersucht.

4.3.1 Aufbau mit einer Röntgenoptik

In Abbildung 4.10 ist schematisch der Aufbau zur zeitaufgelösten Röntgenbeugung unter Verwendung einer Kristalloptik zur Fokussierung der Röntgenstrahlung gezeigt.

Mit einem torisch gebogenen Kristall ist es möglich, die von der Laser-Plasma-Röntgenquelle emittierte charakteristische Strahlung auf die InSb-Probe zu fokussieren. Der Bragg-Winkel des gebogenen Kristalls wurde so eingestellt, dass nur Photonen der K_α -Linie reflektiert wurden. Durch den nur $75\ \mu\text{m}$ mal $115\ \mu\text{m}$ großen Fokus der abgebildeten Röntgenquelle und einer Halbwertsbreite des Anregelasers

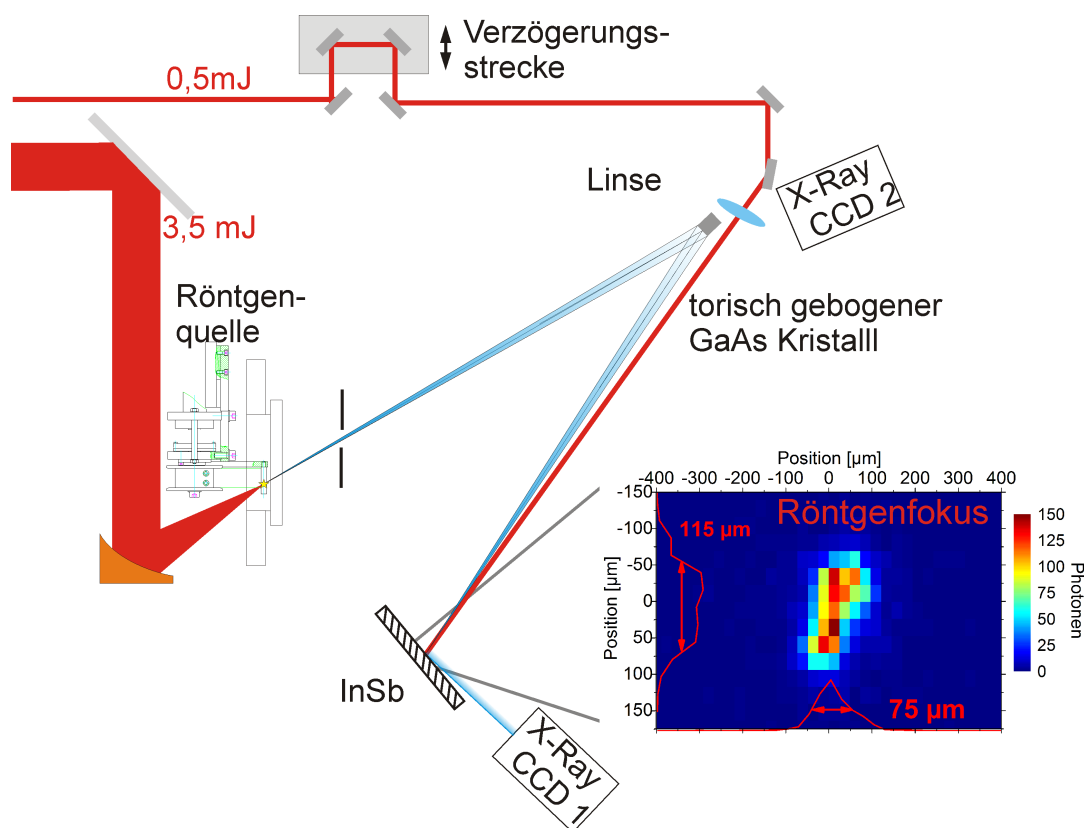


Abb. 4.10: Aufbau des Anrege-Abfrage Experimentes an einem InSb-Kristall mit einem gebogenen GaAs-Kristall als Fokussieroptik für die Röntgenstrahlung. Röntgenquelle und Probe befinden sich jeweils auf dem Rowlandkreis. Die Röntgen-CCD 1 detektierte die gebeugten Photonen von der Probe, Röntgen-CCD 2 wurde zur Normierung verwendet. Die Brennweite der Linse betrug 1 m. In der kleinen Abbildung ist der Fokus der Röntgenoptik auf der Probe zu sehen.

von $500 \mu\text{m}$, wird das ganze abgefragte Gebiet homogen angeregt. Es wird auch ein größerer Abstand der Probe und CCD von der Röntgenquelle erreicht, wodurch eine Abschirmung der CCD gegen kurzwellige Strahlung erleichtert wird. Durch die längeren Strahlwege ist eine Führung im Vakuum nötig, da die Transmission der Titan K_{α} -Strahlung durch 1 m Luft nur 0,3% ist. Da alle von der Probe reflektierten Photonen aus dem angeregten Gebiet kommen, stehen pro Zeit mehr Photonen zur Verfügung. Allerdings besteht damit keine Möglichkeit, einen Teil des InSb-Reflexes als Normierung zu verwenden, wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben.

Als Kristalloptik wurde ein torisch gebogener GaAs-Kristall mit einer (100)-Oberfläche sowie einem horizontalen Krümmungsradius von $405,78 \text{ mm}$, einem vertikalen Krümmungsradius von $383,96 \text{ mm}$ und einer Fläche von $15 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ verwendet [78]. Der verwendete (400)-Reflex des GaAs-Kristalls hat einen Bragg-Winkel von 76° . Die Beugung der Röntgenstrahlung im GaAs-Kristall in unterschiedlichen Tie-

fen führt zu einer zeitlichen Verlängerung des Röntgenpulses von weniger als 4 fs. Der Laserstrahl zur Anregung der Probe hat einen Winkel von nur 5° zur einfallenden Röntgenstrahlung, dies ergibt eine zeitliche Verschmierung nach Gleichung 4.2 für die Größe des Röntgenfokusses von höchstens 26 fs. Für die Verlängerung des Röntgenpulses durch unterschiedlich lange Wege ergibt sich aus Ray-Tracing Rechnungen 60 fs [104].

Bedingt durch die Konstruktion der verwendeten Vakuumkammer für den gebogenen Kristall konnte der Laser nur unter einem kleineren Bragg-Winkel als die Röntgenstrahlung auf die Probe treffen. Dadurch ist bei streifendem Einfall eine Anregung der Probe nicht möglich und es wurde nur die Geometrie mit streifendem Austritt verwendet. Zur Fokussierung des Anregelaserpulses auf die Probe wurde eine Linse mit einer Brennweite von 1 m verwendet. Der zu untersuchende InSb-Kristall befindet sich im Fokus des gebogenen GaAs-Kristalls. Der Abstand der CCD zur Probe muss möglichst groß gewählt werden um eine hohe Winkelauflösung zu erhalten. Um jedoch möglichst alle Photonen, die von der Probe reflektiert werden zu registrieren, sollte der Reflex auf der vertikalen CCD die lange Seite fast vollständig ausfüllen. Die zweite CCD in Richtung des Primärstrahls dient zur Normierung des Röntgensignals, um Schwankungen der Quelle auszugleichen.

Alle CCD-Aufnahmen werden mit dem in Kapitel 3.3.3 beschriebenen Computeralgorithmus ausgewertet und anschließend der Verzögerungszeit und der Anregung entsprechend aufsummiert.

In Abbildung 4.11 sind zwei Aufnahmen des (113)-Reflexes gezeigt. Die linke Aufnahme entstand an einer nicht angeregten Probe, während bei der rechten Aufnahme eine Verzögerungszeit zwischen Anregelaserpuls und Röntgenpuls von 100 ps vergangen ist. In dem gebeugten Signal ist eine deutliche Verbreiterung zu erkennen. In rot ist die entlang des Kesselkegels aufsummierte Rockingkurve eingetragen. 100 ps nach der Anregung sind zwei Peaks zu sehen, ein Peak bei etwa dem Bragg-Winkel des nicht angeregten InSb, und ein zweiter um $300''$ zu kleineren Bragg-Winkeln verschobener Peak. Die Verschiebung von $300''$ entspricht einer mittleren Deformation von 0,1% der Gitterkonstante. Wie bereits in Abschnitt 4.2 erläutert, wird beim dem (113)-Reflex ein viel größeres Volumen abgefragt als von dem Laser angeregt wird. 100 ps nach der Anregung durch den Laser ist nur ein Teil des zur Beugung beitragenden Volumens angeregt und hat eine vergrößerte Gitterkonstante.

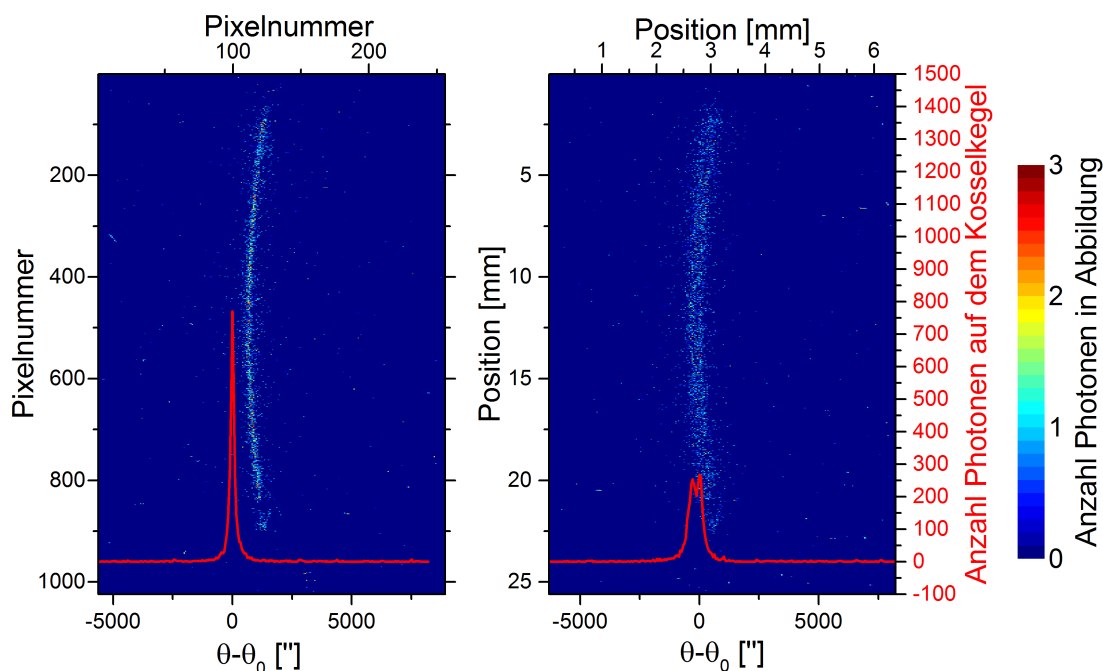


Abb. 4.11: Messung des (113)-Reflexes bei einer Verzögerungszeit von 100 ps, a) ohne Laseranregung und b) 100 ps nach der Laseranregung. Es wurden jeweils 10 Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von 90 s bearbeitet und aufsummiert. Die rote Linie zeigt die Summe entlang des Kesselkegels.

4.3.2 Zeitliche Veränderung der Rockingkurve des (113)-Reflexes

Ein ultrakurzer Laserpuls regt die InSb-Probe bis in die Eindringtiefe von 60 nm an. Die Eindringtiefe des Abfragepulses bei dem (113)-Reflex beträgt 630 nm. Die dabei entstehende Druckwelle breitet sich in den Kristall aus. In Abbildung 4.12 sind die Rockingkurven für den (113)-Reflex für verschiedene Verzögerungen zwischen Anrege- und Abfragepuls dargestellt. Der Fluss betrug $(10 \pm 1) \text{ mJ/cm}^2$.

Auf der y-Achse ist die Verzögerungszeit abgetragen. Auf der x-Achse sind die Änderung der Beugungswinkel $\theta - \theta_0$ in Bogensekunden bzw. die entsprechende relative Veränderung der Gitterkonstante $\Delta d/d$ abgetragen. Dabei ist $0''$ die Position des Maximums der Rockingkurve im nicht angeregten Kristall.

Die Intensität wurde für jede Verzögerung auf die zugehörige Aufnahme des nicht angeregten InSb-Kristall normiert. Beginnend bei der Verzögerung 0 ps ist nach etwa 20 ps ein zweiter Peak bei kleineren Bragg-Winkeln zu erkennen. Dies entspricht einer teilweise starken Expansion des Gitters, siehe auch 4.13 zum Vergleich ausgewählter Verzögerungszeiten. Dieser Seitenpeak bewegt sich mit zunehmender Verzögerungszeit in Richtung der Position der ungestörten Probe und nimmt an Intensität

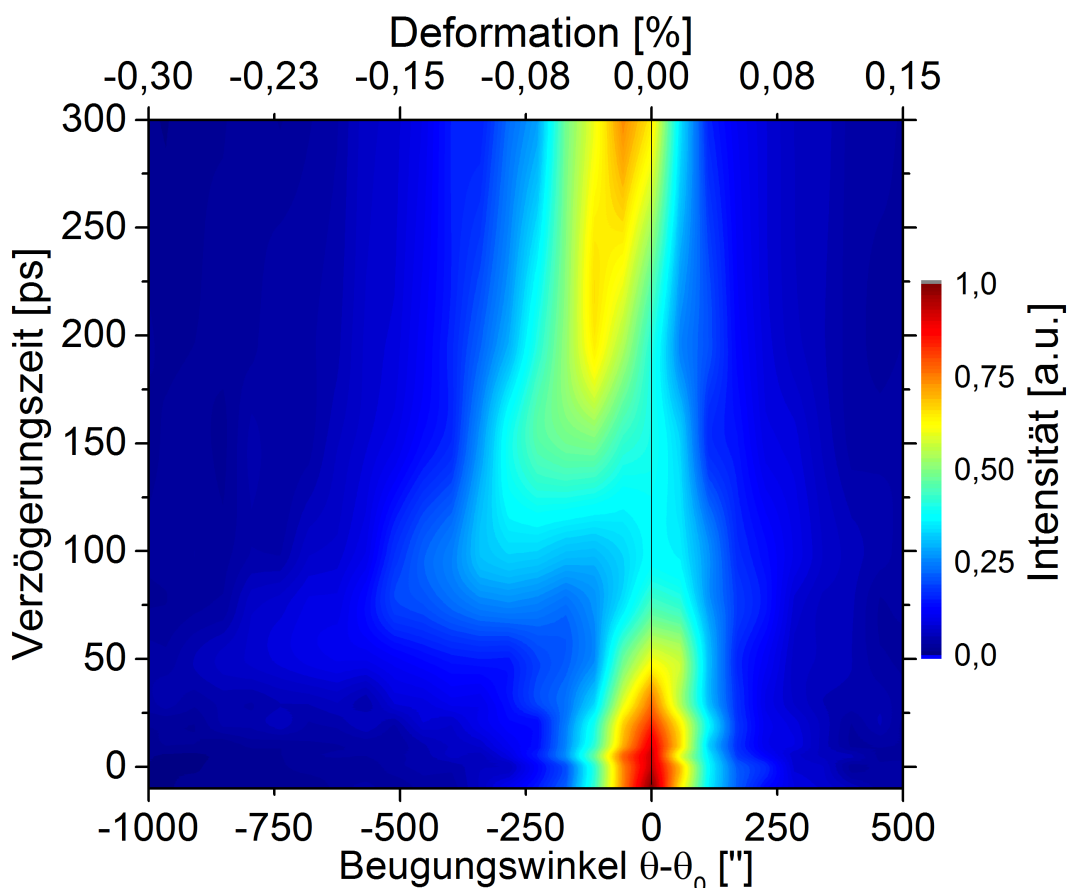


Abb. 4.12: Zeitaufgelöste Rockingkurven für einen InSb-Kristall mit einer (111)-Oberfläche und dem (113)-Reflex. Die Eindringtiefe der mit einer Röntgenoptik auf die Probe fokussierten Titan K_α -Strahlung betrug 630 nm. Die Fluenz des Lasers war 10 mJ/cm^2 auf der Probe.

zu. Parallel dazu geht die Beugungsintensität des Peaks an der Position der ungestörten Probe zurück, dieser Peak wird zwischen 20 ps und 100 ps zu etwas größeren Bragg-Winkeln verschoben. Dies entspricht einer teilweisen Kompression des Gitters. Erst nach etwa 200 ps ist keine Doppelpeakstruktur mehr in den Rockingkurven zu erkennen, und erst nach dieser Zeit hat das abgefragte Kristallvolumen wieder eine einheitliche Gitterkonstante. Nach 300 ps ist die Position des Maximums immer noch zu kleineren Bragg-Winkeln verschoben, d.h. das Kristallgitter ist immer noch erwärmt und hat eine vergrößerte Gitterkonstante.

Um die Veränderungen der Rockingkurve qualitativ zu beschreiben, werden die Rockingkurven für die verschiedenen Verzögerungszeiten mit einer Lorentz- oder zwei Lorentzkurven angepasst, siehe Abbildung 4.13. Dabei bezeichnen A die Fläche unter der Kurve, w die Halbwertsbreite (FWHM), x_c die Verschiebung des Peaks

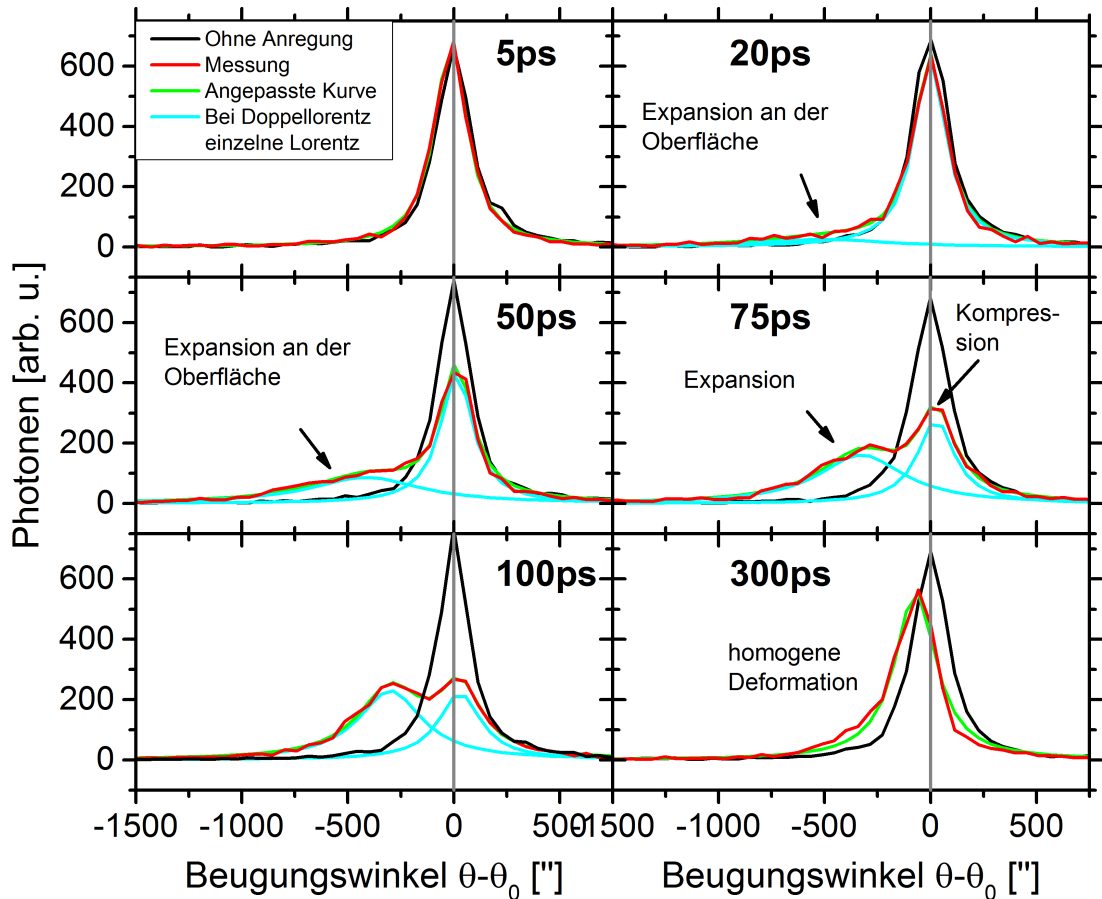


Abb. 4.13: Ausgewählte zeitaufgelöste Rockingkurven für einen InSb-Kristall mit einer (111)-Oberfläche und dem (113)-Reflex. Die Eindringtiefe der mit einer Röntgenoptik auf die Probe fokussierten Titan K_α -Strahlung betrug 630 nm. Die Fluenz des Lasers war 10 mJ/cm^2 auf der Probe. Für die Verzögerungszeiten sind jeweils die Rockingkurve ohne Laseranregung (schwarz), mit Laseranregung (rot) und die angepassten Kurven der Messung (grün) gezeigt. Wurde ein Doppellorentz angepasst sind die beiden einzelnen Lorentzkurven (cyan) zusätzlich gezeigt.

von der Nullposition und y_0 ist der Untergrund der Messung.

$$I(\theta) = y_0 + \frac{2A_1}{\pi} \cdot \frac{w_1}{4(\theta - x_{c1})^2 + w_1^2} + \frac{2A_2}{\pi} \cdot \frac{w_2}{4(\theta - x_{c2})^2 + w_2^2} \quad (4.3)$$

Die Verschiebung ist dabei immer als Differenz zur Position x_c der Rockingkurve des nicht angeregten Kristalls angegeben. Daher wird in den Abbildungen die Bezeichnung $\theta - \theta_0$ angegeben, mit θ für x_c der Rockingkurve des angeregten Kristalls und θ_0 für x_c des nicht angeregten Kristalls.

In Abbildung 4.14 ist die Verschiebung des angepassten Peaks des (113)-Reflexes in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit dargestellt. Als Referenz und zur Be-

stimmung der Nullposition dienen die Aufnahmen der nicht angeregten Probe. Für Verzögerungszeiten zwischen 20 ps und 150 ps wurde die Rockingkurve durch zwei Lorentzkurven angepasst. Die Position des zweiten Peaks ist dabei in der Grafik rot eingetragen.

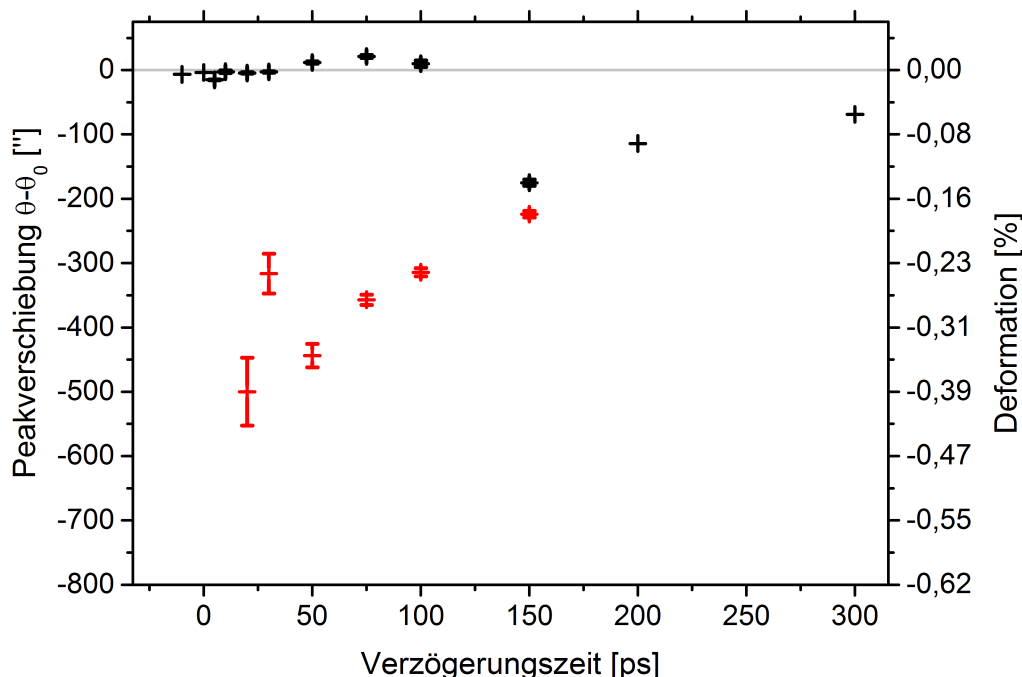


Abb. 4.14: Für den 113-Reflex angepasste Peakpositionen als Funktion der Verzögerungszeit. Wurden zwei Lorentzkurven angepasst, ist der zweite Peak rot gezeichnet.

Eine Verschiebung der Peakposition zu kleineren Bragg-Winkeln entspricht einer Expansion des Gitters. Die maximal detektierbare Verschiebung von $500''$ bei dem (113)-Reflex bei einer Verzögerungszeit von 20 ps entspricht einer Expansion der Gitterkonstante um 0,15%. Die Kompression des Gitters kann nur zwischen 50 ps und 100 ps beobachtet werden. Die Verschiebung zu größeren Bragg-Winkeln betrug etwa $75''$, was einer Expansion des Gitters um 0,02% entspricht. 200 ps nach der Anregung kann die Rockingkurve wieder durch nur eine Lorentzkurve abgepasst werden, diese ist aber immer noch im Vergleich zur ungestörten Probe verschoben. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle im Kristall ist nach den in Kapitel 2.3 vorgestellten Modellen gleich der Schallgeschwindigkeit. Für InSb ist die Schallgeschwindigkeit 3880 m/s, für das Durchlaufen der Extinktionstiefe des (113)-Reflexes von 620 nm braucht die Druckwelle somit 160 ps. Die stimmt mit den Messungen überein, da für Verzögerungszeiten ab 200 ps nur eine Lorentzkurve angepasst werden kann. Zwischen 200 ps und 300 ps ist ein Verschiebung der Peakposition in Rich-

tung der des ungestörten Kristalls zu beobachten, die Temperatur der Probe geht wieder zurück, wodurch auch ein Rückgang der Expansion erfolgt. Die Anregung der Probe erfolgte auch hier mit einer Wiederholrate von 1 kHz, d.h. die Messpunkte bei negativen Verzögerungszeiten entsprechen einer Verzögerungszeiten von 1 ms nach der Anregung. Nach dieser Zeit ist der Kristall fast vollkommen identisch mit dem nicht angeregten Kristall. Aus den angepassten Lorentzkurven kann für negative Verzögerungszeiten eine Verschiebung des Reflexes um $-5''$ bestimmt werden, was mit einem dauerhaften Aufheizen der Probe um etwa 8 K durch den Anregelaserpuls erklärt werden kann. Der Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung ΔT und Änderung des Bragg-Winkels $\Delta\theta$ lässt sich nach Authier zu:

$$\Delta\theta = -\alpha \cdot \Delta T \cdot \tan\theta_B \frac{1}{\Delta\theta_h}, \quad (4.4)$$

mit dem Längenausdehnungskoeffizient $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ und dem Bragg-Winkel $\theta_B = 44,9^\circ$ angeben [9]. Der Term $\frac{1}{\Delta\theta_h}$ ist die Korrektur für asymmetrische Reflexe, siehe Formel 2.33 für die Erläuterung des Terms.

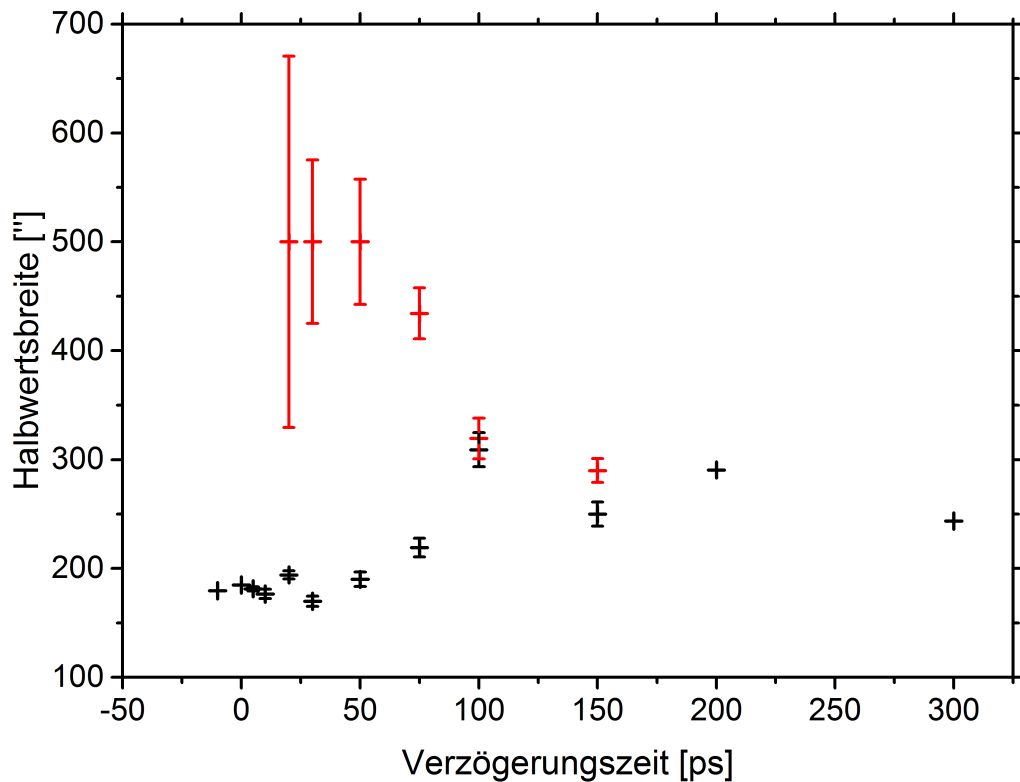


Abb. 4.15: Für den (113)-Reflex angepasste Halbwertsbreiten der Lorentzkurven als Funktion der Verzögerungszeit. Wurden zwei Lorentzkurven angepasst, ist der zweite Peak rot gezeichnet.

In Abbildung 4.15 sind die Halbwertsbreiten der angepassten Lorentzkurven über der Verzögerungszeit dargestellt. Durch Laseranregung verbreitert sich die Rockingkurve, was eine Störung des perfekten Kristallgitters bedeutet, d.h. der Kristall hat verschiedene Gitterkonstanten. Durch die lokale Anregung des InSb-Kristall nahe der Oberfläche wird zunächst nur eine sehr dünne oberflächennahe Schicht des Kristalls gestört. Diese Schicht hat nicht nur eine vergrößerte Gitterkonstante, wie in Abbildung 4.14 an der Verschiebung zu sehen ist, sondern die drei mal so breite Rockingkurve bedeutet auch einen sehr steilen Deformationsgradienten. Die Änderung der Halbwertsbreite geht schneller wieder zurück als die Verschiebung. So sind 100 ps nach der Anregung die beiden Peaks um $350''$ getrennt, die Halbwertsbreiten der beiden Anteile sind gleich, jedoch noch um einen Faktor 2,7 verbreitert zum nicht angeregten Kristall. Die Halbwertsbreite geht für größere Verzögerungszeiten weiter zurück, und ist 300 ps nach der Anregung noch 1,4 mal so breit wie vor der Anregung.

4.3.3 Zeitliche Veränderung der Rockingkurve für den (220)-Reflex

Bei Verwendung des stark asymmetrischen (220)-Reflexes beträgt die Eindringtiefe für die Röntgenstrahlung nur etwa 60 nm und ist damit kleiner als die Eindringtiefe des Anregelasers von 95 nm. Somit wird das gesamte abgefragte Volumen angeregt. In Abbildung 4.16(b) sind die Rockingkurven für den (220)-Reflex für verschiedene Verzögerungszeiten zwischen Anrege- und Abfragepuls dargestellt. Die Fluenz war 10 mJ/cm^2 wie bei dem zuvor beschriebenen (113)-Reflex.

Durch die sehr kleine Eindringtiefe ergeben sich einige Unterschiede zum (113)-Reflex, siehe Abbildung 4.16(a) zum Vergleich. Der Einfallswinkel des Anregelasers war für das Experiment unter Verwendung des (113)-Reflex 65° und für das Experiment mit dem (220)-Reflex 75° , jeweils zur Oberfläche gemessen. Bei beiden Reflexen erfolgte die Anregung damit unter fast gleichen Bedingungen, für die zeitliche Entwicklung der Rockingkurve sind jedoch klare Unterschiede zwischen beiden Reflexen zu erkennen. So ist beim (220)-Reflex eine Verschiebung der Rockingkurve zu kleineren Bragg-Winkeln bereits 15 ps nach der Anregung deutlich zu sehen, siehe Abbildung 4.17. Es ist im Vergleich zum (113)-Reflex, keine Verschiebung zu größeren Bragg-Winkeln zu erkennen, es ist somit keine Kompression nachweisbar. Im Gegensatz zum (113)-Reflex ist beim (220)-Reflex keine Aufspaltung der Rockingkurve zu beobachten, sondern nur eine Verschiebung der Rockingkurve, bzw. für

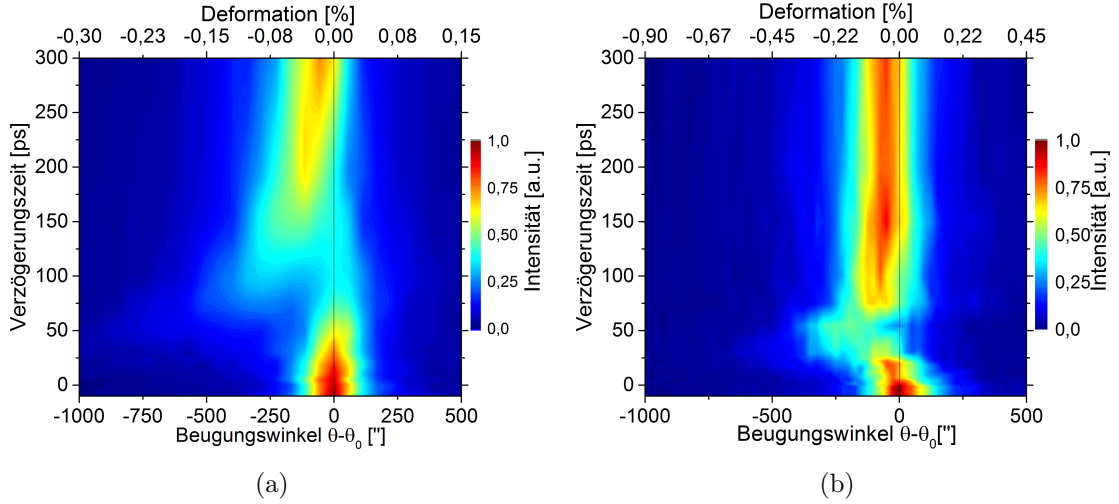


Abb. 4.16: Zeitabhängige Rockingkurven gemessen mit einer Fluenz des Lasers von 10 mJ/cm^2 an einem (111)-InSb-Kristall, abgefragt wurde mit Titan K_α -Strahlung. a) Messung mit dem (113)-Reflex mit einer Eindringtiefe der Röntgenstrahlung von 600 nm und in b) für den (220)-Reflex mit einer Eindringtiefe der Röntgenstrahlung von 60 nm.

Verzögerungszeiten kleiner 50 ps eine Verbreiterung der Rockingkurve. Des weiteren gibt es beim (220)-Reflex in der Zeit zwischen 100 ps und 300 ps nach der Anregung eine konstante Verschiebung der Rockingkurve um $130''$. Diese Verschiebung entspricht einer Deformation von 0,11%, woraus nach Formel 4.4 eine Temperatur der Probe von 120°C folgt. Die Rockingkurve ist in diesem Zeitbereich $500''$ breit im Vergleich zur Halbwertsbreite der nicht angeregten Probe mit $400''$.

Bei dem (113)-Reflex ist eine klare Aufspaltung der Rockingkurve sichtbar, während sich beim (220)-Reflex die komplette Rockingkurve verschiebt. Aufgrund der gleichen Energie des Lasers und des fast gleichen Einfallswinkels des Anregelasers ist der Unterschied in der Fluenz bei beiden Reflexen kleiner 7%, deshalb ist bei beiden Reflexen die gleiche zeitliche und räumliche Entwicklung der Deformation zu erwarten.

Das unterschiedliche Verhalten der beiden Reflexe liegt an der unterschiedlichen Eindringtiefe der Röntgenstrahlung. Mit der Überlegung, wann zwei beugende Volumina mit unterschiedlicher Gitterkonstante zwei getrennte Beugungsmaxima liefern, kann man eine Bedingung analog der des Auflösungsvermögens eines Gitters bilden [105]. Für die minimal auflösbare Deformation $u_{min} = \left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{min}$ gilt:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{min} = u_{min} = \frac{d}{t_{1/e}} \propto \frac{d}{\sqrt{\gamma_0 |\gamma_h|}}. \quad (4.5)$$

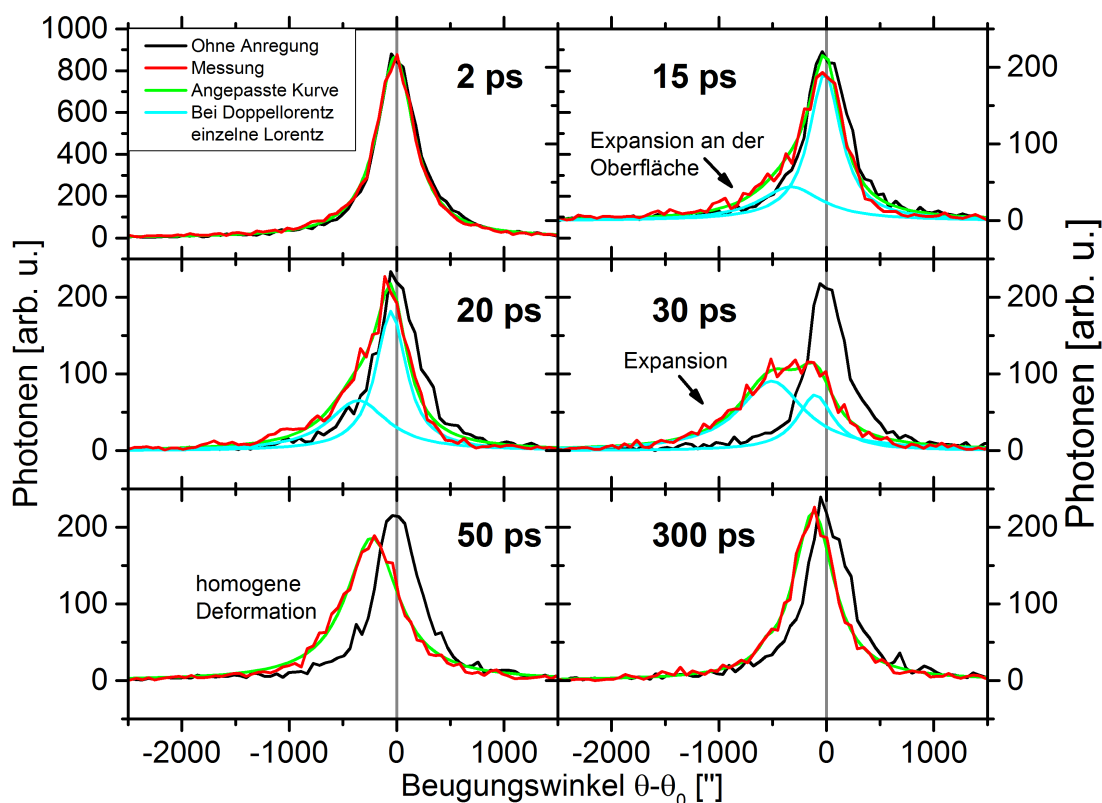


Abb. 4.17: Ausgewählte zeitaufgelöste Rockingkurven für einen InSb-Kristall mit einer (111)-Oberfläche und dem (220)-Reflex. Die Eindringtiefe der mit einer Röntgenoptik auf die Probe fokussierten Titan K_{α} -Strahlung betrug 60 nm. Die Fluenz des Lasers war 10 mJ/cm^2 auf der Probe. Für die Verzögerungszeiten sind jeweils die Rockingkurve ohne Laseranregung (schwarz), mit Laseranregung (rot) und die angepassten Kurven der Messung (grün) gezeigt. Wurde ein Doppellorentz angepasst sind die beiden einzelnen Lorentzkurven (cyan) zusätzlich gezeigt.

Dabei ist d die Gitterkonstante, $t_{1/e}$ ist die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung nach Gleichung 2.28 und $\gamma_{0|h}$ ist der Sinus von Einfalls- bzw. Austrittswinkel. Das Auflösungsvermögen eines optischen Gitters ist $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq zN$ mit der Beugungsordnung z und der Anzahl an Strichen N , der inverse Term $\frac{t_{1/e}}{d}$ gibt analog zum Gitter die Anzahl der Ebenen an, die zur Beugung beitragen. Im Falle des (220)-Reflexes tragen zur Röntgenbeugung nur die obersten 90 Schichten an Elementarzellen des Kristalls bei. Da bei den zeitaufgelösten Experimenten die Deformation in den Kristall als thermoelastische Welle läuft, gilt diese Formel nur, wenn gestörtes und ungestörtes Volumen den gleichen Beitrag zur Beugung liefern. Für alle anderen Verzögerungszeiten ist die minimal auflösbare Deformation größer als $d/t_{1/e}$. Aus der minimalen

Deformation folgt für die minimal auflösbare Änderung des Bragg-Winkels:

$$\Delta\theta_B = -u_{min} \cdot \tan(\theta_B) = \frac{-d \cdot \tan(\theta_B)}{t_{1/e}} \propto \frac{d \cdot \tan \theta_B}{\sqrt{|\sin \theta_0| |\sin \theta_h|}}. \quad (4.6)$$

Das verwendete Auflösungsvermögen des Gitters nimmt das Rayleigh-Kriterium als Bedingung zur Auflösung zweier Beugungsmaxima. Die Angabe einer minimal auflösbaren Deformation ist nicht als feste Grenze zu verstehen, so kann die Anpassung zweier Lorentzkurven auch bei kleineren Deformationen bis $1/4u_{min}$ noch zwei Rockingkurven trennen, aber visuell sind z.B. in Abbildung 4.16(b) keine zwei Kurven mehr zu erkennen. In den Messungen wird auch nicht der Fall auftreten, dass die Deformation einen Sprung macht. Die angegebene minimale Deformation stellt deshalb nur einen Anhaltspunkt dar, ob für eine gegebene Eindringtiefe die beobachtete Verschiebung der Rockingkurve den Rückschluss auf eine homogene Deformation zulässt oder, wenn die minimal auflösbare Deformation unterschritten wurde, auch eine teilweise Deformation des beugenden Volumens bereits eine Verschiebung der gesamten Rockingkurve bewirkt.

Für die in den Messungen verwendeten Reflexe gelten für die auflösbaren Deformationen die in Tabelle 4.3 gezeigten Werte.

Reflex	Gitterkonstante d	Eindringtiefe $t_{1/e}$	u_{min}	$\Delta\theta_B$
113	1,949 Å	540 nm	0,036 %	75''
220	2,285 Å	60 nm	0,38 %	590''

Tab. 4.3: Vergleich der minimal auflösbaren Deformationen u_{min} für den (113)- und den (220)-Reflex an InSb, berechnet für die Wellenlänge der Titan K_α -Linie und eine (111)-Oberfläche des Kristalls und deren Braggwinkeldifferenzen $\Delta\theta_B$.

Für den (220)-Reflex ist es erst für eine Deformation größer 0,4% möglich, in der Rockingkurve zwei auflösbare Peaks zu sehen. In Abbildung 4.18 sind die Verschiebungen der Rockingkurve in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit dargestellt. Die Rockingkurven für Verzögerungszeiten zwischen 10 ps und 40 ps wurden durch zwei Lorentzkurven angepasst, für diese Verzögerungszeiten ist in Abbildung 4.18 die gewichte Position $x_{c,gew}$ nach der Formel:

$$x_{c,gew} = \frac{x_{c1} \cdot A_1 + x_{c2} \cdot A_2}{A_1 + A_2} \quad (4.7)$$

abgetragen, mit der Position x_c und der Fläche A der beiden angepassten Lorentzkurven. Durch das niedrigere integrale Reflexionsvermögen beim (220)-Reflex sind

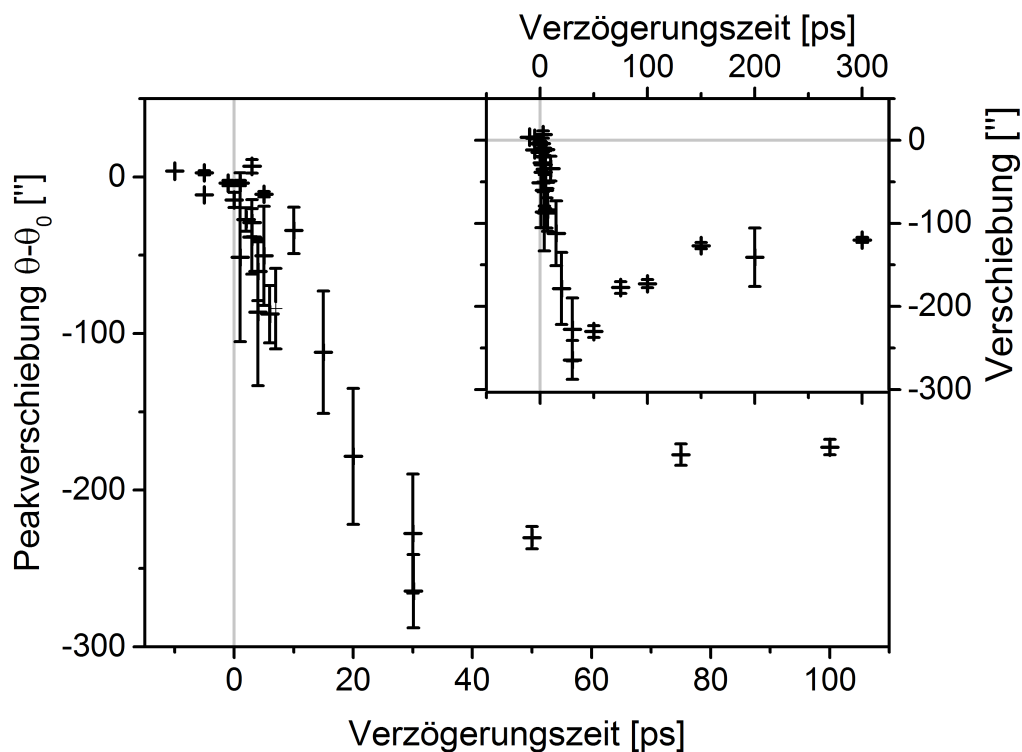


Abb. 4.18: Verschiebung der angepassten Lorentzkurve an dem InSb (220)-Reflex in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit. Die Anordnung bestand aus einem gebogenen GaAs-Kristall, der die Titan K_α -Strahlung auf den InSb-Kristall fokussiert hat. Die Fluenz des Anregelasers betrug 10 mJ/cm^2 . In der kleinen Grafik sind die Verzögerungszeiten von 2 ps bis 5 ps eingetragen. Der Messpunkt bei 0 ps ist die Mittelung über vier negative Verzögerungszeiten. Die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung betrug 60 nm.

im Vergleich zum (113)-Reflex etwa zweimal so lange Messzeiten erforderlich, um einen ähnlichen statistischen Fehler zu erhalten. Es war daher beim (220)-Reflex nicht möglich, alle Verzögerungszeiten hintereinander zu messen und diese Messung mehrmals zu wiederholen, statt dessen wurden immer 5 verschiedene Verzögerungszeiten abwechselnd gemessen.

Die Rockingkurve zeigt bereits nach 30 ps ihre maximale Verschiebung und nähert sich danach wieder der ungestörten Position. Zwischen 150 ps und 300 ps ist eine konstante Verschiebung um $130''$ zu sehen, diese Verschiebung entspricht etwa einer Temperatur von $90 \text{ }^\circ\text{C}$. Beim (220)-Reflex ist die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung 60 nm. Unter der Annahme, dass sich die Druckwelle mit Schallgeschwindigkeit in den Kristall ausbreitet, würde die Druckwelle die Eindringtiefe innerhalb von 15 ps durchlaufen. Es dauert jedoch doppelt solange bis die maximale Verschiebung zu messen ist. Es dauert somit etwa 30 ps bis die Energie der Elektronen an das Git-

ter übertragen wurde, und die damit verbundene Spannung zu einem entsprechend deformiertem Kristall führt.

4.3.4 Die ersten 5 ps nach der Anregung

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung unmmittelbar nach der Anregung durch den Laser. Der verwendete Ti:Saphir Laser hat eine Photonenenergie von 1,5 eV, was wesentlich größer als die Bandlücke von 0,15 eV in InSb ist. Jedes Photon wird daher innerhalb der Eindringtiefe des Lasers von etwa 60 nm ein Elektron-Loch-Paar erzeugen [59]. Die Eindringtiefe des stark asymmetrischen (220)-Reflexes ist 60 nm, dies entspricht einer Tiefe von etwa 90 Elementarzellen.

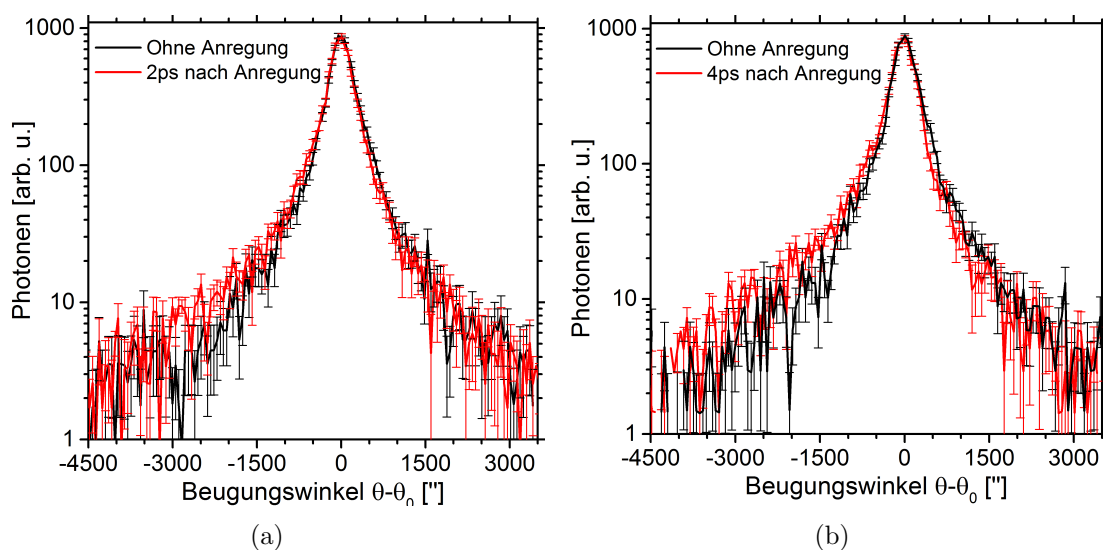


Abb. 4.19: Rockingkurven mit (rot) und ohne (schwarz) Laseranregung. a) Mit einer Verzögerungszeit von 2 ps nach der Anregung und b) mit einer Verzögerungszeit von 4 ps. Gemessen mit Titan K_{α} -Strahlung und einer Fluenz 10 mJ/cm^2 im Anregelaser.

Bereits 2 ps nach der Laseranregung ist in der angepassten Lorentzkurve eine Verschiebung der Rockingkurve zu sehen, woraus auf Grund der kleinen Eindringtiefe nicht direkt auf eine homogene Deformation im ganzen angeregten Volumen geschlossen werden kann. Da wie zuvor erläutert, nicht unterschieden werden kann zwischen einer 70 nm dicken Schicht mit einer Deformation von 0,01% und einer dünnen nur 7 nm dicken Schicht mit einer Deformation von 0,1%.

Die in Abbildung 4.20 gezeigten vier verschiedenen Verzögerungszeiten (2 ps bis 5 ps) wurden nacheinander gemessen, dabei erfolgte die Aufnahme der angeregten Probe zuerst und unmittelbar danach eine Aufnahme ohne Anregung, wodurch ku-

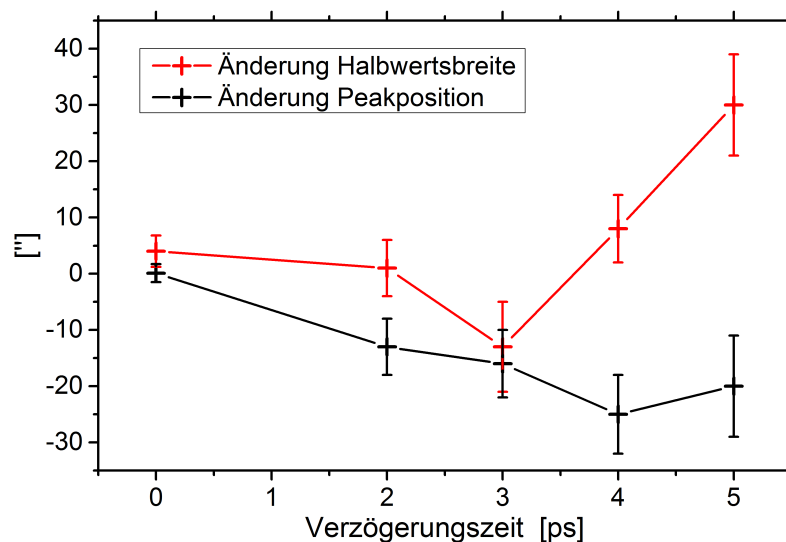


Abb. 4.20: Änderung der Peakposition und der Halbwertsbreite der Lorentzkurve des InSb (220)-Reflexes in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit. Die Fluenz des Anregelasers betrug 10 mJ/cm^2 . Die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung betrug 60 nm . Der Messpunkt bei 0 ps ist die Mittelung über 4 verschiedene negative Verzögerungszeiten.

mulative Schäden durch die Anregung zu vernachlässigen sind. Die Belichtungszeit jeder Einzelaufnahme betrug 90 Sekunden, bei 100 Aufnahmen für die Verzögerungszeit von 2 ps dauerte eine Messung $2,5 \text{ h}$. Für die anderen Verzögerungen wurde jeweils über $1,5 \text{ h}$ gemessen.

In Abbildung 4.18 sind in der kleinen Grafik und in Abbildung 4.20 die Verschiebungen der Lorentzkurven für die Verzögerungen von 2 ps bis 5 ps , sowie die Mittelung über vier negative Verzögerungen dargestellt (-1 ps , -5 ps , -5 ps , -10 ps).

Innerhalb der ersten 5 ps ist nicht nur eine Verschiebung der kompletten Rockingkurve zu kleineren Bragg-Winkeln zu beobachten, sondern auch bereits nach 4 ps eine Verbreiterung der Rockingkurve. Die Verbreiterung der Rockingkurve ist ein Indiz, dass im angefragten Volumen keine homogene Deformation vorliegt.

Für die ersten 5 ps nach der Laseranregung sind nur minimale Änderungen in der Rockingkurve zu erkennen, siehe Abbildung 4.19. Um die geringen Änderungen der Rockingkurve besser darzustellen, wurden im Folgenden keine Lorentzkurve angepasst, sondern von der Rockingkurve des angeregten Kristalls die zugehörige Rockingkurve des nicht angeregten Kristalls subtrahiert. Die Kurven wurden abschließend noch mit einem 15 Werte breiten gleitenden Durchschnittsfilter geglättet, siehe Abbildung 4.21. Die Breite des Filters entspricht etwa der Halbwertsbreite der Rockingkurven des nicht angeregten Kristalls.

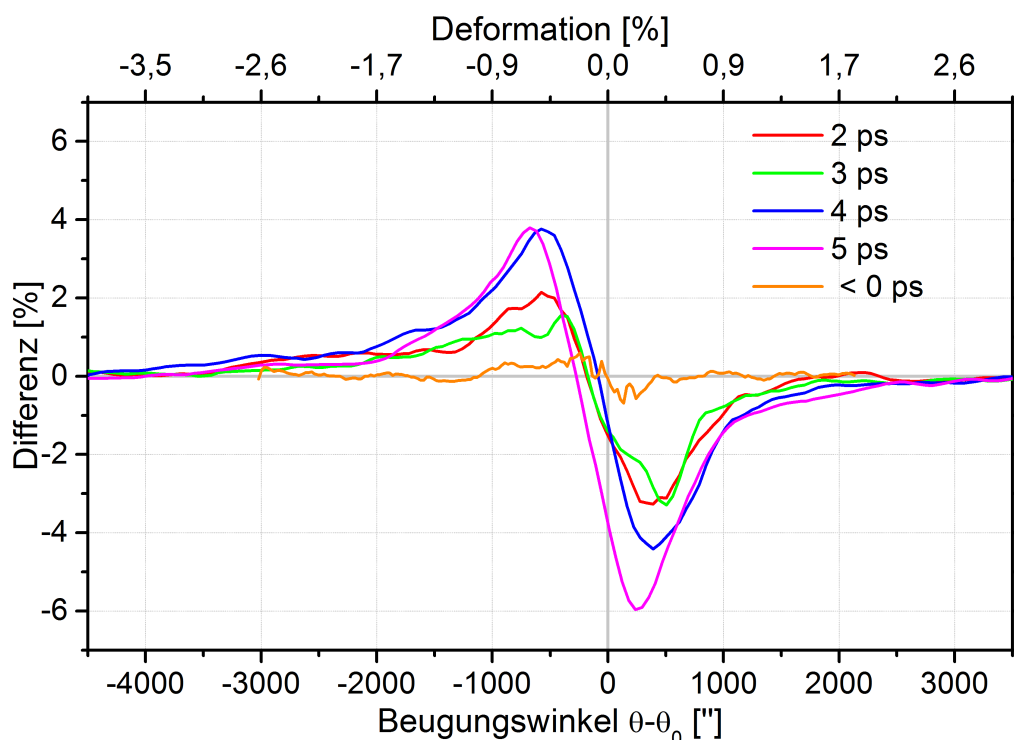


Abb. 4.21: Differenz der angeregten und der nicht angeregten Rockingkurven für Verzögerungszeiten kleiner 5 ps in InSb. Mit einem torisch gebogenen GaAs Kristall als Röntgenoptik und InSb in stark asymmetrischer Geometrie, (220)-Reflex. Die Belichtungszeit betrug 3 h bei 2 ps und 2 h bei 3, 4 und 5 ps.

In Abbildung 4.21 sind die Differenzkurven für 2 ps bis 5 ps dargestellt, zum Vergleich ist auch die Mittelung von 4 negativen Verzögerungszeiten dargestellt. Bei negativen Verzögerungszeiten zeigen sich im Rahmen der Messgenauigkeit keine Unterschiede zwischen angeregtem und nicht angeregtem InSb-Kristall. Durch den gleitenden Durchschnittsfilter verringern sich die Maxima der Differenzkurven etwa auf die Hälfte, und der Anstieg im Bereich des Nulldurchgangs wird weniger steil, so dass sich die Position des Maximums und des Minimums weiter von der Null entfernen. Bei 2 ps sind die maximalen Änderungen etwa 2,5% und bei 4 ps etwa 4%. Bereits 2 ps nach der Anregung sind in der Differenz deutliche Unterschiede zu erkennen, neben der bereits gezeigten Verschiebung fällt vor allem die Änderung zwischen $-2000''$ und $-3600''$ auf. Die Erhöhung der gebeugten Intensität bei einem um 1° kleineren Beugungswinkel als dem Bragg-Winkel von 37° entspricht einer Erhöhung der Gitterkonstanten um 2,3%. Eine Deformation der Gitterkonstante im Prozentbereich kann zur dauerhaften Veränderung des Kristalls führen, als Obergrenze für eine reversible Deformation wird in der Literatur 10% angegeben [29]. Die maximal detektierbare Verschiebung ist durch den horizontalen Öffnungswin-

kel des zur Fokussierung verwendeten gebogenen Kristalls gegeben, siehe Abbildung 4.9. Der Öffnungswinkel ist 2° . Daher können nur Änderungen bis zu 1° gemessen werden.

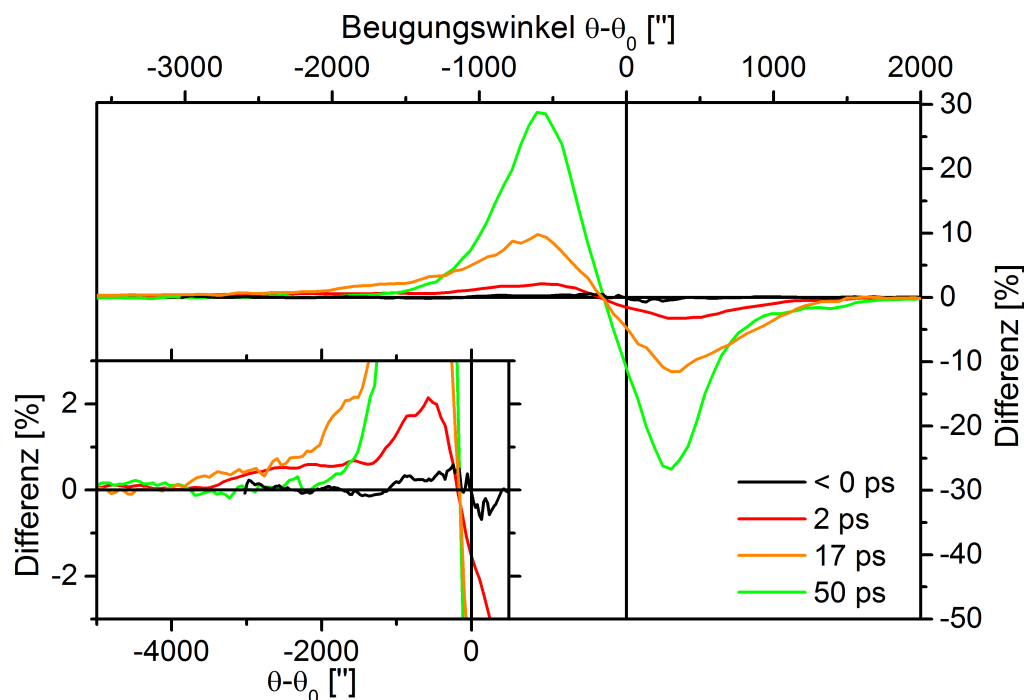


Abb. 4.22: Vergleich der Deformation der Gitterkonstante in InSb, 2 ps nach der Anregung mit der Anregung nach 17 ps und 50 ps. Gemessen wurde mit einem torisch gebogenen GaAs Kristall als Röntgenoptik und InSb in stark asymmetrischer Geometrie im (220)-Reflex. Die Fluenz des Anregelasers betrug 10 mJ/cm^2 . In der kleinen Grafik ist eine Vergrößerung kleiner Differenzen dargestellt.

Für die zeitliche Entwicklung des stark expandierten Gitters sind in Abbildung 4.22 zusätzlich zu den negativen Verzögerungszeiten und 2 ps noch die Differenzen für die Verzögerungszeiten von 17 ps und 50 ps eingetragen.

Für die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Druckwelle in den Kristall wird die Schallgeschwindigkeit von 3880 m/s angenommen. Bei dieser Geschwindigkeit benötigt die Druckwelle 17 ps zum Durchlaufen der Eindringtiefe der Röntgenstrahlung. Durch das Anpassen einer Lorentzkurve kann für die Messung mit einer Verzögerungszeit von 17 ps eine Verschiebung der Rockingkurve von $(-17 \pm 4)''$ bestimmt werden. Der Vergleich in Abbildung 4.22 zeigt, dass ein mit $>2,5\%$ stark deformiertes Kristallvolumen nicht nur 2 ps (rot) nach der Anregung, sondern auch noch 17 ps (orange) nach der Anregung vorhanden ist. Die maximale Verschiebung der Rockingkurve ist 30 ps nach der Anregung erreicht.

4.3.5 Zusammenfassung der Röntgenbeugung an InSb

Aus der Verschiebung des (113)-Reflexes, siehe Abbildung 4.14, ist ersichtlich, dass nach 150 ps keine getrennte Beugungsreflexe des expandierten und des nicht expandierten Kristallvolumens beobachtet werden können. Somit weist das die Röntgenstrahlung beugende Volumen keine zwei unterschiedlichen Deformationen mehr auf. Daraus folgt mit der Eindringtiefe der Röntgenstrahlung für den (113)-Reflex von 600 nm eine Ausbreitungsgeschwindigkeit der Deformation von (4000 ± 500) m/s, dies entspricht der Schallgeschwindigkeit (3880) m/s in InSb. In den Messungen des (220)-Reflexes sind bereits 2 ps nach der Anregung eine Deformation von 3,5% nachweisbar.

Für den (220)-Reflex sind zu keiner Zeit Anzeichen für eine Kompression zu finden, während für den (113)-Reflex beginnend bei 50 ps bis einschließlich 100 ps nach der Anregung eine Kompression messbar ist. Da die Kompression nur messbar ist solange die Druckwelle das abgefragte Volumen beim (113)-Reflex noch nicht durchlaufen hat, kann man davon ausgehen, dass die Kompression unterhalb des expandierten Bereichs erfolgt, also tiefer im Kristall. Dabei kommt es erst in einer Tiefe von 200 nm im Kristall zu einer messbaren Kompression.

4.4 Simulation der Anregung des InSb-Kristalls

Im Kapitel 2.2 wurde die Wechselwirkung eines kurzen Laserpulses mit einem Festkörper beschrieben, dabei wurde auch auf vier verschiedene Modelle der Wechselwirkung eingegangen. Dies waren das thermoelastische Modell von Thomsen, das Zweitemperaturmodell, das mikrophysikalische Modell und eine Erweiterung des Modells von Thomsen. Im folgenden Kapitel werden die vier Modelle genutzt, um die Anregung und Ausbreitung der Störung im InSb-Kristall zu simulieren und mit den Messungen zu vergleichen.

4.4.1 Modelle der Anregung eines Halbleiters

Für die Simulation wurden die im Kapitel 2.3 beschriebenen Differentialgleichungen, für die vier beschriebenen Modelle, mit Comsol gelöst. Für die so erhaltenen zeitlichen und räumlichen Verläufe der Deformation wurde in Matlab die Beugung für den (113)- und den (220)- Reflex durch schichtweises Lösen der Takagi-Taupin-Gleichung berechnet, siehe Kapitel 2.4.3. Für den Vergleich der gemessenen mit den simulierten Rockingkurven wurden diese mit der Apparatfunktion des Aufbaus ge-

Modell	Parameter	Wert
alle nachfolgend aufgeführten	Eindringtiefe des Laserpulses Reflexionsvermögen	$l = 97 \text{ nm}$ [75, 102] $R = 35\%$
nach Thomsen	Fluenz	$F = 3, 5 \text{ mJ/cm}^2$
erweitertes Modell nach Thomsen	Fluenz Anstiegszeit Abfallszeit	$F = 3, 5 \text{ mJ/cm}^2$ $\tau_1 = 15 \text{ ps}$ $\tau_2 = 400 \text{ ps}$
Zweitemperaturmodell	Fluenz El.-Ph. Kopplungsparameter	$F = 10 \text{ mJ/cm}^2$ $G = 4 \cdot 10^{15} \text{ W/(m}^3\text{K)}$ [61]
mikrophysikalisches Modell	Fluenz akustische Phononenrekomb. Elektron-Phonon-Lebensdauer Deformation der Bandlücke	$F = 3 \text{ mJ/cm}^2$ $\tau_{ph-ph} = 20 \text{ ps}$ [106] $\tau_{el-ph} = 0, 2 \text{ ps}$ [106] $\frac{\partial E_{gap}}{\partial p} = 16, 5 \text{ eV/bar}$ [102]

Tab. 4.4: Parameter der verschiedenen Modelle für die Simulationen der Anregung von InSb. Das Reflexionsvermögen R wurde im Experiment bei einer Fluenz von 10 mJ/cm^2 gemessen. Alle Parameter, für die keine Quelle angegeben ist, wurden an die experimentellen Daten angepasst. Zusätzlich sind die Materialkonstanten von InSb aus Tabelle 4.1 verwendet wurden.

faltet. Die Apparatefunktion wurde durch eine Entfaltung von der Rockingkurve der Messung ohne Anregung und einer simulierten Rockingkurve ohne Deformation gewonnen. Im Folgenden werden die Ergebnisse für die vier Modelle sowie der Vergleich mit den Messungen vorgestellt. Da die Messungen mit dem (220)-Reflex und dem (113)-Reflex unter fast gleichen Bedingungen stattgefunden haben, mit der gleichen Fluenz und 75° bzw. 65° Einfallswinkel, werden für die beiden Reflexe die selben simulierten räumlichen und zeitlichen Verläufe der Deformation genutzt.

Model nach Thomsen

Das Modell nach Thomsen geht von einer unmittelbaren Heizung des Kristalls, entsprechend der Eindringtiefe des optischen Lasers aus. In Abbildung 4.23 sind für ausgewählte Verzögerungszeiten die simulierten ortsabhängigen Deformationen gezeigt, zum Vergleich sind auch die Eindringtiefen des (220)- und des (113)-Reflexes eingetragen.

Die Kurven der Deformation zeigen für alle Verzögerungszeiten an der Oberfläche einen konstanten Wert, da im Modell die Energie des Laserpulses zu einer sofortigen Erhöhung der Gittertemperatur führt und kein Wärmetransport oder Rekombinationsprozess berücksichtigt wird. Das sofortige Heizen hat auch den steilen Anstieg im Nulldurchgang, also den Übergang von Kompression zu Expansion, zur Folge.

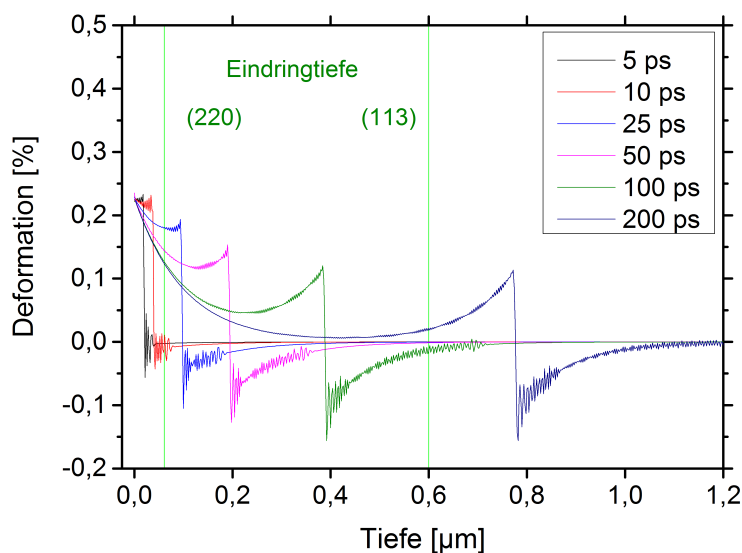


Abb. 4.23: Zeitabhängige Deformation in einem InSb-Kristall über der Tiefe im Kristall. Simulation mit dem Modell nach Thomsen. Die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung für den (220)- und den (113)-Reflex sind als senkrechte grüne Linien eingezeichnet.

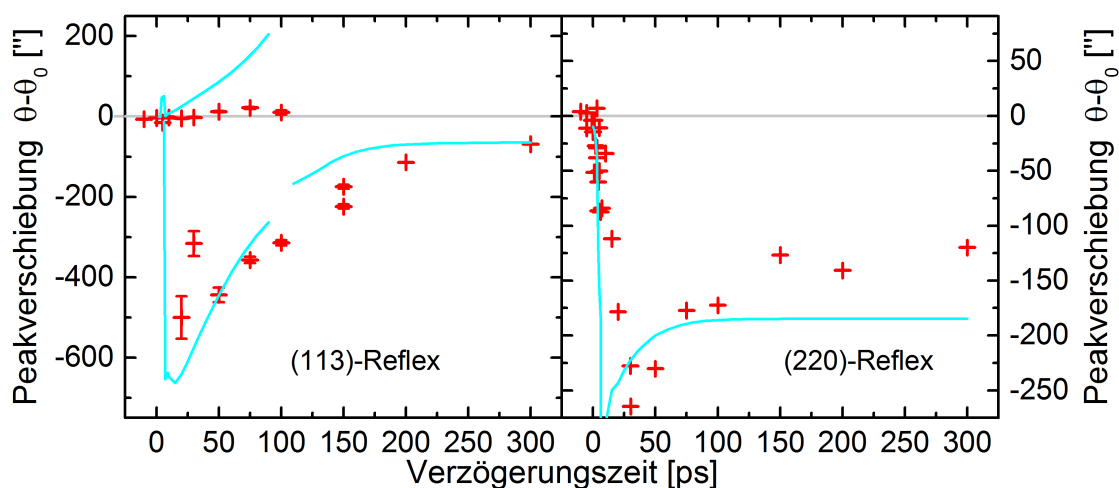


Abb. 4.24: Vergleich der simulierten (blaue Kurve) und der gemessenen (rote Kreuze) Peakverschiebungen für den (113)- und den (220)-Reflex. Die Auswertung der simulierten Peakverschiebung erfolgte wie bei der Messung.

Bei der in Abbildung 4.24 gezeigten Simulation sieht man, wie sich sofort eine sehr große Peakverschiebung einstellt. Bei dem (220)-Reflex ist in der Simulation bereits nach 7 ps die maximale Verschiebung erreicht. Für Verzögerungszeiten größer 75 ps bleibt die Peakverschiebung für den (220)-Reflex konstant bei $-185''$. Das Modell beschreibt die Verschiebung für den (113)-Reflex mit einer Eindringtiefe von 600 nm wiederum recht gut. Dies stimmt gut mit der Literatur überein, da alle zeitaufgelösten Messungen mit symmetrischen Reflexen an InSb mit einer großen Eindringtiefe erfolgten. Die aus der Simulation folgende Kompression, siehe (113)-Reflex, ist größer als in den Messungen, siehe Abbildung 4.24.

Erweitertes Modell nach Thomsen

Für die Beschreibung des zeitlichen Anstiegs und Rückgang der Gittertemperatur wurde das Modell nach Thomsen um die zwei Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 erweitert.

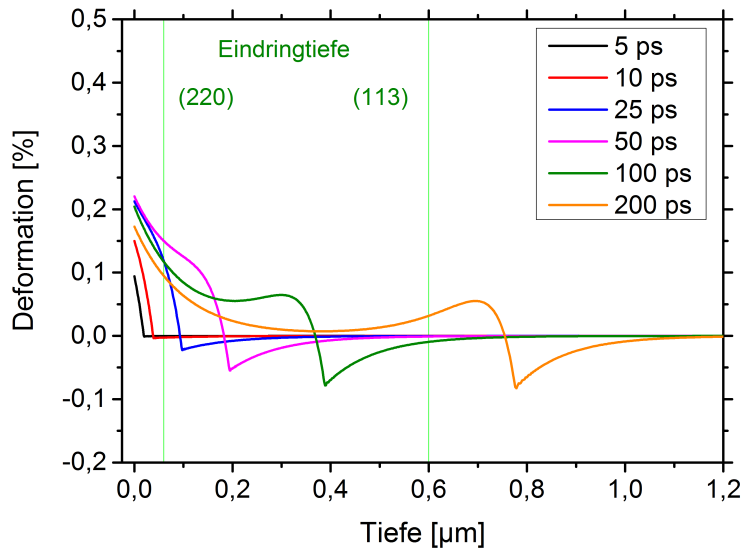


Abb. 4.25: Zeitabhängige Deformation in einem InSb-Kristall über der Tiefe im Kristall. Simulation mit dem erweiterten Modell von Thomsen.

In Abbildung 4.27 sind die simulierten Deformationen im Kristall dargestellt, die wichtigsten Unterschiede des erweiterten Modells nach Thomsen zeigen sich in den Deformationen, so bleibt die Deformation an der Oberfläche nicht konstant, sondern nimmt bis etwa 25 ps zu und danach wieder ab. Dadurch ist auch der Übergang zwischen Kompression und Expansion weniger steil.

Beste Übereinstimmung für den (220)- und den (113)-Reflexe ist bei einer Fluenz von $3,5 \text{ mJ/cm}^2$ und den Zeitkonstanten $\tau_1 = 15 \text{ ps}$ und $\tau_2 = 400 \text{ ps}$ gegeben. In der Literatur finden sich für den Anstieg der Deformation in InSb ähnliche Werte, Lindenberg [100] bestimmte 12 ps und DeCamp [107] 10 ps. In Abbildung 4.26 sind für beide Reflexe die gemessenen und die simulierten Rockingkurven für Verzögerungszeiten von 20 ps und 50 ps gezeigt.

Das erweiterte Modell nach Thomsen stimmt für beide Reflexe mit dem gleichen Deformationsverlauf sehr gut mit den Messungen überein. Der zeitliche Verlauf der Verschiebung der angepassten Lorentzkurven wird auch quantitativ gut wiedergegeben. Abweichungen zwischen den Messungen und den Simulationen zeigen sich bei dem (113)-Reflex nur in einer größeren Kompression in der Simulation. Für den (220)-Reflex beträgt die maximale Peakverschiebung bei 30 ps in der Simulation $3/4$ der gemessenen Verschiebung, siehe Abbildung 4.27.

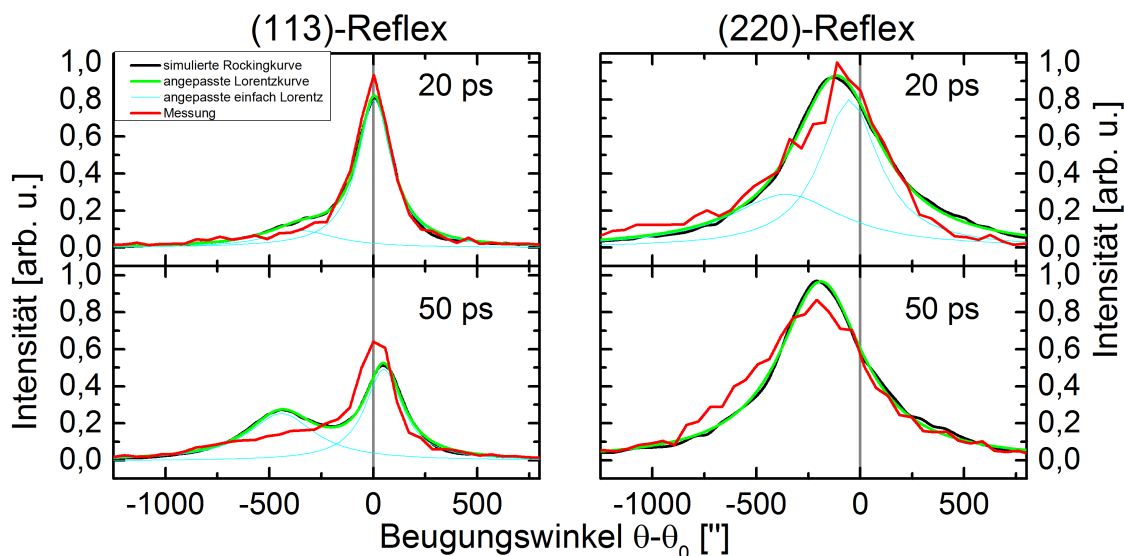


Abb. 4.26: Gemessene (rot) und mit dem erweiterten Thomsenmodell simulierte Rockingkurven (schwarz) für Verzögerungszeiten von 20 ps und 50 ps. Links für den (113)-Reflex und rechts für den (220)-Reflex. Für die simulierten Rockingkurven sind die angepassten Kurven gezeigt (grün), diese setzen sich bei einzelnen Rockingkurven aus zwei Lorentzkurven zusammen (hellblau).

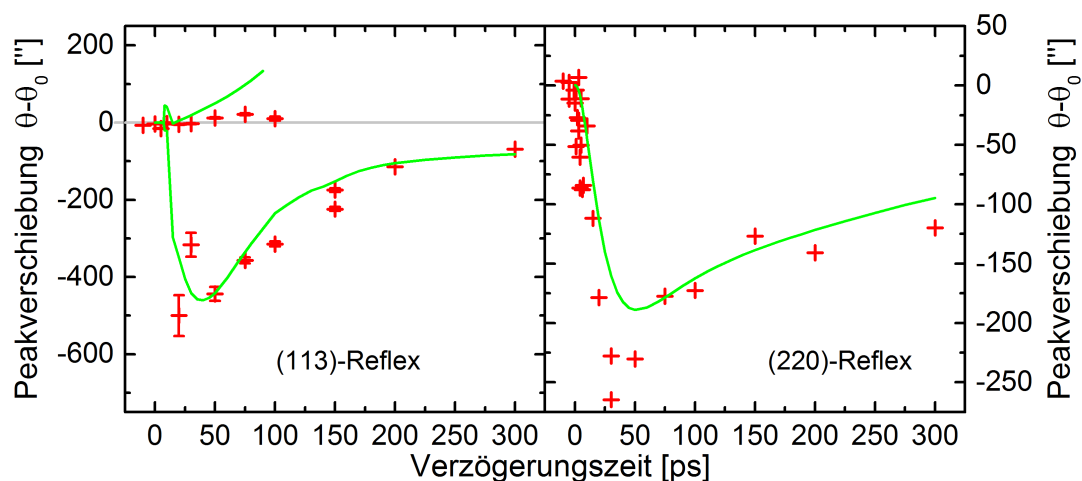


Abb. 4.27: Vergleich der Peakverschiebung der Messungen (rote Kreuze) und den simulierten Peakverschiebungen (grüne Kurve) mit dem erweiterten Thomsenmodell, für den (113)- und den (220)-Reflex.

Mikrophysikalisches Modell

Im mikrophysikalischen Modell wird die zeitliche und räumliche Entwicklung der Elektron-Loch-Paare, die Energie der Ladungsträger, optische Phononen und die Gittertemperatur durch ein System von vier gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben. In der mikrophysikalischen Beschreibung setzt sich die Spannung im

Kristall aus einem Anteil durch die freien Elektronen und einem Anteil durch die Gittertemperatur zusammen, siehe auch Grundlagen Formel 2.16.

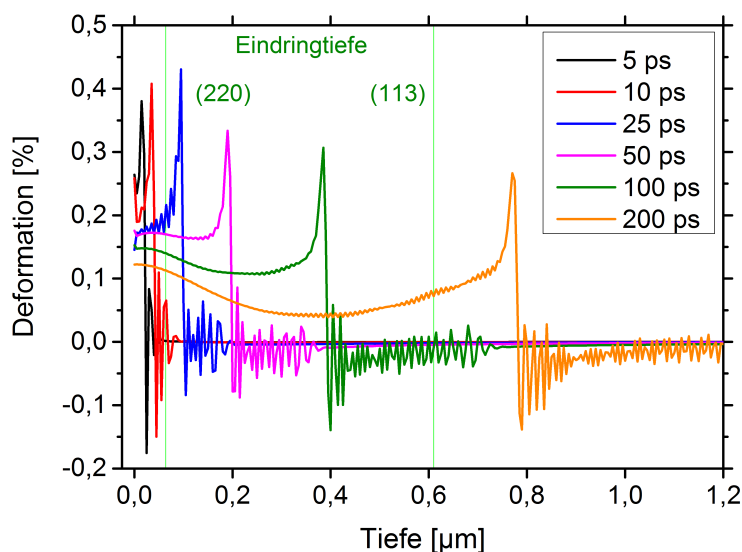


Abb. 4.28: Zeitabhängige Deformation in einem InSb-Kristall über der Tiefe im Kristall. Simuliert mit den Parametern in Tabelle 4.4 und 4.1. Simulation mit dem mikrophysikalischen Modell.

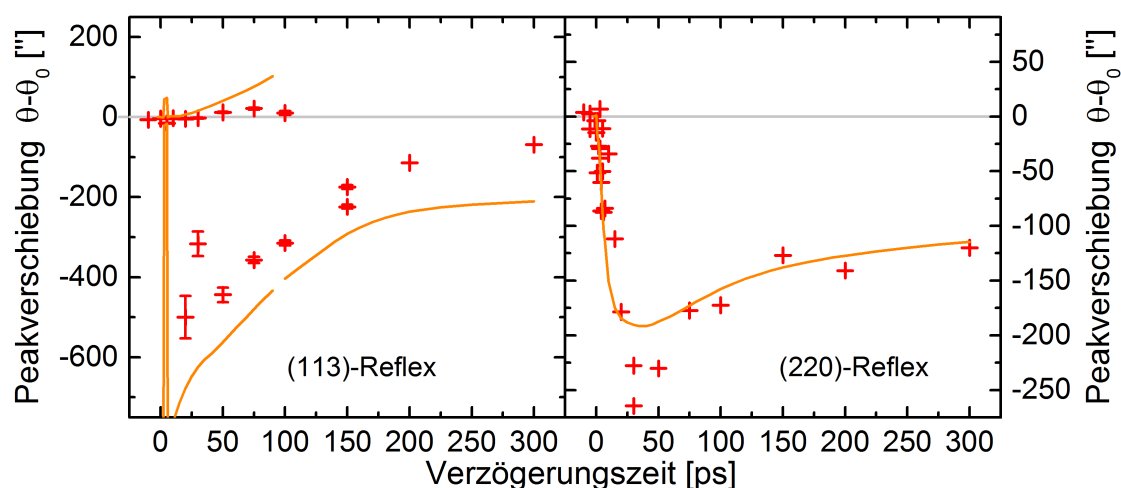


Abb. 4.29: Vergleich der Peakverschiebung der Messungen (rote Kreuze) mit den simulierten Peakverschiebungen (orange Kurve) mit dem mikrophysikalischen Modell, für den (113)- und den (220)-Reflex.

Die nach dem mikrophysikalischen Modell angepassten Deformationen in Abbildung 4.28 nutzen eine Fluenz von 3 mJ/cm^2 , die weiteren Parameter für die Simulation sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Die mit dem mikrophysikalischen Modell simulierten Deformationen unterscheiden sich von den Deformationen des erweiterten Modells nach Thomsen dadurch, dass die in den Kristall laufende Druckwelle an der Front eine starke Expansion aufweist. Diese kommt von dem elektronischen Anteil an der Deformation an der Oberfläche. Der Deformationsverlauf an der Oberfläche wird für Verzögerungszeiten größer 25 ps von der Gittertemperatur bestimmt.

An dem (220)-Reflex ist die maximale Verschiebung bereits nach 25 ps erreicht, was sehr gut mit den Messungen übereinstimmt. Ansonsten gibt das mikrophysikalische Modell eine gute Übereinstimmung der Verschiebung für den (220)-Reflex. Für den (113)-Reflex wird der Verlauf gut wiedergegeben, jedoch ist die Verschiebung etwa $100''$ zu groß.

Zweitemperaturmodell

Bei dem Zweitemperaturmodell stimmen die Simulation am wenigsten mit den Messungen überein. Bei diesem Modell wurde mit einer dreimal höheren Fluenz gerechnet als bei den anderen Modellen, trotzdem sind die Verschiebungen beim (220)-Reflex zu gering. Die Verzögerungszeit für die maximale Verschiebung stimmt in der Simulation mit der Messung überein. Auch beim (113)-Reflex bleibt die Verschiebung in den 75 ps nach der Anregung in der Simulation kleiner als in der Messung, während für Verzögerungszeiten größer 100 ps die Simulation zu große Verschiebungen zeigt, siehe Abbildung 4.30.

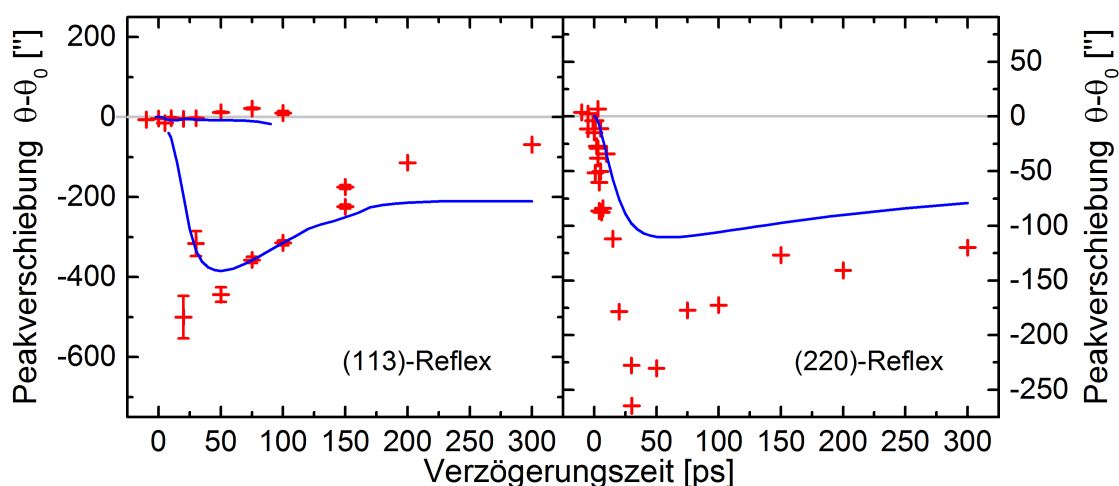


Abb. 4.30: Vergleich der Peakverschiebung der Messungen (rote Kreuze) und den mit dem Zweitemperaturmodell simulierten Peakverschiebungen (blaue Kurve), für den (113)- und den (220)-Reflex.

4.4.2 Simulation verschiedener Eindringtiefen

Die Modelle von Thomsen, das mikrophysikalische und das erweiterte Thomsen ergeben zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den Simulationen und den Messungen für eine Fluenz von $3,5 \text{ mJ/cm}^2$, als Eindringtiefe für den Anregelaser

wurde dabei der Literaturwert von 97 nm benutzt [75]. Die optimale Fluenz ist jedoch einen Faktor drei kleiner als die im Experiment bestimmte. In den Abbildungen 4.31 und 4.32 sind für den (113)-Reflex bzw. den (220)-Reflex die Simulationen für verschiedene Kombinationen von Eindringtiefe und Fluenz abgebildet.

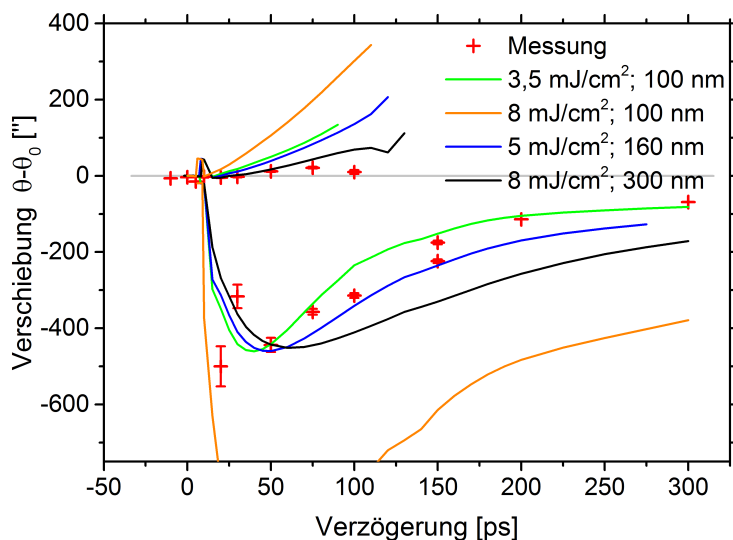


Abb. 4.31: Vergleich der Messungen der Verschiebung des (113)-Reflex von InSb mit Simulationen des erweiterten Thomsenmodell. Die Simulationen sind für verschiedene Kombinationen aus Fluenz und Eindringtiefe.

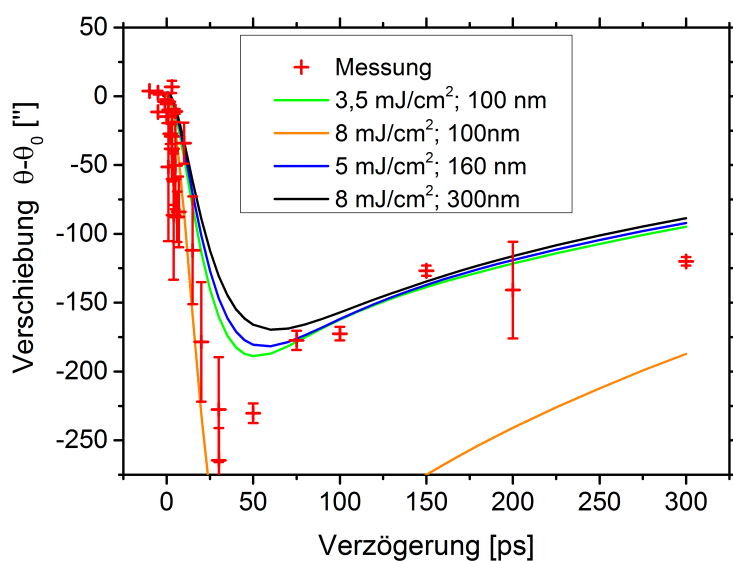


Abb. 4.32: Vergleich der Messungen der Verschiebung des (220)-Reflex von InSb mit Simulationen des erweiterten Thomsenmodell. Die Simulationen sind für verschiedene Kombinationen aus Fluenz und Eindringtiefe.

Bei größeren Eindringtiefen wird erst bei einer größeren Fluenz eine Übereinstimmung mit der Messung erzielt. In den Simulationen ist die Eindringtiefe die Tiefe im Material, welche durch den Laser angeregt wird. Diese muss aber nicht mit der der Absorptionstiefe des Lasers übereinstimmen. So können die erzeugten freien Elektronen Energie auch in tiefere Schichten des Festkörper eintragen und diesen anregen. Diese ballistischen Elektronen können nach Juhasz bis in einer Tiefe von 300 nm nachgewiesen werden [56]. Für eine Eindringtiefe von 300 nm und eine an-

gepasste Fluenz von 8 mJ/cm^2 stimmen die Simulationen mit den Messungen gut überein. Es ergibt sich für den (113)-Reflex damit auch eine bessere Übereinstimmung mit der gemessenen Kompression, siehe Abbildung 4.31. Mit der Annahme einer Eindringtiefe von 300 nm stimmt auch die Fluenz besser mit der gemessenen überein.

Die ballistischen Elektronen können durch eine Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben werden, die maximale Energie der Elektronen ist die Differenz aus Energie der Photonen und der Bandlücke. Daraus ergibt sich die in Abbildung 4.33 gezeigte Geschwindigkeitsverteilung. Durch ballistische Elektronen kann eine Tiefe von 300 nm innerhalb 1 ps angeregt werden.

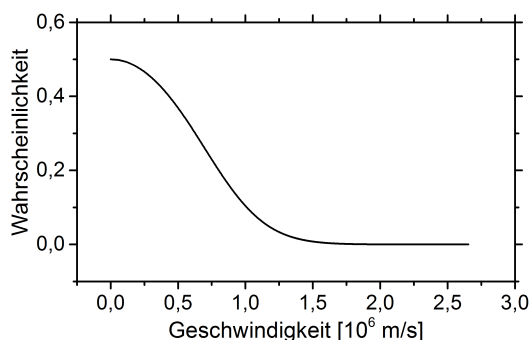


Abb. 4.33: Geschwindigkeitsverteilung für die ballistischen Elektronen in InSb.

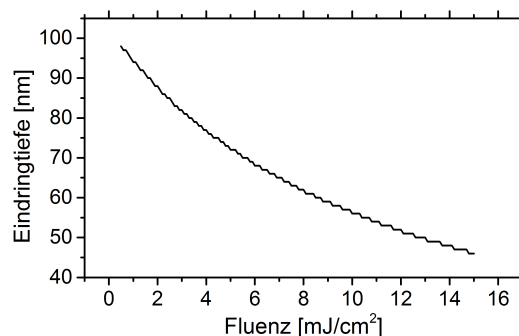


Abb. 4.34: Absorptionstiefe des 800 nm Anregelasers unter Berücksichtigung der nichtlinearen Absorption [20, 75].

Im Experiment erfolgte die Anregung des InSb bei einer Fluenz nahe der Zerstörschwelle. Bei der Absorption der Laserstrahlung in InSb gewinnt Multiphotonenabsorption an Bedeutung. Werden nichtlineare Prozesse bei der Absorption berücksichtigt, verringert sich die Absorptionstiefe. In Abbildung 4.34 ist die $1/e$ -Absorptionstiefe in Abhängigkeit von der Fluenz gezeigt. Die Änderung der Intensität I mit der Tiefe z folgt der Gleichung $dI/dz = -aI - bI^2$, dabei ist der lineare Absorptionskoeffizient $a = 98 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ [75] und der nichtlineare Absorptionskoeffizient $b = 780 \text{ cm/GW}$ [20] verwendet worden. Bei der verwendeten Fluenz von 10 mJ/cm^2 ist die Eindringtiefe des Anregelasers unter Berücksichtigung der nichtlinearen Absorption nur 50 nm , der InSb-Kristall wird durch ballistische Elektronen jedoch bis in 300 nm Tiefe angeregt [56].

4.4.3 Integrales Reflexionsvermögen

Durch die tiefenabhängige Änderung der Gitterkonstante wird auch die Eindringtiefe in den Kristall beeinflusst, ein gestörter Kristall hat eine größere Extinktionstiefe als der nicht gestörte Kristall. Auf Grund der größeren Extinktionstiefe sollte im angeregten Kristall ein höheres integrales Reflexionsvermögen zu messen sein [9].

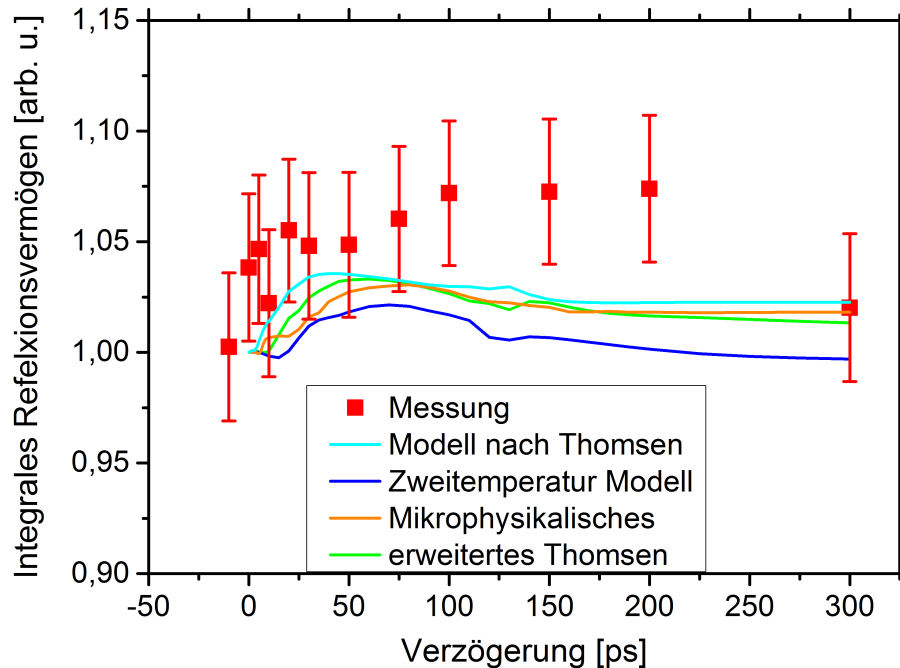


Abb. 4.35: Messung der zeitliche Änderung des integralen Reflexionsvermögens des asymmetrischen (113)-Reflexes an einem InSb-Kristall mit einer (111)-Oberfläche. Der Bragg-Winkel beträgt $\theta_B=44,9^\circ$ und der Asymmetriewinkel $\gamma=15^\circ$. Die Fluenz des Lasers war 10 mJ/cm^2 und die verwendete Titan K_α -Strahlung wurde mit einem torisch gebogenen Kristall auf den InSb-Kristall fokussiert. Die simulierten integralen Reflexionsvermögen sind die Integrale der mit den vier Modellen simulierten Rockingkurven.

In Abbildung 4.35 sind die integralen Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für den (113)-Reflex dargestellt. Das integrale Reflexionsvermögen erhöht sich bei dem angeregten InSb-Kristall um höchstens 5%, der Fehler der Messung betrug 3,5%. Das integrale Reflexionsvermögen ist für einen perfekten Kristall proportional zu dem Strukturfaktor F und für einen Mosaikkristall ist es proportional zu F^2 [108]. Im Falle der InSb (113)-Reflexion an der (111)-Oberfläche ist das integrale Reflexionsvermögen eines Mosaikkristalls 20% höher als das eines perfekten Kristalls. Bei der Anregung des Kristalls wird der Kristall gestört. Das bedeutet, dass die gebeugte Röntgenstrahlung zum Teil tiefer in das Kristallvolu-

men eindringt und sich das integrale Reflexionsvermögen erhöht. In InSb sind die Absorptionstiefe mit 600 nm und die Extinktionstiefe mit 630 nm etwa gleich groß. Somit ist die maximale Eindringtiefe durch die Absorption begrenzt, was die nur sehr geringe Erhöhung des integralen Reflexionsvermögens erklärt. Nach 300 ps ist das integrale Reflexionsvermögen bereits wieder sehr nahe dem des perfekten Einkristalls, d.h. die Deformation ist entsprechend gering.

Die Simulationen der 4 verschiedenen Modelle zeigen ebenfalls einen Anstieg des integralen Reflexionsvermögens zwischen 2% und 4%, dies liegt im Rahmen des Fehlers der Messungen.

4.4.4 Simulation der ersten 5 ps nach der Anregung

Welche Deformationen zeigen die Modelle in den ersten 5 ps nach der Anregung ?

Die freien Parameter der vier Modelle wurden bestmöglichst an die Messungen des (113)- und (220)-Reflexes für Verzögerungszeiten bis 300 ps angepasst. Die verschiedenen Modelle wurden **nicht** gesondert an die Messdaten der Verzögerungszeiten zwischen 2 ps und 5 ps angepasst. Für die Verzögerungszeiten 2 ps und 4 ps sind die Simulationen in Abbildung 4.36 und 4.37 gezeigt.

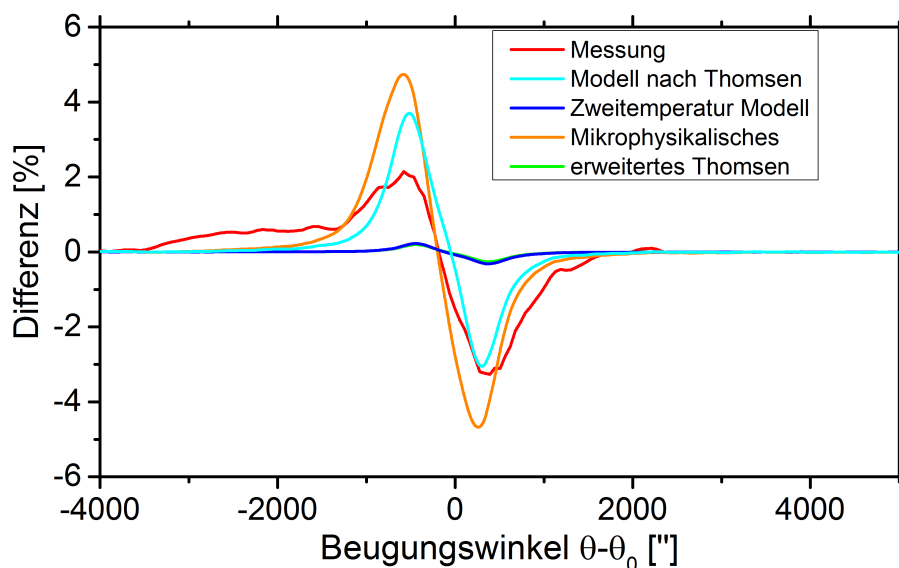


Abb. 4.36: Differenz zwischen den Rockingkurven des angeregten und des nicht angeregten Kristalls. Gezeigt ist die Differenz der Messung (rot) und die Differenz der mit 4 verschiedenen Modellen simulierten Rockingkurven. Die Verzögerungszeit beträgt 2 ps.

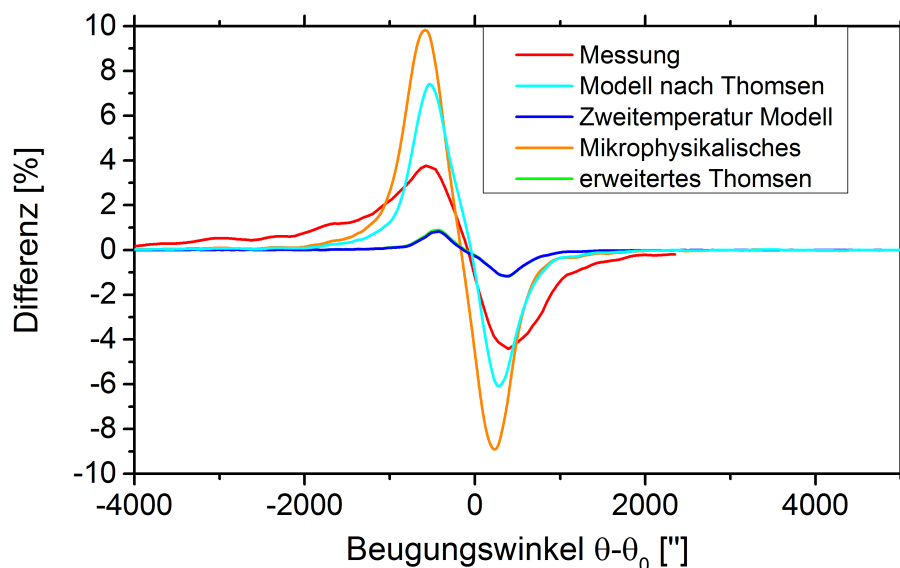


Abb. 4.37: Differenz zwischen den Rockingkurven des angeregten und des nicht angeregten Kristalls. Gezeigt ist die Differenz der Messung (rot) und die Differenz der mit 4 verschiedenen Modellen simulierten Rockingkurven. Die Verzögerungszeit beträgt 4 ps.

Für große Verschiebungen zu kleinen Beugungswinkeln liegen die Modelle unterhalb der gemessenen, d.h. die Modelle liefern für die frühen Zeiten zu kleine maximale Deformationen. Bereits bei den größeren Verzögerungszeiten war bei dem Modell nach Thomsen für den (220)-Reflex zu schnell eine große Deformation eingetreten, siehe Kapitel 4.4.1. Bei 2 ps und 5 ps zeigt sich dies besonders stark. Das Modell nach Thomsen zeigt für 2 ps und 4 ps eine etwa zwei- bis dreimal so große Deformation wie die Messung, bedingt durch die sofortige Erhöhung der Temperatur auf ihren maximalen Wert.

Das erweiterte Thomsenmodell stimmt mit den Messungen für Verzögerungszeiten bis 300 ps sehr gut überein, für <5 ps ergibt es jedoch eine zu kleine Deformation. Für eine Übereinstimmung der Messungen mit dem erweiterten Thomsenmodell für Verzögerungszeiten bis 5 ps ergibt sich eine Zeitkonstante für den Anstieg der Spannung, die den Verlauf für spätere Zeiten nicht mehr beschreibt. Dies legt nahe, dass für die Beschreibung der Anregung in einem Halbleiterkristall zwei Anteile für die Spannung in Kristall beitragen, einen schnellen, aber kurzlebigen elektronischen Anteil, und für eine Übereinstimmung für größere Verzögerungszeiten einen langsameren Anteil, erzeugt durch die Änderung der Gittertemperatur [59, 64, 65]. Im erweiterten Modell nach Thomsen wird durch die beiden Zeitkonstanten nur die „langsamere“ Änderung der Gittertemperatur beschrieben.

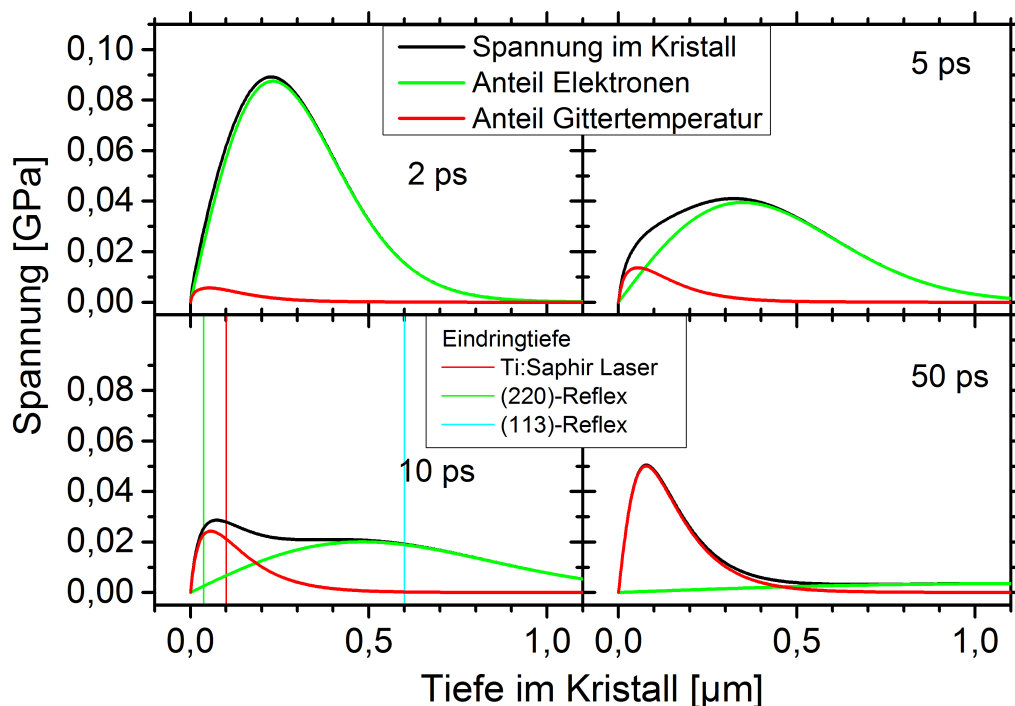


Abb. 4.38: Tiefenabhängige Spannung im InSb-Kristall (schwarz) für ausgewählte Verzögerungszeiten, simuliert mit dem mikrophysikalisches Modell. Der Anteil der Elektronen zur Spannung (grün) und der Anteil der Gittertemperatur (rot) sind gezeigt. Bei der Verzögerungszeit von 10 ps sind zum Vergleich die Eindringtiefen der Anregelasers (dünne rote), der Titan K_{α} -Strahlung beim (220)-Reflex (dünne grüne) und beim (113)-Reflex (hellblaue Linie) gezeigt.

Das mikrophysikalische Modell beschreibt durch Ratengleichungen unter anderem die zeitliche Entwicklung der freien Elektronen und die Gittertemperatur, für die Spannung im Kristall werden beide Anteile berücksichtigt. In Abbildung 4.38 ist für vier ausgewählte Verzögerungszeiten die Spannung im Kristall in Abhängigkeit von der Tiefe dargestellt (schwarze Linie), es sind auch der jeweilige Beitrag der Elektronen (grün) und der Gittertemperatur (rot) gezeigt. 2 ps nach der Anregung wird die Spannung durch den Druck der Elektronen bestimmt, die Gittertemperatur ist zu diesem Zeitpunkt um 14 K gegenüber der Umgebungstemperatur erhöht. 5 ps nach der Anregung geht die Zahl der freien Elektronen und die damit verbundene Spannung zurück. Nach 10 ps ist die Gittertemperatur um 60 K erhöht und der Anteil der Elektronen zur Spannung weiter zurückgegangen, so dass Elektronen und Gittertemperatur etwa gleiche Anteile zur Spannung liefern. Mit fortschreitender Verzögerungszeit nimmt die Gittertemperatur weiter zu, gegenüber der Umgebungstemperatur ist die Gittertemperatur 50 ps nach der Anregung um 130 K erhöht, was der maximalen Gittertemperatur bei der Simulation entspricht. Zu diesem Zeitpunkt

liefern die Elektronen keinen Beitrag mehr zur Spannung im Kristall. Es zeigt sich bei dem Vergleich mit den Messungen für Verzögerungszeiten < 6 ps keine bessere Übereinstimmung des mikrophysikalischen Modells mit den Messungen als beim angepassten Modell nach Thomsen. Aus der Übereinstimmung für Verzögerungszeiten größer 10 ps zwischen mikrophysikalischen Modell und Messung folgt, dass die Entwicklung der Gittertemperatur von diesem Modell gut beschrieben wird, die Gittertemperatur folgt durch die Ratengleichungen aus der Entwicklung der Elektronendichte. Die Berechnung der Spannung aus der Elektronendichte erfolgt durch die Annahme, dass die freien Elektronen die Bandlücke modifizieren und dadurch ein Druck im Kristall entsteht [66, 64, 65]. Die druckabhängige Deformation der Bandlücke $\frac{\partial E_{gap}}{\partial p}$ wurde bestimmt, in dem die Deformation der Bandlücke in Abhängigkeit eines statischen Druckes bei Raumtemperatur berechnet wurde [102, 109]. Dieser Zusammenhang zwischen Elektronendichte und Spannung wird im Modell noch nicht korrekt wieder gegeben.

Das Zweitemperaturmodell liefert für diese frühen Zeiten die gleiche Deformation wie das erweiterte Modell nach Thomsen. Für größere Verzögerungszeiten haben diese beiden Modelle sich aber sehr stark unterschieden. Aus den Differentialgleichungen des Zweitemperatur Modells, siehe Gleichung 2.15, folgt für die Zeit nach der Anregung, dass durch den Quellterm zunächst eine hohe Elektronentemperatur T_e herrscht, die Wärmeleitfähigkeit kann für die ersten 5 ps vernachlässigt werden. Die Gittertemperatur T_L ist zunächst gleich der Umgebungstemperatur und die zeitliche Änderung ist dann proportional der Gittertemperatur selbst. Die Lösung für diese Differentialgleichung ist ein exponentieller Anstieg der Gittertemperatur, wie er im erweiterten Thomsen Modell angesetzt wurde, es folgt für die Zeiten direkt nach der Anregung für beide Modelle die gleichen Verläufe der Deformation. Für die Zeitkonstante τ folgt aus den Gleichungen 2.15 des Zweitemperaturmodells mit dem Elektron-Phonon-Kopplungsparameter G und der Wärmekapazität C_L , $\tau = C_L/G = 185$ ps. Die so bestimmte Zeitkonstante für das Zweitemperatur Modell ist einen Faktor 10 größer als beim erweiterten Modell nach Thomsen. Bringt man den Elektron-Phonon-Kopplungsparameter des Zweitemperatur Modells in Übereinstimmung mit der Zeitkonstante des erweiterten Modells nach Thomsen, ergeben sich beim Zweitemperatur Modell für eine Fluenz von $3, 5$ mJ/cm² ähnliche Verläufe der Deformation wie bei einer Fluenz von 10 mJ/cm² und dem tabellierten Kopplungsparameter.

Annahme einer exponentiellen Deformation

Aus den Messungen bis einschließlich 5 ps nach der Anregung ergibt sich eine sehr große Deformation an der Oberfläche, die ins Kristallinnere schnell abnimmt. Daher wurde für die Beschreibung der Deformation $\eta(z)$ ein exponentieller Abfall der Deformation angenommen, $\eta(z) = \eta_0 \cdot \exp(-z/d)$ dabei ist η_0 die Deformation an der Oberfläche und d ist die Tiefe, in der die Deformation auf η_0/e abgefallen ist. Die Anpassung der Parameter η_0 und d an die Messungen der vier Verzögerungszeiten 2 ps bis 5 ps erfolgte mit der Optimierungstoolbox von Matlab, für die Abweichung der berechneten Differenzen von den gemessenen Differenzen, wurde für Beugungswinkel mit einem Betrag größer $1000''$ die Differenz mit einem Faktor 2 gewichtet.

In Abbildung 4.39 sind die Messungen für 2 ps bis 5 ps zusammen mit den Differenzkurven der optimierten exponentiellen Deformationen gezeigt. Aus den Simulationen wurde ebenfalls die Differenz aus den Rockingkurven des angeregten und nicht angeregten Kristalls gebildet und mit dem gleitenden Durchschnittsfilter geglättet, so dass ein direkter Vergleich mit den Messungen möglich ist.

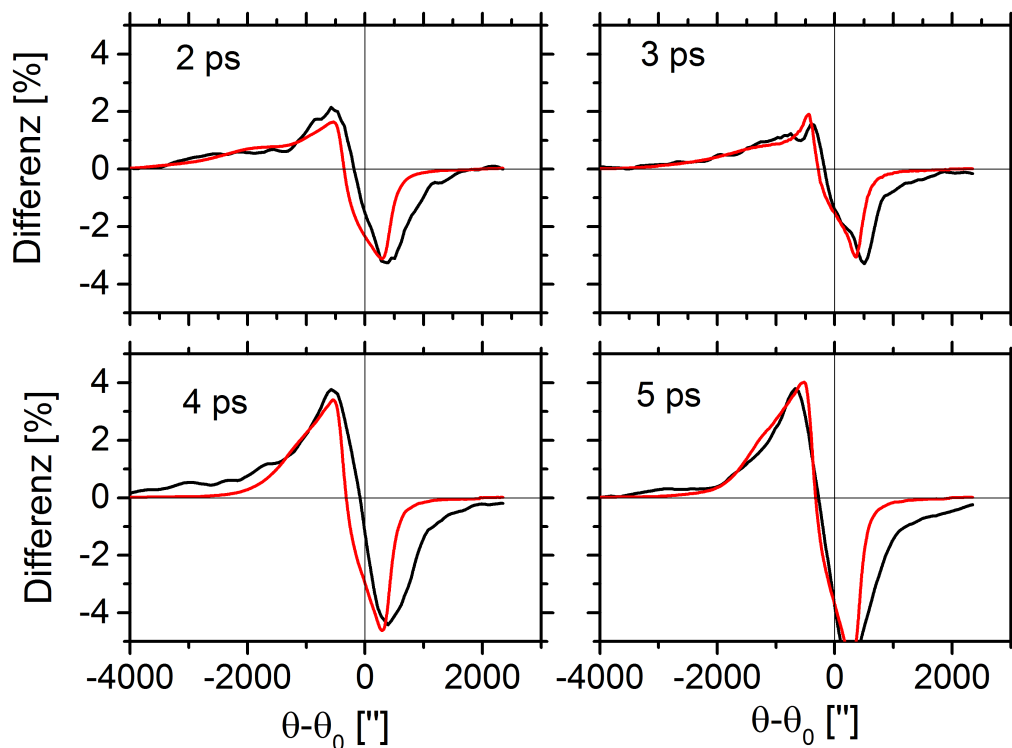


Abb. 4.39: Darstellung der Differenz der Rockingkurve von angeregtem und nicht angeregtem Kristall bei 2 ps bis 4 ps nach der Laseranregung (schwarze Linie), sowie die Simulation der Rockingkurven mit der Annahme einer exponentiellen Deformation (rote Linie). Die angepassten Parameter für die exponentielle Deformation sind in Tabelle 4.5 angegeben.

Der exponentielle Ansatz zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. In Tabelle 4.5 sind für die vier verschiedenen Verzögerungszeiten die angepassten Werte für η_0 und d aufgelistet, zusätzlich ist noch die Eindringtiefe der Druckwelle zur jeweiligen Verzögerungszeit angegeben.

Verzögerung τ	angepasste Parameter		Eindringtiefe Druckwelle $v_c \cdot \tau$ mit $v_c = 3880$ m/s
	η_0	d	
2ps	4,1%	1,7 nm	7,5 nm
3ps	3,4%	1,4 nm	11,2 nm
4ps	1,8%	3,3 nm	15 nm
5ps	1,8%	4,3 nm	18,8 nm

Tab. 4.5: Angepasste Parameter der exponentiellen Deformation für verschiedene Verzögerungszeiten, siehe rote Kurve in Abbildung 4.39, sowie die Eindringtiefe der Druckwelle zur jeweiligen Verzögerungszeit.

Die angepassten Werte für die Deformation an der Oberfläche ergeben mit 4% einen Wert, der knapp unter der Zerstörschwelle liegt und mit der maximal gemessenen Verschiebung recht gut übereinstimmt. Die Tiefe, in der die Deformation auf η_0/e abgefallen ist, beträgt mit 1,5 nm nur 1/60 der Eindringtiefe des 800 nm Anregepulses. Die Theorie der Anregung geht von einem Start der Deformation an der Oberfläche aus, in Tabelle 4.5 ist deshalb in der rechten Spalte auch die Eindringtiefe der Druckwelle zur jeweiligen Verzögerungszeit eingetragen, die Druckwelle ist stets etwa 4 bis 5 mal so tief eingedrungen wie der Wert für die angepasste Tiefe d in der die Deformation auf η_0/e abgefallen ist.

In Abbildung 4.40 sind für die Verzögerungszeiten 2 ps und 5 ps die angepassten exponentiellen Deformationen sowie die simulierten Deformationen des Modells nach Thomsen, des mikrophysikalischen Modells und des erweiterten Modells nach Thomsen dargestellt. Die angepassten exponentiellen Deformationen ergeben für 2 ps bzw. 5 ps an der Oberfläche eine 15 bzw. 6 mal größere Deformation als die Modelle, wodurch eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen für sehr kleine Beugungswinkel erzielt wird. Aus der zeitlichen Entwicklung der angepassten Parameter η_0 und d folgt für größer werdende Verzögerungszeiten eine Abnahme der Deformation an der Oberfläche und eine immer tiefer eindringende Deformation.

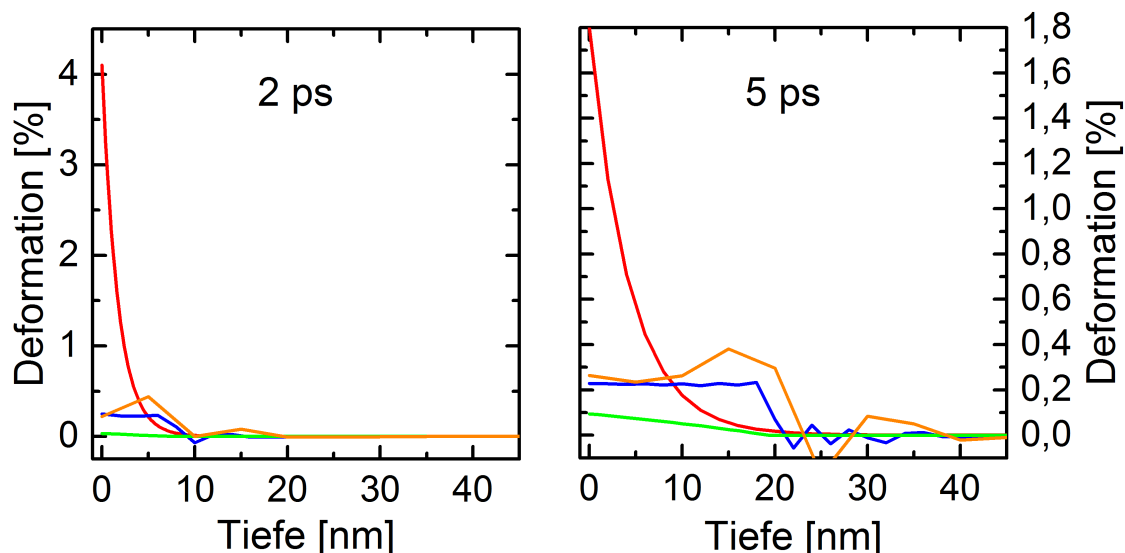


Abb. 4.40: Abhängigkeit der Deformation von der Tiefe (in Nanometer) für Verzögerungszeiten von 2 ps und 5 ps. Neben den angepassten exponentiellen Deformationen (rot) sind die simulierten Deformationen mit dem Modell nach Thomsen (blau), mit dem erweiterten Modell nach Thomsen (grün) und dem mikrophysikalische Modell (orange) gezeigt.

4.4.5 Zusammenfassung der Simulation der zeitaufgelösten Röntgenbeugung an InSb

Für die Simulation der Anregung eines InSb-Kristalls durch einen kurzen Laserpuls wurden vier verschiedene Modelle benutzt, um die räumliche und zeitliche Entwicklung der Deformation im InSb-Kristall zu simulieren. Die an einem solchen deformierten Kristall gebeugte Röntgenintensität wurde durch schichtweises Lösen der Takagi-Taupin-Gleichung berechnet. Bei der Berechnung der Rockingkurve muss der Einfluss der asymmetrischen Reflexe berücksichtigt werden. Da die simulierte Deformation immer senkrecht zu Oberfläche erfolgen, ergeben sich für Reflexe mit unterschiedlicher Asymmetrie auch unterschiedliche Änderungen der Beugungswinkel. Nach einer Faltung mit der Apparatefunktion wurden die so simulierten Rockingkurven auf die selbe Art ausgewertet wie die gemessenen Rockingkurven. Die Anpassung der „freien“ Parameter erfolgte dabei so, dass mit der selben Deformation eine bestmögliche Übereinstimmung mit den Messungen des (113)- und des (220)-Reflexes erzielt wurde.

Der räumliche und zeitliche Verlauf der Deformation ist bei den verschiedenen Modellen von einer Vielzahl an Parametern abhängig. Die verschiedenen Materialkonstanten von InSb wurden entweder der Literatur entnommen oder an die Messda-

ten angepasst. Dabei darf auch nicht unberücksichtigt bleiben, dass die als konstant angenommenen Werte aus der Literatur meist unter statischen Bedingungen gemessen wurden. In den gezeigten Experimenten ändern sich die Bedingungen innerhalb der Laserpulsdauer von 60 fs zwischen einem nicht angeregten Festkörper bei Raumtemperatur und einem Zustand mit 10^{21} Elektron-Loch-Paaren pro cm^3 , der sich unmittelbar vor dem Schmelzen befindet.

Bei allen Modellen, außer dem Zwei-Temperatur-Modell, beträgt die angepasste Fluenz etwa $1/3$ der im Experiment gemessenen. Für das Modell nach Thomsen wird von Morak [61] als Ursache für eine zu niedrige Fluenz der sofortige Anstieg der Gittertemperatur angeführt. Diese Erklärung steht jedoch im Widerspruch zu dem erweiterten Modell nach Thomsen und dem mikrophysikalischen Modell, die ebenfalls die gleiche zu kleine Fluenz liefern.

Die aus den zu kleinen angepassten Fluenzen folgenden Gittertemperaturen liegen entsprechend bei $1/3$ der Schmelztemperatur von InSb. Im Experiment wurde jedoch dicht an der Zerstörschwelle gemessen, da bereits Schwankungen kleiner 10% der Energie der Laserpulse eine Zerstörung der Probe zur Folge hatten. Außerdem stimmt die auf der Probe gemessene Fluenz von 10 mJ/cm^2 gut mit den Literaturwerten für die Zerstörschwelle von InSb überein, z.B. ist von Rouse [20] 10 mJ/cm^2 und Lindenberg [100] 13 mJ/cm^2 angegeben. Eine Übereinstimmung mit der gemessenen Fluenz ergibt sich, wenn ballistische Elektronen berücksichtigt werden, die die Energie des Laserpulses sehr schnell bis in eine Tiefe von 300 nm eintragen [56]. Wird in den Simulationen eine Fluenz von 10 mJ/cm^2 und eine Eindringtiefe 300 nm verwendet, ergibt sich aber immer noch eine Gittertemperatur, die etwa $1/3$ der Schmelztemperatur ist.

Beim Überschreiten der Zerstörschwelle mit einem fs-Laserpuls erfolgt eine irreversible Änderung der Probe. Aus den Simulationen folgt, dass dabei die Schmelztemperatur nicht überschritten wird, sondern der Kristall in den ersten Pikosekunden wohl ähnlich dem nichtthermischen Schmelzen verändert wird.

Alle vier Modelle können die Verschiebung beim (113)-Reflex mit der großen Eindringtiefe mehr oder weniger gut wiedergeben. Die auffälligste Abweichung ist bei den Modellen nach Thomsen und dem erweiterten Modell nach Thomsen eine größere Kompression auftritt als in den Messungen. Im Unterschied zu dem (113)-Reflex wird die zeitliche Entwicklung der Verschiebung für den (220)-Reflex nur mit dem mikrophysikalischen bzw. dem erweiterten Modell nach Thomsen für Verzögerungszeiten größer 10 ps gut beschrieben, die Verschiebung bei kleineren Verzögerungszeiten wird von keinem Modell richtig wieder gegeben. Die Modelle können bisher nur

den „rein thermischen“ Zeitbereich, nachdem die Elektronen bereits ihre Energie ans Gitter übertragen haben, korrekt wiedergeben, aber nicht den Zeitbereich der Anregung von Elektronen und deren Wechselwirkung.

Mit dem Ansatz eines exponentiellen Deformationsverlaufs können die Messungen der ersten 5 ps sehr gut beschrieben werden. Daraus ergibt sich, dass der Kristall direkt nach der Anregung eine wenige Nanometer dünne deformierte Schicht mit einer Deformation im Prozentbereich aufweist.

5 Zusammenfassung

Für die Untersuchung der in Materie ablaufenden Prozesse sind neben einer Zeitauflösung von wenigen Pikosekunden auch eine Ortsauflösung von wenigen Ångström nötig. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Anregung eines InSb-Kristalls mit einer solch hohen zeitlich und räumlichen Auflösung, sowie der Charakterisierung der dafür verwendeten Laser-Plasma-Röntgenquelle über einem großen Bereich der Photonenergien. Die verwendete Laser-Plasma-Röntgenquelle ist eine Röntgenquelle mit einer Pulsdauer von 100 fs bei einer Wellenlänge von wenigen Ångström [52, 53]. Bei Experimenten an Laser-Plasma-Röntgenquellen die mit Kurzpulslasern mit einer Repetitionsrate von ≥ 1 kHz betrieben werden, wird in den Experimenten meist nur die Emission bis zu einer Photonenenergie von 20 keV charakterisiert, was der spektralen Empfindlichkeit einer Röntgen-CCD entspricht [78, 110, 21, 111]. In dieser Arbeit wurde erstmals an einer kHz Laser-Plasma-Röntgenquelle ein neuer Detektor vom Typ Timepix für die Untersuchung der Emission der Röntgenquelle genutzt. Der verwendete Timepix Detektor hat eine 1 mm dicke CdTe Schicht zur Absorption der Röntgenphotonen, dadurch ist es mit diesem Detektor möglich Röntgenphotonen bis zu einer Photonenenergie von 1 MeV energieaufgelöst zu detektieren.

Die Messungen zeigen bei p-Polarisation (elektrische Feld liegt in der Einfallsebene) der einfallenden Laserstrahlung eine viermal so hohe Photonenzahl wie bei s-Polarisation. Die energieaufgelösten Messungen mit den CCDs bis zu Photonenenergien von 20 keV stimmen für Vorder- und Rückseite der Titanfolie sehr gut überein, die Röntgenstrahlung wird in diesem Energiebereich isotrop abgestrahlt. Während mit dem neuen Timepix Detektor starke Unterschiede im Spektrum von Vorder- und Rückseite der Titanfolie für Photonenenergien größer 50 keV für p- und s-Polarisation gemessen wurden. Bei der verwendeten Intensität von $8 \cdot 10^{16}$ W/cm² konnten Röntgenphotonen mit Energien bis zu 700 keV detektiert werden. Die Röntgenphotonen mit der höchsten Photonenenergien wurden auf der Vorderseite der Metallfolie gemessen und nicht in Laserrichtung. Die Messungen zeigen gute Übereinstimmung mit Messungen die an einem 10 Hz-System bei einer 500 mal höheren

Intensität gemacht wurden [81].

Die in dieser Arbeit charakterisierte Laser-Plasma-Röntgenquelle wurde für optische Anrege - Röntgen Abfrage Experimente an InSb genutzt. Eine Laser-Plasma-Röntgenquelle ermöglicht durch die sehr kurzen Röntgenpulse von 100 fs und die durch den Aufbau bedingte zeitliche Synchronisation von optischem Anrege- und Röntgen Abfragepuls zeitaufgelöste Messungen mit sub-Pikosekunden Zeitauflösung. In einem Halbleiter wie InSb ist die Eindringtiefe der Röntgenstrahlung ein bis zwei Größenordnungen größer als die Absorptionstiefe des optischen Anregepulses. Durch die Nutzung eines asymmetrischen Reflexes konnte eine Eindringtiefe der Titan K_{α} -Strahlung von nur 60 nm realisiert werden.

Die Anregung des InSb-Kristalls erfolgt mit einem Ti:Saphir Laser dessen Eindringtiefe 97 nm beträgt [75]. Die Photonenenergie eines Laserphotons ist mit 1,5 eV größer als die Energie der Bandlücke von InSb (0,18 eV), daher werden innerhalb der Laserpulsdauer von 60 fs etwa 10^{21} freie Ladungsträger pro cm^3 erzeugt. Die Differenz von Photonenenergie und Bandlücke geht als kinetische Energie an die freien Elektronen über. Diese ballistischen Elektronen dringen in weniger als einer Pikosekunde bis zu 300 nm tief in den Kristall ein [56]. Die Energie der freien Elektronen wird über Elektron-Elektron- und Elektron-Phononen-Stöße an das Gitter übertragen und führt zu einer Erhöhung der Gittertemperatur. Die erhöhte Temperatur des Gitters sowie die freien Elektronen selbst erzeugen eine elastische Spannung im Kristall. In den ersten 10 ps nach der Anregung ist die Spannung durch die freien Elektronen dominiert, danach liefert die Gittertemperatur den wesentlichen Anteil der Spannung im Kristall. Die Spannung im Kristall bewirkt eine Expansion, zunächst an der Oberfläche, da nur diese sich in den freien Raum hinein bewegen kann. Erst wenn sich die oberste Schicht bewegt hat, können darunterliegende Schichten folgen [59, 2]. Durch die Expansion der obersten Kristallebenen und der im Kristall aufgebauten Spannung werden darunterliegende Gitterebenen leicht komprimiert. Dies ist der Beginn der Ausbildung einer Druckwelle, die sich mit Schallgeschwindigkeit in den Kristall ausbreitet.

Durch die Fokussierung der Röntgenphotonen wird nur ein 100 μm großes, homogen angeregtes Gebiet, abgefragt. Bei den Messungen mit dem (220)-Reflex konnte bereits 2 ps nach der Anregung eine Expansion des Kristallgitters um 3% beobachtet werden. Zu diesem Zeitpunkt sind ca. 4 nm des Kristalls (ca. 10 Gitterebenen) expandiert. Das entspricht 1/25 des angeregten Kristallvolumens. Dies sind die ersten reversiblen Messungen mit einer Zeitauflösung von kleiner 5 ps, die nicht an dünnen Schichten durchgeführt wurden [112, 29]. 4 ps nach der Anregung ist mit

3,5% die maximale Deformation gemessen worden, diese hohe Deformation ist auch 17 ps nach der Anregung noch detektierbar. Erst nach 50 ps nach der Anregung ist die maximale Deformation auf 1,7% zurück gegangen, die maximalen Deformationen treten jedoch immer nur in sehr dünnen oberflächennahen Schichten auf. Die maximale Verschiebung der Rockingkurve beträgt 30 ps nach der Anregung 250'', was einer Deformation von 0,06% entspricht. Zum Vergleich mit einer größeren Eindringtiefe wurden ebenfalls Messungen mit dem (113)-Reflex mit einer Eindringtiefe von 630 nm durchgeführt. Bei den Messungen mit dem (113)-Reflex ist erst 20 ps nach der Anregung eine Änderung detektierbar.

Die Wechselwirkung eines kurzen Laserpulses mit einem Halbleiter Kristall wurde mit 4 verschiedenen Modellen simuliert. Die 4 Modelle, die dabei Anwendung fanden, sind das von Thomsen vorgeschlagene thermoelastische Modell, das Zweitemperaturmodell, das mikrophysikalische Modell und eine angepasste Version des Modells von Thomsen [59, 62, 64, 67]. Die Modelle beschreiben das Übertragen von Energie vom Laserpuls an den Kristall. Die Ausbreitung der Deformation wird parallel dazu durch die Wellengleichung beschrieben. Die Simulationen wurden quantitativ mit den zeitaufgelösten Messungen an InSb verglichen. Dabei wurde der selbe zeitliche Verlauf der Deformation für beide Reflexe mit den unterschiedlichen Eindringtiefen genutzt. Aus den Simulationen mit dem erweiterten Thomsenmodell ergeben sich für die beste Übereinstimmung mit den Messungen entweder zu kleine Fluenzen von 3,5 mJ/cm² für die Eindringtiefe des Anregelasers oder für die gemessene Fluenz von 10 mJ/cm² eine optimale Eindringtiefe von 300 nm. Die daraus resultierende Temperatur der Probe nach der Anregung liegt stets bei etwa 1/3 der Schmelztemperatur von InSb. Die hohe Eindringtiefe von 300 nm bei einer Fluenz von 10 mJ/cm² in den Simulationen kann durch die Eindringtiefe von ballistischen Elektronen erklärt werden [113].

Durch die Nutzung einer Laser-Plasma-Röntgenquelle ist es möglich eine zeitliche und räumliche Auflösung zu erreichen die man sonst nur an Großforschungseinrichtungen wie XFEL oder den Slicing-Quellen erreichen kann. Kombiniert mit der Anpassung der Eindringtiefe von Anregelaser und Röntgenstrahlung eröffnet sich ein Blick direkt in die Anregung eines Halbleiters und nicht nur auf die anschließende Ausbreitung der Druckwelle. Dieser tiefe Blick in den Halbleiter zeigt aber auch, dass die bestehenden Modelle keine zufriedenstellende Beschreibung der ersten Pikosekunden der Anregung bieten.

Literaturverzeichnis

- [1] RISCHEL, Christian ; ROUSSE, Antoine ; USCHMANN, Ingo ; ALBOUY, Pierre-Antoine ; GEINDRE, Jean-Paul ; AUDEBERT, Patrick ; GAUTHIER, Jean-Claude ; FÖRSTER, Eckhart ; MARTIN, Jean-Louis ; ANTONETTI, Andre: Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films. In: *Nature* 390 (1997), Nr. 6659, S. 490–492. <http://dx.doi.org/10.1038/37317>
- [2] ROSE-PETRUCK, C. ; JIMENEZ, R. ; GUO, T. ; CAVALLERI, A. ; SIDERS, C. W. ; RAKSI, F. ; SQUIER, J. A. ; WALKER, B. C. ; WILSON, K. R. ; BARTY, C. P. J.: Picosecond-milliangstrom lattice dynamics measured by ultrafast X-ray diffraction. In: *Nature* 398 (1999), März, Nr. 6725, S. 310–312. <http://dx.doi.org/10.1038/18631>
- [3] FEURER, T. ; MORAK, A. ; USCHMANN, I. ; ZIENER, Ch. ; SCHWOERER, H. ; FÖRSTER, E. ; SAUERBREY, R.: An incoherent sub-picosecond X-ray source for time-resolved X-ray-diffraction experiments. In: *Applied Physics B* 72 (2001), Nr. 1, 15–20–. <http://dx.doi.org/10.1007/s003400000456>
- [4] DIENES, A.: Mode-locked Cw Dye Lasers. In: *Opto-electronics* 6 (1974), Nr. 1, S. 99–113. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01421992>
- [5] DIETEL, W. ; DÖPEL, E. ; KÜHLKE, D. ; WILHELMI, B.: Pulses In the femtosecond range from a cw dye ring laser in the colliding pulse mode-locking (CPM) regime with down-chirp. In: *Optics Communications* 43 (1982), Nr. 6, S. 433–436. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(82\)90152-3](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(82)90152-3)
- [6] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Dezember, Nr. 3, S. 219–221. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8)
- [7] RÖNTGEN, W. C.: Ueber eine neue Art von Strahlen. In: *Ann. Phys.* 300 (1898), Nr. 1, 1–11. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18983000102>

- [8] FRIEDRICH, W. ; KNIPPING, P. ; LAUE, M.: Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen. In: *Ann. Phys.* 346 (1913), Nr. 10, 971–988. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19133461004>
- [9] AUTHIER, A.: *Dynamical theory of X-ray diffraction*. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. – ISBN 0198559607
- [10] MICHETTE, Alan G. ; PFAUNTSCH, Sławka: *X-Rays: The First Hundred Years*. John Wiley & Sons, 1996. – ISBN 0471965022
- [11] KHAN, S.: Free-electron lasers. In: *Journal of Modern Optics* 55 (2008), Nr. 21, S. 3469–3512. <http://dx.doi.org/10.1080/09500340802521175>
- [12] PILE, D.: X-RAYS First light from SACLA. In: *Nature Photonics* 5 (2011), August, Nr. 8, S. 456–457. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2011.178>
- [13] DING, Y. ; DECKER, F.-J. ; EMMA, P. ; FENG, C. ; FIELD, C. ; FRISCH, J. ; HUANG, Z. ; KRZYWINSKI, J. ; LOOS, H. ; WELCH, J. ; WU, J. ; ZHOU, F.: Femtosecond X-Ray Pulse Characterization in Free-Electron Lasers Using a Cross-Correlation Technique. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), Dezember, Nr. 25, 254802–. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.254802>
- [14] LUTMAN, A. A. ; DING, Y. ; FENG, Y. ; HUANG, Z. ; MESSERSCHMIDT, M. ; WU, J. ; KRZYWINSKI, J.: Femtosecond x-ray free electron laser pulse duration measurement from spectral correlation function. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 15 (2012), März, Nr. 3, 030705–. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.15.030705>
- [15] BOZEK, J. D.: AMO instrumentation for the LCLS X-ray FEL. In: *The European Physical Journal Special Topics, Springer-Verlag* 169 (2009), Nr. 1, 129-132–. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2009-00982-y>
- [16] GLOWNIA, James M. ; CRYAN, J. ; ANDREASSON, J. ; BELKACEM, A. ; BERRAH, N. ; BLAGA, C. I. ; BOSTEDT, C. ; BOZEK, J. ; DIMAURO, L. F. ; FANG, L. ; FRISCH, J. ; GESSNER, O. ; GÜHR, M. ; HAJDU, J. ; HERTLEIN, M. P. ; HOENER, M. ; HUANG, G. ; KORNILOV, O. ; MARANGOS, J. P. ; MARCH, A. M. ; MCFARLAND, B. K. ; MERDJI, H. ; PETROVIC, V. S. ; RAMAN, C. ; RAY, D. ; REIS, D. A. ; TRIGO, M. ; WHITE, J. L. ; WHITE, W. ; WILCOX, R. ; YOUNG, L. ; COFFEE, R. N. ; BUCKSBAUM, P. H.: Time-resolved

- pump-probe experiments at the LCLS. In: *Opt. Express* 18 (2010), August, Nr. 17, 17620–17630. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-17-17620>
- [17] GAHL, Cornelius ; AZIMA, Armin ; BEYE, Martin ; DEPPE, Martin ; DÖBRICH, Kristian ; HASSLINGER, Urs ; HENNIES, Franz ; MELNIKOV, Alexej ; NAGASONO, Mitsuru ; PIETZSCH, Annette ; WOLF, Martin ; WURTH, Wilfried ; FÖHLISCH, Alexander: A femtosecond X-ray/optical cross-correlator. In: *Nat Photon* 2 (2008), März, Nr. 3, 165–169. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.298>
- [18] GIBBON, Paul: *Short pulse laser interactions with matter*. Imperial College Press London, 2005. – ISBN 1860941354
- [19] WOERNER, Michael ; ZAMPONI, Flavio ; ANSARI, Zunaira ; DREYER, Jens ; FREYER, Benjamin ; PRÉMONT-SCHWARZ, Mirabelle ; ELSAESSER, Thomas: Concerted electron and proton transfer in ionic crystals mapped by femtosecond x-ray powder diffraction. In: *J. Chem. Phys.* 133 (2010), August, Nr. 6, 064509–8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3469779>
- [20] ROUSSE, A. ; RISCHEL, C. ; FOURMAUX, S. ; USCHMANN, I. ; SEBBAN, S. ; GRILLON, G. ; BALCOU, Ph. ; FÖRSTER, E. ; GEINDRE, J.P. ; AUDEBERT, P. ; GAUTHIER, J.C. ; HULIN, D.: Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution. In: *Nature* 410 (2001), März, Nr. 6824, 65–68. <http://dx.doi.org/10.1038/35065045>
- [21] ZAMPONI, F. ; ANSARI, Z. ; VON KORFF SCHMISING, C. ; ROTHHARDT, P. ; ZHAVORONKOV, N. ; WOERNER, M. ; ELSAESSER, T. ; BARGHEER, M. ; TROBITZSCH-RYLL, T. ; HASCHKE, M.: Femtosecond hard X-ray plasma sources with a kilohertz repetition rate. In: *Applied Physics A-materials Science & Processing* 96 (2009), Nr. 1, 51–58. <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-009-5171-9>
- [22] ZAMPONI, F. ; STINGL, J. ; WOERNER, M. ; ELSAESSER, T.: Ultrafast soft-mode driven charge relocation in an ionic crystal. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 14 (2012), Nr. 18, S. 6156–6159. <http://dx.doi.org/10.1039/c2cp24072f>
- [23] SCHICK, D. ; BOJAHR, A. ; HERZOG, M. ; VON KORFF SCHMISING, C. ; SHAYDUK, R. ; LEITENBERGER, W. ; GAA, P. ; BARGHEER, M.: Norma-

- lization schemes for ultrafast x-ray diffraction using a table-top laser-driven plasma source. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Februar, Nr. 2, S. 025104. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3681254>
- [24] FREYER, B. ; STINGL, J. ; ZAMPONI, F. ; WOERNER, M. ; ELSAESSER, T.: The rotating-crystal method in femtosecond X-ray diffraction. In: *Optics Express* 19 (2011), August, Nr. 16, 15506–15515. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.015506>
- [25] NAZARKIN, A. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E. ; SAUERBREY, R.: High-Order Raman Scattering of X Rays by Optical Phonons and Generation of Ultrafast X-Ray Transients. In: *Physical Review Letters* 93 (2004), November, Nr. 20, S. 207401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.207401>
- [26] BOJAHR, André ; SCHICK, Daniel ; MAERTEN, Lena ; HERZOG, Marc ; VREJOIU, Ionela ; KORFF SCHMISING, Clemens von ; MILNE, Chris ; JOHNSON, Steven L. ; BARGHEER, Matias: Comparing the oscillation phase in optical pump-probe spectra to ultrafast x-ray diffraction in the metal-dielectric Sr-RuO₃/SrTiO₃ superlattice. In: *Physical Review B* 85 (2012), Juni, Nr. 22, S. 224302. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.85.224302>
- [27] DECAMP, M. F. ; REIS, D. A. ; BUCKSBAUM, P. H. ; ADAMS, B. ; CARAHER, J. M. ; CLARKE, R. ; CONOVER, C. W. S. ; DUFRESNE, E. M. ; MERLIN, R. ; STOICA, V. ; WAHLSTRAND, J. K.: Coherent control of pulsed X-ray beams. In: *Nature* 413 (2001), Oktober, Nr. 6858, S. 825–828. <http://dx.doi.org/10.1038/35101560>
- [28] FRITZ, D. M. ; REIS, D. A. ; ADAMS, B. ; AKRE, R. A. ; ARTHUR, J. ; BLOME, C. ; BUCKSBAUM, P. H. ; CAVALIERI, A. L. ; ENGEMANN, S. ; FAHY, S. ; FALCONE, R. W. ; FUOSS, P. H. ; GAFFNEY, K. J. ; GEORGE, M. J. ; HAJDU, J. ; HERTLEIN, M. P. ; HILLYARD, P. B. ; HOEGEN, M. H. V. ; KAMMLER, M. ; KASPAR, J. ; KIENBERGER, R. ; KREJCIK, P. ; LEE, S. H. ; LINDENBERG, A. M. ; MCFARLAND, B. ; MEYER, D. ; MONTAGNE, T. ; MURRAY, E. D. ; NELSON, A. J. ; NICOUL, M. ; PAHL, R. ; RUDATI, J. ; SCHLARB, H. ; SIDONS, D. P. ; SOKOLOWSKI-TINTEN, K. ; TSCHENTSCHER, T. ; LINDE, D. von d. ; HASTINGS, J. B.: Ultrafast bond softening in bismuth: Mapping a solid's interatomic potential with X-rays. In: *Science* 315 (2007), Februar, Nr. 5812, S. 633–636. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1135009>

- [29] SOKOLOWSKI-TINTEN, Klaus ; BLOME, Christian ; BLUMS, Juris ; CAVALLE-RI, Andrea ; DIETRICH, Clemens ; TARASEVITCH, Alexander ; USCHMANN, Ingo ; FÖRSTER, Eckhard ; KAMMLER, Martin ; HORN-VON-HOEGEN, Michael ; LINDE, Dietrich von d.: Femtosecond X-ray measurement of coherent lattice vibrations near the Lindemann stability limit. In: *Nature* 422 (2003), März, Nr. 6929, 287–289. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01490>
- [30] ISHIOKA, Kunie ; HASE, Muneaki ; KITAJIMA, Masahiro ; PETEK, Hrvoje: Coherent optical phonons in diamond. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), Dezember, Nr. 23, 231916–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2402231>
- [31] WEFERS, Marc M. ; KAWASHIMA, Hitoshi ; NELSON, Keith A.: Optical control over two-dimensional lattice vibrational trajectories in crystalline quartz. In: *The Journal of Chemical Physics* 108 (1998), Nr. 24, S. 10248–10255. <http://dx.doi.org/10.1063/1.476485>
- [32] DAVISSON, C. ; GERMER, L. H.: Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. In: *Phys. Rev.* 30 (1927), Dezember, Nr. 6, 705–740. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.30.705>
- [33] DWYER, J. R. ; HEBEISEN, C. T. ; ERNSTORFER, R. ; HARB, M. ; DEYIR-MENJIAN, V. B. ; JORDAN, R. E. ; MILLER, R. J. D.: Femtosecond electron diffraction: 'making the molecular movie'. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A-mathematical Physical and Engineering Sciences* 364 (2006), März, Nr. 1840, S. 741–778. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2005.1735>
- [34] BAUM, P. ; YANG, D. S. ; ZEWAİL, A. H.: 4D visualization of transitional structures in phase transformations by electron diffraction. In: *Science* 318 (2007), November, Nr. 5851, S. 788–792. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1147724>
- [35] HENSLEY, Christopher J. ; YANG, Jie ; CENTURION, Martin: Imaging of Isolated Molecules with Ultrafast Electron Pulses. In: *Physical Review Letters* 109 (2012), September, Nr. 13, S. 133202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.133202>
- [36] GATU JOHNSON, M. ; GIACOMELLI, L. ; HJALMARSSON, A. ; KÄLLNE, J. ; WEISZFLOG, M. ; ANDERSSON SUNDÉN, E. ; CONROY, S. ; ERICSSON, G.

- ; HELLESEN, C. ; RONCHI, E. ; SÖSTRAND, H. ; GORINI, G. ; TARDOCHI, M. ; COMBO, A. ; CRUZ, N. ; SOUSA, J. ; POPOVICHEV, S.: The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 591 (2008), Juni, Nr. 2, 417–430. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208003574>
- [37] BELZILE, C. ; KIEFFER, J. C. ; COTE, C. Y. ; OKSENHENDLER, T. ; KAPLAN, D.: Jitter-free subpicosecond streak cameras (invited). In: *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002), März, Nr. 3, 1617–1620. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1445824>
- [38] LARSSON, J. ; CHANG, Z. ; JUDD, E. ; SCHUCK, P. J. ; FALCONE, R. W. ; HEIMANN, P. A. ; PADMORE, H. A. ; KAPTEYN, H. C. ; BUCKSBAUM, P. H. ; MURNANE, M. M. ; LEE, R. W. ; MACHACEK, A. ; WARK, J. S. ; LIU, X. ; SHAN, B.: Ultrafast x-ray diffraction using a streak-camera detector in averaging mode. In: *Opt. Lett.* 22 (1997), Juli, Nr. 13, 1012–1014. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-22-13-1012>
- [39] KISHIMOTO, Shunji: High time resolution x-ray measurements with an avalanche photodiode detector. In: *Rev. Sci. Instrum.* 63 (1992), Januar, Nr. 1, 824–827. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1142619>
- [40] SEECK, OH ; DEITER, C ; PFLAUM, K ; BERTAM, F ; BEERLINK, A ; FRANZ, H ; HORBACH, J ; SCHULTE-SCHREPPING, H ; MURPHY, BM ; GREVE, M: The high-resolution diffraction beamline P08 at PETRA III. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 19 (2011), Nr. 1, S. 30–38. <http://dx.doi.org/10.1107/S0909049511047236>
- [41] BEAUD, P. ; JOHNSON, S. L. ; STREUN, A. ; ABELA, R. ; ABRAMSOHN, D. ; GROLIMUND, D. ; KRASNIQI, F. ; SCHMIDT, T. ; SCHLOTT, V. ; INGOLD, G.: Spatiotemporal Stability of a Femtosecond Hard X-Ray Undulator Source Studied by Control of Coherent Optical Phonons. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), Oktober, Nr. 17, 174801–. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.174801>
- [42] ZHOLENTS, A. A. ; ZOLOTOREV, M. S.: Femtosecond X-Ray Pulses of Synchrotron Radiation. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), Februar, Nr. 6, S. 912–915. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.912>

- [43] SCHOENLEIN, R. W. ; CHATTOPADHYAY, S. ; CHONG, H. H. W. ; GLOVER, T. E. ; HEIMANN, P. A. ; SHANK, C. V. ; ZHOLENTS, A. A. ; ZOLOTOROV, M. S.: Generation of Femtosecond Pulses of Synchrotron Radiation. In: *Science* 287 (2000), Nr. 5461, 2237–2240. <http://dx.doi.org/10.1126/science.287.5461.2237>
- [44] HADA, M. ; MATSUO, J.: Ultrafast X-ray sources for time-resolved measurements. In: *X-ray Spectrometry* 41 (2012), Juli, Nr. 4, S. 188–194. <http://dx.doi.org/10.1002/xrs.2401>
- [45] ANDERSON, T. ; TOMOV, I. V. ; RENTZEPIS, P. M.: A High-repetition-rate, picosecond hard x-ray system, and its Application to time-resolved x-ray-diffraction. In: *Journal of Chemical Physics* 99 (1993), Juli, Nr. 2, S. 869–875. <http://dx.doi.org/10.1063/1.465350>
- [46] SCHULZE, K. S. ; KÄMPFER, T. ; USCHMANN, I. ; HÖFER, S. ; LOETZSCH, R. ; FÖRSTER, E.: Laser-excited acoustical phonons probed by ultrashort pulses from a laser-driven x-ray diode. In: *Appl Phys Lett* 98 (2011), Nr. 14, 141109. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3577605>
- [47] KNEIP, S. ; MCGUFFEY, C. ; MARTINS, J. L. ; MARTINS, S. F. ; BELLEI, C. ; CHVYKOV, V. ; DOLLAR, F. ; FONSECA, R. ; HUNTINGTON, C. ; KALINTCHENKO, G. ; MAKSIMCHUK, A. ; MANGLES, S. P. D. ; MATSUOKA, T. ; NAGEL, S. R. ; PALMER, C. A. J. ; SCHREIBER, J. ; PHUOC, K. T. ; THOMAS, A. G. R. ; YANOVSKY, V. ; SILVA, L. O. ; KRUSHELNICK, K. ; NAJMUDIN, Z.: Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source. In: *Nat Phys* 6 (2010), Dezember, Nr. 12, 980–983. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1789>
- [48] SCHNELL, Michael ; SÄVERT, Alexander ; LANDGRAF, Björn ; REUTER, Maria ; NICOLAI, Maria ; JÄCKEL, Oliver ; PETH, Christian ; THIELE, Tobias ; JANSEN, Oliver ; PUKHOV, Alexander ; WILLI, Oswald ; KALUZA, Malte C. ; SPIELMANN, Christian: Betatron radiation based measurement of the electron-beam size in a wakefield accelerator. In: *AIP Conf. Proc.* 1462 (2012), Juli, Nr. 1, 231–234. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4736794>
- [49] SERES, E. ; SERES, J. ; KRAUSZ, F. ; SPIELMANN, C.: Generation of Coherent Soft-X-Ray Radiation Extending Far Beyond the Titanium L Edge. In: *Physical Review Letters* 92 (2004), April, Nr. 16, S. 163002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.163002>

- [50] SCHLENVOIGT, Hans-Peter ; JÄCKEL, Oliver ; PFOTENHAUER, Sebastian M. ; KALUZA, Malte C.: Laser-based particle acceleration. In: *Advances in Solid State Lasers Development and Applications* (2010). http://www.wiley-vch.de/berlin/journals/op/10-02/OP0210_S56-59.pdf
- [51] AGARWAL, Bipin K.: *X-Ray Spectroscopy*. Springer, 1991. – ISBN 9783540507192
- [52] REICH, C. ; GIBBON, P. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E.: Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma K_α sources. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Mai, Nr. 21, S. 4846–4849. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846>
- [53] ZAMPONI, F. ; ANSARI, Z. ; WOERNER, M. ; ELSAESSER, T.: Femtosecond powder diffraction with a laser-driven hard X-ray source. In: *Optics Express* 18 (2010), Januar, Nr. 2, S. 947–961. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.000947>
- [54] KITTEL, Charles: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2006. – ISBN 3486238434
- [55] OSZWALDOWSKI, M. ; ZIMPEL, M.: Temperature dependence of intrinsic carrier concentration and density of states effective mass of heavy holes in InSb. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 49 (1988), Nr. 10, 1179–1185. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369788901734>
- [56] JUHASZ, T. ; ELSAYED-ALI, H. E. ; SMITH, G. O. ; SUÉREZ, C. ; BRON, W. E.: Direct measurements of the transport of nonequilibrium electrons in gold films with different crystal structures. In: *Phys. Rev. B* 48 (1993), November, Nr. 20, 15488–15491. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.15488>
- [57] SUNDARAM, S. K. ; MAZUR, E.: Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses. In: *Nat Mater* 1 (2002), Dezember, Nr. 4, 217–224. <http://dx.doi.org/10.1038/nmat767>
- [58] HOHLFELD, Julius: *Ultrafast electron-, lattice-and spin-dynamics in metals: investigated by linear and nonlinear optical techniques*, Freie Universität Berlin, Diss., 1998

- [59] THOMSEN, C. ; GRAHN, H. T. ; MARIS, H. J. ; TAUC, J.: Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. In: *Phys. Rev. B* 34 (1986), September, Nr. 6, 4129–4138. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.4129>
- [60] LARSSON, J. ; ALLEN, A. ; BUCKSBAUM, P. H. ; FALCONE, R. W. ; LINDENBERG, A. ; NAYLOR, G. ; MISSALLA, T. ; REIS, D. A. ; SCHEIDT, K. ; SJOGREN, A. ; SONDDHAUSS, P. ; WULFF, M. ; WARK, J. S.: Picosecond X-ray diffraction studies of laser-excited acoustic phonons in InSb. In: *Applied Physics A-materials Science & Processing* 75 (2002), Oktober, Nr. 4, S. 467–478. <http://dx.doi.org/10.1007/s003390201421>
- [61] MORAK, Andreas: *Röntgenbeugung auf Subpikosekunden Zeitskalen*, Friedrich-Schiller-Universität, Jena, Diss., 2003. <http://www.db-thueringen.de/servlets/DocumentServlet?id=1371>
- [62] ANISIMOV, SI ; KAPELIOVICH, BL ; PEREL'MAN, TL: Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 66 (1974), Nr. 776, 375–7. http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_039_02_0375.pdf
- [63] MORAK, A. ; KÄMPFER, T. ; USCHMANN, I. ; LÜBCKE, A. ; FÖRSTER, E. ; SAUERBREY, R.: Acoustic phonons in InSb probed by time-resolved X-ray diffraction. In: *Physica Status Solidi B-basic Solid State Physics* 243 (2006), Oktober, Nr. 12, S. 2728–2744. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.200542387>
- [64] LIETOILA, A. ; GIBBONS, J. F.: Computer modeling of the temperature rise and carrier concentration induced in silicon by nanosecond laser pulses. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), Nr. 4, S. 3207–3213. <http://dx.doi.org/10.1063/1.331020>
- [65] LIETOILA, A. ; GIBBONS, J. F.: Calculation of carrier and lattice temperatures induced In Si by picosecond laser pulses. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), Nr. 7, S. 624–626. <http://dx.doi.org/10.1063/1.93167>
- [66] KISHIMURA, Hiroaki ; YAZAKI, Akio ; KAWANO, Hidetaka ; HIRONAKA, Yoichiro ; NAKAMURA, Kazutaka G. ; KONDO, Ken-ichi: Picosecond structural dynamics in photoexcited Si probed by time-resolved x-ray diffraction. In: *The Journal of chemical physics* 117 (2002), Nr. 22, 10239–10243. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1518964>

- [67] KRASNIQI, F. S. ; JOHNSON, S. L. ; BEAUD, P. ; KAISER, M. ; GROLMUND, D. ; INGOLD, G.: Influence of lattice heating time on femtosecond laser-induced strain waves in InSb. In: *Phys. Rev. B* 78 (2008), November, Nr. 17, 174302–. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.174302>
- [68] BRAGG, WH ; BRAGG, WL: The reflection of X-rays by crystals. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* 88 (1913), Nr. 605, S. 428–438
- [69] DARWIN, C. G.: XXXIV. The theory of X-ray reflexion. In: *Philosophical Magazine Series 6* 27 (1914), Februar, Nr. 158, 315–333. <http://dx.doi.org/10.1080/14786440208635093>
- [70] EWALD, P. P.: Zur Begründung der Kristalloptik. In: *Ann. Phys.* 354 (1916), Nr. 1, 1–38. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19163540102>
- [71] SHMUELI, Uri ; HAHN, Theo ; PRINCE, E ; WILSON, Arthur James C.: *International Tables for Crystallography, Volume C: Mathematical, physical and chemical tables*. Springer, 2006 <http://it.iucr.org/Cb/contents/>
- [72] TAKAGI, Satio: Dynamical theory of diffraction applicable to crystals with any kind of small distortion. In: *Acta Crystallographica* 15 (1962), Nr. 12, 1311–1312. <http://dx.doi.org/10.1107/S0365110X62003473>
- [73] TAUPIN, D.: Théorie dynamique de la diffraction des rayons X par les cristaux déformés. In: *Bulletin De La Societe Francaise Mineralogie Et De Cristallographie* 87 (1964), Nr. 4, S. 469–&
- [74] CHUKHOVSKII, F. N. ; KRISCH, M.: The lens equation for Bragg diffraction optics. The general case of asymmetrical reflection. In: *Journal of Applied Crystallography* 25 (1992), Nr. 2, 211–213. <http://dx.doi.org/10.1107/S0021889891012074>
- [75] ASPNES, D. E. ; STUDNA, A. A.: Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. In: *Phys. Rev. B* 27 (1983), Januar, Nr. 2, 985–1009. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.985>
- [76] BARTELS, W. J. ; HORNSTRA, J. ; LOBEEK, D. J. W.: X-ray diffraction of multilayers and superlattices. In: *Acta Crystallographica Section A* 42 (1986), Nr. 6, 539–545. <http://dx.doi.org/10.1107/S0108767386098768>

- [77] WIE, C. R. ; TOMBRELLO, T. A. ; VREELAND, T. Jr.: Dynamical x-ray diffraction from nonuniform crystalline films: Application to x-ray rocking curve analysis. In: *J. Appl. Phys.* 59 (1986), Juni, Nr. 11, 3743–3746. <http://dx.doi.org/10.1063/1.336759>
- [78] USCHMANN, I. ; KÄMPFER, T. ; ZAMPONI, F. ; LÜBCKE, A. ; ZASTRAU, U. ; LOETZSCH, R. ; HÖFER, S. ; MORAK, A. ; FÖRSTER, E.: Investigation of fast processes in condensed matter by time-resolved x-ray diffraction. In: *Applied Physics A-materials Science & Processing* 96 (2009), Juli, Nr. 1, S. 91–98. <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-009-5187-1>
- [79] DIDENKO, N. V. ; KONYASHCHENKO, A. V. ; LUTSENKO, A. P. ; TENYAKOV, S. Y.: Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses. In: *Opt. Express* 16 (2008), März, Nr. 5, 3178–3190. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-5-3178>
- [80] FUHRMANN, Alexander: *Aufbau und Charakterisierung einer laserinduzierten Röntgenquelle für zeitaufgelöste Experimente*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2007
- [81] ZAMPONI, F. ; LÜBCKE, A. ; KÄMPFER, T. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E. ; ROBINSON, A. P. L. ; GIULIETTI, A. ; KÖSTER, P. ; LABATE, L. ; LEVATO, T. ; GIZZI, L. A.: Directional Bremsstrahlung from a Ti Laser-Produced X-Ray Source at Relativistic Intensities in the 3-12 keV Range (vol 105, 085001 2010). In: *Physical Review Letters* 105 (2010), Dezember, Nr. 26, S. 269905. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.085001>
- [82] RETTIG, C. L. ; ROQUEMORE, W. M. ; GORD, J. R.: Efficiency and scaling of an ultrashort-pulse high-repetition-rate laser-driven X-ray source. In: *Applied Physics B-lasers and Optics* 93 (2008), November, Nr. 2-3, S. 365–372. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-008-3151-y>
- [83] KUTZNER, J ; SILIES, M ; WITTING, T ; TSILIMIS, G ; ZACHARIAS, H: Efficient high-repetition-rate fs-laser based X-ray source. In: *Applied Physics B* 78 (2004), Nr. 7-8, 949–955. <http://link.springer.com/article/10.1007/s00340-004-1435-4>
- [84] CERN: *Medipix und Timepix*. <http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2/timepix.php>, 2014

- [85] PINSKY, L. ; CHANCELLOR, J. ; MINTHAKA, D.: Evolving the Medipix2 Technology For Use As An Active Space Radiation Dosimeter. In: *Aerospace Conference, 2008 IEEE*, 2008. – ISSN 1095–323X, 1–8
- [86] ZAMPONI, F. ; KÄMPFER, T. ; MORAK, A. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E.: Characterization of a deep depletion, back-illuminated charge-coupled device in the x-ray range. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), November, Nr. 11, S. 116101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2093767>
- [87] JAKUBEK, Jan ; CEJNAROVA, Andrea ; PLATKEVIC, Michal ; SOLC, Jaroslav ; VYKYDAL, Zdenek: Event by event energy sensitive imaging with TimePix pixel detector and its application for gamma photon tracking. (2008), 3451–3458. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=04775081>
- [88] GIMENEZ, E N. ; BALLABRIGA, R ; CAMPBELL, M ; HORSWELL, I ; LLOPART, X ; MARCHAL, J ; SAWHNEY, K J S. ; TARTONI, N ; TURECEK, D: Study of charge-sharing in MEDIPIX3 using a micro-focused synchrotron beam. In: *Journal of Instrumentation* 6 (2011), Nr. 01, C01031. <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=01/a=C01031>
- [89] MATLAB: *Version 7.7.0 (R2008b)*. Natick, Massachusetts : The MathWorks Inc., 2008
- [90] EIDMANN, K. ; RIX, R. ; SCHLEGEL, T. ; WITTE, K.: Absorption of intense high-contrast sub-picosecond laser pulses in solid targets. In: *Europhysics Letters* 55 (2001), August, Nr. 3, S. 334–340. <http://dx.doi.org/10.1209/epl/i2001-00420-8>
- [91] MCCALL, G H.: Calculation of X-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a Maxwellian electron distribution. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 15 (1982), Nr. 5, 823. <http://stacks.iop.org/0022-3727/15/i=5/a=012>
- [92] SCHLEGEL, T. ; BASTIANI, S. ; GRÉMILLET, L. ; GEINDRE, J. P. ; AUDEBERT, P. ; GAUTHIER, J. C. ; LEFEBVRE, E. ; BONNAUD, G. ; DELETTREZ, J.: Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse laser-solid interactions at moderate intensities. In: *Physical Review E* 60 (1999), August, Nr. 2, S. 2209–2217. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.60.2209>

- [93] HENKE, B.L. ; GULLIKSON, E.M. ; DAVIS, J.C.: X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), Juli, Nr. 2, 181–342. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X83710132>
- [94] CENTER FOR X-RAY OPTICS: *X-Ray Interactions With Matter*. http://henke.lbl.gov/optical_constants/, 2010
- [95] RAGHURAMAIAH, M. ; SHARMA, A.K. ; NAIK, P.A. ; GUPTA, P.D. ; GANNEEV, R.A.: A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femtosecond laser pulse durations. In: *Sadhana, Springer India* 26 (2001), Nr. 6, 603–611–. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02703461>
- [96] SHUMAY, I. L. ; HÖFER, U.: Phase transformations of an InSb surface induced by strong femtosecond laser pulses. In: *Physical Review B* 53 (1996), Juni, Nr. 23, S. 15878–15884. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.53.15878>
- [97] LINDENBERG, A. M. ; LARSSON, J. ; SOKOLOWSKI-TINTEN, K. ; GAFFNEY, K. J. ; BLOME, C. ; SYNNERGREN, O. ; SHEPPARD, J. ; CALEMAN, C. ; MACPHEE, A. G. ; WEINSTEIN, D. ; LOWNEY, D. P. ; ALLISON, T. K. ; MATTHEWS, T. ; FALCONE, R. W. ; CAVALIERI, A. L. ; FRITZ, D. M. ; LEE, S. H. ; BUCKSBAUM, P. H. ; REIS, D. A. ; RUDATI, J. ; FUOSS, P. H. ; KAO, C. C. ; SIDONS, D. P. ; PAHL, R. ; ALS-NIELSEN, J. ; DUESTERER, S. ; ISCHEBECK, R. ; SCHLARB, H. ; SCHULTE-SCHREPPING, H. ; TSCHENTSCHER, T. ; SCHNEIDER, J. ; LINDE, D. von d. ; HIGNETTE, O. ; SETTE, F. ; CHAPMAN, H. N. ; LEE, R. W. ; HANSEN, T. N. ; TECHERT, S. ; WARK, J. S. ; BERGH, M. ; HULDT, G. ; SPOEL, D. van d. ; TIMNEANU, N. ; HAJDU, J. ; AKRE, R. A. ; BONG, E. ; KREJCIK, P. ; ARTHUR, J. ; BRENNAN, S. ; LUENING, K. ; HASTINGS, J. B.: Atomic-Scale Visualization of Inertial Dynamics. In: *Science* 308 (2005), April, Nr. 5720, S. 392–395. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1107996>
- [98] HILLYARD, P. B. ; GAFFNEY, K. J. ; LINDENBERG, A. M. ; ENGEMANN, S. ; AKRE, R. A. ; ARTHUR, J. ; BLOME, C. ; BUCKSBAUM, P. H. ; CAVALIERI, A. L. ; DEB, A. ; FALCONE, R. W. ; FRITZ, D. M. ; FUOSS, P. H. ; HAJDU, J. ; KREJCIK, P. ; LARSSON, J. ; LEE, S. H. ; MEYER, D. A. ; NELSON, A. J. ; PAHL, R. ; REIS, D. A. ; RUDATI, J. ; SIDONS, D. P. ; SOKOLOWSKI-TINTEN, K. ; LINDE, D. von d. ; HASTINGS, J. B.: Carrier-Density-Dependent

- Lattice Stability in InSb. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), März, Nr. 12, 125501–. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.125501>
- [99] NAVIRIAN, H. ; ENQUIST, H. ; HANSEN, T. N. ; MIKKELSEN, A. ; SONDHAUSS, P. ; SRIVASTAVA, A. ; ZAKHAROV, A. A. ; LARSSON, J.: Repetitive ultrafast melting of InSb as an x-ray timing diagnostic. In: *J. Appl. Phys.* 103 (2008), Mai, Nr. 10, 103510–6. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2932155>
- [100] LINDENBERG, A. M. ; KANG, I. ; JOHNSON, S. L. ; MISSALLA, T. ; HEIMANN, P. A. ; CHANG, Z. ; LARSSON, J. ; BUCKSBAUM, P. H. ; KAPTEYN, H. C. ; PADMORE, H. A. ; LEE, R. W. ; WARK, J. S. ; FALCONE, R. W.: Time-Resolved X-Ray Diffraction from Coherent Phonons during a Laser-Induced Phase Transition. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Januar, Nr. 1, S. 111–114. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.111>
- [101] VETELINO, JF ; GAUR, SP ; MITRA, SS: Debye-Waller factor for zinc-blende-type crystals. In: *Physical Review B* 5 (1972), Nr. 6, 2360. <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.5.2360>
- [102] HELLWEGE, K.-H.: *Landolt-Börnstein. Neue Serie. Gruppe III: Kristal- und Festkörperphysik Band 17. Halbleiter. Herausgeber: O. Madelung, M. Schulz, H. Weiss, Teilband b, Physik der IV Gruppe und der III-V Verbindungen.* Springer-Verlag, 1982. – 1198–1198 S. <http://dx.doi.org/10.1002/crat.2170180923>. ISSN 1521–4079
- [103] SALEM, S.I. ; LEE, P.L.: Experimental widths of K and L x-ray lines. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 18 (1976), September, Nr. 3, 233–241. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X76900267>
- [104] MISSALLA, T. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E. ; JENKE, G. ; LINDE, D. von d.: Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the keV range. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Februar, Nr. 2, S. 1288–1299. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1149587>
- [105] KEGEL, I ; METZGER, TH ; LORKE, A ; PEISL, J ; STANGL, J ; BAUER, G ; NORDLUND, K ; SCHOENFELD, WV ; PETROFF, PM: Determination of strain fields and composition of self-organized quantum dots using x-ray diffraction. In: *Physical Review B* 63 (2001), Nr. 3, 035318. <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.63.035318>

- [106] KASH, J. A. ; TSANG, J. C. ; HVAM, J. M.: Subpicosecond Time-Resolved Raman Spectroscopy of LO Phonons in GaAs. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), Mai, Nr. 19, 2151–2154. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.2151>
- [107] DECAMP, Matthew F. ; REIS, David A. ; FRITZ, David M. ; BUCKSBAUM, Philip H. ; DUFRESNE, Eric M. ; CLARKE, Roy: X-ray synchrotron studies of ultrafast crystalline dynamics. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 12 (2005), Nr. 2, 177–192. <http://dx.doi.org/10.1107/S0909049504033679>
- [108] ZACHARIASEN, William H.: *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*. Dover publications, Inc, New York, 1967. – ISBN 0486495671
- [109] TSAY, Y. F. ; MITRA, S. S. ; BENDOW, B.: Pressure dependence of energy gaps and refractive indices of tetrahedrally bonded semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 10 (1974), August, Nr. 4, 1476–1481. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.10.1476>
- [110] HAGEDORN, M. ; KUTZNER, J. ; TSILIMIS, G. ; ZACHARIAS, H.: High-repetition-rate hard X-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulses. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 77 (2003), Nr. 1, 49–57. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-003-1226-3>
- [111] ZHAVORONKOV, Nikolai ; GRITSAI, Yuri ; BARGHEER, Matias ; WOERNER, Michael ; ELSAESSER, Thomas ; ZAMPONI, Flavio ; USCHMANN, Ingo ; FÖRSTER, Eckhart: Microfocus Cu K α source for femtosecond x-ray science. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), Nr. 13, 1737–1739. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-30-13-1737>
- [112] SCHICK, D. ; GAAL, P. ; BOJAHR, A. ; LEITENBERGER, W. ; SHAYDUK, R. ; HERTWIG, A. ; VREJOIU, I. ; HERZOG, M. ; BARGHEER, M.: Ultrafast x-ray diffraction studies of photoexcited coherent phonons in SrRuO $_3$ thin films. In: *ArXiv e-prints* (2013), Januar. <http://arxiv.org/abs/1301.3324>
- [113] SCHMIDT, V ; HUSINSKY, W ; BETZ, G: Ultrashort laser ablation of metals: pump-probe experiments, the role of ballistic electrons and the two-temperature model. In: *Applied Surface Science* 197-198 (2002), September, Nr. 0, 145–155. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169433202003185>

Verzeichnis der Formelzeichen

a_0	Normalisierte Vektorpotential
B_{int}	B-Integral
B_m	Kompressionsmodul
\vec{B}	Magnetische Flussdichte
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
C	Polarisationsfaktor
C_L, C_e	Wärmekapazität des Gitters, der Elektronen
\vec{D}	Elektrische Flussdichte
D_0, D_h	D in Richtung einfallende, gebeugte Welle
d_{hkl}	Abstand der beugenden Netzebene (hkl)
\vec{E}	Elektrische Feldstärke
e_0	Elementarladung
E_{gap}	Bandlücke
E_L	Energie eines Laserpuls
E_P	Energie eines Photons des Laserpulses
f	Atomformfaktor
$f' + if''$	Anormale Dispersionskorrektur
F_h	Strukturamplitude
F	Fluenz, Energie eines Laserpuls auf die Fläche normiert
G	Elektron-Phonon-Kopplungsparameter
h, \bar{h}	Reziproker Gittervektor und dessen inverser
\vec{H}	magnetische Feldstärke
I	Intensität
K_e	Wärmeleitfähigkeit der Elektronen
l	Eindringtiefe des Laserpuls
L_p	Skalenlänge des Plasmas
m_e	Ruhemasse des Elektrons
n_e	Elektronendichte
n_{krit}	Kritische Elektronendichte

$n_{e,0}$	Elektronendichte an der Oberfläche
P	Leistung
$\vec{p}(t)$	Relativistischer Elektronenimpuls
R	Reflexionsvermögen
R_e	Klassischer Elektronenradius
\vec{r}_j	Atomare Basis
$t_{1/e}$	Extinktionstiefe
T_0	Umgebungstemperatur
T_e, T_L	Temperatur der Elektronen, des Gitters
u	Verschiebung (<i>displacement</i>)
v	Schallgeschwindigkeit
V	Volumen der Elementarzelle
α	Längenausdehnungskoeffizient
β_h	Parameter proportional der Abweichung vom Bragg-Winkel
χ, χ_h	Elektrische Suszeptibilität, deren Fourierkomponenten
δ	Halbwertsbreite der Rockingkurve (FWHM)
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
Φ_{Pond}	Ponderomotorisches Potential
γ	Asymmetriefaktor
Γ	Lorentzfaktor
η	Deformation (<i>strain</i>)
κ_0	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
λ_L	Zentralwellenlänge des Laserpulses
μ_0	Magnetische Feldkonstante
ν	Poissonzahl
θ_B	Bragg-Winkel
θ_0, θ_h	Eintritts-, Austrittswinkel zur Oberfläche
ρ	Dichte
σ	Spannung (<i>stress</i>)
τ_L	Pulsdauer des Laserpulses
ω_L	Mittenfrequenz des Laserpulses
ω_p	Plasmafrequenz
ψ	Asymmetriewinkel

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Dabei möchte ich mich zunächst bei Professor Förster bedanken für Unterstützung während meiner Zeit als Doktorand in der Röntgenarbeitsgruppe.

Besonderer Dank geht an Ingo Uschmann für die vielfältige Unterstützung bei fachlichen Fragen und bei der Erstellung dieser Arbeit.

Bei Tino Kämpfer möchte ich für die Hilfe mit der Laser-Plasma-Röntgenquelle und bei der Erstellung der Simulationen bedanken.

Für die angenehme Atmosphäre im Büro und die unzähligen beantworteten Fragen geht mein Dank an Kai Schulze und Robert Löttsch.

Mein Dank gilt auch der ganzen restlichen Röntgenarbeitsgruppe, in der stets ein sehr angenehmes Arbeitsklima geherrscht hat, besonders an Ulf Zastrau, Berit Marx, Heike Marschner, Jürgen Kräußlich und Ortrud Wehrhan für mehr als einen Versuch, mir die Kristallstruktur von Quarz zu erklären.

Ein großer Dank geht an die Mechanik- und Elektrowerkstätten. Besonders an Reiner Bark, Peter Engelhardt und Dirk Hieronymus für die unzähligen Reparaturen an den Netzteilen des Lasers, ohne die es nur sehr wenige Röntgenphotonen auf der Probe gegeben hätte. Großer Dank auch an Hendrik Wöhl für die Verbesserung der Klimaanlage, so dass sich auch ein fs-Laser wohlfühlt.

Der größte Dank gilt meiner Frau Sonja, die während der Messzeiten so manchen Abend auf mich verzichten musste und während der Erstellung dieser Arbeit so manchen Abend mit unserem nun fast 2 Jahre alten Sohn Andreas allein verbracht hat.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

An der inhaltlichen Erstellung waren C. Hahn, A. Paz und G. Weber, Helmholtz-Institut Jena, (Betrieb und Kalibrierung der Timepix Detektoren in Kapitel 3) beteiligt. Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 25. November 2014

Sebastian Höfer

Lebenslauf

Höfer, Sebastian
verheiratet
ein Kind

27.12.1981 geboren in Gera
Sept. 1988 - Aug. 1992 Grundschule Triptis
Sept. 1992 - Juni 2000 Gymnasium Neustadt an der Orla
Juni 2000 Abitur
Juli 2000 - Apr. 2001 Grundwehrdienst
Sept. 2001- Febr. 2007 Studium, Physik, Friedrich-Schiller-Universiär Jena
28.2.2007 Diplom: „Charakterisierung der Filamentierung von räumlich modulierten hochintensiven fs-Laserpulsen in Luft und Glas“
seit April 2007 Doktorand Arbeitsgruppe für Röntgenoptik

Jena, den 25. November 2014

Sebastian Höfer