

Ein Michelson-Interferometer für Röntgenstrahlen

Dissertation

für die Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
des Fachbereichs der Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von

Michael Nußhardt

1999

Referent: Professor Dr.Dr.h.c. Ulrich Bonse

Korreferent: Professor Dr. Thomas Weis

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Februar 2000

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Michelson-Interferometer für sichtbares Licht	1
1.2 Zusammenfassung	8
2 Theorie und Design	9
2.1 Design eines Michelson-Interferometers für Röntgenstrahlen	9
2.2 Der Gangunterschied Δs auf der Grundlage der geometrischen Strahlverläufe	10
2.2.1 Der Gangunterschied Δs und die Defokussierung Δz	10
2.2.2 Der Verstärkungsfaktor m	14
2.3 Behandlung des Gangunterschiedes Δs auf der Grundlage der Dynamischen Theorie	16
2.3.1 Reflektion an einer Nuthälfte	17
2.3.2 Der Gangunterschied Δs	18
2.4 Die Ergebniskurve	20
2.5 Zusammenfassung	23
3 Experimentelle Realisierung	24
3.1 Der Versuchsaufbau	24
3.1.1 Halterung und Klebung der Kristalle	28
3.1.2 Die Temperaturregelung	29
3.1.3 Schwingungsmessungen	31
3.2 Bau des Interferometers	35
3.2.1 Ätzen und Vermessen des Interferometers	37
3.2.2 Die Defokussierung des Interferometers	39
3.2.3 Das Moiré-Muster des Interferometers	42
3.2.4 Kontrastbestimmung mit einer Phasenplatte	45
3.3 Der Bau der Nut	48
3.3.1 Das Ätzen und das Vermessen der Nut	49
3.4 Defokussierung	49
3.5 Der Verschwenkungsmechanismus	52
3.6 Zusammenfassung	54
4 Experimentelle Ergebnisse	56
4.1 Interferenzen	56
4.2 Berechnete Ergebniskurve unter Berücksichtigung nichtidealer Röntgen-Interferometer-Bauteile	58
4.3 Das gemessene Spektrum	59
5 Zusammenfassung und Ausblick	62
Anhang: Die geometrischen Strahlweglängen	65
Variablenverzeichnis	67
Abbildungsverzeichnis	69
Literaturverzeichnis	70

Kapitel 1

Einleitung

Das Michelson-Interferometer, betrieben mit sichtbarem Licht (390 nm bis 780 nm), entwarf Albert Abraham Michelson ¹ für den Nachweis der Erdbe-
wegung relativ zum vermuteten Äther. Das Prinzip wurde in der Folgezeit die
Grundlage für zahlreiche Interferenzgeräte (z.B. Interferenzkomparatoren, In-
terferenzmikroskopie). Mit Michelson-Interferometern werden Längen-, Brech-
zahlmessungen und Interferenzspektroskopie durchgeführt.

Unter Interferenz versteht man die bei der Überlagerung von zwei oder mehre-
ren Wellen auftretenden Erscheinungen der Verstärkung oder Schwächung der
Strahlintensität.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Interferometer vorgestellt, mit dem das Meß-
prinzip eines Michelson-Interferometers –betrieben mit sichtbarem Licht– auf
den Wellenlängenbereich ($\approx 0.15 nm$) von Röntgenstrahlen übertragen wird.

1.1 Michelson-Interferometer für sichtbares Licht

In den folgenden Abschnitten werden die Funktionsweise des Michelson-
Interferometers für sichtbares Licht und wichtige Begriffe wie z.B. Interfe-
renz, Kohärenz, Strahlteiler, Spiegel und Analysator erklärt. Anschließend
werden die Begriffe im Abschnitt „Design des Michelson-Interferometers für
Röntgenstrahlen“ auf das Röntgeninterferometer übertragen.

¹Albert Abraham Michelson (1852-1931) in Strelno, Preußen, geboren, wuchs in Neva-
da und Kalifornien auf. Er machte das Diplom an der Marineakademie und ist der erste
Amerikaner, der 1907 den Nobelpreis für Naturwissenschaften „for his optical precision in-
struments and spectroscopic and meteorological investigations, carried out with their help“
erhielt.

Funktion des Interferometers für sichtbares Licht

Mit Hilfe des Michelson-Interferometers kann die Anisotropie² der Lichtgeschwindigkeit bestimmt werden. Der Aufbau des Michelson-Interferometers ist in der Abbildung 1.1 dargestellt.

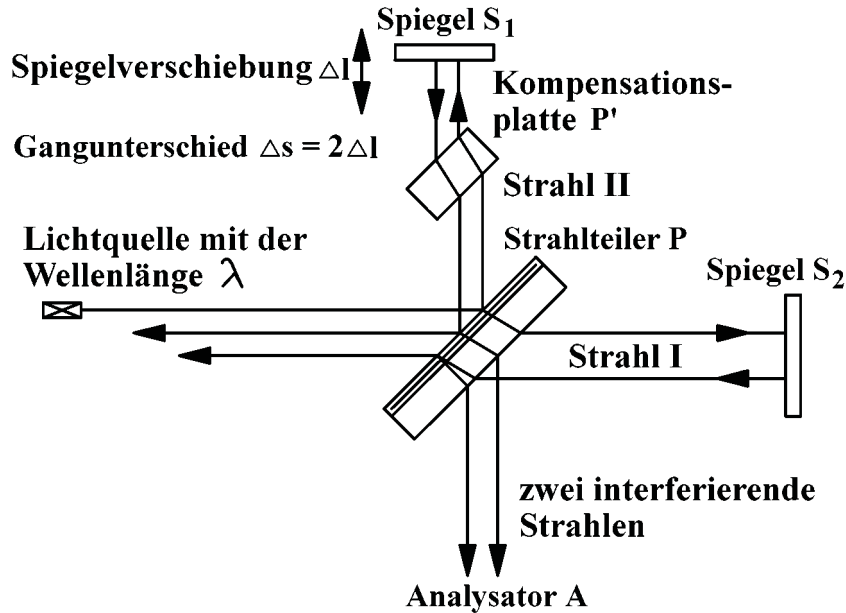


Abbildung 1.1: Skizze der Strahlgeometrie in einem Michelson-Interferometer für sichtbares Licht. Die Strahlen I und II, die an den Spiegeln 1 und 2 in sich selbst zurückreflektiert werden, sind zur Verdeutlichung der Strahlwege versetzt eingezeichnet. Der Strahlteiler ist ein halbdurchlässiger Spiegel. Aufbauend auf dem Grundprinzip (Strahl teilen, die zwei Teilstrahlen umlenken und überlagern, sowie einen Gangunterschied erzeugen) des von Michelson entwickelten Interferometers, sind im Spektralbereich 390 nm – 780 nm eine Vielzahl von Interferometern entwickelt worden, um z.B. Längen-, Brechzahlmessungen und Interferenzspektroskopie durchzuführen.

Von einer Lichtquelle L fällt das Licht auf eine unter 45 Grad geneigte, halbdurchlässige versilberte Glasplatte P . Die Strahlung wird in einen durchgehenden Strahl (I) und einen senkrecht dazu verlaufenden Strahl (II) geteilt. Beide Strahlen werden an senkrecht gestellten, ebenen Spiegeln S_1 und S_2 in sich selbst zurückreflektiert und treffen auf ihren Rückwegen erneut auf die Platte P , wo sie nochmals in je zwei Teile zerlegt werden. Von diesen betrachten wir nur die beiden Anteile, die miteinander überlagernd, in den Punkt A (Analysator) gelangen. Die gleichdicke Platte P' dient dazu, die ansonsten vorhandene optische Unsymmetrie der beiden Strahlen (I) und (II) aufzuheben.

²Anisotropie: Nach verschiedenen Richtungen verschiedene optische Eigenschaften zeigend.

Beide Strahlen sind nun vollkommen gleichwertig und treffen ohne Gangunterschied im Punkt A ein. Dieses ändert sich, falls z.B. der Spiegel S_1 in die gezeigte Richtung z bewegt wird.

Die Überlagerung zweier Wellen

Zwei ebene, in z -Richtung fortschreitende und in x -Richtung polarisierte Wellen mit der Wellenlänge $\lambda = 1/k$ und den Phasen Φ_1 und Φ_2 werden in komplexer Schreibweise dargestellt durch die Gleichungen:

$$\vec{E}_1 = E_{01} \cdot \hat{e}_x \cdot \exp\{2\pi i(\nu \cdot t - k \cdot z + \Phi_1)\} \quad (1.1)$$

$$\vec{E}_2 = E_{02} \cdot \hat{e}_x \cdot \exp\{2\pi i(\nu \cdot t - k \cdot z + \Phi_2)\} \quad (1.2)$$

(\vec{E} elektrischer Feldstärkevektor, E_{0i} die Amplitude, ν die Frequenz, \hat{e}_x Einheitsvektor in x -Richtung, $\Phi =$ Phase). Überlagerung oder Interferenz wird als Verstärkung und Schwächung der Intensität $I := |\vec{E}|^2$ beobachtet. Bei zwei sich überlagernden Wellen gilt für die Intensität:

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 \cdot E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos\{2\pi(\Phi_1 - \Phi_2)\} \quad (1.3)$$

Der Interferenzterm $2 \cdot E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos\{2\pi(\Phi_1 - \Phi_2)\}$ beschreibt die Intensitätsschwankungen zwischen I_{max} und I_{min} . Unter der Annahme, daß die Intensität der beiden sich überlagernden Strahlen gleich groß ist, sinkt die Intensität I auf Null, falls der Phasenunterschied $\Phi_1 - \Phi_2$ eine halbe Wellenlänge beträgt.

Der Phasenunterschied wird bei dem Michelson-Interferometer durch die Spiegelverschiebung Δz hervorgerufen (siehe Abbildung 1.1). Eine Interferenzordnung, d.h. die Intensitätsschwankung von I_{max} über I_{min} nach I_{max} , wird erzeugt, wenn ein Spiegel in Richtung des Strahls um eine halbe Wellenlänge verschoben wird.

Der Kontrast K oder die Sichtbarkeit zweier sich überlagernden oder interferierenden Wellen wird definiert mit Hilfe der maximalen und minimalen Intensität I_{max} und I_{min} :

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.4)$$

Definieren wir $p := E_{01}/E_{02}$ als das Amplitudenverhältnis der beiden interferierenden Strahlen und nutzen die Gleichungen (1.3) und (1.4), so ergibt sich für den Kontrast K :

$$K = \frac{2 \cdot p}{p^2 + 1} \quad (1.5)$$

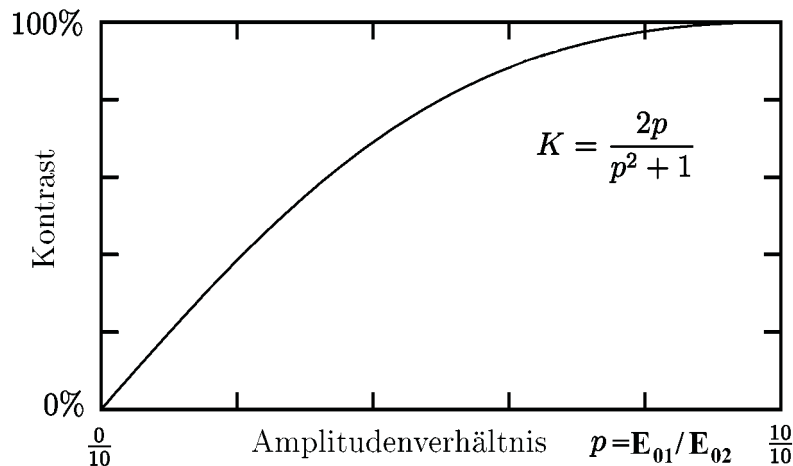


Abbildung 1.2: Sind die Amplituden der beiden interferierenden Strahlen unterschiedlich ($p := E_{01}/E_{02}$, $p \neq 1$), so nimmt der Kontrast K ab. 100 % Kontrast bedeutet, daß sich die beiden interferierenden Strahlen vollständig auslöschen können.

Die Kohärenz ³

Der Interferenzterm $2 \cdot E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos\{2\pi(\Phi_1 - \Phi_2)\}$ beschreibt die Intensitätsschwankungen zwischen I_{max} und I_{min} . Bedingungen für die Interferenzbeobachtung sind, daß sich die Wellenzüge wegen ihrer endlichen Länge im Beobachtungsgebiet überlagern und daß die überlagernden Wellenzüge jeweils feste Phasenbeziehungen haben. Letzteres verlangt, daß entweder die Wellenzüge von demselben aussendenden Atom stammen müssen, oder daß die Aussendevorgänge verschiedener Atome synchronisiert sind, wie es im Laser durch induzierte Emission erzwungen wird.

Sehen wir von dem seltenen Fall ab, daß unsere Quelle ein Röntgenlaser ist, so ist deshalb bei ausgedehnten Strahlungsquellen zusätzlich zu verlangen, daß unabhängig vom Ort des ausgedehnten Atoms die sich hinter dem Interferometer bildenden Interferenzmuster aller Senderatome räumlich identisch gelagert sind. Dies verlangt bei ausgedehnten Strahlungsquellen, daß nur solche Teile der jeweils ausgesuchten Kugelwellen der Einzelatome benutzt werden können, die bei gegebener Ausdehnung b der Quelle sich in der Richtung $\Delta\psi$ um höchstens $\Delta\psi \ll \arcsin(\frac{\lambda}{2 \cdot b})$ unterscheiden, d.h. es ist die Bedingung

$$b \cdot \sin(\Delta\psi) \ll \frac{\lambda}{2} \quad (1.6)$$

zu beachten.

Als Kohärenzlänge L wird der größte Gangunterschied bezeichnet bei dem noch Interferenzen beobachtbar sind. Sie folgt aus dem Fourierschen Inte-

³Kohärenz lateinisch; zusammenhängend.

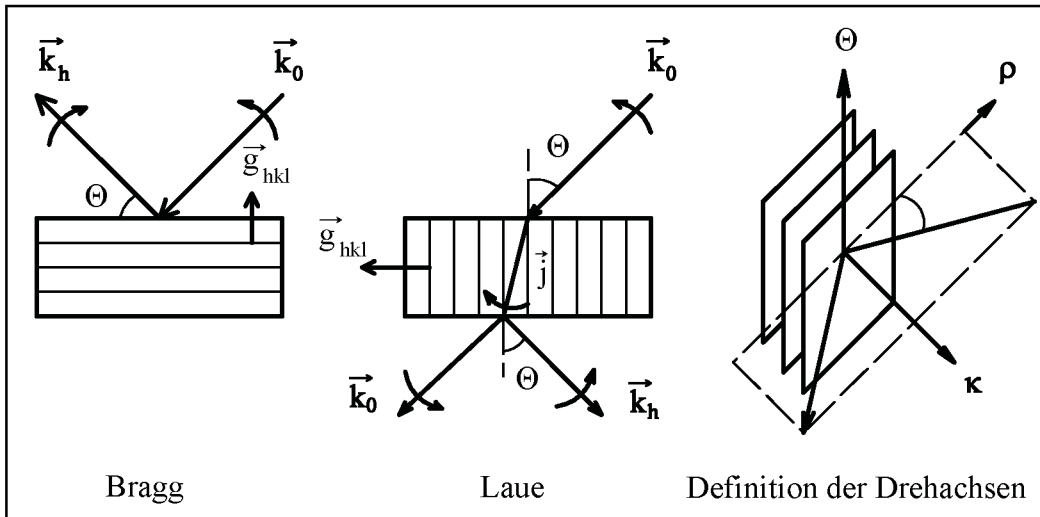


Abbildung 1.3: Die drei Skizzen zeigen die Bragg- bzw. die Laue-Geometrie der Beugung am Kristallgitter sowie die Definitionen der Drehwinkel. Ebenso wird angedeutet, wie sich die Ausfallswinkel ändern, falls die Einfallswinkel variieren. \vec{j} ist der Energiestromvektor.

graltheorem $L \cdot \Delta\nu \approx c/2\pi$ mit $\Delta\nu$ als Spektrallinienbreite des verwendeten Lichts.

Beispiele der Kohärenzlänge $L = (\nu \cdot \lambda)/(\Delta\nu \cdot 2\pi)$ verschiedener Lichtquellen bei ausgesuchten Wellenlängen der emittierten Strahlung:

- Neon-Dampflampe: $\lambda = 632.8 \cdot 10^{-9} m$, spektrale Reinheit $\Delta\nu/\nu = 3.4 \cdot 10^{-6}$. Die Kohärenzlänge L beträgt etwa $0.03 m$. Wird der Spiegel S_1 im Michelson-Interferometer um etwa $0.015 m$ verschoben, so sind etwa 47400 Interferenzordnungen sichtbar.
- Röntgenstrahlung $\text{CuK}_{\alpha 1}$: $\lambda = 1.5405 \cdot 10^{-10} m$, spektrale Reinheit $\Delta\nu/\nu = 2.9 \cdot 10^{-4}$. Die Kohärenzlänge L beträgt etwa $0.71 \cdot 10^{-6} m$. Mit einem Michelson-Interferometer für $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Röntgenstrahlung könnten etwa 4600 Interferenzordnungen sichtbar werden.

Wird ein Michelson-Interferometer für Röntgenstrahlen konzipiert, muß eine Mechanik genutzt werden, die Gangunterschiede erzeugt, die kleiner sind als die benutzte Wellenlänge. Für $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Strahlung mit einer Wellenlänge $\lambda = 1.5405 \cdot 10^{-10} m$ muß die Bewegung kleiner gleich $10^{-10} m$ sein, damit einzelne Interferenzordnungen auflösbar sind. Ebenso müssen ungewollte Bewegungen (z.B. Vibrationen) des Interferometers in derselben Größenordnung unterbunden werden.

Werden Strahlungen im Angström Wellenlängenbereich genutzt, so sind Linsen, Spiegel und Prismen keine geeigneten Komponenten für die Strahlführung, da der Brechungsindex n gegenüber dem Vakuum für Materialien, die in den Strahl gebracht werden, zwischen $(1 - 10^{-7})$ bis $(1 - 10^{-5})$ liegt.

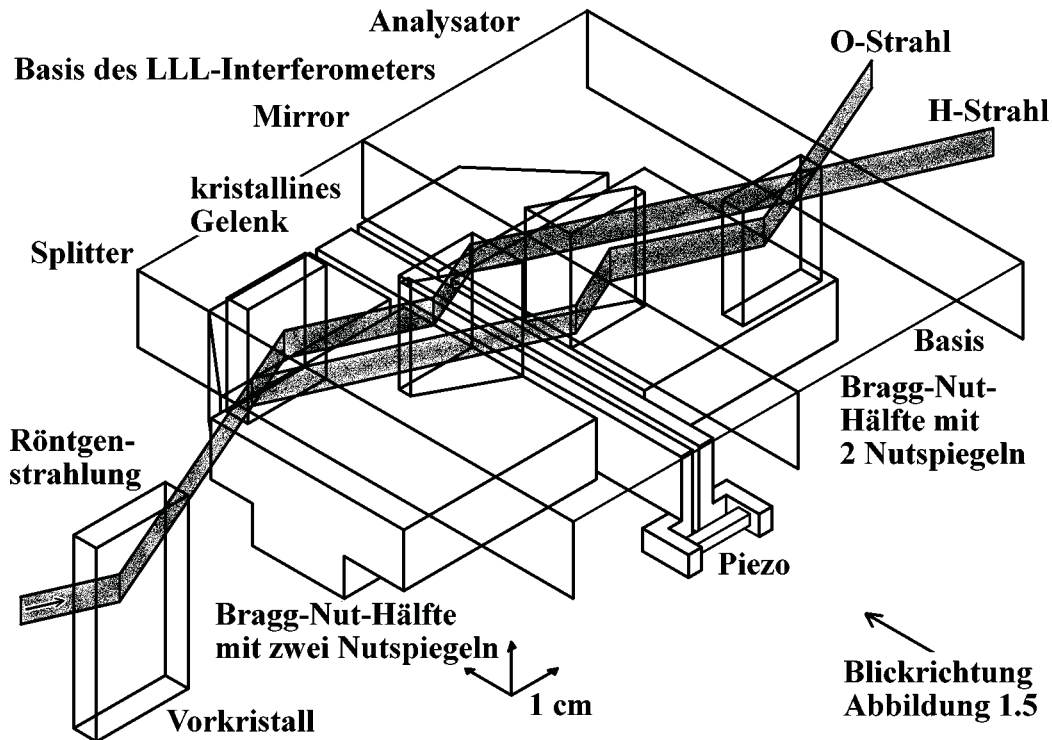


Abbildung 1.4: Perspektivische Darstellung des hergestellten Michelson-Interferometers und des gesamten Strahlengangs im Michelson-Interferometer. Das monolithische LLL-Interferometer mit den röntgenoptischen Komponenten Splitter, Mirror und Analysator hängt über der Braggnutkomponente. Splitter, Mirror und Analysator sind miteinander fest verbunden durch die „Basis“. Die Nutkomponente besteht aus zwei Blöcken, auf denen sich jeweils eine Braggnuthälfte mit einer zweifach Reflexion befindet. Die Hälften sind über das kristalline Gelenk verbunden. Ein Piezo, der die beiden Nuthälften gegeneinander präzise um kleinste Winkel verschwenken kann, ist rechts eingezeichnet. Die präzise Winkelverstellung dient der Änderung des optischen Wegs im Röntgeninterferometer. Sie spielt damit die gleiche Rolle wie die Spiegelverschiebung Δl im lichtoptischen Interferometer (vergleiche Abbildung 1.1). Die Einzelheiten hierzu werden im Kapitel 2 beschrieben. Die zur Überlagerung gebrachten Strahlen sind dargestellt. Alle weiteren Strahlengänge, die zum Beispiel die Verschwenkung der Nuthälften kontrollieren, sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet worden.

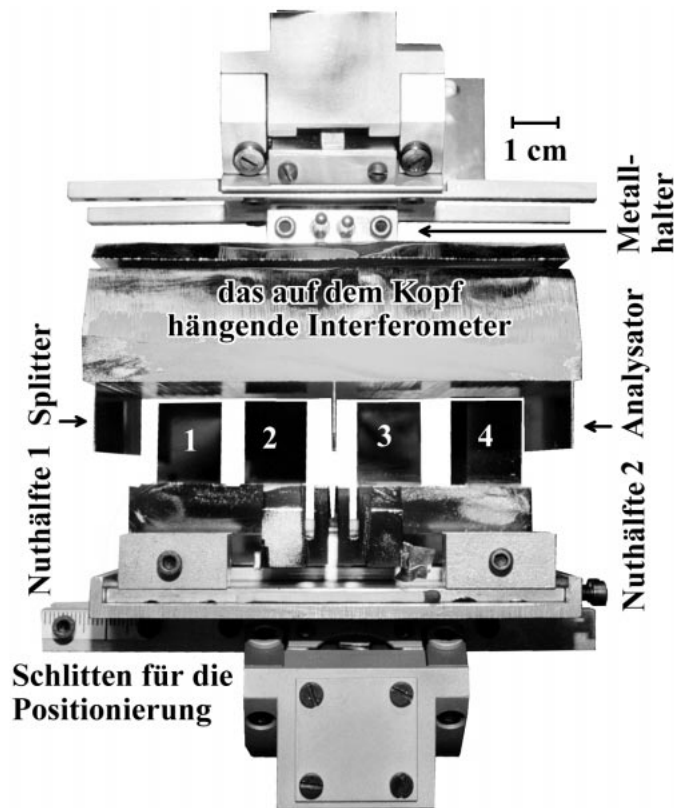


Abbildung 1.5: Die Seitenansicht zeigt wie die Nut –bestehend aus den beiden Nuthälften mit den Nutspiegeln 1,2,3 und 4– unterhalb des hängenden Interferometers im Experimentieraufbau aufgestellt ist.

Die Braggsche Reflexionsbedingung⁴ beschreibt, unter welchem Winkel θ die Strahlung mit der Wellenlänge λ an den Netzebenen mit dem Abstand d_{hkl} reflektiert wird. Dabei sind die Richtungen des einfallenden Strahls, des reflektierten Strahls und die Netzebennormale zu einer Ebene parallel. Ein- und Ausfallswinkel sind gleich groß.

$$2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda \quad (1.7)$$

Die Bragg-Gleichung (1.7) beschreibt den Zusammenhang zwischen Reflexionswinkel θ und der Wellenlänge λ . n ist eine ganze Zahl. Dann ist nämlich die Wegdifferenz zweier aufeinanderfolgenden Netzebenen einer Schar reflektierter Strahlen das n -fache der Wellenlänge λ . Somit kann die Strahlgeometrie des Michelson-Interferometers –betrieben mit Wellenlängen aus dem sichtbaren Bereich– auf ein Interferometer für Röntgenstrahlen nicht direkt übernommen werden.

⁴Wird Kupferstrahlung $K_{\alpha 1}$, $\lambda = 1.5405 \cdot 10^{-10} m$, und Kupfer $K_{\alpha 2}$, $\lambda = 1.5443 \cdot 10^{-10} m$, an der [220] Bragg-Ebene eines Siliziumkristalls $d_{220} = 1.9162 \cdot 10^{-10} m$ reflektiert, so betragen die Bragg-Reflexionswinkel $\theta_{220 \alpha 1} = 23.7012^\circ$ und $\theta_{220 \alpha 2} = 23.7633^\circ$.

1.2 Zusammenfassung

Das Prinzip des Michelson-Interferometers (Strahl teilen, beide Teilstrahlen reflektieren und überlagern, Gangunterschied erzeugen durch unterschiedliche Weglängen der Teilstrahlen) wird auf ein Michelson-Interferometer für Röntgenstrahlen (z.B. CuK_α -Strahlung) übertragen.

Bei der Benutzung von CuK_α -Strahlung ist die direkte Beobachtung von Interferenzen infolge der natürlichen Linienbreite von ca. $3 \cdot 10^{-4}$ auf etwa 4600 Ordnungen beschränkt. Durch die Wahl einer Bragg-Nutkomponente mit einer großen Nutbreite von rund 10 mm läßt sich die für die Beobachtung erforderliche Weglängenänderung auch tatsächlich experimentell realisieren. Da der Brechungsindex für Röntgenstrahlen etwa 1 beträgt, sind Linsen, Spiegel und Prismen keine geeigneten Komponenten für die Strahlführung.

Kapitel 2

Theorie und Design

Zur Strahlführung von Röntgenstrahlung bieten sich Bragg- und Laue-Reflexionen an (siehe Abbildung 1.3). 1965 nutzten erstmals Ulrich Bonse und Michael Hart [Bon65] Laue-Reflexionen von Röntgenstrahlen an den Netzebenen von Silizium-Einkristallen zur Strahlführung in einem LLL-Interferometer¹.

Die Strahlwege in einem LLL-Interferometer sind in der Abbildung 3.12 eingezeichnet. Gangunterschiede werden in dieser Strahlgeometrie durch phasenschiebende Materialien erzeugt. Zum Beispiel wird ein Keil aus Beryllium oder aus Kunststoff in einen der beiden Teilstrahlen eingebracht (siehe Abbildung 3.15). Auf diese Weise wird ein Gangunterschied, abhängig von der durchstrahlten Materialdicke, erzeugt. Bei einer weiteren Möglichkeit wird eine planparallele Platte aus phasenschiebendem Material in beide Teilstrahlen eingebracht und gedreht (siehe Abbildung 3.17). Auf diese Weise wird ein Gangunterschied, abhängig vom Drehwinkel, erzeugt. Beide Methoden sind wellenlängenabhängig und damit dispersiv. Doch werde ich beide Methoden nutzen, um die Funktionsfähigkeit des von mir hergestellten LLL-Interferometers zu testen (siehe Kapitel 3.2).

2.1 Design eines Michelson-Interferometers für Röntgenstrahlen

Das Röntgen-Michelson-Interferometer besteht aus zwei vollständig getrennten Bauteilen, einem monolithischen LLL-Interferometer (siehe Abbildung 2.1) und einer ebenfalls aus einem Einkristall hergestellten Nut mit je einer doppelt Bragg-reflektierenden Nuthälfte in jedem Strahlengang des LLL-Interferometers.

¹Die Namensgebung „LLL-Interferometer“ erfolgt, weil durch die Lage der reflektierenden Netzebenen die Röntgenstrahlen dreimal im *Laue*-Fall (siehe Abbildung 1.3 und 2.1) gebeugt werden.

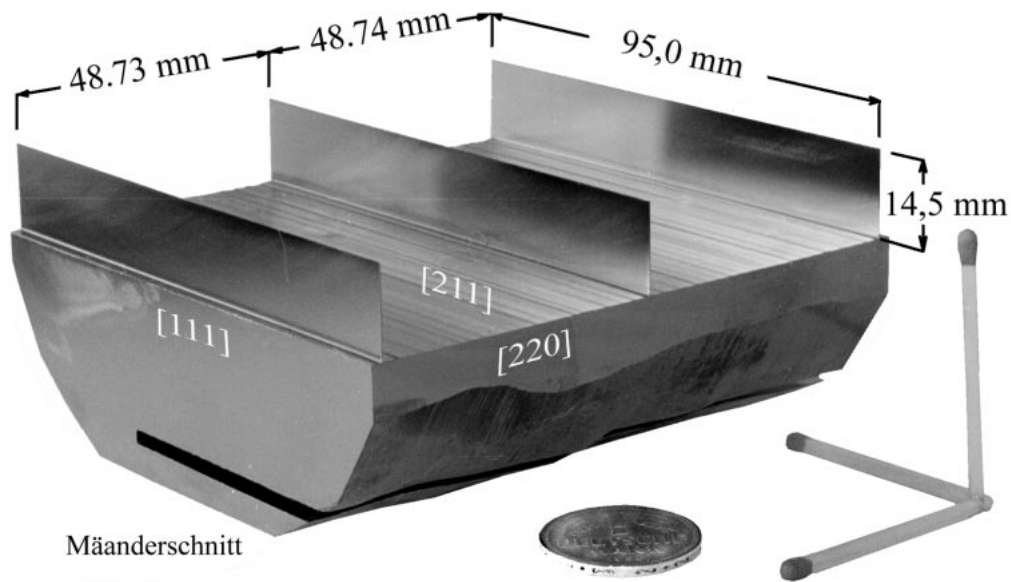


Abbildung 2.1: Das Foto zeigt das auf der Basis stehende LLL-Interferometer. Innerhalb des Michelson-Interferometers wird das Interferometer hängend über der Nut positioniert. Abmessungen und kristallographische Orientierung der Oberflächen sind aufgeführt. Der Mänderschnitt soll die Fortpflanzung von Kristallgitterverspannung, verursacht durch die Klebung des Interferometerhalters (in diesem Foto durch das Interferometer verdeckt), verhindern. Die Stärke der Spiegel beträgt etwa 0.25 mm.

Der Strahlengang ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. Nut und LLL-Interferometer bilden zusammen das Michelson-Interferometer für Röntgenstrahlen. Beide Bauteile nutzen Reflexionen mit gleichem reziproken Gittervektor. Alle Reflexionen sind symmetrisch ².

2.2 Der Gangunterschied Δs auf der Grundlage der geometrischen Strahlverläufe

2.2.1 Gangunterschied Δs und Defokussierung Δz

Wird eine Nuthälfte um eine Achse, die parallel zur x-Richtung ist (Definition der Richtungen siehe Abbildung 2.3), um den Winkel β gedreht, so bleiben einfallender und ausfallender Strahl immer parallel zueinander. Aber der ausfallende Strahl ist um die Strecke s_1 in y-Richtung verschoben (Abbildung

²Symmetrisch: Die reflektierenden Kristallnetz-Ebenen stehen entweder parallel zur Eintrittsoberfläche des Kristalls (Reflexionen an den Nuten, Bragg-Fall) oder die Netzebenen stehen senkrecht dazu (Reflexionen an den LLL-Interferometerspiegel, Laue-Fall).

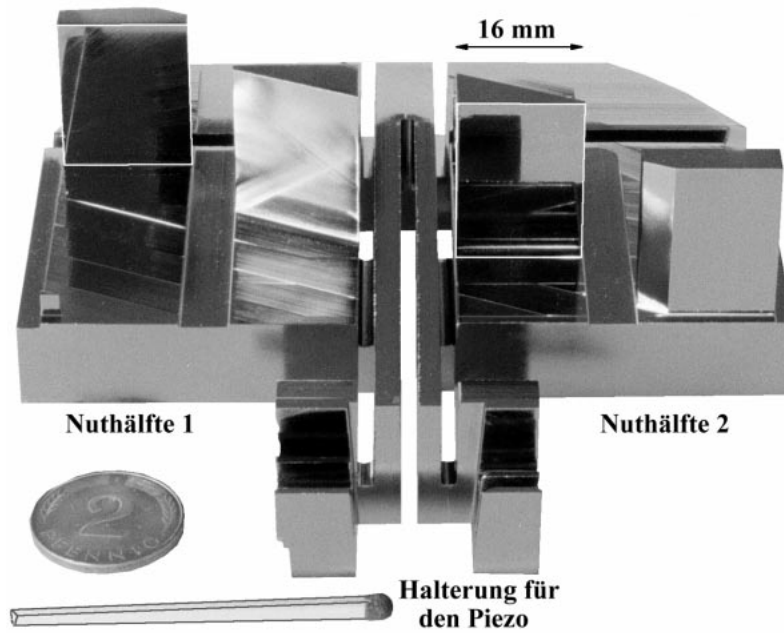


Abbildung 2.2: Die aus einem Siliziumblock hergestellte Nut.

Unter diesem Blickwinkel wird deutlich, daß die Nut aus zwei Nuthälften besteht. Auf diesen stehen jeweils zwei Nutspiegel. Sie haben eine Spiegeloberfläche von etwa $16 \times 21 \text{ mm}^2$. Der Nutabstand ist 10 mm. Im Vordergrund erkennt man die Halterung für den Piezo. Als Größenvergleich dient ein Streichholz. Die Bauzeit betrug einen Monat.

2.4). Die Verschiebung erfolgt in die negative y-Richtung bei einer Drehung der Nuthälfte I entgegengesetzt des Uhrzeigersinns (siehe Abbildung 2.4).

$$s_1 = 2D \cdot \frac{\cos(\theta_B) - \cos(\theta_B - \beta)}{\cos(\theta_B)} \quad (2.1)$$

$$= 2D \cdot \left(1 - \frac{\cos(\theta_B - \beta)}{\cos(\theta_B)}\right) \quad (2.2)$$

Die Verschiebung s_1 ist abhängig von der Nutbreite D , dem Einfallswinkel θ_B und der Verdrehung der Nut um den Winkel β . Bei einer Drehung der Nuthälfte I (Nutbreite der Nuthälfte I $D = 0.01 \text{ m}$, $\theta_B = 23.75^\circ$, Verdrehung der Nuthälfte $\beta = -5''$) beträgt im Strahlengang I die Verschiebung s_1 etwa $0.21 \mu\text{m}$ in y-Richtung. Wird die Nuthälfte II gegen den Uhrzeigersinn um $\beta = 5''$ verdreht, so beträgt beim Strahlengang II die Verschiebung s_2 etwa $0.21 \mu\text{m}$ in negative y-Richtung.

Werden die beiden Nuthälften „auseinandergedrückt“, d.h. die Nuthälfte I wird um den Winkel $-\beta$ im Uhrzeigersinn gedreht und die Nuthälfte II um β gedreht, so ist der Treffpunkt der beiden Strahlwege I und II um den Streckenbetrag $|\Delta z|$ ³ in negative z-Richtung verschoben. Der Betrag der Defokus-

³Definition von Δz siehe Abbildung 2.3.

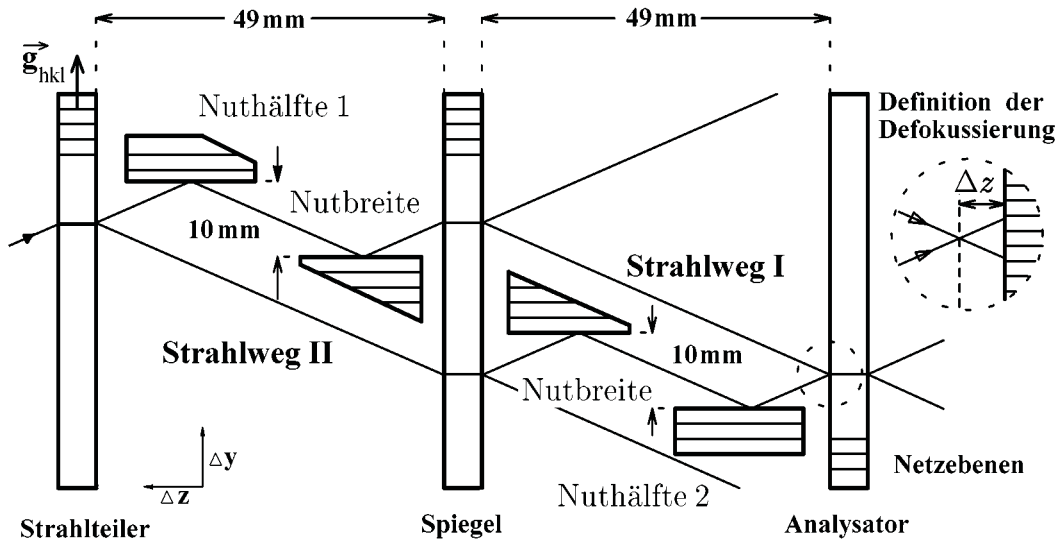


Abbildung 2.3: Die Skizze zeigt die Strahlverläufe, falls die beiden Nuthälften nicht gegeneinander verstimmt sind, das heißt, der Piezo hat nicht beispielsweise durch seine Verlängerung die beiden Nuthälften auseinandergedrückt.

Die beiden getrennten Strahlen treffen sich genau auf der Analysatoroberfläche, somit beträgt die Defokussierung $\Delta z = 0$. Bei beiden Nuthälften sind einfallende und ausfallende Strahlen parallel zueinander. Man beachte, daß beide Nuthälften im Uhrzeigersinn um die Brechungskorrektur $\Delta\theta_B = \frac{|\chi_o| \cdot (1 + \gamma_H / \gamma_o)}{2 \cdot \sin(2\theta_B)}$ gedreht werden müssen. Sie beträgt hier mit $|\chi_o| = 0.149 \cdot 10^{-4}$ und $\theta_B = 23.75^\circ$ etwa 4.2 Winkelsekunden. Die x -Achse ist senkrecht zur Zeichenebene.

sierung $|\Delta z|$, die durch die gegensinnige Verdrehung der beiden Nuthälften erzeugt wird, ist gleich :

$$|\Delta z| = s_1 \cdot \frac{1}{\tan(\theta_B)} \quad (2.3)$$

$$= 2D \cdot \left(1 - \frac{\cos(\theta_B - \beta)}{\cos(\theta_B)}\right) \cdot \frac{1}{\tan(\theta_B)} \quad (2.4)$$

Werden die beiden Nuthälften um den Winkel $2\beta = 10''$, $\theta_B = 23.75^\circ$, $D = 0.01m$ „auseinandergedrückt“, so beträgt $|\Delta z|$ etwa $0.49\mu m$. Beide Strahlwege treffen sich etwa $0.49\mu m$ hinter der Analysator-Oberfläche. Nach der Definition der Defokussierung Δz beträgt dann $\Delta z = -0.49\mu m$. Werden die beiden Nuthälften um den den Winkel $2\beta = 10''$ „zusammengedrückt“, so beträgt die Defokussierung $\Delta z = 0.49\mu m$. Beide Strahlwege treffen sich dann vor der Analysator-Oberfläche.

Im Kapitel 2.2.2 wird gezeigt, daß die durch das gegensinnige Verdrehen der beiden Nuthälften erzeugte Defokussierung die Interferenzfähigkeit der Strahlung nicht beeinträchtigt.

Das gegensinnige Verdrehen der beiden Nuthälften erzeugt nicht nur eine geringe Defokussierung unterhalb von $1\mu m$, sondern auch die Strahlweglängen der Wege I und II sind unterschiedlich lang in Abhängigkeit der gegensinnigen Verdrehung der beiden Nuthälften.

Wie groß ist der erzeugte Gangunterschied in Abhängigkeit der gegensinnigen Verdrehung der beiden Nuthälften und der benutzten Röntgenstrahlung?

Werden die, wie in der Abbildung 2.4 gezeigten geometrischen Strahlweglängen I und II genau berechnet, so ergeben sich die in den Tabellen 2.1 und 2.2 aufgeführten Gangunterschiede ⁴.

Tabelle 2.1		CuK _{α1} -Strahlung $\lambda = 1.5405 \cdot 10^{-10} m, \theta_B = 23.7012^0$		
$ 2 \cdot \beta $ in arcsec.	Defokussierung $ \Delta z $ in $10^{-10} m$ geometrisch (Anhang)	Gangunterschied in $10^{-10} m$ geometrisch (Anhang)	Gangunterschied in CuK _{α1} - Wellenlängen geometrisch	Gangunterschied in CuK _{α1} - Wellenlängen dynamisch (Glg. 2.23)
10	4848.3	8797.6	5710.9	5763.3
8	3878.6	7038.0	4568.7	4610.7
6	2908.9	5278.6	3426.5	3458.0
4	1939.3	3519.0	2284.4	2305.4
2	969.6	1759.5	1142.2	1152.7
0	0	0	0	0

Tabelle 2.2		CuK _{α2} -Strahlung $\lambda = 1.5443 \cdot 10^{-10} m, \theta_B = 23.7633^0$		
$ 2 \cdot \beta $ in arcsec.	Defokussierung $ \Delta z $ in $10^{-10} m$ geometrisch (Anhang)	Gangunterschied in $10^{-10} m$ geometrisch (Anhang)	Gangunterschied in CuK _{α2} - Wellenlängen geometrisch	Gangunterschied in CuK _{α2} - Wellenlängen dynamisch (Glg. 2.23)
10	4848.3	8806.1	5702.3	5746.4
8	3878.6	7044.8	4561.8	4597.1
6	2908.9	5283.6	3421.4	3447.6
4	1939.3	3522.4	2280.9	2298.6
2	969.6	1761.3	1140.5	1149.3
0	0	0	0	0

Auf der Grundlage der geometrischen Strahlverläufe zeigen die Berechnungen, daß etwa 1142 Interferenzordnungen erzeugt werden können, falls beide Nuthälfte um $1''$ gegeneinander verschwenkt werden (d.h. $2\beta = 2''$). Eine Interferenzordnung ergibt sich bei einer Verschwenkung von $0.00175''$. Besonders ist hervorzuheben, daß durch die Geometrie der Strahlführung im

⁴Mit der Nebenbedingung, daß die beiden Nuthälften um den gleichen Winkelbetrag gegeneinander verschwenkt werden.

Röntgeninterferometer die interferierenden Strahlen sich in Abhängigkeit des Verschwenkungswinkel β , aber unabhängig von ihrer Wellenlänge an einem Ort treffen (siehe Tabelle 2.1, Defokussierung der $\text{CuK}_{\alpha 1}$ - und der $\text{CuK}_{\alpha 2}$ -Strahlungswege).

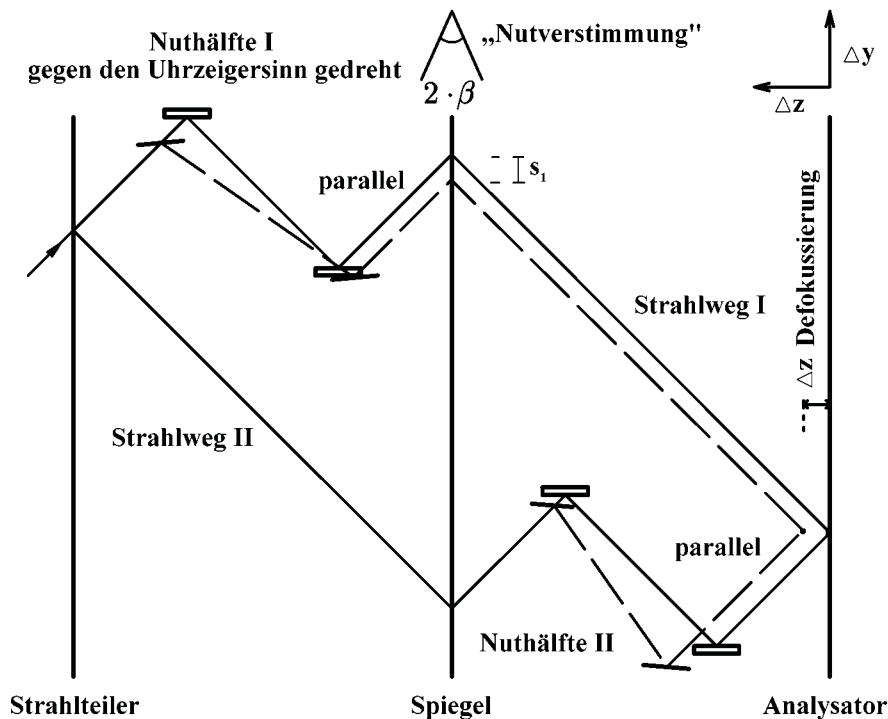


Abbildung 2.4: Die Skizze zeigt die Aufsicht der Strahlverläufe, falls die beiden Nuthälften nicht „verstimmt“ sind (durchgezogene Linie) und falls beide Nuthälften gegeneinander verdreht sind (gestrichelte Linien). In diesem Fall sind sie durch den eingebauten Piezo „zusammengedrückt“ worden.

Die gegensinnige Verdrehung um den Winkel $2 \cdot \beta$ ist stark überzeichnet. Sie beträgt im Experiment weniger als 20 Winkelsekunden. Die beiden getrennten Strahlen treffen sich vor dem Analysator. Eine Defokussierung Δz liegt vor, die aber unterhalb von $1 \mu\text{m}$ liegt.

Sind die Nuthälften nicht „verstimmt“, so sind beide Strahlwege I und II gleich lang. Sind die Nuthälften verstimmt (auseinander- oder zusammengedrückt), so sind die beiden Strahlwege I und II unterschiedlich lang. Werden sie „zusammengedrückt“, ist der Strahlweg I im Vergleich zum Strahlweg II kürzer.

2.2.2 Der Verstärkungsfaktor m

Durch das gegensinnige Verdrehen der beiden Nuthälften wird ein Gangunterschied Δs erzeugt, aber auch eine Defokussierung Δz von etwa $\pm 0.5 \mu\text{m}$. Um

ihre nachteilige Wirkung abzuschätzen betrachten wir den Verstärkungsfaktor m . Die Defokussierung kann kompensiert werden durch eine horizontale Divergenz $\Delta\psi$ der einfallenden Strahlung. Denn jede Änderung des Einfallswinkels $\Delta\psi$ ändert beträchtlich die Richtung des Energiestromvektors j_2^σ ⁵ in den Lauespiegeln um den Winkel $\Delta\epsilon$. Definieren wir den Verstärkungsfaktor $m := \Delta\epsilon/\Delta\psi$ als Verhältnis der Winkeländerung $\Delta\epsilon$ des Energiestromvektors j_2^σ zur Einfallswinkeländerung $\Delta\psi$. Der Verstärkungsfaktor m ergibt sich zu ([teKa68, Gleichung 30], [Bon68]):

$$m := \frac{\Delta\epsilon}{\Delta\psi} \qquad \Delta\psi = -\frac{d_{hkl}}{\Delta_0} \cdot \frac{\tan(\Delta\epsilon)}{\tan(\theta_B)} \quad (2.5)$$

$$= \frac{-\Delta\epsilon \cdot \Delta_0 \cdot \tan(\theta_B)}{d_{hkl} \cdot \tan(\Delta\epsilon)} \quad \text{mit } \epsilon \ll 1; \quad \tan(\Delta\epsilon) \approx \Delta\epsilon \quad (2.6)$$

$$= \frac{-\Delta\epsilon \cdot \tan(\theta_B)}{d_{hkl} \cdot k \cdot |\chi_h| \cdot C \cdot \Delta\epsilon} \quad (2.7)$$

$$= \frac{\lambda \cdot \sin(\theta_B)}{d_{hkl} \cdot |\chi_h| \cdot C} \quad (2.8)$$

$\Delta_0 := (k \cdot |\chi_h| \cdot C)^{-1} \cdot \cos(\theta_B)$ ist die Extinktionswellenlänge (χ_h : Fourier-Koeffizienten der gitterperiodischen dielektrischen Suszeptibilität). Sie beträgt etwa $15.4 \mu m$.

Ändert sich die Einfallsrichtung $\Delta\psi$ der $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Strahlung (Wellenfeld 2 und σ -Polarisiert), so ändert sich die Energiestromrichtung j_2^σ im Lauespiegel etwa 35000 mal stärker und entgegengesetzt der Einfallsrichtungsänderung $\Delta\psi$ (siehe auch Abbildung 1.3). Wegen der geringen Größe von $\Delta\psi$ im Vergleich der Energiestromrichtungsänderung im Kristall, vernachlässige ich die seitliche Verschiebung der Strahlen außerhalb der Siliziumkristalle⁶. Deshalb reicht es aus, die Konvergenz der beiden zur Interferenz gelangenden Teilstrahlen auf der Austrittsoberfläche des Analysators zu fordern und nicht erst am Ort des Detektors.

Nehmen wir an, daß sich die beiden interferierenden Strahlen $10 \mu m$ vor dem Analysator treffen. Die Defokussierung Δz beträgt dann $10 \mu m$. Damit sich die beiden zur Interferenz gelangenden Teilstrahlen auf der Austrittsoberfläche des z.B. $200 \mu m$ starken Analysatorspiegels schneiden, reicht eine Einfallswinkeländerung von nur etwa 0.13 Winkelsekunden aus.

Somit können durch die horizontale Divergenz $\Delta\psi$ der einfallenden Strahlung Defokussierungen Δz kompensiert werden, solange nicht die durch Gleichung (1.6) für $\Delta\psi$ gegebene Grenze überschritten wird.

⁵ j_2^σ : Energiestromvektor im Laue-Interferometerspiegel des Wellenfeldes 2 mit senkrechter Polarisation.

⁶Nehmen wir an, daß sich der Energiestromvektors j_2^σ innerhalb des Kristalls um den Winkel von 16° ändert, das bedingt eine Einfallsrichtungsänderung $\Delta\psi$ von nur $1.7''$. Ist die Strahlweglänge außerhalb des Kristalls $1 m$, so beträgt die seitliche Verschiebung, erzeugt durch $\Delta\psi$, weniger als $8.2 \mu m$.

2.3 Behandlung des Gangunterschiedes Δs auf der Grundlage der Dynamischen Theorie

Im Abschnitt 2.2 ist der Gangunterschied Δs – erzeugt durch die gegenseitige Verdrehung der beiden Nuthälften – auf der Grundlage geometrischer Strahlverläufe berechnet worden. Mit Hilfe der Dynamischen Theorie können Aussagen über Phasenbeziehungen und Intensitäten der reflektierten und transmittierten Wellen gemacht werden.

Ziel ist es jetzt, auf der allgemeinen und korrekten Grundlage der Dynamischen Theorie, den Gangunterschied Δs in Abhängigkeit von der Nutbreite D und vom Bragg-Winkel Θ_B sowie von der Verdrehung der Nuthälften gegeneinander um den Winkel $\Delta\beta$ darzustellen.

Deshalb wird zuerst das Amplitudenverhältnis D_o^e/D_o^i der auslaufenden Welle zur einfallenden Welle einer Nuthälfte berechnet. Anschließend wird das Amplitudenverhältnis D_{OI}^e/D_{OII}^e der auslaufenden Welle, die über den Weg I an der Nuthälfte I und über den Weg II an der Nuthälfte II reflektiert wird, ermittelt. Werden zusätzliche Bedingungen (z.B. symmetrische Bragg-Reflexion, gleiche Nutbreite) berücksichtigt, so kann der Gangunterschied Δs durch eine einfache Beziehung ⁷ dargestellt werden.

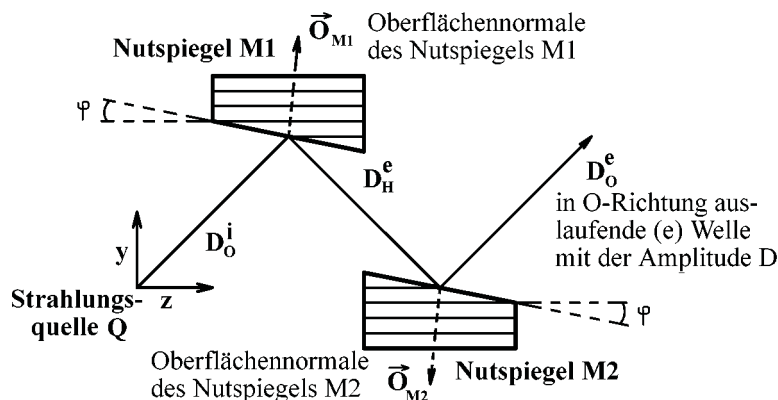


Abbildung 2.5: Eine ebene, senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Welle, die durch den Strahl, ausgehend vom Quellpunkt Q , dargestellt wird. Die Welle wird an den beiden Spiegeln M1 und M2 einer Nuthälfte reflektiert. D_o^i ist die in O -Richtung einfallende (i) Welle mit der Amplitude D . D_H^e ist die in H -Richtung reflektierte (e) Welle mit der Amplitude D .

⁷ $\Delta s = 2\beta \cdot D \cdot \cos(\Theta_B)$

2.3.1 Reflexion an einer Nuthälfte

Betrachten wir zunächst die Reflexion einer ebenen, senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Welle an dem ersten Nutspiegel einer Nuthälfte. Es werden folgende Variablen eingeführt:

- k : reziproke Vakuumwellenlänge $k = 1/\lambda$,
- \vec{r}_{M1} : Ortsvektor zur Spiegeloberfläche M1,
- \vec{o}_{M1} : Oberflächennormale der Spiegeloberfläche M1,
- θ_B : Bragg-Winkel ohne Brechungskorrektur,
- θ : Einfallswinkel gemessen zur Netzebene,
- φ : Der Asymmetriewinkel,
- y : Normierte Winkelvariable $y = \frac{(\theta_B - \theta) \cdot \sin(2 \cdot \theta_B) - \chi_o \cdot (1 - \gamma_H / \gamma_o)}{2 \cdot \sqrt{(|\gamma_H / \gamma_o|)} \cdot \sqrt{(\chi_H \cdot \chi_{\bar{H}})}}$,

$\gamma_o / \gamma_H = -\sin(\theta_B + \varphi) / \sin(\theta_B - \varphi)$ mit $\chi_H, \chi_o, \chi_{\bar{H}}$ Fourier-Koeffizienten der gitterperiodischen dielektrischen Suszeptibilität.

D_O^i ist die in O-Richtung einfallende (i) Welle und D_H^e ist die in H-Richtung reflektierte (e) Welle mit der Amplitude D . Für das Amplitudenverhältnis D_H^e / D_O^i am Spiegel M1 gilt ([Appe92, Glg.(4.1)-(4.3)] in Verbindung mit [Spie77, Glg.(C13), (B31), (B12) und (B13)]):

$$\frac{D_H^e}{D_O^i} = - \underbrace{\left(\left| - \frac{\sin(\Theta_B + \varphi)}{\sin(\Theta_B - \varphi)} \right| \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\chi_H}{\chi_{\bar{H}}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (y \pm \sqrt{y^2 - 1})}_{\xi_{JM1}} \quad (2.9)$$

$$\cdot \exp \left\{ 2\pi i k \cdot \underbrace{(\Theta_B - \Theta)}_{\delta_{M1}} \cdot \frac{\sin(2\Theta_B)}{\sin(\Theta_B - \varphi)} \cdot \vec{r}_{M1} \cdot \vec{o}_{M1} \right\} \quad (2.10)$$

Werden die oben eingeführten Abkürzungen genutzt, so gilt für das Amplitudenverhältnis D_H^e / D_O^i :

$$\frac{D_H^e}{D_O^i} = \xi_{JM1} \cdot \exp\{2\pi i \cdot k \cdot \delta_{M1} \cdot \vec{r}_{M1} \cdot \vec{o}_{M1}\} \quad (2.11)$$

Am zweiten Spiegel M2 einer Nuthälfte wird die Welle aus der H-Richtung in die O-Richtung umgelenkt. Für das Amplitudenverhältnis D_O^e / D_H^e gilt ([Appe92, Glg.(4.4)] in Verbindung mit [Spie77, Glg.(C14)]):

$$\frac{D_O^e}{D_H^e} = \frac{1}{\xi_{JM1}} \cdot \exp\{2\pi i \cdot k \cdot \delta_{M2} \cdot \vec{r}_{M2} \cdot \vec{o}_{M2}\} \quad (2.12)$$

Für das Amplitudenverhältnis der einfallenden zur zweimal reflektierten Welle an einer Bragg-Nut gilt [Appe92, Glg.(4.5)]:

$$\frac{D_O^e}{D_H^i} = \frac{D_H^e}{D_O^i} \cdot \frac{D_O^e}{D_H^e} \quad (2.13)$$

$$= \underbrace{\frac{\xi_{JM1}}{\xi_{JM2}}}_{V_N} \cdot \underbrace{\exp\{2\pi i \cdot k \cdot (\delta_{M1} \cdot \vec{r}_{M1} \cdot \vec{o}_{M1} + \delta_{M2} \cdot \vec{r}_{M2} \cdot \vec{o}_{M2})\}}_{P_N} \quad (2.14)$$

ξ_{JM1}/ξ_{JM2} wird als Amplitudenvorfaktor V_N definiert. Der Amplitudenvorfaktor ⁸ V_N ist gleich $V_N = (y \pm \sqrt{y^2 - 1})^2$. P_N ist der Phasenfaktor. Dieser kann unter der Annahme verschiedener Bedingungen (Nutzspiegeloberflächen seien parallel, somit gilt: $\vec{o}_{M1} = -\vec{o}_{M2}$, $\delta_{M1} = \delta_{M2} = \delta$) vereinfacht dargestellt werden.

$$P_N := \exp\{2\pi i \cdot k \cdot (\delta_{M1} \cdot \vec{r}_{M1} \cdot \vec{o}_{M1} + \delta_{M2} \cdot \vec{r}_{M2} \cdot \vec{o}_{M2})\} \quad (2.15)$$

Definieren wir zusätzlich:

$$D := \vec{o}_{M1} \cdot (\vec{r}_{M1} - \vec{r}_{M2}) \quad , \quad (2.16)$$

$$\delta := \frac{-(\theta_B - \theta) \cdot \sin(2 \cdot \theta_B)}{-\sin(\theta_B - \varphi)} \quad , \quad (2.17)$$

$$\theta := \theta_B + \Delta\theta_B + \beta \quad . \quad (2.18)$$

Der Winkel β beschreibt die Abweichung von der Mitte der Totalreflexion. $\Delta\theta_B$ ist die Brechungskorrektur bei Bragg-Reflexion, so ergibt sich für den Phasenfaktor P_N [Appe92, Glg.(4.13)]:

$$P_N = \exp\left\{2\pi i \cdot k \cdot ((\Delta\theta_B + \beta) \cdot \frac{\sin(2 \cdot \theta_B)}{\sin(\theta_B - \varphi)} \cdot D)\right\} \quad (2.19)$$

2.3.2 Der Gangunterschied Δs

Werden die Amplituden, die jeweils über den Weg I (D_{OI}^e) und über den Weg II (D_{OII}^e) an den beiden Nuthälften I und II (siehe Abbildung 2.4) reflektiert werden, verglichen, und werden die Ergebnisse aus den vorherigen Abschnitten genutzt, so kann der Gangunterschied Δs – erzeugt durch die gegensinnige Verdrehung der beiden Nuthälften um den Winkel $\Delta\beta$ – berechnet werden.

⁸Es gilt für den Amplitudenvorfaktor: $V_N := \frac{\xi_{JM1}}{\xi_{JM2}} = \frac{\xi_{JM1}}{\xi_{JM2}} \cdot \frac{\xi_{JM1}}{\xi_{JM1}} = (y \pm \sqrt{y^2 - 1})^2$ ([Spie77, Glg. (B13)] sowie [Bon64, Glg. (25)]).

Mit Hilfe des Amplitudenvorfaktors V_N einer Nuthälfte kann gezeigt werden, daß die Position einer Nuthälfte im Interferometer beliebig ist, während Bewegungen der einzelnen Nutspiegel zueinander gegenüber dem Gitterabstand klein sein müssen.

Das Amplitudenverhältnis zwischen auslaufender (e) und einfallender (i) Welle bei der Nuthälfte I ist:

$$\frac{D_{OI}^e}{D_{OI}^i} = \frac{D_{HI}^e}{D_{OI}^i} \cdot \frac{D_{OI}^e}{D_{HI}^e} \quad (2.20)$$

Das Amplitudenverhältnis zwischen auslaufender (e) und einfallender (i) Welle bei der Nuthälfte II ist:

$$\frac{D_{OII}^e}{D_{OII}^i} = \frac{D_{HII}^e}{D_{OII}^i} \cdot \frac{D_{OII}^e}{D_{HII}^e} \quad (2.21)$$

Wird vorausgesetzt, daß die Amplituden der einfallenden Wellen (D_{OI}^i , D_{OII}^i) identisch sind bei den Nuthälften I und II, ergibt sich für das Amplitudenverhältnis zwischen der auslaufenden Welle der Nuthälfte I (D_{OI}^e) und der auslaufenden Welle der Nuthälfte II (D_{OII}^e):

$$\frac{D_{OI}^e}{D_{OII}^e} = \frac{\frac{\xi_{JM1I}}{\xi_{JM2I}} \cdot \exp\{2\pi i k (\delta_{M1I} \cdot \vec{r}_{M1I} \cdot \vec{o}_{M1I} + \delta_{M2I} \cdot \vec{r}_{M2I} \cdot \vec{o}_{M2I})\}}{\frac{\xi_{JM1II}}{\xi_{JM2II}} \cdot \exp\{2\pi i k (\delta_{M1II} \cdot \vec{r}_{M1II} \cdot \vec{o}_{M1II} + \delta_{M2II} \cdot \vec{r}_{M2II} \cdot \vec{o}_{M2II})\}} \quad (2.22)$$

Die Umformung des Phasenfaktors P_N wird genutzt und neue Variablen werden eingeführt:

β_I : Verdrehung der Nuthälfte I um den Winkel β_I ,

D_I : Abstand der beiden Spiegeloberflächen der Nuthälfte I,

ϕ_I : Phasenschub, der bei den Reflexionen in der Nuthälfte I entsteht.

$$\phi_I - \phi_{II} = \Delta\phi, \quad \beta_I - \beta_{II} = \Delta\beta, \quad D_I - D_{II} = \Delta D$$

$$\begin{aligned} \frac{D_{OI}^e}{D_{OII}^e} &= \frac{\frac{\xi_{JM1I}}{\xi_{JM2I}} \cdot \exp\left\{2\pi i \cdot k \cdot \left((\Delta\theta_B + \beta_I) \cdot \frac{\sin(2 \cdot \theta_B)}{\sin(\theta_B - \varphi)} \cdot D_I + \phi_I\right)\right\}}{\frac{\xi_{JM1II}}{\xi_{JM2II}} \cdot \exp\left\{2\pi i \cdot k \cdot \left((\Delta\theta_B + \beta_{II}) \cdot \frac{\sin(2 \cdot \theta_B)}{\sin(\theta_B - \varphi)} \cdot D_{II} + \phi_{II}\right)\right\}} \\ &= \frac{\frac{\xi_{JM1I}}{\xi_{JM2I}}}{\frac{\xi_{JM1II}}{\xi_{JM2II}}} \cdot \exp\left\{2\pi i \cdot k \cdot \left(\left((\beta_I - \beta_{II})D_{II} + (\Delta\theta_B + \beta_I)(D_I - D_{II})\right) \cdot \frac{\sin(2 \cdot \theta_B)}{\sin(\theta_B - \varphi)} + (\phi_I - \phi_{II})\right)\right\} \\ &= \frac{\frac{\xi_{JM1I}}{\xi_{JM2I}}}{\frac{\xi_{JM1II}}{\xi_{JM2II}}} \cdot \exp\left\{2\pi i \cdot k \cdot \underbrace{\left(\left(\Delta\beta D_{II} + (\Delta\theta_B + \beta_I)\Delta D\right) \frac{\sin(2 \cdot \theta_B)}{\sin(\theta_B - \varphi)} + \frac{\Delta\phi}{k}\right)}_{\Delta s}\right\} \end{aligned}$$

Für den symmetrischen ⁹ Fall gilt: $\varphi = 0, \Delta\phi = 0$. Nehmen wir an, daß die Abstände der Nutspiegeloberflächen gleich seien ($D_I = D_{II} = D, \Delta D = 0$), so ergibt sich für den Gangunterschied Δs .

$$\boxed{\Delta s = 2 \cdot \Delta\beta \cdot D \cdot \cos(\theta_B)} \quad (2.23)$$

⁹Die Netzebenen liegen parallel zu den Nutspiegel-Oberflächen.

Werden zum Beispiel die beiden Nuthälften I und II jeweils gegensinnig um den Winkel $\beta = 4''$ ($\Delta\beta = 2\beta$ ¹⁰) verdreht (Braggwinkel $\theta_B = 23.75^\circ$, die Nutbreite $D = 0.01m$, so beträgt der erzeugte Gangunterschied¹¹ $\Delta s = 0.71 \cdot 10^{-6}m$. Das entspricht 4608 $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Wellenlängen.

Vergleiche der Gangunterschiede in Abhängigkeit der Verdrehung der Nuthälften, berechnet mit Hilfe der geometrischen Strahlverläufe und mit Hilfe der Dynamischen Theorie, sind in der Tabelle 2.1 zu finden. Die Ergebnisse der Berechnungen weichen weniger als 1% voneinander ab.

2.4 Die Ergebniskurve

Da ich nicht monoenergetische Strahlung nutze, sind dem Interferenzsignal (etwa alle $0.00175''$ Verschwenkung eine Interferenzordnung) weitere Signale aufmoduliert. Mit nicht monoenergetischer Strahlung im Röntgeninterferometer wird das Spektrum der einfallenden Strahlung über die Schwebungen benachbarter Spektralkomponenten sichtbar. Bei der Nutzung eines Dubletts charakteristischer Strahlung (hier $\text{CuK}_{\alpha 1}$ - und der $\text{CuK}_{\alpha 2}$ -Strahlung) ergibt sich der Knotenabstand n_K der Schwebungen von den Spektralkomponenten nach:

$$n_k = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_2 \cdot \cos \theta(\lambda_1) + \lambda_1 \cdot \cos \theta(\lambda_2)}{\lambda_2 \cdot \cos \theta(\lambda_1) - \lambda_1 \cdot \cos \theta(\lambda_2)} \quad (2.24)$$

Mit $\lambda_1 = 1.5405 \cdot 10^{-10}m$, $\theta(\lambda_1) = 23.7012^\circ$ und $\lambda_2 = 1.5443 \cdot 10^{-10}m$, $\theta(\lambda_2) = 23.7633^\circ$ beträgt der Knotenabstand der Schwebungen $n_K = 340$ Interferenzordnungen.

Eine dritte die Ergebniskurve bestimmende Bedingung muß noch berücksichtigt werden, nämlich die Breite des Reflexionsbereichs der beiden Nuthälften. Der Bragg-Reflexionsbereich $\Delta\theta_B$ bei einer Reflexion an einer Kristalloberfläche ergibt sich durch die folgende Beziehung:

$$\Delta\theta_B = \frac{2 \cdot C \cdot \sqrt{\chi_h \cdot \chi_{\bar{h}}}}{\sin(2 \cdot \theta_B)} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_h}{\gamma_0}} \quad (2.25)$$

Mit dem Polarisationsfaktor $C = 1$, $\chi_h = (-0.9143 \cdot 10^{-5} - i \cdot 0.3795 \cdot 10^{-6})$, $\theta_B = 23.75^\circ$, $\gamma_h = \cos \psi_h$ und $\gamma_o = \cos \psi_o$. Der Bragg-Reflexionsbereich beträgt $\Delta\theta_B = 5.1''$ ¹² [Bon90], falls der [220]-Reflex genutzt wird.¹³

¹⁰ β in Radiant ($1 \text{ rad} \approx 206264.67''$)

¹¹Da die Phasenschubdifferenz $\Delta\phi$ der Einzel-Braggreflektion selbst höchstens den Wert π annehmen kann, ist dieser gegenüber dem Gangunterschied Δs , der bei der maximalen Verdrehung der Nuten zueinander entsteht, vernachlässigbar.

¹²Eine Drehung um eine Winkelsekunde kann durch folgendes Beispiel veranschaulicht werden. Wird ein $2000m$ langer Stab um das eine Ende um eine Winkelsekunde verdreht,

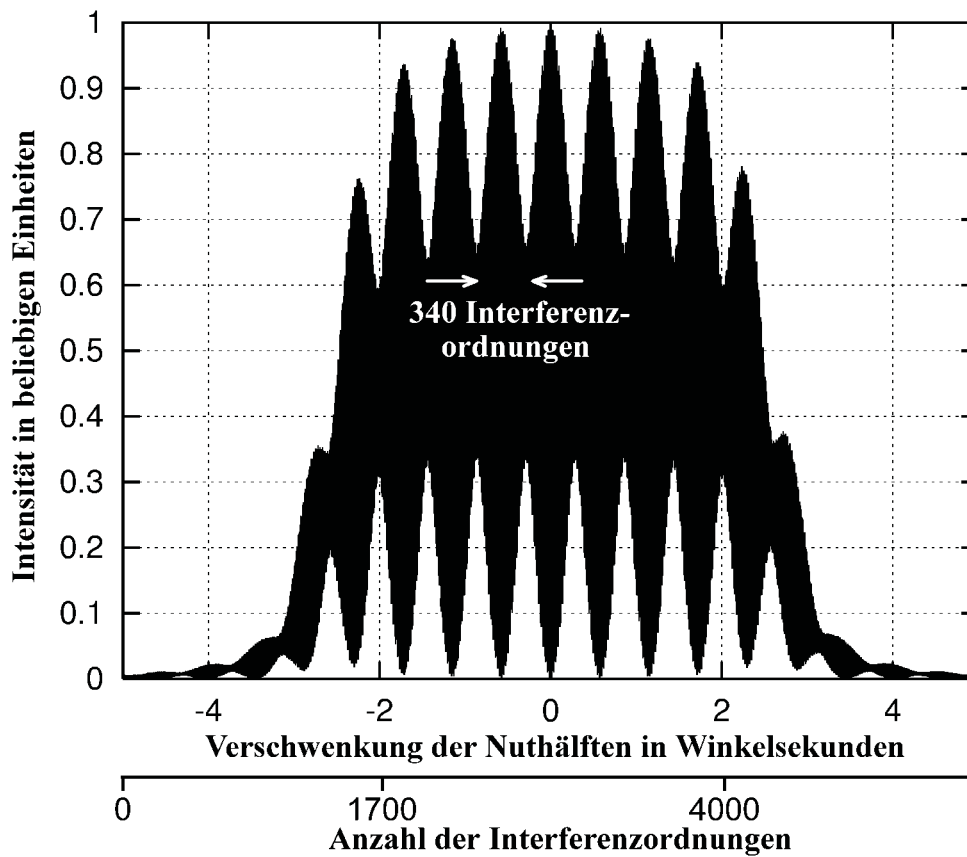


Abbildung 2.6: Die berechnete Ergebniskurve bei Einfall des Spektrums der $\text{CuK}_{\alpha 1}$ - und $\text{CuK}_{\alpha 2}$ -Röntgenlinien.

Die beiden Nuthälften sind um den Bragg-Brechungskorrekturwinkel gedreht (hier $4.17''$). Jeder der beiden Strahlen I und II liefert einen Intensitätsbeitrag, falls die Nuthälfte, die der entsprechende Strahlengang passiert, im Winkelbereich $\theta_B + 4.17'' \pm \beta$ geschwenkt wird. β beträgt etwa $\pm 2.65''$.

Werden die beiden Nuthälften mit einer Breite $D = 0.01 \text{ m}$ um etwa $0.00175''$ gegeneinander verdreht, wird eine Interferenzordnung erzeugt. In dieser Abbildungsgröße können sie nicht aufgelöst werden.

Wird $\text{CuK}_{\alpha 1}$ - und $\text{CuK}_{\alpha 2}$ -Strahlung genutzt, entstehen Schwebungen mit dem Knotenabstand $n_K = 340$ Interferenzordnungen. Somit könnten 10 Schwebungen innerhalb des Bragg-Reflexionsbereichs der Nuthälften gemessen werden.

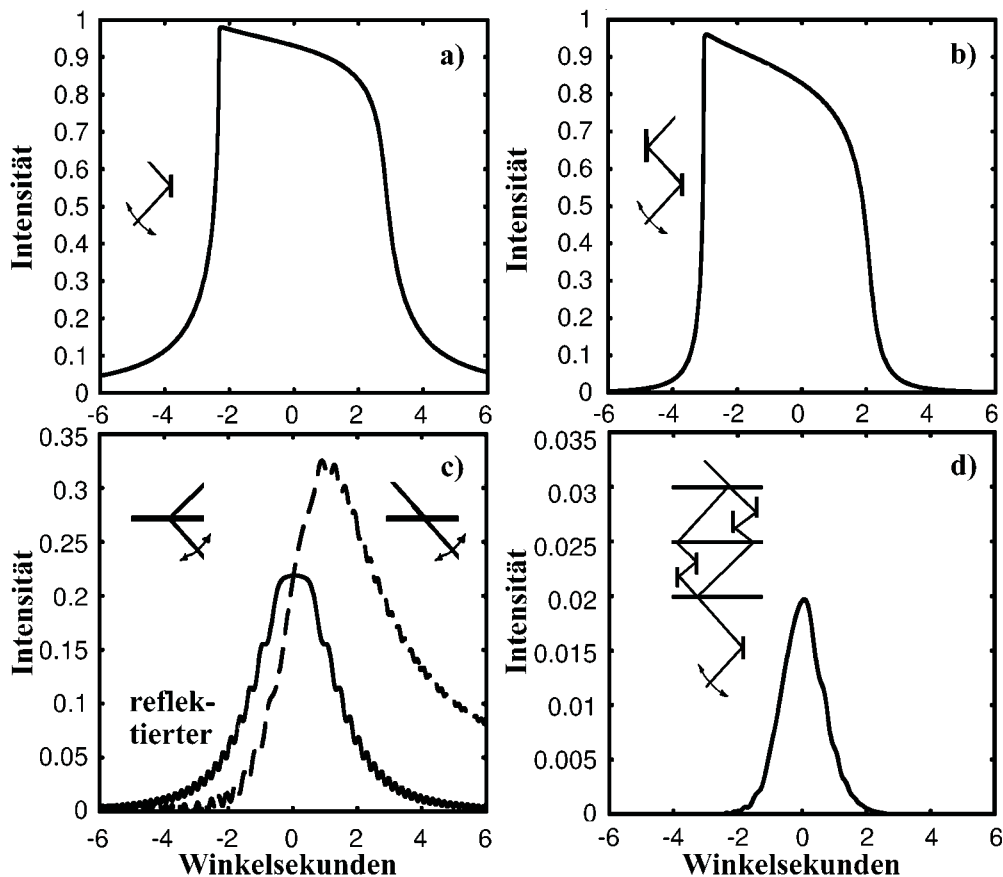


Abbildung 2.7: Die mit Hilfe des Computerprogramms *DYTH* ($\text{CuK}\alpha$ -Strahlung, Material Silizium, Reflex 220) berechneten Intrinsic-Kurven. Der Nullpunkt auf der Winkelachse ist beliebig gewählt.

a) Intrinsic-Kurve einer einfachen Bragg-Reflexion (Vorkristall). b) Intrinsic-Kurve einer zweifachen Bragg-Reflexion (Nuthälfte). Nur in einem Winkelbereich kleiner als 7 Winkelsekunden wird $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung reflektiert.

c) Intrinsic-Kurven des reflektierten und transmittierten Strahls einer einfachen Laue-Reflexion für einen der drei Silizium Spiegel des Interferometers mit einer Stärke von $250\mu\text{m}$.

d) Die Intrinsic-Kurve des Röntgen-Interferometers (beachte die Intensitätsskala).

Wird durch die Verdrehung einer Nuthälfte der Winkelbereich der Bragg-Reflexion (kleiner als $10''$) verlassen, so trägt der Strahlengang, der diese Nuthälfte passiert, keinen Intensitätsbeitrag bei.

so bewegt sich das andere Ende des Stabes um nur 0.01 m .

¹³Im Zwei-Strahlfall ergeben sich bei Laue-Geometrie jeweils zwei Wellenfelder W_1 und W_2 für σ - und π -Polarisation. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten durchdringt nur $W_{2\sigma}$ die drei LLL-Interferometerspiegel, so daß die drei anderen Wellenfelder, insbesondere auch die mit paralleler (π) Polarisation vernachlässigt werden können. Es gilt also, nur $W_{2\sigma}$ zu berücksichtigen.

Die Abbildung 2.7 zeigt die Intrinsic-Kurve ¹⁴ einer Nuthälfte, berechnet mit dem Computerprogramm DYTH. Das Programm ist für die Berechnung von Transmissionskurven aus Intrinsic-Kurven für Laue- und Bragg-Fall entwickelt worden am Lehrstuhl der Experimentellen Physik I in Dortmund von Dr. Te-worte.

Nachfolgend werden die die Ergebniskurve bestimmenden Bedingungen zusammengefaßt:

- wenn die beiden Nuthälften mit einer Breite $D = 0.01\text{ m}$ um etwa $0.00175''$ gegeneinander verdreht werden, wird eine Interferenzordnung erzeugt,
- wenn $\text{CuK}_{\alpha 1}$ - und $\text{CuK}_{\alpha 2}$ -Strahlung genutzt werden, entstehen Schwebungen mit Knotenabstand $n_K = 340$ Interferenzordnungen,
- die Nuthälften reflektieren die einfallende Strahlung nur in einem Winkelbereich von $\beta = \pm 3''$.

Die Ergebniskurve ist in der Abbildung 2.6 dargestellt.

2.5 Zusammenfassung

Das Röntgen-Michelson-Interferometer besteht aus einem monolithischen LLL-Interferometer und einer mit je einer doppelt Bragg-reflektierenden Nuthälfte in jedem Strahlengang des LLL-Interferometers.

Werden die beiden Nuthälften gegeneinander verschwenkt, so ändern sich die Strahlweglängen innerhalb des Interferometers. Der Gangunterschied Δs wird bestimmt durch den Bragg-Winkel θ_B , durch den Verschwenkungswinkel $\Delta\beta$ der beiden Nuthälften gegeneinander und durch die Breite der Nut D , ($\Delta s = 2 \cdot \Delta\beta \cdot D \cdot \cos(\theta_B)$). Die Ergebniskurve wird bestimmt durch die Bragg-Reflexionsbreite der Nuthälften. Durch die Verwendung nicht monoenergetischer Strahlung ($\text{CuK}_{\alpha 1}$ und $\text{CuK}_{\alpha 2}$) wird das Spektrum der einfallenden Strahlung über Schwebungen sichtbar.

Damit wird Fourier-Spektroskopie für den Röntgenwellenlängenbereich möglich.

¹⁴Eine Rockingkurve ist die Faltung von Einkristallreflexionskurven (Intrinsic-Kurven).

Kapitel 3

Experimentelle Realisierung

In diesem Kapitel werden der Versuchsaufbau, die Fertigung der strahlführenden Bauteile, d.h. von Strahlteiler, Nutspiegel, Spiegel und Analysator dargestellt. Ferner wird die Bestimmung der Güte des Interferometers und der Nut beschrieben. Die Defokussierung und der Kontrast sind ein Maßstab für die Güte. Deshalb werden Interferometer und Nut vermessen und mit Hilfe eines den Strahlverlauf simulierenden Computerprogramms die tatsächlichen Positionen der strahlführenden Bauteile bestimmt, so daß die Defokussierung minimal wird. Ein Topogramm des Interferometers wird aufgenommen, um eventuell vorhandene Gitterverspannungen und Störungen in den Interferometerspiegeln sichtbar zu machen. Der Kontrast des Interferometers wird mit einer Phasenplatte und mit Hilfe der Lang-Kamera bestimmt. Ein Ziel ist es zu zeigen, daß durch die Vermessung von Interferometer und Nut und die rechnerische Bestimmung der Defokussierung sichere Aussagen über deren Güte getroffen werden können.

3.1 Der Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus drei Baugruppen:

- Die Röntgenröhre,
- die strahlführenden Bauteile (Vorkristall, Interferometer und Nut),
- Mechanik, Halterungen für die strahlführenden Bauteile (Drehachsen, Schlitten, Schwingsockel) und elektronische Steuerung.

Die Röntgenröhre ¹ befindet sich außerhalb der würfelförmigen, 0.5 m^3 umfassenden, thermischen Abschirmung. Nur das etwa 0.5 m lange Strahlrohr reicht in die thermische Abschirmung hinein. Innerhalb der Abschirmung sind die

¹Eine Kupfer-Feinfokus-Röhre ($0.8 \times 0.4\text{ mm}^2$) mit einer Leistung vom 2000 Watt.

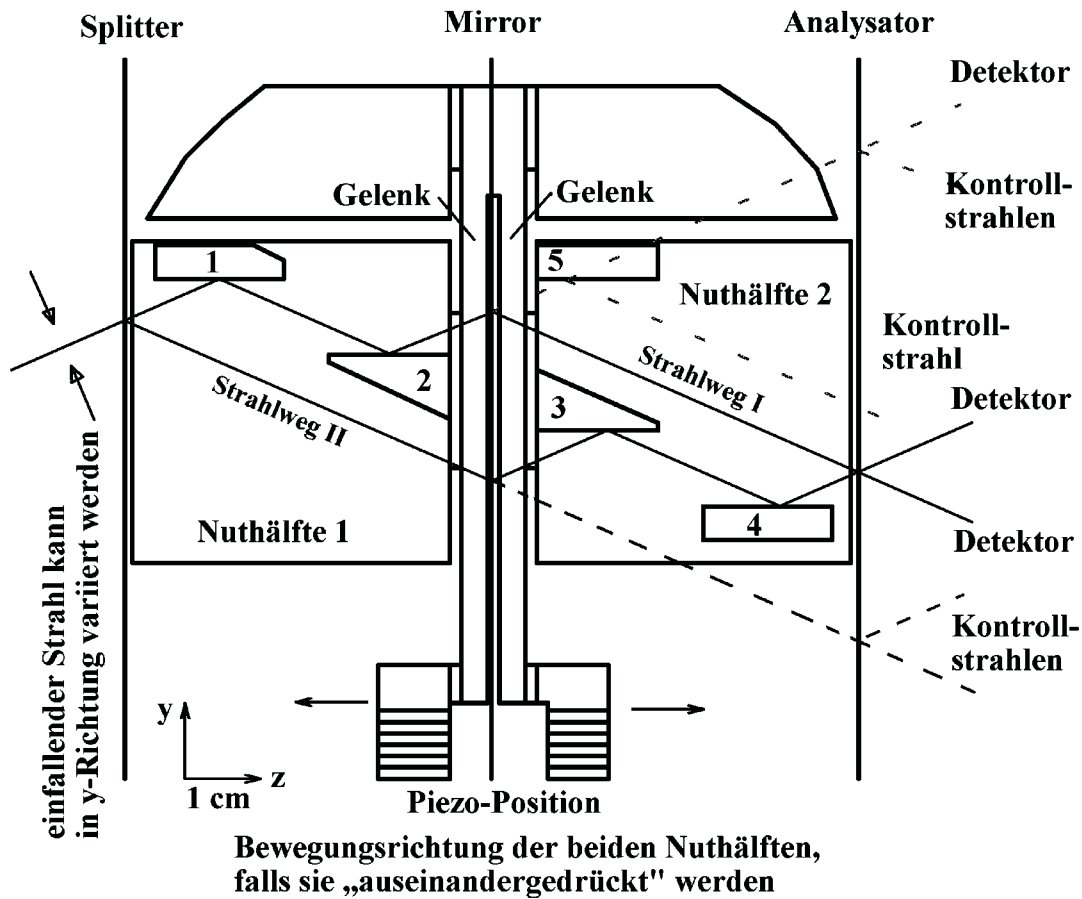


Abbildung 3.1: Aufsicht auf Nut und LLL-Interferometer und die Strahlführung (vergleiche Abbildung 1.1). Das Interferometer hängt über der Nut, deshalb sind nur Splitter, Mirror und Analysator dargestellt.

Die vier Nutspiegel werden durch die Ziffern 1, 2, 3 und 4 gekennzeichnet. Die beiden durch gestrichelte Linien dargestellten Strahlen, welche durch den 10 mm hohen Hilfsspiegel (Nr.5) erzeugt werden, dienen zur separaten Positionierung und Optimierung der Nuthälften. Durch sie kann die Verstimmung der beiden Hälften – erzeugt durch die Längenänderung des eingebauten Piezos – kontrolliert werden. Die anderen zwei durch Punktlinien dargestellten Strahlen dienen zur separaten Positionierung und Optimierung des Interferometers.

strahlführenden Bauteile, die drei NaJ-Szintillationsdetektoren, die mechanischen Halterungen, Achsen und Schlitten. Der gesamte Aufbau steht auf einem Schwingsockel, um störende Bodenvibrationen zu dämpfen.

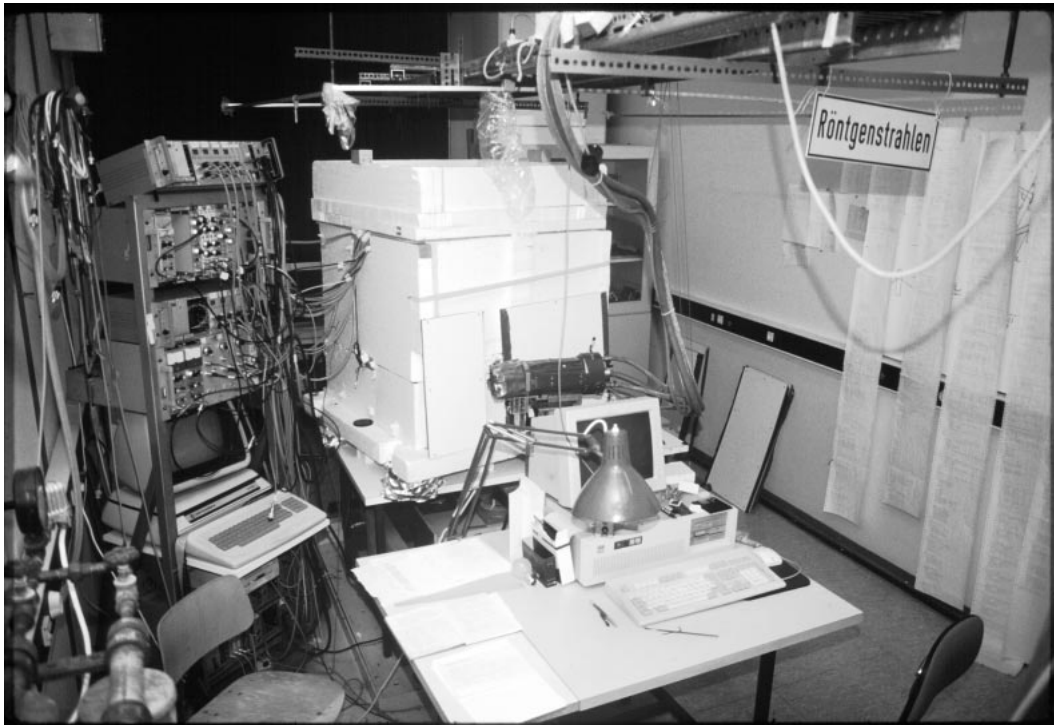


Abbildung 3.2: Ein Blick in das etwa 24 Quadratmeter große Labor. Im Zentrum erkennt man die auf dem Schwingsockel stehende weiße Styroporkiste (hier noch ohne Schallschutzmatten), in der sich der Versuchsaufbau befindet. Im Vordergrund ist der PC, der das Meßprogramm steuert und die Meßdaten aufnimmt. Links davon ist der Commodore Rechner, der die Temperaturstabilität innerhalb des Labors und des Versuchsaufbaus kontrolliert. Vor der Styroporkiste befindet sich liegend die Röntgenröhre. Am linken Rand sind noch die Meßelektronik für die Detektoren, die Motorensteuerungen, DA- und AD- Wandler zu sehen.

Die Spaltblende am Strahlrohr und der bleigekapselte [220]-Silizium-Bragg-Vorkristall gewährleistet, daß nur $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung und $\text{CuK}\alpha_2$ -Strahlung² am Vorkristall reflektiert werden. Diese trifft das eigentliche Röntgen-Michelson-Interferometer, das aus dem hängenden LLL-Interferometer und aus der darunterstehenden Nut besteht.

Damit die Röntgenstrahlung die Netzebenen der drei strahlführenden Bauteile unter dem Bragg-Winkel trifft, müssen sie positionierbar sein. Das erfordert für jeden Kristall eine Mechanik, die ihn um den θ -Winkel drehen, um den ρ -Winkel verkippen und in der horizontalen verschieben kann (für die Definition

²Wellenlänge der $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung = $1.5405 \cdot 10^{-10} \text{m}$ und der $\text{CuK}\alpha_2$ -Strahlung = $1.5443 \cdot 10^{-10} \text{m}$ [Attw86].

der Winkel siehe Abbildung 1.3). Die Hälfte dieser Bewegungen kann durch Schrittmotoren ferngesteuert werden.

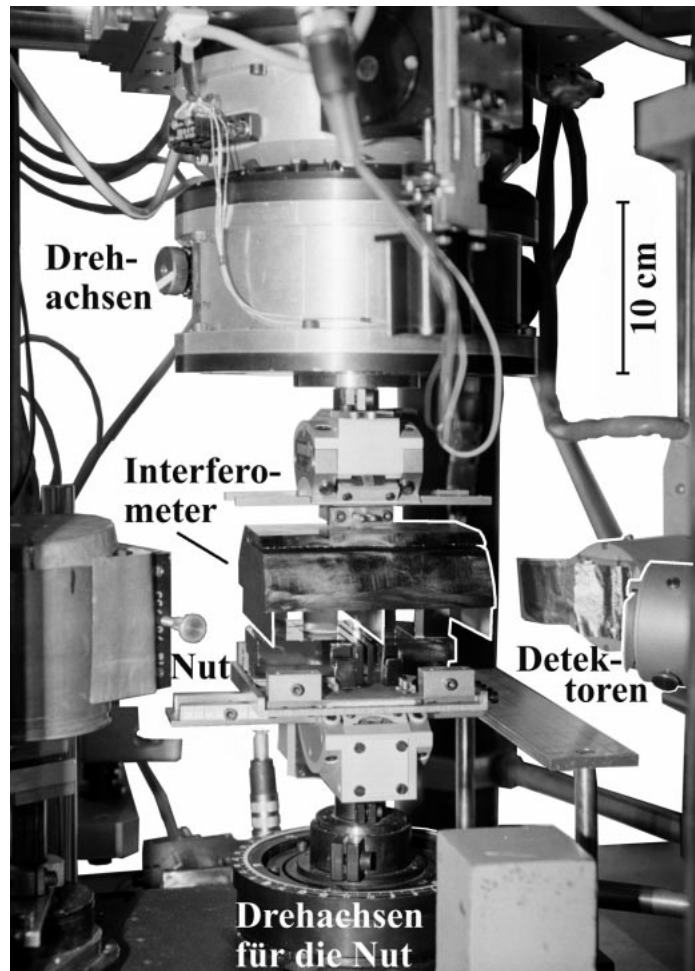


Abbildung 3.3: Ein Blick in den wärme- und schallisolierten Versuchsaufbau. Im Bildzentrum sind das hängende LLL-Interferometer und die Nut zu erkennen.

Die drei Siliziumkristalle werden über die Optimierung ihrer Rockingkurven justiert. Es werden die Kristalle nacheinander in θ bei verschiedenen ρ -Verkipfungen verdreht, bis die Halbwertsbreite minimal und die reflektierte Intensität maximal ist. Die Größe der Nut und des Interferometers und der verwendete [220]-Reflex lassen es zu, das Interferometer und die Nut separat in ihrer Ausrichtung zu optimieren. Ebenso ist es möglich, ohne Beteiligung des Interferometers die Verstimmung der Nuthälften über zwei Strahlen (siehe Abbildung 3.1) zu kontrollieren.

Da sich der Absorptionskoeffizient für Silizium μ_0 außerhalb des Reflexes auf 142 cm^{-1} erhöht und weil der Vorkristall von einem bleiummantelten Gehäuse umgeben ist, tritt außerhalb des Reflexionsbereichs kaum Strahlung auf. Der Strahlungsuntergrund erhöht sich bei voller Röhrenleistung (45 kV und 44 mA)

von 5 auf 10 Counts pro Sekunde. Also ist es nicht nötig, den Strahlungsuntergrund bei der Auswertung zu berücksichtigen. Ebenso berücksichtige ich nicht die Absorptionsänderung der $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung in Luft, wenn sich der Luftdruck ändert, da der Absorptionskoeffizient von Luft μ_0 für $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung nur 0.012 cm^{-1} beträgt.

Sechs Drehachsen und zwei Schlitten, die das Interferometer (IF) in der Ebene verschieben können, werden durch ferngesteuerte Motoren bewegt. Die folgende Tabelle listet die Achsen- und Schlittenparameter auf.

Achse oder Schlitten		Auflösung pro Motorschritt	einstellbarer Bereich
θ -Achse	Nut, grob	1 arcsec	5.28 Grad
θ -Achse	Nut, fein	0.006 arcsec	96 Winkelsekunden
ρ -Achse	Nut	20 ± 0.5 arcsec	10 Grad
θ -Achse	IF, grob	0.05 arcsec	10 Grad
θ -Achse	IF, fein	0.00018 arcsec	137 Winkelsekunden
ρ -Achse	IF	4.34 arcsec	8 Grad
Schlitten	IF	$1 \mu\text{m}$	150 mm
Schlitten	IF	$1 \mu\text{m}$	150 mm

3.1.1 Halterung und Klebung der Kristalle

Das Foto 1.5 zeigt, daß das Interferometer in hängender Position eingebaut werden muß. Dabei ist eine Halterung zu wählen, die keine Verspannungen im Kristall hervorruft. Stehende Interferometer werden auf drei kleine Stahlkugeln gestellt. Diese Lösung zu übertragen auf das große, hängende Interferometer, hat sich nicht bewährt, da das Interferometer sich trotz Temperaturstabilität langsam bewegte. Zur Abhilfe ist nun im Schwerpunkt an der Unterseite der Interferometerbasis auf einer Fläche von 1 cm^2 ein Stahlstempel aufgeklebt. Die Halterung ist dabei so konstruiert, daß das Interferometer ausgebaut werden kann, ohne die darunter stehende Nut entfernen zu müssen.

Als Zweikomponentenkleber ist UHU plus endfest 300 verwendet worden. Das Elastizitätsmodul des Klebers beträgt $4000\text{-}4300 \text{ N/mm}^2$ bei einem Gewichtsmischungsverhältnis vom Binder-Härter-Gemisch von 10 zu 6. Ein großer Vorteil des genannten Klebers ist, daß Methylacetat und Trichlorethan oder Schwefelsäure die Klebung wieder lösen können. Das so gehaltete Interferometer bleibt stabil auf einer Position stehen. Der gleiche Kleber wird auch für die Befestigung der Nut an einem Stahlhalter verwendet.

Die Nut ist nicht ein großer Siliziumblock, sondern sie gleicht mehr einer Stimmgabel. Nur an einem Ende ist sie auf einer Fläche von 1 cm^2 an einen Halter geklebt. Der größte Teil schwebt frei und ist somit leicht in Schwingungen zu versetzen. Um Schwingungen zu dämpfen, ist unter jeder Nuthälfte

(Abbildung 2.2) ein Tropfen hochviskoses (vergleichbar mit der Viskosität von kaltem Honig) Silikonöl gespritzt worden. Die Tropfen verbinden die Nuthälften mit dem Stahlhalter. Mit dieser Siliconöldämpfung sollen ungewollte Bewegungen der Nut – zum Beispiel erzeugt durch Schallschwingungen – unterdrückt werden.

3.1.2 Die Temperaturregelung

Vibrationen der strahlführenden Elemente beeinflussen die zeitliche Stabilität des Interferenzmusters. Auch Temperaturschwankungen, die eine relative Längenänderung der Elemente zur Folge haben, verändern das Interferenzmuster. Zum Beispiel wird das Interferenzmuster invertiert, wenn sich der Analysatorspiegel um einen halben Bragg-Ebenenabstand parallel zum Mirrorspiegel bewegt.

Welche Temperaturdifferenz läßt einen 25 mm langen Siliziumspiegel sich in der Länge um einen halben Bragg-Ebenenabstand ($\Delta l = \frac{1}{2} \cdot d_{220} = \frac{1}{2} \cdot 1,916 \cdot 10^{-10} m$) verändern? Mit dem Wärmeausdehnungskoeffizienten für Silizium $\alpha = 4.15 \cdot 10^{-6} 1/K$, der Länge $l = 0.025 m$, und der Temperaturdifferenz ΔT ergibt sich

$$\Delta l = \alpha \cdot l \cdot \Delta T \quad (3.1)$$

Bei einer Temperaturdifferenz von 0.001 Kelvin auf einer Distanz von 0.025 m verändert sich ein 0.025 m langes Siliziumstück um $\frac{1}{2} \cdot 1,916 \cdot 10^{-10} m$. Es ist daher zu fordern, daß der Temperaturgradient kleiner sein muß als 0.04 Grad Celsius pro Meter. Deshalb ist eine Temperaturregelung des Labors erforderlich, welche die zeitlichen Temperaturschwankungen ausgleicht.

Das Labor wird mit der hauseigenen Warmwasserheizung und mit einem Heizlüfter – geregelt durch einen Temperaturfühler – auf 24.4 ± 0.1 Grad Celsius konstant gehalten. Falls die Labortemperatur unter die Solltemperatur fällt, arbeitet der Heizlüfter solange, bis die Solltemperatur erreicht wird.

Die Temperaturregelung innerhalb des Styroporkastens erfolgt durch einen Proportional-Integral-Regler. Als Heizelemente dienen drei durch einen Temperaturfühler geregelte 12 Volt Lampen, die an der Decke des isolierten Kastens befestigt sind. Liegt eine Differenz zwischen der Soll- und Ist-Temperatur vor, wird die Heizleistung durch die Größe und durch die zeitliche Dauer der Temperaturdifferenz bestimmt. Beschränkt durch die minimale Ausleseauflösung der Temperaturfühler von einem einhundertstel Grad, konnte die Temperaturkonstanz durch die einfache Regelung auf $\pm 0.01 K$ optimiert werden. Die notwendige Heizleistung innerhalb des Kastens beträgt 1-2 Watt³. Da der als Beispiel gezeigte Temperaturverlauf (Abbildung 3.4) für bis zu 24 Stunden auf

³Durch die geringe Heizleistung der Lampen werden keine störenden Luftbewegungen innerhalb des isolierten Kastens hervorgerufen.

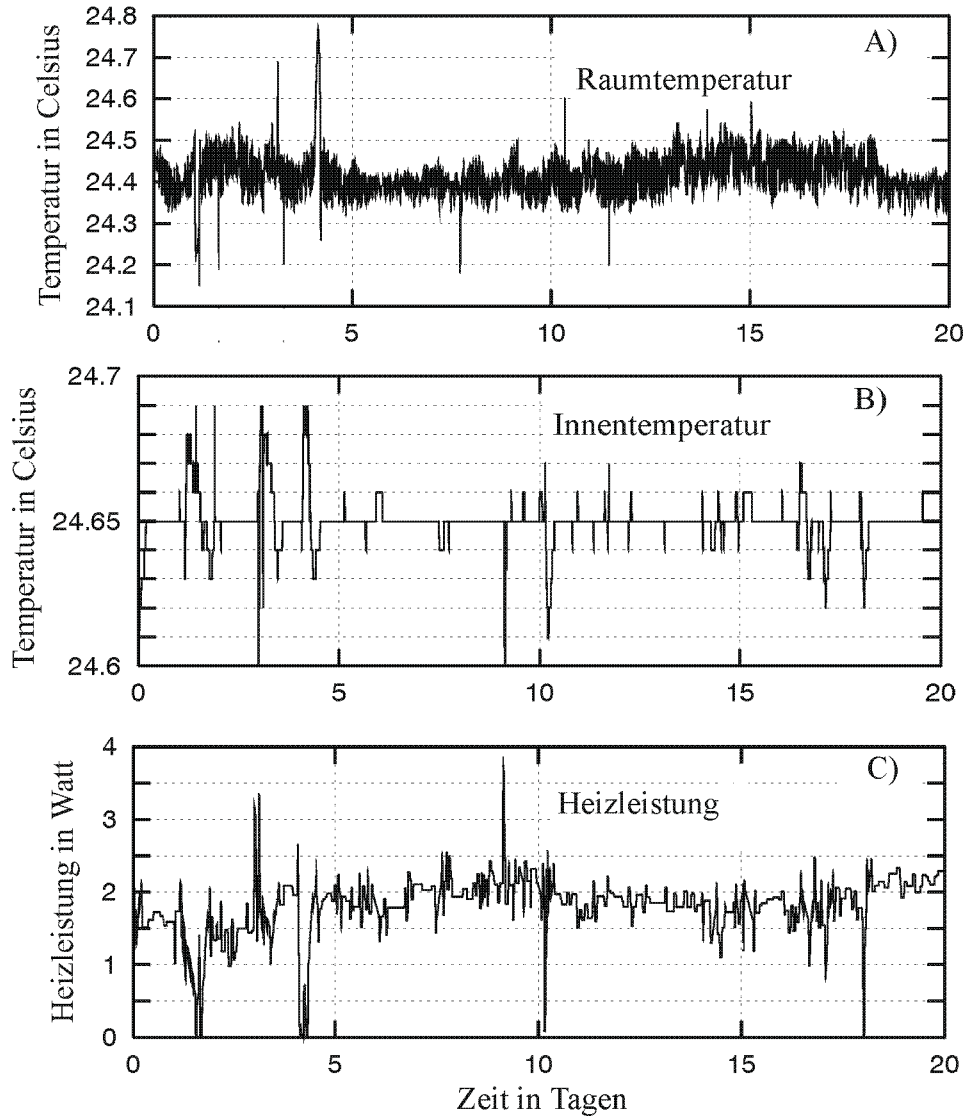


Abbildung 3.4: Die Graphik A) zeigt den Temperaturverlauf im Labor innerhalb von 20 Tagen im Mai. Wenn die Temperatur unter 24.4 Grad im Labor fällt, beginnt ein Lüfter zu heizen. Die Graphik B) zeigt den Temperaturverlauf in der Nähe des Interferometers, das sich mit dem gesamten Aufbau innerhalb eines isolierten Kastens befindet. Innerhalb des Kastens wird die Temperatur separat geregelt. Man beachte die unterschiedliche Temperaturskalierung. Die Graphik C) zeigt die Heizleistung, die nötig ist, um die Temperatur innerhalb des Kastens konstant zu halten. Die Positionen der Temperaturfühler sind in der Skizze 3.5 eingezeichnet. Die acht Temperaturmaxima und Minima beim Temperaturverlauf sind auf das Öffnen der Isolierung zurückzuführen. Die Solltemperatur im Innern liegt etwa um 0.25 Grad Celsius oberhalb der Raumtemperatur, da das Regelsystem keine Möglichkeit zum Kühlen bietet.

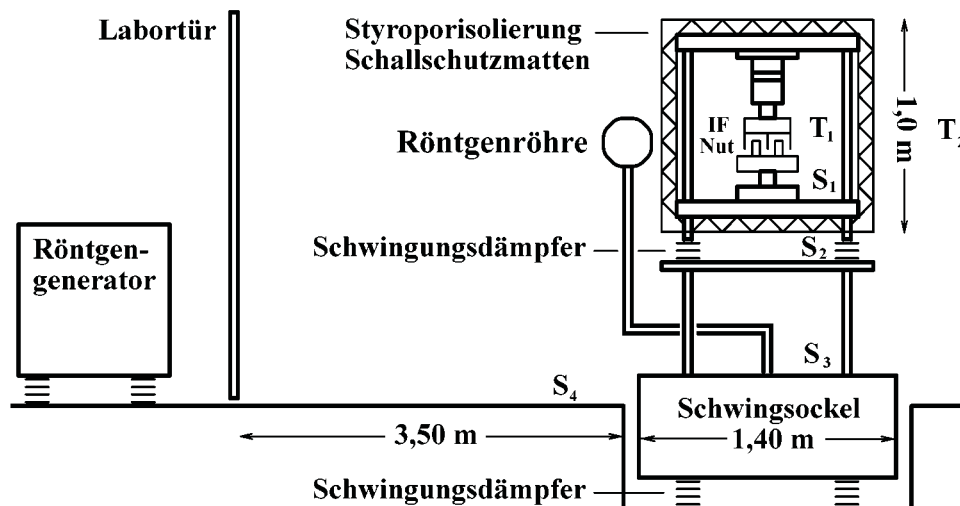


Abbildung 3.5: Die Skizze zeigt die Positionen der Temperaturfühler T_1 und T_2 im Labor und die Meßpunkte der Schwingungsmesser S_1 , S_2 , S_3 und S_4 . Ebenso werden durch die Skizze die Einbauorte der Schwingungsdämpfer deutlich.

einer Temperatur verharret, kann angenommen werden, daß ein sehr geringer Temperaturgradient vorliegt, der geringer ist als 0.04 Grad Celsius pro Meter.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Temperaturkonstanz in der Nähe der strahlführenden Bauteile auf $\pm 0.01K$ genau ist, die Temperaturänderung pro Zeit sehr gering ist und daß sich eine konstante Temperaturschichtung innerhalb des isolierten Kastens bildet.

3.1.3 Schwingungsmessungen

Röntgen-Interferometer sind sehr schwingungsempfindlich, das zeigen auch die Kontrastmessungen mit Hilfe einer Phasenplatte (Kapitel 3.2.4). Schwache Geräusche und kleine Bodenschwingungen erzeugen Vibrationen, die die Messungen stark beeinträchtigen.

Welche Maßnahmen werden getroffen, um Bodenschwingungen und Geräuschquellen zu dämpfen?

Der gesamte Aufbau –bestehend aus der Röntgenröhre, dem Tisch und dem darauf montierten Interferometer– ist von dem Laborboden durch einen Schwingungssockel getrennt. Die Röntgenröhre ist direkt am Schwingungssockel befestigt. Der Interferometer-Aufbau ist zusätzlich vom Tisch durch Schwingungsdämpfer getrennt, um Schwingungen, die die wassergekühlte Röntgenröhre erzeugt, zu vermindern. Die größte Geräuschquelle, der Röntgengenerator, befindet sich außerhalb des Labors und steht auf Schwingungsdämpfern.

Da auch schwache Schallwellen durchaus den Meßaufbau in Schwingungen versetzen können, ist der Interferometer-Aufbau durch einen mit Schallschutzmatten verkleideten Styroporkasten umgeben.

Das Schwingungsspektrum wird an vier verschiedenen Orten im Labor mit demselben Schwingungsaufnehmer gemessen (siehe Skizze 3.5).

- 1) Der Schwingungsaufnehmer befindet sich in der Nähe des Interferometers, innerhalb der geschlossenen und mit Schallschutzmatten verkleideten Styroporkiste (Position S_1).
- 2) Der zweite Meßpunkt ist auf dem Labortisch unterhalb des schallgedämmten und thermisch abgeschirmten Interferometeraufbaus (Position S_2).
- 3) Auf der Metallplatte des in den Laborboden eingelassenen Schwingsockels ist der dritte Meßpunkt (Position S_3).
- 4) Der Meßfühler wird auf den Laborboden gestellt (Position S_4).

An jedem Meßpunkt wird das Schwingungsspektrum bei vier verschiedenen Bedingungen nacheinander aufgenommen.

- a) Alle Geräte sind außer Betrieb, die Labortür ist geschlossen.
- b) Meßelektronik, Rechner und Heizlüfter sind in Betrieb, die Labortür ist geschlossen.
- c) Zusätzlich werden der Röntgengenerator und die Röntgenröhre betrieben, die Labortür ist geschlossen.
- d) Gleiche Situation wie in c), aber die Labortür ist geöffnet.

Die Messungen zeigen, daß die meisten Schwingungsfrequenzen durch Schallemissionen des Generators und des Heizlüfters hervorgerufen werden. Dies wird besonders bei dem Vergleich der Meßreihen c) und d) (geschlossene und geöffnete Labortür) deutlich. Bei einer Frequenz von etwa $1400 \frac{1}{sec}$ sind Schall-schwingungen einer Vakuumpumpe, die im Nachbarlabor in Funktion war, gemessen worden. Messungen bei Frequenzen größer $1500 \frac{1}{sec}$ zeigen keine weiteren Schwingungen. Die Messung innerhalb der Isolierung in der Nähe des Interferometers bei geschlossener Labortür entspricht den Bedingungen des Meßbetriebes. Es werden keine störenden Schwingungen nachgewiesen.

Schlußfolgerung: Der Experimentieraufbau muß bei röntgeninterferometrischen Messungen möglichst schallisoliert sein und gegen Bodenschwingungen gedämpft werden.

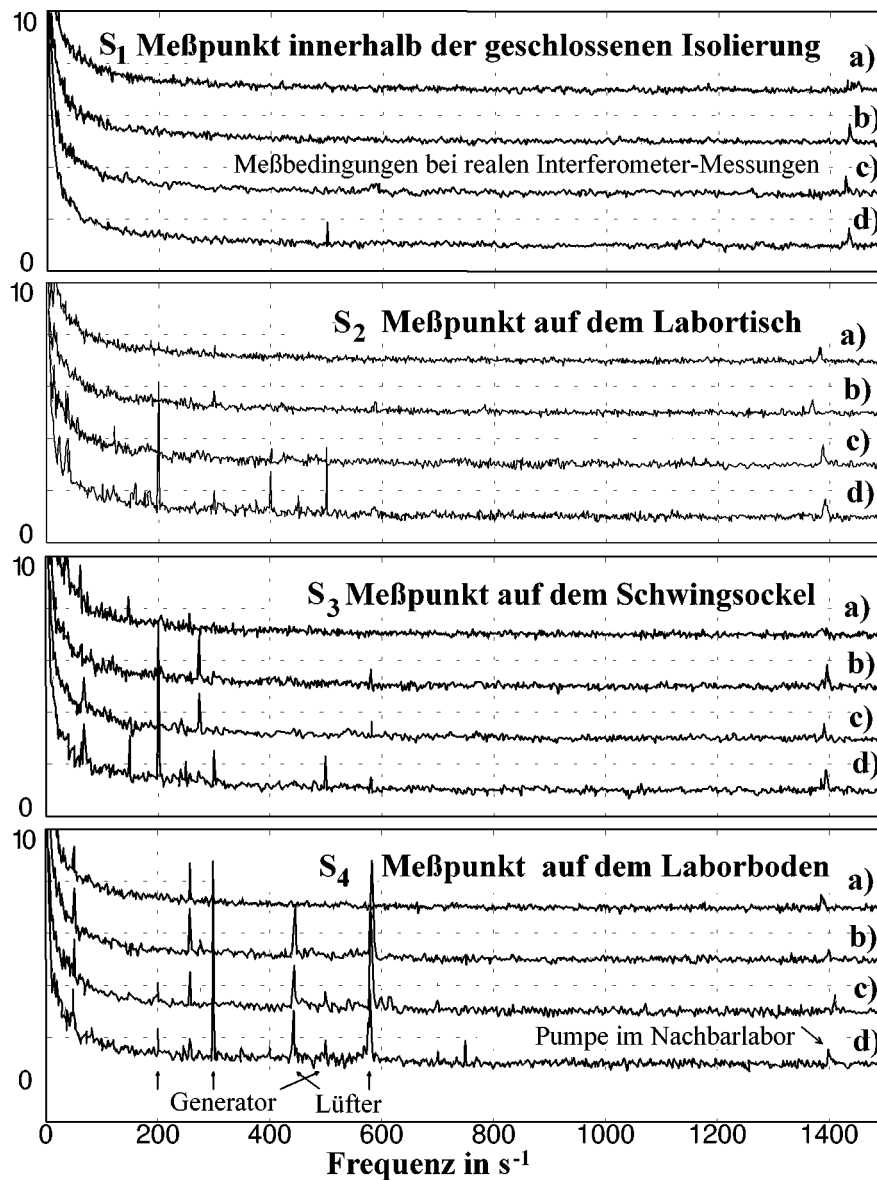


Abbildung 3.6: Schwingungsmessungen des Interferometer-Aufbaus.

Das Schwingungsspektrum –Beschleunigung (in beliebigen Einheiten) in Abhängigkeit der Frequenz– wird an vier verschiedenen Orten im Labor von demselben Schwingungsaufnehmer gemessen.

An jedem Meßpunkt wird das Schwingungsspektrum bei vier verschiedenen Bedingungen nacheinander aufgenommen. a) Alle Geräte sind außer Betrieb, die Labortür ist geschlossen. b) Meßelektronik, Rechner und Heizlüfter sind in Betrieb, die Labortür ist geschlossen. c) Zusätzlich werden der Röntngengenerator und die Röntgenröhre betrieben, die Labortür ist geschlossen. d) Gleiche Situation wie in c), aber die Labortür ist geöffnet.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die einzelnen Messungen jeweils um zwei Einheiten nach oben versetzt dargestellt. Der Heizlüfter erzeugt Schwingungen bei etwa 450 und 600 Hz. Die Vakuumpumpe im Nachbarlabor ruft einen Meßausschlag bei etwa 1400 Hz hervor. Der Röntngengenerator sendet Frequenzen bei etwa 200, 300 und 500 Hz aus.

Eigenschwingungen der Interferometerspiegel und der Nuthälften

Um einen Phasenschub von einer Wellenlänge zu erzeugen, müssen die beiden Nuthälften nur um einen Winkel von 0.00175 Winkelsekunden gegeneinander verschwenkt werden. Auch geringe und ungewollte Schwingungen der Nuthälften um eine Drehachse senkrecht zur Einstrahlebene beeinträchtigen die Messungen, ebenso auch die Schwingungen der Interferometerspiegel gegeneinander. Schon bei der Kontrastmessung des Interferometers (Kapitel 3.2.4) wird die Vibrationempfindlichkeit von Röntgeninterferometern deutlich; denn Trittschall und Geräusche bringen die Spiegel in Schwingungen.

Welche Eigenresonanzen haben die Interferometerspiegel und die beiden Nuthälften? Um die Eigenfrequenz der Bauteile zu bestimmen, müssen das Flächenträgheitsmoment I_G , das richtungsabhängige Elastizitätsmodul C von Silizium und das Trägheitsmoment J bestimmt werden.

Als erstes wird die Eigenfrequenz der Nuthälften bei Schwingungen um das Gelenk um eine Achse senkrecht zur Zeichenebene der Abbildung 3.1 bestimmt. Das Elastizitätsmodul von Silizium C beträgt für die [111]-Richtung $18.80 \pm 0.17 \cdot 10^{10} N/m^2$ und für die [211]-Richtung $16.80 \pm 0.14 \cdot 10^{10} N/m^2$ [Hear 61]. Definieren wir T_G als Faktor zwischen der Kraft F und dem aus ihr resultierenden Auslenkungswinkel $\Delta\beta$, so ist T_G :

$$\Delta\beta = \frac{L_G}{C_{111} \cdot \frac{B_G^3 \cdot H_G}{12}} \cdot \left(L - \frac{1}{2} \cdot L_G\right) \cdot F \quad (3.2)$$

$$\Delta\beta = \frac{1}{T_G} \cdot F \quad (3.3)$$

L ist die Entfernung vom Ende des Gelenks bis zum Angriffspunkt der Kraft F (bei den Nuthälften ist $L \approx 50 \text{ mm}$). L_G ist die Gelenklänge (bei den Nuthälften ist $L_G \approx 16 \text{ mm}$). B_G ist die Gelenkstärke (bei den Nuthälften ist $B_G = 3.25 \pm 0.25 \text{ mm}$). H_G ist die Gelenkhöhe (bei den Nuthälften $H_G = 11 \text{ mm}$).

Das Trägheitsmoment J ist gleich:

$$J = M \cdot \frac{1}{12} \cdot [l^2 + b^2 + h^2] + M \cdot (\sqrt{x^2 + y^2})^2 \quad (3.4)$$

M ist die Masse (die Nuthälftenmasse ist $M = (70 \pm 1)g$). Die Eigenfrequenz ν ergibt sich zu

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{T_G \cdot L}{J}} \quad (3.5)$$

Die eingesetzten Werte ergeben für die Nuthälften eine Eigenfrequenz von $(315 \pm 35)Hz$. Es muß betont werden, daß für die Berechnung der Eigenfrequenz starke Vereinfachungen und grobe Abschätzungen in der Geometrie vorgenommen worden sind, deshalb ist die berechnete Eigenfrequenz von $(315 \pm 35)Hz$ nur ein Richtwert.

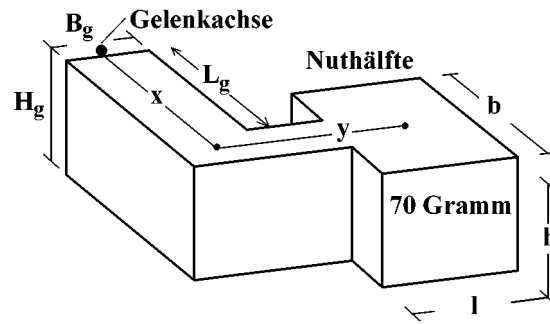


Abbildung 3.7: Die Skizze zeigt die vereinfachte Form einer Nuthälfte mit $b = 42\text{ mm}$, $l = 42\text{ mm}$, $h = 17\text{ mm}$, $x = 26\text{ mm}$ und $y = 24.5\text{ mm}$ für die Berechnung der Eigenschwingungsfrequenz.

Betrachten wir einen Interferometerspiegel als eine Hälfte einer Stimmgabel [Phys94], so ergibt sich für die Eigenfrequenz ν :

$$\nu = \frac{b}{h^2} \cdot \sqrt{\frac{C_{211}}{\rho}} \quad (3.6)$$

mit der Spiegeldicke $b = (260 \pm 20)\mu\text{m}$, Spiegelhöhe $h = 14.5\text{ mm}$, Elastizitätsmodul $C_{211} = 16.8 \cdot 10^{10}\text{ N/m}^2$, Siliziumdichte $\rho = 2326\text{ kg/m}^3$. Die Eigenfrequenz der Spiegel beträgt $\nu = (10500 \pm 800)\text{ Hz}$, je nach Stärke der Spiegel.

Die Höhe der Eigenfrequenzen der Bauteile zeigt uns, daß nicht nur die Schwingungen, die über den Boden das Experiment erreichen, gedämpft⁴ werden müssen, sondern auch Geräuschquellen. Deshalb ist der Meßaufbau mit Schallschutzmatten verkleidet.

3.2 Bau des Interferometers

Für die Strahlführung innerhalb eines Michelson-Interferometers werden zwei aus Silizium bestehende Bauteile benötigt: Die Nut und das Interferometer.

Welche Abmessungen sollte ein Interferometer haben? Die Spiegelabstände und die Spiegelhöhen sollten groß sein, damit verschiedene Strahlverläufe, große Nuten und hohe Strahlprofile ermöglicht werden. Die Spiegeldicken sollten gering sein, damit die Absorption der Strahlintensität klein bleibt. Die Abmessungen der zur Verfügung stehenden Siliziumstäbe, die benutzte Kristallsäge und die Eigenschaften des Materials bestimmen die äußeren Abmessungen des Interferometers.

⁴Ungewollte Schwingungen der Nuthälften werden mit zähflüssigem Öl gedämpft, siehe Kapitel 3.1.1..

Es wurden insgesamt drei Interferometer hergestellt, die in der Länge und Breite identisch sind. Die Spiegelhöhen konnten von 10 mm auf 14.5 mm gesteigert werden und die Spiegelstärken von $500\text{ }\mu\text{m}$ auf $300\text{ }\mu\text{m}$ verringert werden. Dies wurde durch größere und bessere Sägeblätter ermöglicht und durch den Austausch der Kristallsägelager, so daß vibrationfreier gesägt werden konnte.

Ich beschränke mich auf die Baubeschreibung des dritten Interferometers, da es die besseren Eigenschaften hat (vergleiche Abbildung 2.1).

Das Interferometer und die Nut werden aus dem Teilstück eines Silizium-Einkristalls herausgesägt. Der Siliziumkristall hat folgende Daten:

Hersteller	Wacker-Chemietronic GmbH
Stabnummer	Si44, Stabnummer 37325-0924
Orientierung	111
Dotierung	p
Durchmesser [mm]	105
Länge [mm]	230
Masse [g]	4683

Ziehrichtung und gewünschte Bragg-Ebenen legen die Lage der Interferometerspiegel im Siliziumstab fest. Das benutzte Sägeblatt ⁵ läßt Spiegelhöhen von 14.5 mm zu.

Die Eigenschaft des Siliziums, im ungeätzten Zustand spröde zu sein, bestimmt die Spiegelstärken. Probeschnitte zeigten, daß 95 mm lange und 14.5 mm hohe Spiegel in einer Stärke von $300\text{ }\mu\text{m}$ aus dem vollen Material herausgearbeitet werden können. Werden die Spiegelstärken weiter verringert, wächst die Gefahr, daß in den Spiegeln Risse entstehen oder daß sie während des Sägens abbrechen.

Die angestrebten Spiegelmaße sind: Länge 95 mm , Dicke 0.3 mm , Höhe 14.5 mm . Alle Sägeschnitte werden am orientierten Kristall durchgeführt.

Die Spiegelabstände werden durch den Reflex und durch die benutzte Kupfer- und Molybdän-Röntgenstrahlung bestimmt. Als Abstand wird 49 mm gewählt. Diese Größe hat die Vorteile: a) Das Bauteil kann mit den obengenannten Röntgenstrahlungen als Röntgeninterferometer separat auf Funktionsfähigkeit getestet werden. b) Große Nuten können eingebaut werden. c) Aus dem verbleibenden Material kann noch eine Nut und ein weiteres baugleiches Interferometer hergestellt werden.

⁵Sägeblattabmessungen $150\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$ (D91 K-plus 888 RYE C75). Die Bezeichnung D91 K-plus 888 RYE C75 entspricht einer kantenfesten Kunststoffbindung für Hochleistungsschliff mit einer mittleren Diamantkörnung von ca. $91\text{ }\mu\text{m}$ und einer Diamantkonzentration von $3.3\text{ Karat pro cm}^3$ auf einem Stahlträger.

3.2.1 Ätzen und Vermessen des Interferometers

Da die Kristalloberfläche durch das Sägen geschädigt und das Kristallvolumen unterhalb der gesägten Kristalloberfläche verspannt ist, wird diese Schicht chemisch durch Ätzen entfernt. Bei der Ätzung ist der Materialabtrag nicht gleichmäßig. Mit zunehmender Ätzzeit wird besonders an Kanten und Ecken mehr Silizium abgetragen. Dieser Effekt kann besonders an den Interferometerspiegeln beobachtet werden und hat Auswirkungen auf die Defokussierung des Interferometers. Zum Testen ätze ich daher einen baugleichen, $300\ \mu\text{m}$ starken Interferometerspiegel in einer Lösung aus 19 Teilen Salpetersäure (HNO_3) [65.7%] und einem Teil Flußsäure (HF) [49.6%], um Daten über die Abtragsrate von Silizium in der Ätzlösung zu ermitteln.

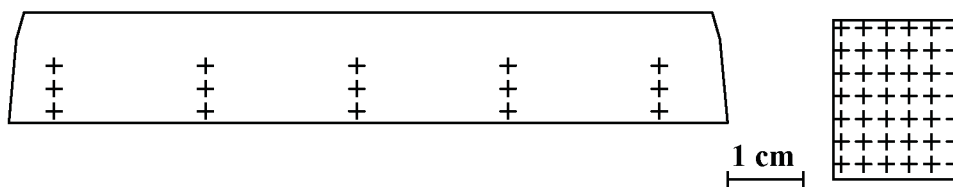


Abbildung 3.8: Die Skizze zeigt maßstäblich das Meßpunktegitter, das über jede Spiegeloberfläche des Interferometers (links) und der Nut (rechts) gelegt wird. Mit Hilfe dieser Daten werden rechnerisch Bereiche gesucht, bei denen die Defokussierung Δz (Abbildung 2.4) minimal wird.

Als Vorbereitung für den Ätzvorgang wird das Interferometer in Schwefelsäure (H_2SO_4) gereinigt. Schwefelsäure greift Silizium nicht an. Für die Ätzung werden 3.5 Liter Salpetersäure (HNO_3) [65.7%] und 0.18 Liter Flußsäure (HF) [49.6%] angesetzt. Also stehen pro Quadratzentimeter zu ätzender Interferometeroberfläche etwa 10 Milliliter Ätzlösung zur Verfügung.

Um wieviel Mikrometer soll sich die Stärke der Interferometerspiegel durch das Ätzen verringern? Je geringer die Stärke der Spiegel ist, desto geringer ist die Absorption der Röntgenstrahlen. Das bedingt aber eine lange Ätzzeit und somit eine starke Abrundung der Spiegel. Bei zu kurzen Ätzzeiten besteht die Gefahr, daß nicht die gesamte durch das Sägen gestörte Oberflächenschicht beseitigt wird. Ein weiterer Ätzvorgang wird dann erforderlich werden.

Da bei dem Heraussägen des Interferometers Sägeblätter mit feiner Körnung benutzt wurden, nehme ich an, daß die Tiefe der gestörten Schicht etwa $20\ \mu\text{m}$ beträgt. Zur Beseitigung der gestörten Schicht muß dann das Interferometer in der Ätzlösung 17 Minuten verbleiben. Testätzungen bei Zimmertemperatur mit gleichen Ätzlösungen an einem baugleichen Interferometerspiegel ergaben die obengenannten Abtragwerte.

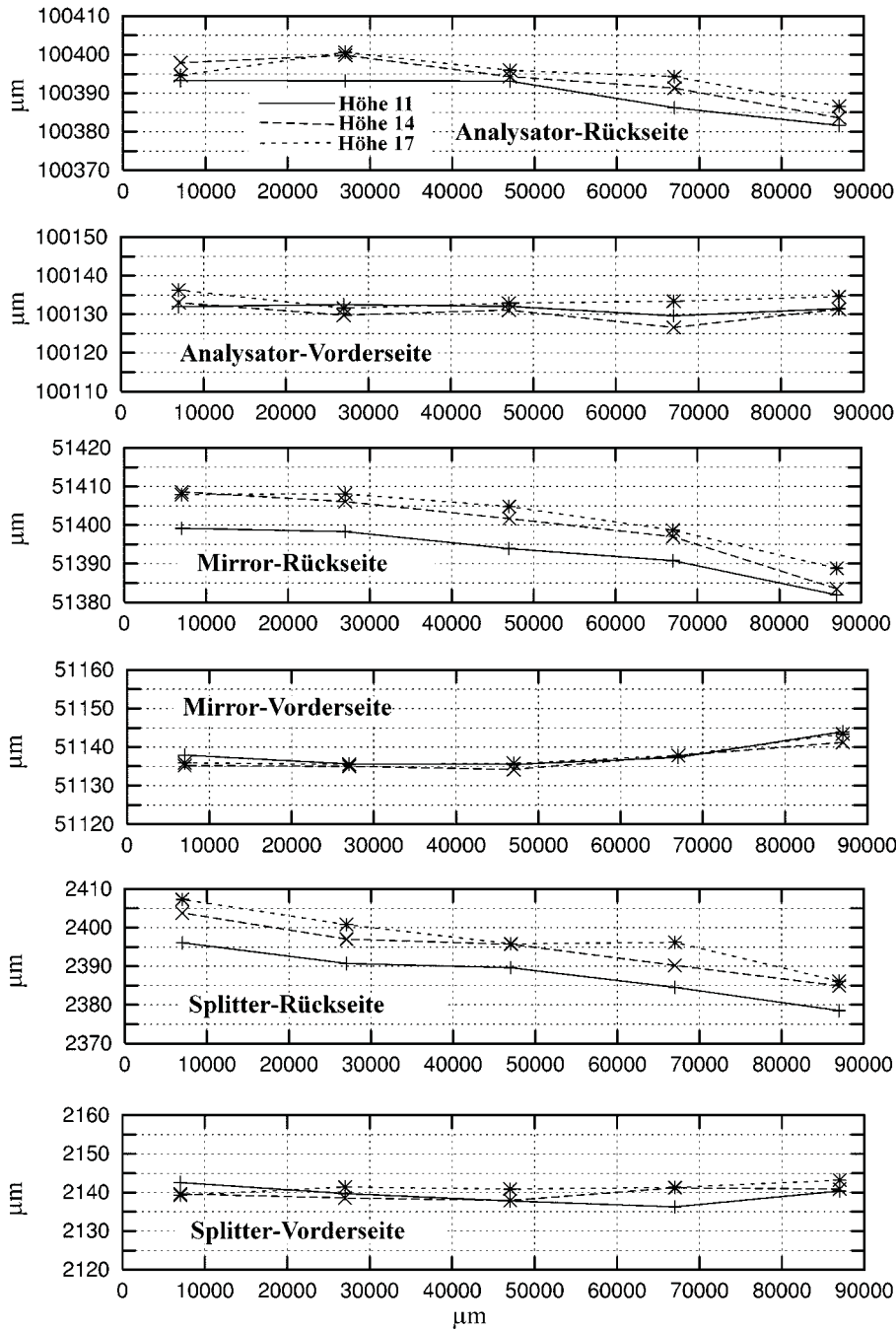


Abbildung 3.9: Die sechs Diagramme zeigen die sechs Interferometerspiegeloberflächen, nachdem sie geätzt worden sind. Die drei Höhenlinien entsprechen Höhen, die 7 mm (Höhe 17), 10 mm (Höhe 14) und 13 mm (Höhe 11) von der Interferometerbasis entfernt sind. Auf der x-Achse ist die Breite der Spiegel und auf der y-Achse die Länge des Interferometers aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß die Spiegel zum oberen Rand hin um bis zu $30 \mu\text{m}$ dünner werden. Die drei Spiegeloberflächen (2., 4., 6. Diagramm von oben), die gesägt wurden, als das Sägeblatt in das volle Material hineinfuhr, sind parallel und stehen senkrecht auf der Basisoberfläche. Sie kommen in ihrer Form idealen Interferometerspiegeln sehr nahe.

Es ist zu beachten, daß der Kristall in dem Säuregemisch mäßig bewegt wird, damit die beim Ätzen entstehenden Gasblasen sich von der Kristalloberfläche lösen. Versuchsreihen haben ergeben, daß die Kristallbereiche, die an den Gasblasen verblieben sind, weniger geätzt wurden ⁶.

Nachdem das Interferometer geätzt worden ist und sich sein äußeres Erscheinungsbild von einem matten grauen in ein schwach glänzendes Werkstück verwandelt hat, wird es auf der institutseigenen Dreikoordinatenmeßmaschine vermessen. Sie gibt die Meßpunkte in drei Koordinaten bis auf $0.5 \mu m$ genau an. Über jeden der sechs Spiegeloberflächen wird ein Meßpunktgitter aus 15 Punkten gelegt.

Interpretation der Interferometerspiegelform

An die Spiegelabstände und Spiegeldicken eines Interferometers werden Maßtoleranzen im Mikrometerbereich gestellt ⁷. Die sechs Diagramme der Abbildung 3.9 stellen die Form der sechs Spiegeloberflächen nach dem Ätzen in drei verschiedenen Höhen dar. Die drei Höhenlinien liegen 7, 10 und 13 mm oberhalb der Interferometerbasis. Die Oberflächen der „Vorderseiten“ von Splitter, Mirror und Analysator weisen die geringsten Abweichungen ($\pm 5 \mu m$, siehe Abbildung 3.8, 2., 4., 6. Diagramm von oben) von der Idealgeometrie auf. Die „Rückseiten“ der drei Spiegel haben alle die gleiche Oberflächenform. Die Oberfläche weicht über die Länge der Interferometerspiegel um etwa $20 - 30 \mu m$ zurück. Zusätzlich werden die Spiegel zu ihrem oberen freien Ende hin bis zu $10 \mu m$ dünner.

Die Abweichungen von der Idealgeometrie lassen sich durch den Herstellungsprozeß des Interferometers erklären. Wenn das Sägeblatt in das volle Material hineinfährt, wird es gut geführt (siehe die „Vorderseiten der Spiegel, 2, 4, 6 Diagramm von oben). Wird nun die gegenüberliegende Spiegelseite herausgesägt, ist die Führung des Sägeblattes schlechter. Ebenso kann der nun mehr und mehr herausgesägte Spiegel vibrieren.

Die Spiegelabstände zwischen Splitter und Mirror betragen $(48.747 \pm 0.020) mm$ und zwischen Mirror und Analysator $(48.732 \pm 0.020) mm$. Die Spiegel haben eine Stärke von $(0.240 - 0.270) mm$.

3.2.2 Die Defokussierung des Interferometers

Der Begriff Defokussierung des Interferometers beschreibt einen geometrischen Effekt. Ein monochromatischer Röntgenstrahl, der an der Austrittsseite des Strahlteilers (Splitter S) in einem Punkt aufgespalten wird, wird wieder in

⁶Ein sehr gut detaillierter Bericht über das Ätzen von Silizium läßt sich in der Dissertation von Markus Bartscher [Bart1998-2] nachlesen.

⁷Die Fokussierungsbedingungen lauten: Die einzelnen Kristallspiegel müssen gleiche Stärken haben, die Spiegelabstände gleich groß und die Vertikalebene der Spiegel dürfen nicht gegeneinander verdreht sein.

einem Punkt auf der Eintrittsseite des Analysators A vereinigt, wenn das Interferometer der Idealgeometrie entspricht. Wird die Idealgeometrie nicht erreicht, das heißt, die Dicken oder die Abstände der Interferometerspiegel⁸ sind unterschiedlich, so liegt der Vereinigungspunkt der beiden Strahlen vor oder hinter der Eintrittsseite des Analysators.

Um die Defokussierung des Interferometers in Abhängigkeit des Einstrahlpunktes zu ermitteln, berechne ich die geometrischen Strahlverläufe mit Hilfe eines Computerprogramms. Die Funktionsweise des Programms ist im Abschnitt 3.4 beschrieben.

Das Interferometer ermöglicht aufgrund seines symmetrischen Aufbaus zwei Einstrahlrichtungen. Bei der einen Einstrahlrichtung liegt der Vereinigungspunkt der beiden Strahlen zwischen 4 und 14 μm vor dem Analysator. Bei der anderen Einstrahlrichtung liegt der Vereinigungspunkt der beiden Strahlen zwischen 7 und 14 μm hinter dem Analysator.

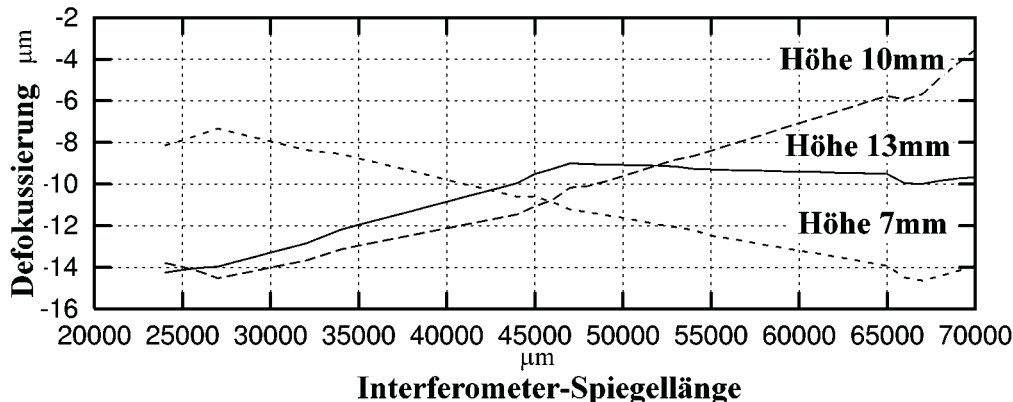


Abbildung 3.10: Defokussierung Δz des Interferometers (ohne Nutkomponenten) in drei Höhen (7mm, 10mm, 13mm oberhalb der Interferometerbasis). Bei der einen Einstrahlrichtung liegt der Vereinigungspunkt der beiden Strahlen zwischen 4 und 14 μm vor dem Analysator. Mit zunehmender Defokussierung nimmt der Kontrast der Interferenzen ab.

Da eine Defokussierung –wie die Daten der Spiegelvermessung zeigen– vorliegt, kann der Kontrast nicht 100% betragen. Mit den gemessenen Dickendifferenzen des Mirrors von etwa 25 μm und mit der berechneten Defokussierung von bis zu 14 μm , ist nur ein Kontrast von etwa 40 % und ein „eingebautes“ Moiré-Muster zu erwarten. [Beck74].

Die Defokussierung des Interferometers eröffnet aber auch eine Chance. Ist die Defokussierung mit eingebauter Nut zum Beispiel etwa 10 μm , so kann durch

⁸In diesem Abschnitt betrachte ich nur die Defokussierung des LLL-Interferometers.

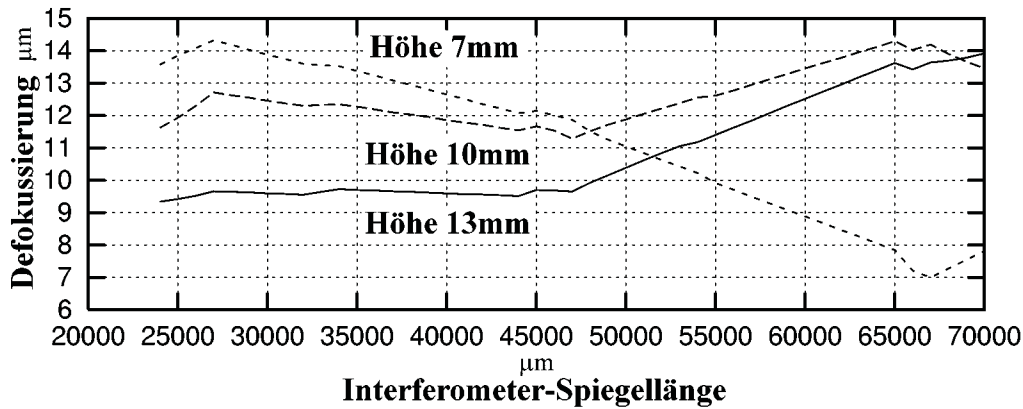


Abbildung 3.11: Defokussierung Δz des Interferometers in drei Höhen (7 mm, 10 mm, 13 mm oberhalb der Interferometerbasis). Bei der anderen Einstrahlrichtung liegt der Vereinigungspunkt der beiden Strahlen zwischen 4 und 14 μm hinter der Analysatoroberfläche.

einfaches Drehen um 180° des Interferometers (d.h. aus dem Splitter wird der Analysator und umgekehrt) die Defokussierung um einen festen Betrag vergrößert oder verkleinert werden.

Es muß noch geklärt werden, ob das hängende Interferometer durch sein eigenes Gewicht verformt wird und somit eine zusätzliche Defokussierung berücksichtigt werden muß. Nähern wir das Interferometer als einen rechteckigen Stab an, der in der Mitte gehalten wird und der sich unter seinem eigenen Gewicht biegt. Die Maße des Balkens sind: Länge $l = 0.1\text{ m}$, Breite $b = 0.095\text{ m}$, Höhe $h = 0.025\text{ m}$, Dichte $\rho = 2326\text{ kg/m}^3$, Elastizitätsmodul $C \approx 15 \cdot 10^{10}\text{ N/m}^2$. Die Länge, Aufhängung bis zum Ende des Balkens, ist $l = 0.05\text{ m}$. $x = 0$ ist die Position der Aufhängung. Das Ende des Balkens befindet sich bei $x = 0.05\text{ m}$. Somit ergibt sich für die Verbiegung $u(x)$, in Abhängigkeit von der Entfernung x , der Aufhängung [Flie96]:

$$u(x) = \frac{\rho \cdot b \cdot h}{12 \cdot C \cdot \left(\frac{1}{12}h^3b\right)} \cdot (x^4 - 4lx^3 + 6l^2x^2) \quad (3.7)$$

Werden die oben aufgeführten Werte eingesetzt, so hängt das Interferometer an den Enden weniger als $4.7 \cdot 10^{-10}\text{ m}$ durch. Somit muß aufgrund der Aufhängung keine zusätzliche Defokussierung berücksichtigt werden.

Nach dem Ätzen wird die Breite der Rockingkurve von den Interferometer-spiegeln (Laue-Reflektion [220]) gegenüber einem Bragg-Vorkristall (Bragg-Reflektion [220]) mit CuK_α -Strahlung in nichtdispersiver Anordnung ermittelt. Eine gestörte Kristallstruktur in der Oberfläche äußert sich in einer Verbreiterung der Rockingkurve gegenüber der dynamischen Breite von 5.5 Winkelsekunden. Die Breitenmessungen der Rockingkurven bestätigen den

Wert. Das läßt die Interpretation zu, daß die von mir vermutete $20 \mu\text{m}$ starke, gestörte Kristallschicht und die damit verbundenen Kristallverzerrungen beseitigt sind. Das Gleiche gilt für die Nut.

3.2.3 Das Moiré-Muster des Interferometers

Da die Vermessung des geätzten Interferometers ergab, daß die Spiegeldicken und die Spiegelabstände nicht über die gesamten Spiegelabstände konstant sind, erwarten wir eine Defokussierung Δz des Röntgen-Interferometers und die Ausbildung eines „eingebauten“ Moiré-Musters. Der Meßaufbau kann auch als Lang-Kamera [Lang57] genutzt und der Kontrast orts aufgelöst bestimmt werden. Da das Interferometer und der Agfa-Dental-Film gegenüber dem festen Röntgenstrahl bewegt werden, können etwa 70% der gesamten Spiegeloberflächen auf das „eingebaute“ Moiré-Muster untersucht werden. Für die Belichtung der vier notwendigen Filme werden insgesamt etwa 17 Stunden benötigt.

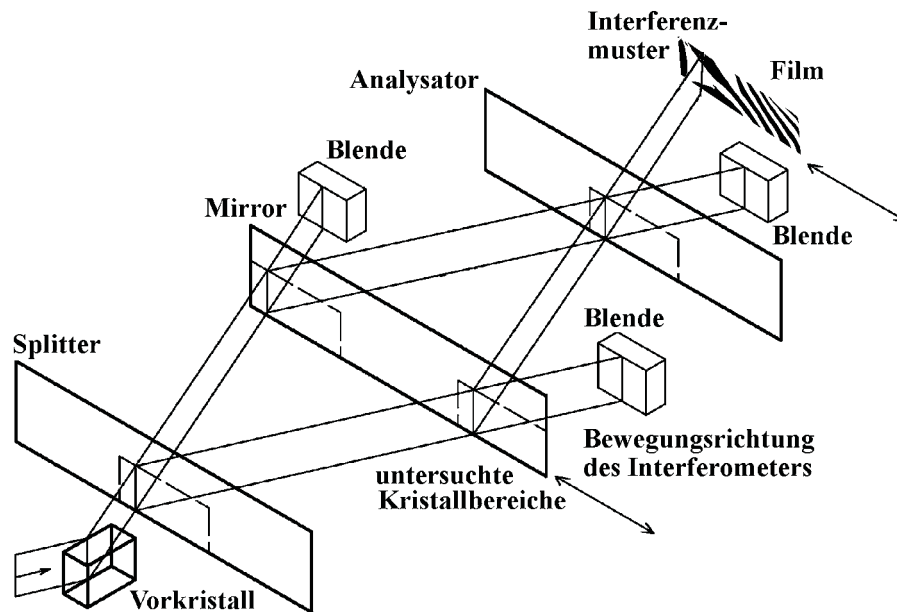


Abbildung 3.12: Schematischer Strahlengang eines LLL-Interferometers in einer Lang-Kamera [Lang 57] zur Untersuchung der Güte des Interferometers.

Ist das Interferometer ideal, das heißt, die Fokussierung ist Null, so ist der Film gleichmäßig geschwärzt.

Die für die Lang-Aufnahme verwendeten kunststoff- und papierverpackten Zahnarztfilme (Agfa Dentus M2 D und Kodak Ultraspeed D) sind für Röntgenstrahlenergien größer als 30 kV konzipiert. Die 8 kV CuK_α -Strahlung wird

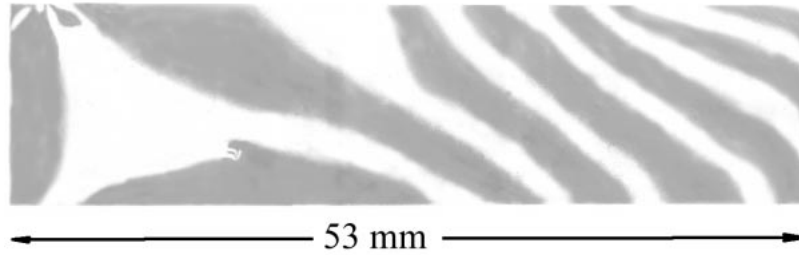


Abbildung 3.13: Das „eingebaute“ Moiré-Musters des Interferometers.

Die Nut ist nicht im Strahlengang eingebaut. Dunklen Flächen entsprechen hoher Intensität. Die Agfa-Dental-Filme haben die Abmessungen $36 \times 24 \text{ mm}^2$, deshalb ist das obige Bild aus 4 Filmen zusammengesetzt. Belichtungszeit insgesamt 17 Stunden, $\text{CuK}_\alpha(220)$ -Reflex, Strahlblende $1 \times 15 \text{ mm}^2$. Am oberen Rand eines der durchstrahlten Spiegel verursacht vermutlich eine punktuelle Verspannung ein starkes, ausgeprägtes Moiré-Muster. Aufnahmen mit einem eingebrachten Plexiglaskeil zeigen, daß die punktuelle Störung sich nicht auf die lokale Interferenzfähigkeit negativ auswirkt, aber das Interferenzmuster verzerrt.

durch die Kunststoff- und Papierverpackung der einzelnen Filme stark absorbiert. Werden die Filme aus ihrer Verpackung gelöst und mit lichtdichter, dünner Aluminiumhaushaltsfolie umgeben, so verringert sich die Belichtungszeit auf ein Drittel, da die Aluminiumfolie durch ihre geringe Dicke und ihren kleinen Absorptionskoeffizienten die Strahlung weniger absorbiert.

Interpretation der Lang-Aufnahme

Die Defokussierung des Interferometers beträgt zwischen 4 bis $14 \mu\text{m}$. Es wird ein großflächiges „eingebautes“ Moiré Muster aus senkrechten Streifen und ein Kontrast unter 100% erwartet [Beck 74]. Die Abbildung 3.13 zeigt ein über große Bereiche diagonales Muster. Also liegt noch eine Rotationsdejustierung $\Delta\rho$ vor. Das Abknicken der Streifen an den Rändern ist auf durch das Ätzen abgerundete Kanten an den Spiegeln zurückzuführen. Dort nimmt die Defokussierung stärker zu. Die aus den punktuellen Störungen an dem oberen Rand und aus der Mitte eines der Spiegel kommenden Streifen sind Verspannungsmoirés. Diese Bereiche sollten in dem Strahlengang für das Michelson-Interferometer vermieden werden.

Ein zusätzliches Streifenmuster wird erzeugt, wenn ein Plexiglaskeil in einem der beiden Strahlen (siehe Abbildung 3.15) eingebracht wird. Der Abstand zweier Streifen des zusätzlichen Musters Δv ist der Quotient aus der Stärke des durchstrahlten Materials vom eingebrachten Keil Δt und dem doppelten Sinus des halben Keilöffnungswinkels α .

$$\Delta v = \frac{\Delta t}{2 \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \cdot \alpha\right)} \quad (3.8)$$

Der Streifenabstand Δv berechnet sich aus [Bon69]:

$$(1 - n_p) = \lambda \cdot \frac{\Delta N}{\Delta t} + (1 - n_u) \quad (3.9)$$

mit ΔN : Anzahl der Streifen (hier gleich 1), Δt : Dicke des eingebrachten Materials, λ : Vakuumwellenlänge (hier CuK_α -Strahlung $1.54 \cdot 10^{-10} \text{m}$), n_u : Brechungsindex der Luft für CuK_α -Strahlung (hier $1 - n_u = 3.86 \cdot 10^{-9}$), n_p : Brechungsindex von Plexiglas bei CuK_α -Strahlung ($1 - n_p = 4.135 \cdot 10^{-6}$) ergibt sich für die Dicke des eingebrachten Materials

$$\Delta t \approx \frac{\lambda}{1 - n_p} \quad (3.10)$$

annähernd 0.04 mm . Das bedeutet, wenn sich die Keildicke um 0.04 mm ändert, wird ein Phasenunterschied zwischen den beiden Strahlen von einer Wellenlänge erzeugt. Wird ein Keil mit einem Öffnungswinkel von $\alpha = 6^\circ$ verwendet, ist auf dem Film der Abstand zweier Streifen des zusätzlichen Musters $\Delta v \approx 0.37 \text{ mm}$.

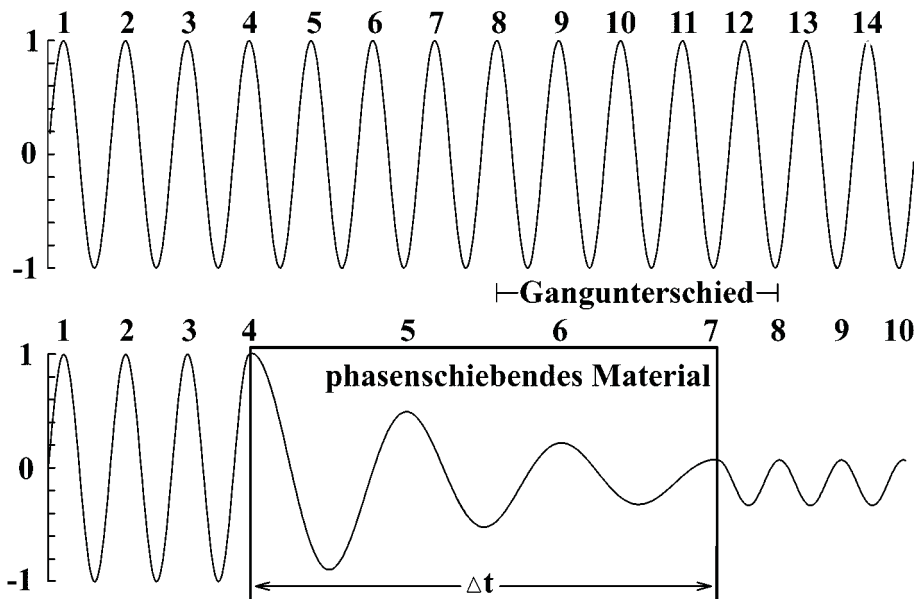


Abbildung 3.14: Zwei sich ausbreitende Röntgenwellen, die eine im Vakuum und die andere durchstrahlt auf der Länge Δt ein Material mit dem Brechungsindex n . Der Gangunterschied ϕ zwischen den beiden Wellen ist abhängig von der durchstrahlten Materialdicke Δt . Ebenso verringert sich die Amplitude der einen Welle in Abhängigkeit von der durchstrahlten Materialdicke Δt . Dadurch nimmt der Kontrast ab, falls die beiden Wellen überlagert werden.

Der mit Hilfe der Lang-Kamera und des Keils gemessene Kontrast des Interferometers liegt im Bereich von etwa 9% (siehe Abbildung 3.16).

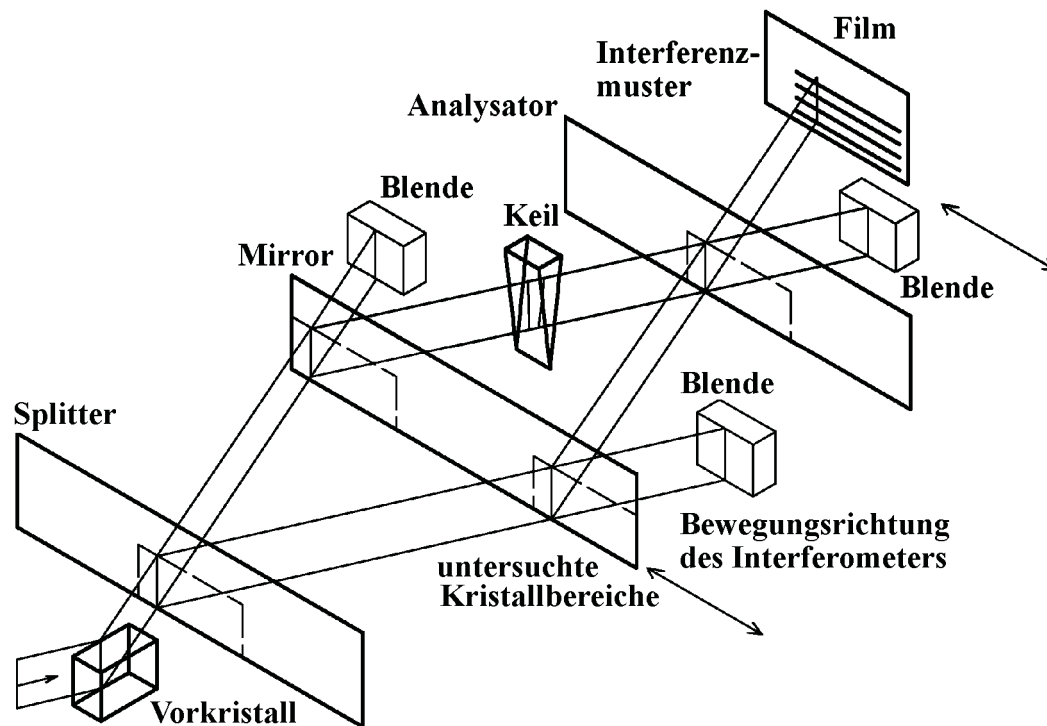


Abbildung 3.15: Kontrastmessung des Interferometers mit Hilfe der Lang-Kamera-Technik.

Der Film übernimmt die Aufgabe eines zweidimensionalen Detektors. Der in einem der Strahlen eingebrachte Plexiglaskeil erzeugt ein zusätzliches horizontales Streifenmuster, welches ein Beweis für die Interferenzfähigkeit ist. Einer der beiden interferierenden Strahlen wird durch den Keil stärker absorbiert, dies hat zur Folge, daß der gemessene Kontrast geringer wird. Jeder belichtete Punkt auf dem Film entspricht einer Menge von vier Punkten auf den Interferometerspiegeln.

Dieser geringe Kontrast ist darauf zurückzuführen, daß die beiden interferierenden Strahlen nicht mehr die gleiche Intensität haben durch den in nur einem Strahl eingebrachten Keil. Gibt es während der mehrstündigen Belichtungszeit Temperaturunterschiede, so driftet das Interferenzmuster und der Kontrast wird geringer. Während dieser Messung wurde die Temperatur konstant gehalten, somit schließe ich diese Möglichkeit der Kontrastabnahme aus.

3.2.4 Kontrastbestimmung mit einer Phasenplatte

Ein ideales Röntgeninterferometer besitzt einen Kontrast von 100 %. Weicht ein Interferometer von der Idealgeometrie ab, gibt es eine Defokussierung, und der Kontrast sinkt unter 100 %. Einen Weg, den Kontrast eines Röntgeninterferometers zu bestimmen, ist die Auswertung der mit der Technik einer Lang-Kamera gewonnenen Bilder. Ein weiterer Weg der Kontrastbestim-

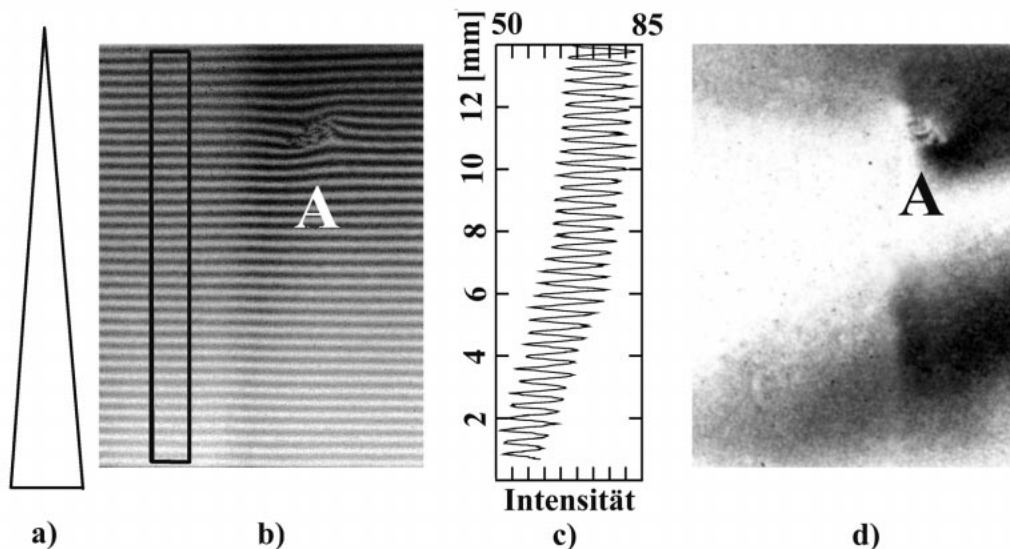


Abbildung 3.16: Dargestellt sind

- a) die Orientierung des Keils während der Aufnahme, der Öffnungswinkel ist 6 Grad,
 b) das durch den Plexiglaskeil erzeugte Interferenzmuster (Größe der Fläche $14 \times 11 \text{ mm}^2$),
 c) das über den markierten Bereich in b) gemittelte Interferenzprofil in beliebigen Einheiten. Der Kontrast beträgt etwa 9 Prozent und
 d) derselbe untersuchte Kristallbereich ohne Keil.

Dunkle Bereiche entsprechen hoher Intensität. Der mit A) gekennzeichnete Bereich zeigt eine Kristallstörung, die den Kristall verspannt und das durch den Keil erzeugte Interferenzmuster verändert. Dieser Kristallbereich ist für den Strahlengang im Michelson-Interferometer zu vermeiden.

mung ist die Anwendung einer Phasenplatte aus Plexiglas (siehe Abbildung 3.17). Dabei wird nur der Bereich des Interferometers, den der Strahl ausleuchtet, auf Kontrast untersucht.

Aus der Abbildung 3.17 können wir die Lage und die Drehachse der Phasenplatte entnehmen. Die beiden Strahlen legen in erster Näherung dieselbe Strecke innerhalb der Platte zurück. Wir können annehmen, daß die Absorption für beide Strahlen gleich ist. Die Differenz der Brechungsindizes für Röntgenstrahlen zwischen Plexiglas (n_P) und Luft liegt in der Größenordnung 1×10^{-6} . Deshalb ist die Brechung sehr gering und die Ablenkung des Strahls erfolgt von der Oberflächennormalen der Plexiglasplatte weg.

Was geschieht nun, wenn die Plexiglasplatte um die in der Abbildung eingezeichneten Achse um den Winkel α gedreht wird? Ist die Platte parallel zum Analysatorspiegel ausgerichtet, so ist die Weglänge der optischen Wellenlängen beider Strahlen gleich. Wird nun die Platte um den Winkel α gedreht, wird der eine Strahlweg innerhalb der Platte kürzer und der andere länger. Wegen der

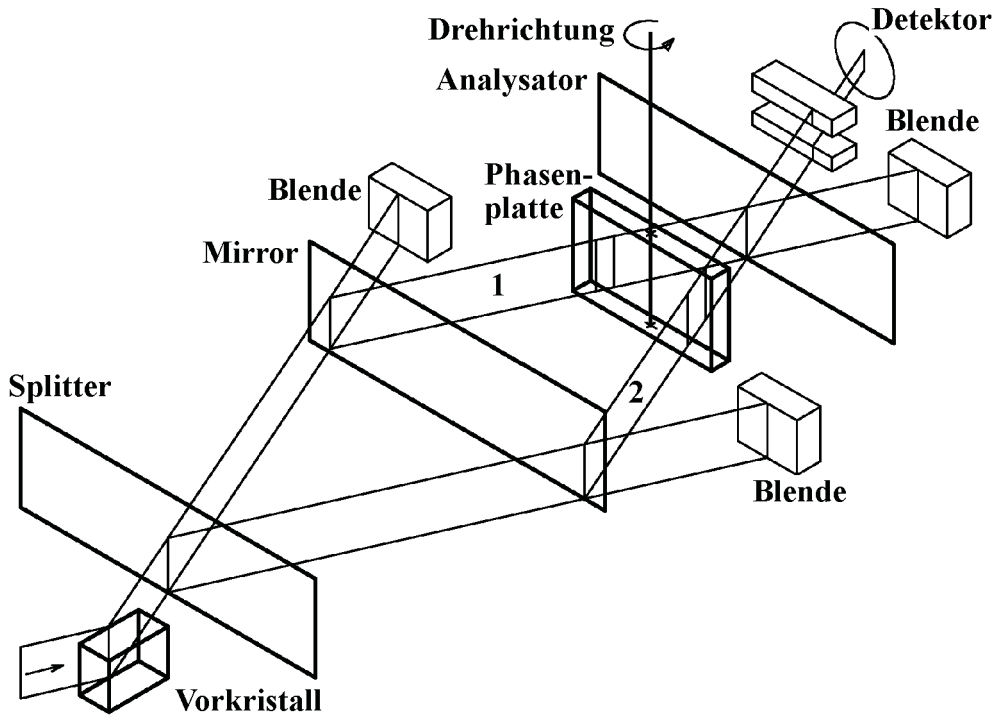


Abbildung 3.17: *Prinzip der Kontrastmessung bei einem Interferometer mit Phasenplatte und Szintillations-Detektor.*

Diese Methode der Kontrastmessung hat im Vergleich mit der Methode mit Hilfe eines Keils zwei Vorteile. Die beiden interferierenden Strahlen werden durch die Phasenplatte gleich stark geschwächt und für die Messung werden weniger als 60 Minuten benötigt. Somit wird an die Stabilität des Interferenzmusters nicht so große Forderungen gestellt. Ein Nachteil ist, daß durch die Blende (in diesem Fall beträgt die Höhe etwa 1 mm) vor dem Detektor nur ein kleiner Bereich auf Kontrast untersucht wird.

Brechungsindex-Differenz zwischen Luft und Plexiglas entsteht eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$, abhängig vom Drehwinkel α zwischen den beiden Strahlen [Baus74]. Also werden durch die Drehung der Phasenplatte Interferenz-Oszillationen erzeugt.

Sei $\Delta s = s_a - s_b$ die Weglängendifferenz der beiden Strahlen 1) und 2) (vergleiche Abbildung 3.17). Ist $\Delta s = \lambda/(1 - n_P)$, so ist die Phasendifferenz $\Delta\varphi = 2 \cdot \pi$. Mit durchstrahlter Plexiglasplattendicke $t = 2.1 \text{ mm}$, Differenz der Brechungsindizes $(1 - n_P) = 4.135 \cdot 10^{-6}$ bei CuK_α -Strahlung, $\text{CuK}_\alpha(220)$ -Reflex Braggwinkel $\theta = 23.65^\circ$

$$\Delta s = \frac{\lambda}{(1 - n_P)} \quad (3.11)$$

$$\frac{t}{\cos(\theta + \alpha)} - \frac{t}{\cos(\theta - \alpha)} = \frac{\lambda}{(1 - n_P)} \quad (3.12)$$

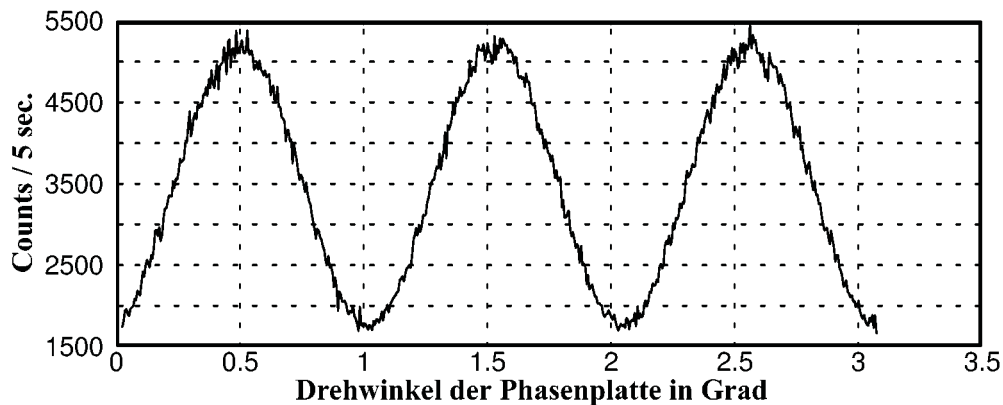


Abbildung 3.18: Wird die Plexiglasplatte um den Winkel $\alpha = 1.06^\circ$ gedreht, wird eine Interferenz-Oszillation gemessen. Der maximale mit einer Phasenplatte gemessene Kontrast des Interferometers beträgt 50%. Andere untersuchte Bereiche ergaben einen Kontrast, der bis auf 25% abnahm. Die Messung benötigte 45 Minuten und der Röntgenstrahlquerschnitt wurde vor dem Detektor durch eine Blende auf 1 mm^2 beschränkt.

ergibt sich $\alpha = 1.06^\circ$. Wird die Plexiglasplatte um den Winkel $\alpha = 1.06^\circ$ gedreht, wird eine Interferenz-Oszillation gemessen (Abbildung 3.18).

Der maximale mit einer Phasenplatte gemessene Kontrast des Interferometers beträgt 50%. Andere untersuchte Bereiche ergaben einen Kontrast, der bis auf 25% abnahm.

3.3 Der Bau der Nut

Die Abmessung des zur Verfügung stehenden Siliziumstabes, die benutzte Kristallsäge, die Eigenschaften des Materials und die Abstände der Interferometerspiegel bestimmen die Abmessungen der Nut. Ziehrichtung, gewünschte Bragg-Ebenen legen die Lage der Nutspiegel im Siliziumstab fest. Größe und Abstände der Nutspiegel werden durch die Abstände der Interferometerspiegel, durch den benutzten Si(220)-Reflex, durch die Wellenlänge der Röntgenstrahlung und durch die gewünschte Anzahl zu beobachtbarer Interferenzordnungen festgelegt.

Alle Sägeschnitte werden am orientierten Kristall durchgeführt. Die ersten beiden Sägeschnitte am Rohling arbeiten mit einem 10 mm dicken Sägeblatt die Nutspiegeloberflächen heraus. Der letzte 6 cm tiefe Sägeschnitt erzeugt das Kristallgelenk.

3.3.1 Das Ätzen und das Vermessen der Nut

Über das Verfahren der Nut-Ätzung gilt dasselbe wie für das Ätzen des Interferometers. Pro Quadratzentimeter zu ätzender Nutoberfläche werden 10 Milliliter Ätzlösung angesetzt. 20 Minuten lang wird das Bauteil geätzt. Das ergibt einen Ätzabtrag von etwa $20 - 30 \mu m$.

Anschließend wird über jeden der vier Spiegeloberflächen ein Meßpunktgitter aus 42 Punkten gelegt (siehe Abbildung 3.8).

Die Interpretation der Nutspiegelform

An die Spiegelabstände einer Nut werden ebenfalls Maßtoleranzen im Mikrometerbereich gestellt. Die Spiegeloberflächen sollen parallel zueinander ausgerichtet sein, und die Nutdicken sollen über die Höhe und Länge konstant sein. Die vier Diagramme, welche die 7 gemessenen Höhenlinien darstellen, zeigen, daß die beiden Spiegeloberflächen, die mit einer Seite des Sägeblattes herausgesägt werden, den Idealbedingungen fast entsprechen, während die gegenüberliegenden Spiegeloberflächen mit zunehmender Höhe bis zu $40 \mu m$ nach hinten zurückweichen. Diese Unregelmäßigkeit wirkt sich auf die Nutbreiten aus. Sie vergrößern sich mit zunehmender Höhe. Also ist mit einer Defokussierung in Abhängigkeit des Einstrahlpunktes zu rechnen. Mit Hilfe eines Raytracing-Programms müssen die Positionen der Nut und des Interferometers zueinander gesucht werden, so daß die Defokussierung minimal wird.

Die Form der vier Nutspiegeloberflächen ist ein direktes Abbild des Sägeblattquerschnittes, der mit zunehmendem Sägeblattradius abnimmt. Deshalb ist vor dem Heraussägen der Nuten besonders die Form des Sägeblatts zu kontrollieren.

3.4 Die Defokussierung

Der Kontrast des Interferenzsignals ist abhängig von der Defokussierung. Durch die Vermessung der strahlführenden Bauteile (Interferometer und Nut) ist nachgewiesen, daß die Bauteile defokussierend sind. Da es mit der zur Verfügung stehenden Säge –trotz der genauen Sägemechanik– noch nicht möglich war, auf Mikrometer genau Silizium zu sägen. Gleichermäßen geht der Materialabtrag beim Ätzen ein, der auch nicht auf μm -genau kontrolliert werden kann.

Ziel ist es nun, das Interferometer relativ zur Nut so zu positionieren, daß die Gesamtdefokussierung ⁹ minimal wird. Der optimale Zustand wäre, wenn über dem gesamten möglichen Strahlquerschnitt –bei diesem konstruierten Michelson-Interferometer entspricht das einer Fläche von $14 mm$ Höhe und

⁹Die Gesamtdefokussierung ist gegeben durch das LLL-Interferometer und die Nut.

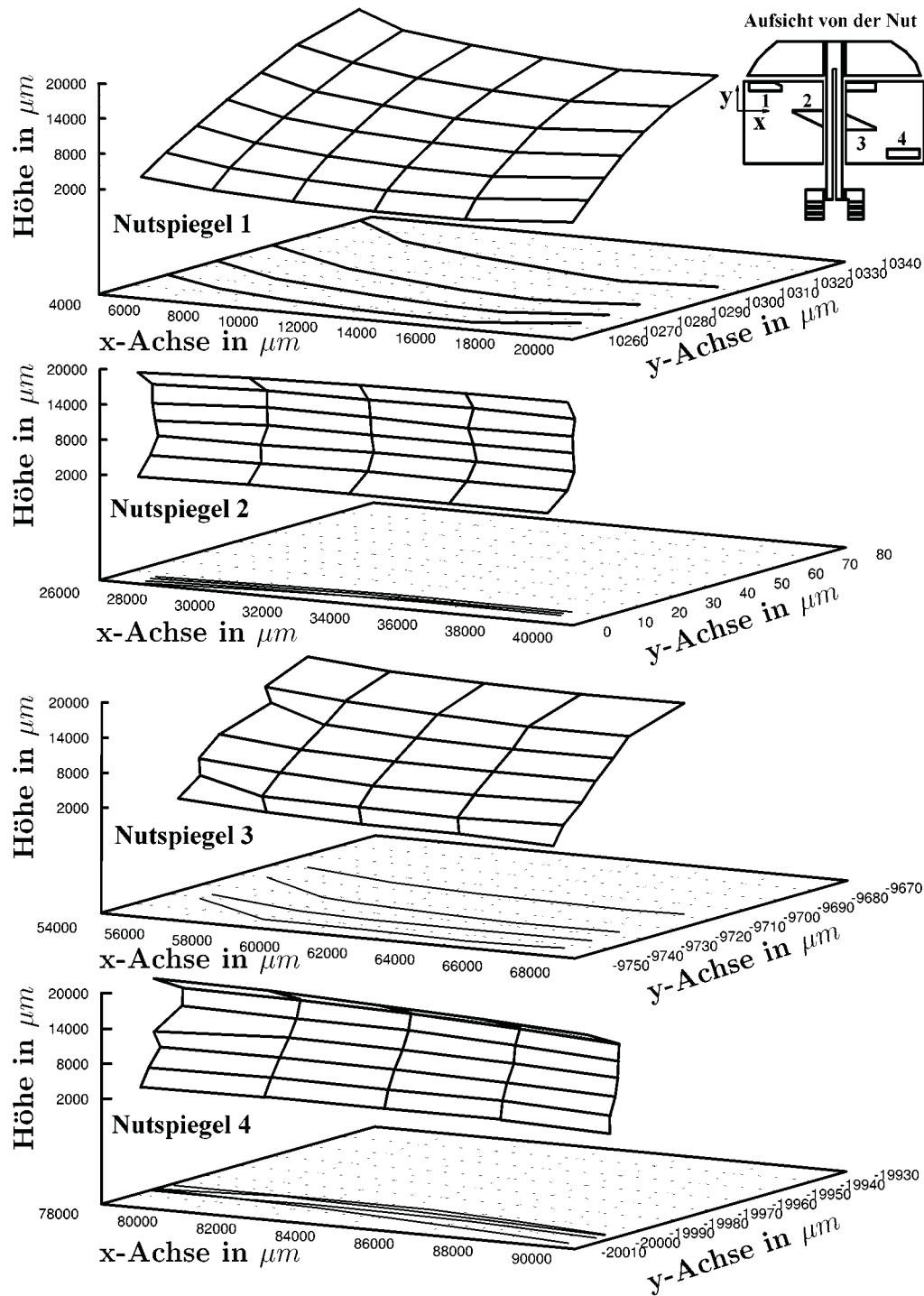


Abbildung 3.19: Die vier Diagramme zeigen die Oberflächenkontur der vier Nutspiegel. Die Oberflächenkontur sind die Werte auf der y-Achse. Die jeweils vier Höhenlinien haben einen Abstand von 5, 10, 15 und 20 mm von der Nutbasis. Deutlich ist zu erkennen, daß die Spiegeloberflächen 2 und 3 fast den Idealbedingungen entsprechen. Während die Spiegeloberflächen 3 und 4 mit zunehmender Höhe zurückweichen. Die Form der Nutspiegel ist auf den Querschnitt des verwendeten 10 mm dicken Sägeblatts zurückzuführen. Der Koordinatenursprung und die Nutspiegelnummern sind in der Aufsicht eingezeichnet.

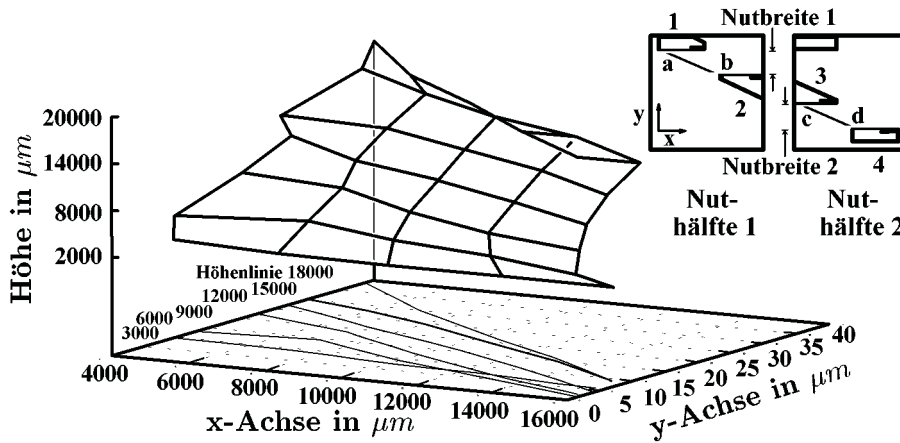


Abbildung 3.20: Das Diagramm zeigt die Breitendifferenzen der beiden geätzten Nuthälften und die Höhenlinien.

Beide Nuten sind unter gleichen Bedingungen in einem zeitlichen Abstand von etwa 4 Stunden gesägt worden. Trotzdem ist die Breite der Nuthälfte 2 zwischen 2 und 40 μm größer als die Breite der Nuthälfte 1. Dies ist ein Hinweis, daß für die Bearbeitung von Silizium noch mehr Erfahrung gesammelt werden muß. Dicken-differenzen bis zu 5 μm sind tolerierbar. Strahlengänge, die Bereiche mit größeren Dickendifferenzen nutzen, sind so defokussiert, daß der Kontrast der Interferenzen zu schwach ist. Die Dickendifferenz an einer Stelle der Nutspiegel berechnet sich aus den Koordinaten der Punkte a, b, c und d durch $(a - b) - (c - d)$.

7 mm Breite— die Defokussierung 0 μm wäre, das heißt, die beiden interferierenden Strahlen treffen sich genau auf der Analysatoroberfläche.

Mit Hilfe eines Computerprogramms simuliere ich den Strahlengang innerhalb des Interferometers. Ich setzte voraus: 1) Die Bragg-Ebenen des Interferometers und der Nut stehen parallel zueinander. 2) Der Strahlverlauf durch die Interferometerspiegel ist parallel zu den Bragg-Ebenen.

Zuerst werden das Interferometer und die Nut positioniert, das heißt, die zehn Datensätze, welche die 6 Interferometerspiegeloberflächen und die 4 Nutspiegeloberflächen repräsentieren, werden durch Translations- und Rotationsmatrizen bewegt. Der Startpunkt und die Strahlrichtung werden festgelegt. Der Schnittpunkt der Strahlgeraden mit der Strahlteiler-Oberfläche wird berechnet, das heißt, mit den drei nächstgelegenen Meßpunkten auf der Strahlteiler-Oberfläche wird eine Ebene gebildet, und der Schnittpunkt zwischen Gerade und Ebene wird berechnet. Der nächste Startpunkt ist berechnet, und die neue Strahlrichtung wird festgelegt. Der nachfolgende Programmschritt ist die Berechnung des nächsten Schnittpunktes der Strahlgerade mit einer Oberfläche.

Mit diesem Programmverlauf wird der gesamte Strahlengang innerhalb des Michelson-Interferometers simuliert. Zum Schluß wird der Abstand Δz des Schnittpunktes der beiden interferierenden Strahlen von der Analysatorober-

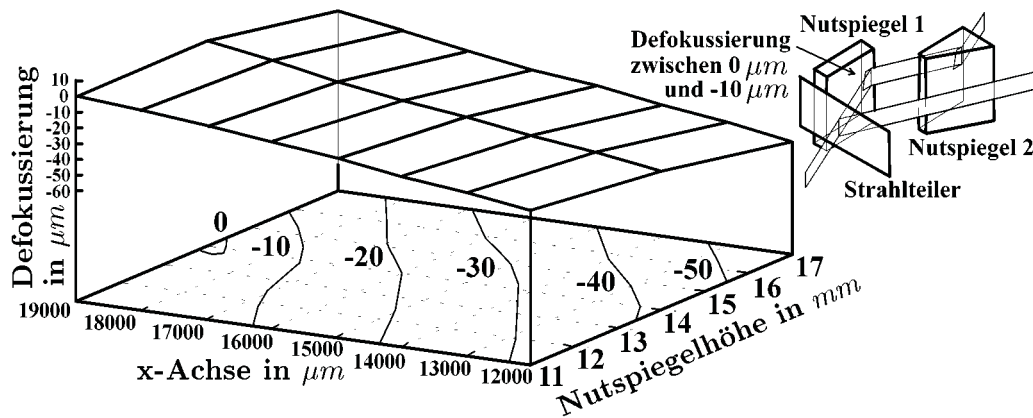


Abbildung 3.21: Die Gesamtdelokussierung berechnet auf der Grundlage der geometrischen Strahlverläufe und der Vermessung des Interferometers und der Nut. In einer Nutspiegelhöhe zwischen 11 und 16 mm und am Rand (x-Achse von 16 bis 19 mm) beträgt die Gesamtdelokussierung zwischen 0 bis $-10 \mu\text{m}$. In allen anderen Bereichen ist die Defokussierung größer. Den Hauptanteil tragen daran die unterschiedlichen Nutbreiten 1 und 2.

fläche berechnet. Somit erhalte ich die Defokussierung in Abhängigkeit des Einstrahlpunktes und der Position des Interferometers zur Nut.

Wird der Strahlteiler des Interferometers etwa 2 mm nah an den Nutspiegel 1 positioniert, so kann ein Strahlverlauf gewählt werden, bei dem die Defokussierung zwischen 0 und $-10 \mu\text{m}$ beträgt. Die einfallende Strahlung muß den Nutspiegel 1 am Rand in einer Höhe zwischen 11 und 16 mm treffen (siehe Abbildung 3.21). In allen anderen Bereichen ist die Defokussierung größer. Den Hauptanteil tragen daran die unterschiedlichen Nutbreiten 1 und 2 (siehe Abbildung 3.20).

3.5 Der Verschwenkungsmechanismus

Der Gangunterschied der beiden Teilstrahlen wird beim Röntgen-Michelson-Interferometer durch die gegensinnige Verschwenkung der zwei Nuthälften erzeugt.

Das Verdrehen der Nuthälften gegeneinander kann durch elektrisch angetriebene Schrittmotoren erfolgen, d.h. der Motor bewegt einen Translationsschlitten. Die Schlitten sind mit weichen Spiralfedern¹⁰ an den Nuthälften angekopelt. Die beschriebene Anordnung ([Appe91], [Bart98-1,-2]) hat die Vorteile eines großen Einstellungsbereiches der nur durch die Translationsweglängen der Schlitten und durch die Dehnung der Federn beschränkt ist, und einer

¹⁰Die weichen Federn dienen als hochübersetztes Getriebe.

sehr feinen Einstellung, die durch die Federkonstante der Feder bestimmt wird. Nachteile sind der mechanische Aufwand, die Wärmeabstrahlung¹¹ der Elektromotoren, die sich in der Nähe des Interferometers befinden, und die Schwingungsempfindlichkeit.

Ich nutze für die Verstimmung der Nuthälften einen zylinderförmigen Piezo (Länge 1 cm, Durchmesser 0.5 cm, Gewicht 4 Gramm, siehe Abbildung 3.1). Die Vorteile sind die geringe Baugröße. Dadurch kann das Bauteil direkt in die Nut eingebaut werden. Die Steuerung des Piezos erfolgt nur über zwei dünne Kabel. Der Piezo erzeugt keine Wärme in der unmittelbaren Nähe des Interferometers.

Die Nachteile sind die hohen Anforderungen an die Rauschfreiheit der Spannungsversorgung; denn ein Piezo reagiert auf Spannungsänderungen unmittelbar mit einer Längenänderung. Die Spannung wird einem steuerbaren Hochspannungsgerät entnommen und über einem Tiefpaßfilter dem Piezo zugeführt. Die Meßung der Spannung erfolgte unabhängig direkt am Piezo über einen Spannungsteiler und mit einem AD-Wandler. Ohne Tiefpaßfilter konnten nicht Interferenzen gemessen werden.

Der Einstellungsbereich eines Piezos ist sehr klein (nur wenige μm). Deshalb muß der Piezoeinbau so erfolgen, daß die Netzebenen der beiden Nuthälften möglichst parallel zueinander sind¹², wenn die Spannung 0 Volt ist.

Die Längenänderung, verursacht durch die angelegte Spannung am Piezo, wird über zwei verschiedene Wege bestimmt. Einmal mit Hilfe eines Längenmeßgerätes, das auf $\pm 0.01 \mu m$ ausgelesen werden kann. Wird die angelegte Spannung am Piezo von 0 Volt auf ± 1000 Volt verändert, so verkürzt bzw. verlängert sich der Piezo um $\pm (3.12 \pm 0.02) \mu m$. Nach jedem Meßdurchgang ist zu beobachten, daß die Ausgangslänge nicht wieder erreicht wird. Sie stellt sich aber nach einigen Minuten wieder ein.

Die zweite Methode der Längenänderungsmessung ist der Einbau des Piezos in die Nut, so daß die beiden Nuthälften gegeneinander verstimmt sind. Strahlungsintensität kann nur über den Strahlweg I oder Strahlweg II gelangen (Abbildung 3.22), wenn die Nut in θ gedreht wird. Die Verdrehung in θ wird in Abhängigkeit der angelegten Spannung (Länge des Piezos) aufgenommen. Die Verdrehung bei 1000 Volt beträgt 8.18 Winkelsekunden. Da die Hebellänge¹³ 80 mm beträgt, kann die Längenänderung berechnet werden. Die Messungen zeigen, daß erstens über beide Strahlwege der gleiche Strahlintensitätsbeitrag gelangt und daß zweitens das kristalline Gelenk der Nuthälfte 2 „weicher“ ist. Denn der sich in der Länge verändernde Piezo verschwenkt die Nuthälfte 2

¹¹Temperaturunterschiede verursachen zum Beispiel Driftbewegungen der Strahlkomponenten gegeneinander.

¹²Der geringe Bereich der Längenänderung des Piezos läßt eine Nachjustierung kaum zu.

¹³Ich nehme an, daß der Hebelarm sich nur in einem kleinem Bereich am festen Ende verbiegt (siehe Abbildung 3.1).

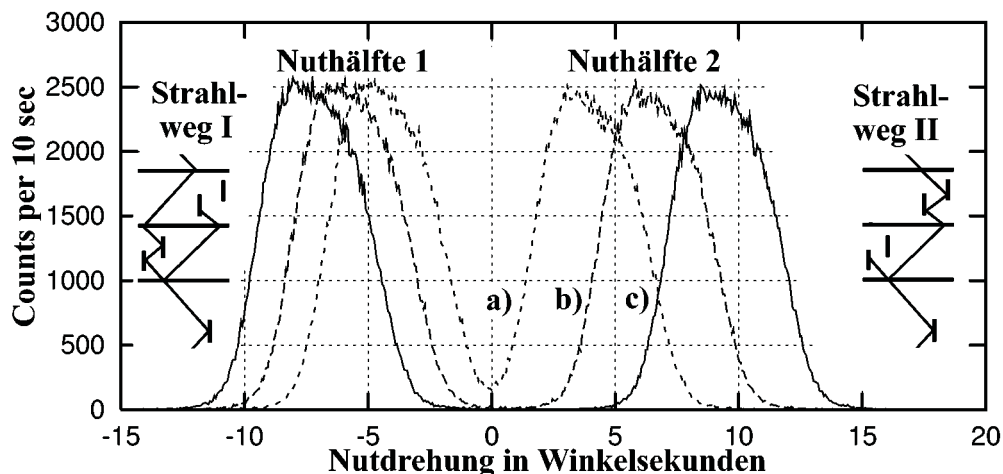


Abbildung 3.22: Der Piezo hat die beiden Nuthälften 1 und 2 so verstimmt, daß Strahlintensität über die Strahlwege I und II nicht gleichzeitig gelangt. Wird die gesamte Nut in θ gedreht, so gelangt erst über die eine dann über die andere Nuthälfte Strahlintensität hindurch. Wird Spannung an den Piezo angelegt ($a = 1000V$, $b = 500V$, $c = 0V$), so verkürzt er sich und die Verstimmung der beiden Nuthälften verringert sich. Die Messungen zeigen, daß die Intensitätsbeiträge über beide Nuthälften gleich groß sind und daß das kristalline Gelenk der Nuthälfte 2 „weicher“ ist. Es wird etwa 1.94 mal mehr ausgelenkt als das der Nuthälfte 1. Für Interferenzmessungen muß die Länge des Piezos so eingestellt werden, daß die beiden Maxima übereinander liegen.

etwa doppelt so stark wie die Nuthälfte 1¹⁴. Die Längenänderung bei einer Spannungsänderung von 0 auf 1000 Volt berechnet sich hieraus auf $3.18 \mu\text{m}$.

In welchen Schritten sollte die Spannung, die am Piezo anliegt und seine Länge bestimmt, einstellbar sein? Bei einer Nutverstimmung von $0.00175''$ wird eine Interferenzordnung erzeugt, und bei einer Spannungsänderung von 0 auf 1000 Volt werden die Nuthälften um $8.18''$ gegeneinander verschwenkt. Pro Interferenzordnung sollen mindestens 5 Meßwerte aufgenommen werden. Also muß die Spannungseinstellung in 0.04 Voltsschritten oder feiner erfolgen. Dies entspricht 0.2 Volt je Interferenzordnung. Dies ist jedoch nur als grobe Abschätzung anzusehen¹⁵.

3.6 Zusammenfassung der Eigenschaften

Die benutzte Strahlung, der Reflex, die Abmessungen der zur Verfügung stehenden Siliziumstäbe, die Kristallsäge und die Eigenschaften des Materials

¹⁴Die Gelenkabmessungen der beiden Nuthälften sind nicht ganz identisch.

¹⁵Man vergleiche hierzu die Ausführungen in der Bildunterschrift der Abbildung 4.2.

bestimmen die äußeren Abmessungen des Interferometers und somit auch der Nut.

Die Strahlführung innerhalb des Michelson-Interferometers erfordert das Befestigen der Kristalle auf Halterungen aus Stahl¹⁶ wegen des geringen Unterschiedes im Wärmeausdehnungskoeffizienten. Für die Verbindung Kristall-Stahl hat sich der Zweikomponentenkleber „UHU plus endfest“ bewährt.

Mit einem Proportional-Integralregler wird die Temperatur im Labor auf ± 0.1 Grad Celsius und in der Nähe des Interferometers auf ± 0.01 Grad Celsius konstant gehalten. Durch die Verwendung von Schwingungsdämpfern und durch die Verminderung von Geräuschemissionen werden keine störenden Vibrationen im Bereich des Interferometers gemessen.

Die strahlführenden Bauteile werden mit einer Kristallsäge, deren Positionsmechanik in Mikrometerschritten bewegt werden kann, aus dem Siliziumblock herausgesägt und anschließend geätzt. Trotz der genauen Bearbeitung bleiben Maßtoleranzen im Mikrometerbereich zurück, deshalb werden beide Bauteile vermessen. Die Defokussierung des Interferometers beträgt maximal $14 \mu m$, bzw. $-14 \mu m$, je nach Einstrahlrichtung. Der Kontrast des Interferometers wird mit der Lang-Kamera-Technik, mit einer Phasenplatte und mit einem Plexiglaskeil gemessen. Der Kontrast ist maximal 50%.

Die Vermessung der Nut zeigt, daß die Nutbreiten der beiden Nuthälften voneinander bis zu $40 \mu m$ abweichen. Diese Abweichungen wirken sich besonders negativ auf die Gesamtdefokussierung und somit auf den Kontrast des Michelson-Interferometers aus. Mit Hilfe der Vermessungsdaten und einem Computerprogramm, das die Strahlwege simuliert, ist eine Position der Nut zum Interferometer gefunden worden, so daß die Defokussierung Δz reduziert werden kann auf Werte zwischen 0 und $-10 \mu m$ für einen Strahlquerschnitt von $2.5 \times 3 \text{ mm}^2$.

Für die Verdrehung der Nuthälften nutze ich einen zylinderförmigen Piezo. Messungen zeigen, daß die Intensitätsbeiträge über beide Nuthälften gleich groß sind und daß das kristalline Gelenk der Nuthälfte 2 „weicher“ ist. Es wird durch den Piezo etwa 1.94 mal mehr ausgelenkt als das der Nuthälfte 1.

¹⁶Wärmeausdehnungskoeffizient ($\alpha = 10^{-6}/K$) Aluminium (23.8α), Messing (18.4α), Stahl (11.7α) und Silizium (7.6α) [Teub93].

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

Die Vermessung der strahlführenden Bauteile –beschrieben im vorherigen Kapitel– lassen die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Röntgen-Michelson-Interferometers vermuten.

Welche Eigenschaften des Experimentieraufbaus werden das zu messende Spektrum beeinflussen?

- Der mögliche Strahlquerschnitt, bei dem die Gesamtdefokussierung unterhalb von $10 \mu m$ liegt, ist gering. Die Abmessungen betragen etwa $1.5 \times 1.5 mm^2$. Daher ist die Strahlintensität niedrig.
- Ich vermute, daß der Kontrast nicht 100% erreichen wird. Kontrastvermindernd wirken sich eine geringe „falsche“ Positionierung des Interferometers relativ zur Nut aus, so daß nicht der Strahlverlauf gewählt wird, bei dem die Defokussierung $0 \mu m$ beträgt.
- Eine Drift der Interferenzstreifen während der stundenlangen Messung, verursacht durch geringe Temperaturschwankungen oder Kriechbewegungen der Drehachsen, können den Kontrast ebenso vermindern.

4.1 Interferenzen

Die Abbildung (4.1) zeigt die Intensität im O-Strahl (Abbildung 1.4) zum Beginn eines Meßdurchlaufs, bei dem die Strahlwege I und II im Röntgen-Interferometer durch die Längenausdehnung des Piezos verändert werden. Bevor die Spannung an den Piezo gelegt wird, liegt eine Drift vor. Sie beträgt etwa 6 Interferenzordnungen pro Stunde, das entspricht Strahlweglängenunterschiede von $\approx 9.24 \cdot 10^{-10} m$ pro Stunde. Dann wird die Spannung um ca. 0.048 Volt pro Sekunde erhöht und die Strahlungsintensität für 2 Sekunden im O-Strahl gemessen.

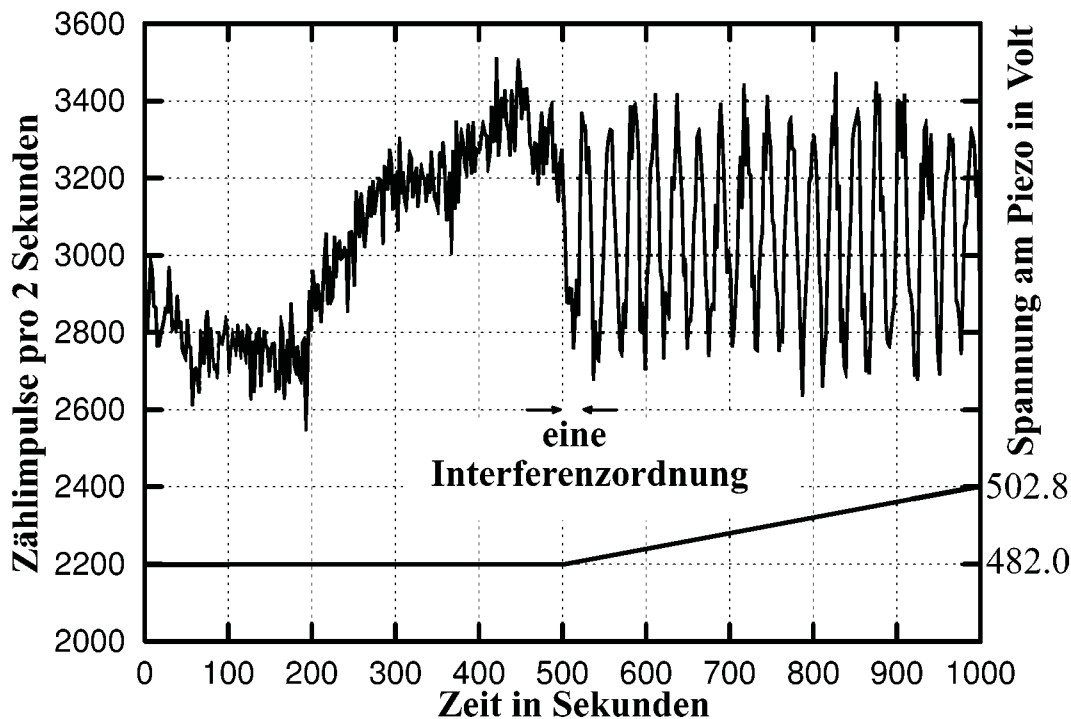


Abbildung 4.1: Die Abbildung zeigt die Strahlintensität im O-Strahl (Abbildung 1.4) zum Beginn eines Meßdurchlaufs. Deutlich sind die einzelnen Interferenzordnungen zu erkennen, sobald der Piezo sich durch die Spannungsänderung in der Länge ändert. Jede Interferenzordnung entspricht einem erzeugten Gangunterschied von ca. $1.54 \cdot 10^{-10} \text{ m}$. Die untere Kurve zeigt die angelegte Spannung am Piezo.

Deutlich sind die einzelnen Interferenzordnungen zu erkennen. Jede Interferenzordnung entspricht einem erzeugten Gangunterschied von einer Röntgen-Wellenlänge der Kupfer K_α -Strahlung. Der Kontrast beträgt nur 11%. Werden die Vorüberlegungen (die Hebellängen sind 80 mm , die kristallinen Gelenke biegen sich nur an einem Ende, beide Nutabstände $D = 1 \text{ cm}$ sind gleich groß, die gemessene Piezoverlängerung) berücksichtigt, so erwarte ich bei einer Spannungsänderung von 20 Volt etwa 90 Interferenzordnungen.

Bei der Messung (Abbildung 4.1) werden bei einer Spannungsänderung von 20 Volt nur 18 Interferenzordnungen aufgezeichnet. Der große Unterschied bei den erwarteten Werten Interferenzordnungen pro Volt läßt sich dadurch erklären, daß während der Messungen immer wieder Driften (bis zu ca. 0.1 Interferenzordnungen pro Sekunde) des Interferenzmusters beobachtet wurden. Eine Ursache für die Driften könnten die Öldämpfungen der Nut und des Interferometers sein.

In der Abbildung 4.2 ist ein stark vergrößerter Ausschnitt aus einer anderen Meßreihe dargestellt. Nicht zuletzt aus der großen Anzahl der eingezeichneten Meßpunkte und aus dem guten Kontrast der Interferenzstreifen von 23% wird

die Funktionstüchtigkeit dieses Michelson-Interferometers ersichtlich.

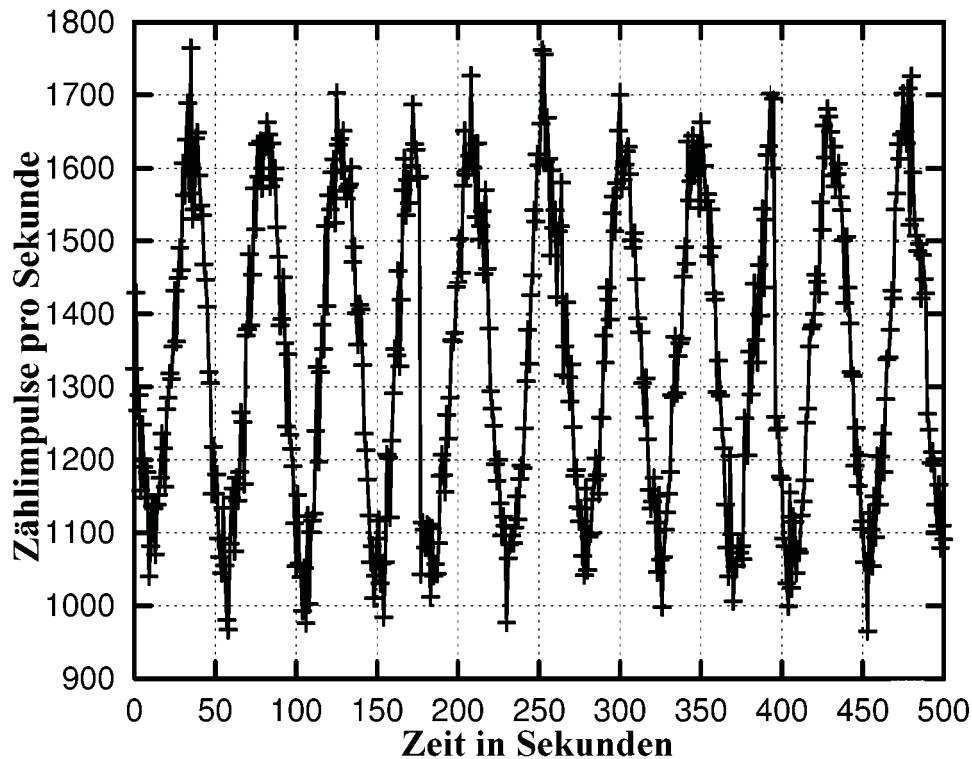


Abbildung 4.2: Aus einer Messung sind 11 Interferenzordnungen abgebildet. Diese sind innerhalb 500 Sekunden mit 500 Meßpunkten aufgenommen worden. Dabei steigt die am Piezo angelegte Spannung linear von 79.68 Volt auf 86.40 Volt, dieses entspricht 0.6 Volt pro Ordnung. Dies ist rund drei mal so groß wie der am Ende von Kapitel 3.5 abgeschätzte Wert. Zur Erklärung kann man spontane Driften des Interferenzmusters heranziehen, wie sie zum Beispiel links in der Abbildung 4.1 dargestellt und immer wieder beobachtet wurden. Der erzeugte Gangunterschied beträgt etwa $16.94 \cdot 10^{-10}$ m. Der Kontrast ist $\approx 23\%$. Grundsätzlich kann mit der bekannten Längenänderung des Piezos und den Hebellängen innerhalb der Nut durch Ausmessen der Abstände die Wellenlänge der benutzen Strahlung berechnet werden.

4.2 Berechnung der Ergebniskurve unter Berücksichtigung nicht idealer Röntgen-Interferometer-Bauteile.

Die in den Abbildung (4.1) und (4.2) dargestellten Messungen zeigen die Interferenzfähigkeit des gebauten Röntgen-Interferometers. Berücksichtigen wir die im vorherigen Kapitel durch Messungen ermittelten Daten über die Ei-

genschaften des Interferometers, so läßt sich die zu erwartende Ergebniskurve bzw. das zu erwartende Spektrum berechnen (siehe Abbildung 4.3).

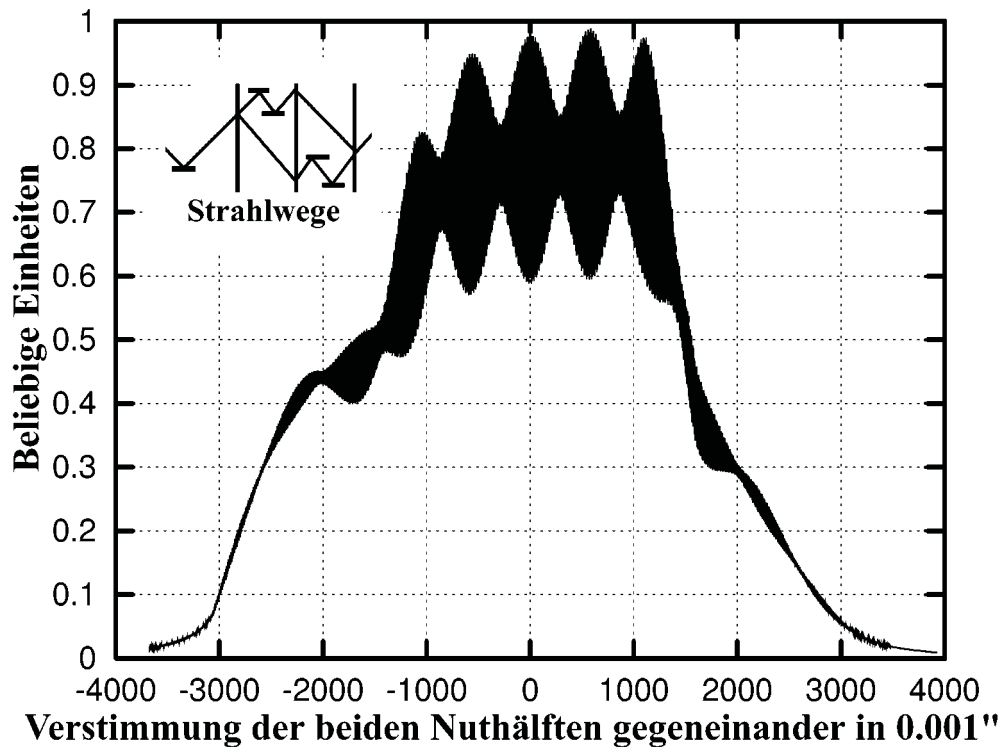


Abbildung 4.3: *Berechnetes Spektrum unter Berücksichtigung der im Kapitel 3 gewonnenen Daten über die Eigenschaften des Röntgen-Interferometers. Der Kontrast ist 25%. Die Zählratenstatistik ist nicht berücksichtigt. Eine Nuthälfte verdreht sich doppelt so stark wie die zweite Nuthälfte (vergleiche Abbildung 2.6), deshalb werden nur fünf statt der erwarteten 9 Schwebungen deutlich sichtbar. Die einzelnen Interferenz-Ordnungen können in dieser Darstellung nicht aufgelöst werden.*

Zwei Eigenschaften des Röntgen-Interferometers beeinflussen die Ergebniskurve besonders stark:

- Die Defokussierung vermindert den Kontrast.
- Eine Nuthälfte wird doppelt so stark verdreht wie die andere Nuthälfte (vergleiche Abbildung 3.22). Deshalb können nur etwa fünf Schwebungen statt der erwarteten 9 (Abbildung 2.6) aufgelöst werden.

4.3 Das gemessene Spektrum

Die Abbildung 4.4 zeigt ein gemessenes Spektrum. Die einzelnen Interferenzordnungen sind in dieser Abbildungsgröße nicht auflösbar. 5 Schwebungen

werden deutlich sichtbar. Wegen der geringen Strahlintensität (≈ 1500 Impulse pro Sekunde) ist die statistische Verteilung der einzelnen Meßpunkte groß, so daß die Form der Meßkurve verrauscht ist. Der Kontrast beträgt nur 16%.

Zwischen den Schwebungsknoten Nummer 2 und dem Schwebungsknoten Nummer 6 (siehe Abbildung 4.4) werden durch die Längenänderung des Piezos 1364 Interferenzordnungen erzeugt. Wird der Durchschnitt gebildet, so liegen zwischen zwei Schwebungsknoten $n_{Kex} = 341 \pm 3$ Interferenzordnungen. Im Kapitel 2.4 ist der Schwebungsknotenabstand n_K berechnet worden und beträgt $n_K = 340$ Interferenzordnungen.

Der berechnete und der experimentell gewonnene Wert stimmen sehr gut überein.

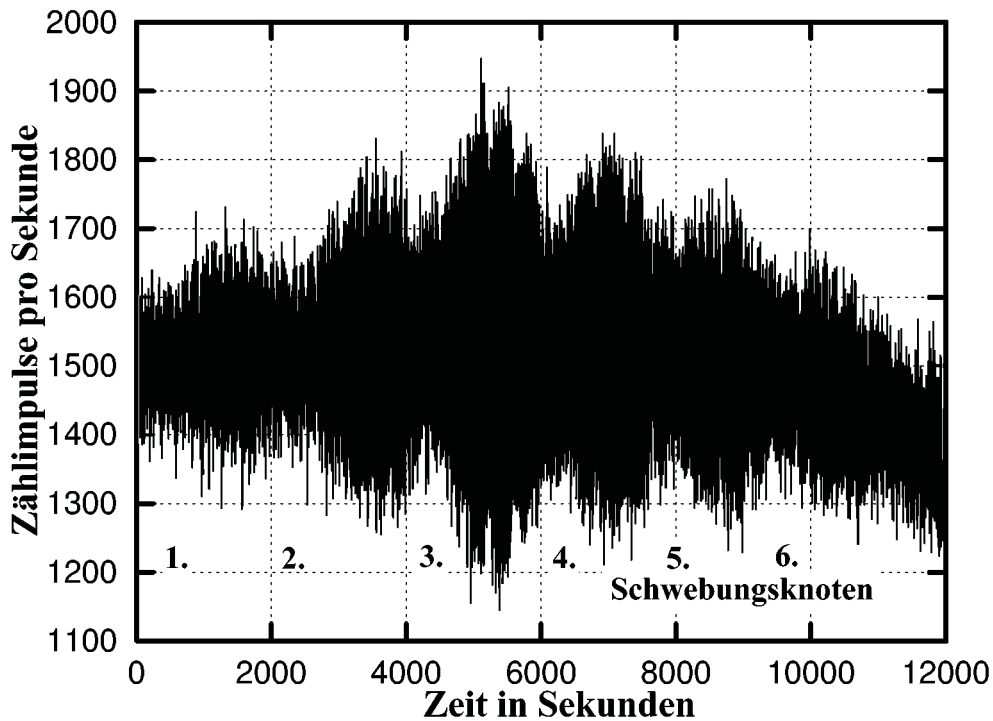


Abbildung 4.4: Ein gemessenes Spektrum.

Bis zu 6 Schwebungsknoten sind erkennbar. Zwischen den einzelnen Schwebungsknoten liegen durchschnittlich 341 Interferenzordnungen. Wegen der geringen Strahlintensität (≈ 1500 Impulse pro Sekunde) und des geringen Kontrastes von nur 16% ist die Form der Meßkurve verrauscht. Pro Sekunde wird die Spannung am Piezo um 0.048 Volt erhöht.

Aufgrund der geringen Abweichung werden die Vermessungsdaten der Nut, die mit einer Drei-Koordinatenmeßmaschine aufgenommen wurden (siehe Kapitel 3.3.1), bestätigt. Es existieren Bereiche auf den Nutspiegeln, wo die Nutbreiten gleich groß sind.

Mit den Werten für die berechnete Anzahl der Interferenzordnungen zwischen zwei Schwebungsknoten $n_K = 340$ und für den experimentell ermittelten Wert $n_{Kex} = 341$ und $D = 10250 \mu m$,

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{2 \cdot (n_{Kex} - n_K)}{(2 \cdot n_{Kex} + 1) \cdot n_K} \quad (4.1)$$

beträgt der Unterschied der Nutbreiten δD [Appe92, Seite 58] in dem genutzten Strahlbereich: $\delta D = 0.09 \mu m$.

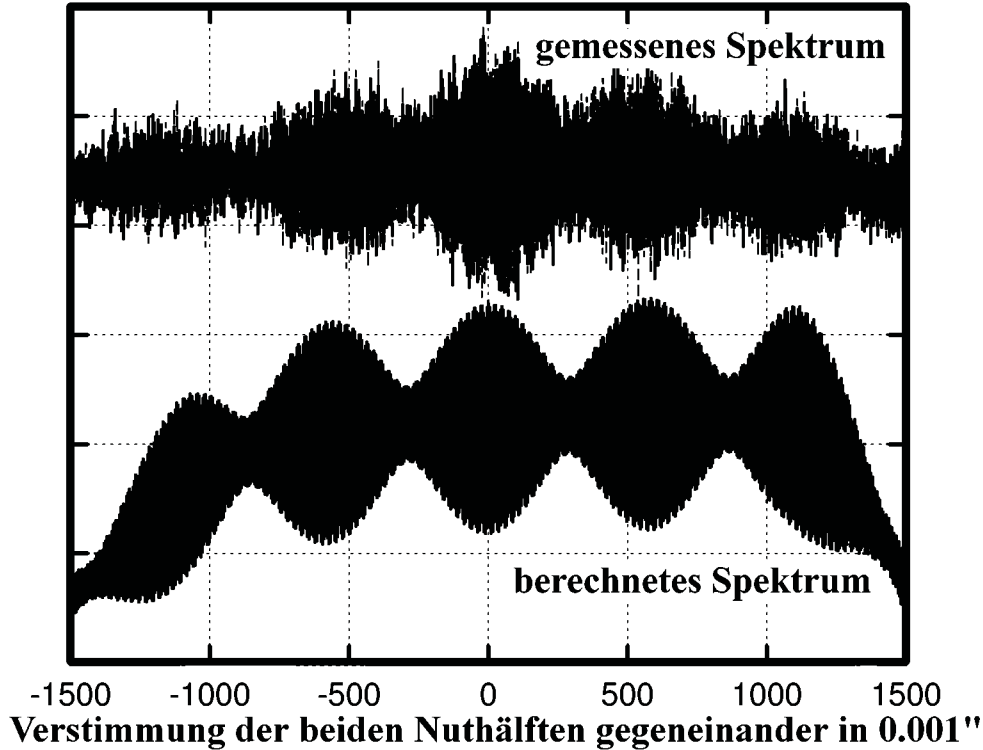


Abbildung 4.5: Vergleich des gemessenen und berechneten Spektrums.

Der Vergleich des gemessenen Spektrums mit dem berechneten Spektrum unter der Berücksichtigung nichtidealer Röntgen-Interferometer-Bauteile ist in der Abbildung (4.5) dargestellt. Die Intensitätsverhältnisse und die Knotenabstände der Schwebungen sind gut vergleichbar.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Interferometer vorgestellt worden, mit dem das Meßprinzip eines Michelson-Interferometers – betrieben mit sichtbarem Licht (390 nm bis 780 nm) – auf den Wellenlängenbereich ($\approx 0.15\text{ nm}$) von Röntgenstrahlen übertragen wurde.

Das Röntgen-Michelson-Interferometer besteht aus einem monolithischen LLL-Interferometer. Die Nut besteht aus zwei doppelt Bragg-reflektierenden Nuthälften in jedem Strahlengang des LLL-Interferometers.

Der Gangunterschied zwischen den beiden sich überlagernden Strahlen wird durch das gegensinnige Verdrehen der beiden Nuthälften erzeugt. In den doppelt Bragg-reflektierenden Nuthälften wird ein Stück Strahlweg zwischen den Laue-Spiegeln des LLL-Interferometers durch einen Strahlweg ersetzt, dessen Wellenzahlvektor durch die Brechungskorrektur (hier $4.17''$) gegenüber dem Laue-Fall eine unterschiedliche Richtung hat.

Grundsätzliche Grenzen für die Auflösung sind nicht gesetzt. Nur die Kohärenzlänge der Strahlung begrenzt sie. Die Auflösung kann durch die Verwendung höherer indizierter Röntgenreflexe oder durch größere Spiegelabstände (hier 10 mm) der Nut gesteigert werden.

Für das erfolgreiche Funktionieren des Röntgen-Interferometers müssen alle störenden Schwingungen gedämpft werden. Eine konstante Temperatur ist erforderlich. Ein Antrieb, der Winkelverdrehungen mit Inkrementen kleiner als 0.001 Winkelsekunden erlaubt, muß genutzt werden. Nutspiegel mit einer hohen Planparallelität müssen aus dem Siliziummaterial herausgesägt werden.

Durch den Einbau verschiedener Schwingungsdämpfer konnte ich alle störenden Schwingungen reduzieren. Die Temperatur wurde auf $\pm 0.01\text{ K}$ konstant gehalten. Für die Winkelverdrehung nutzte ich einen Piezo. Dabei ist unbedingt zu beachten, daß ungewollte Spannungsschwankungen am Piezo eliminiert werden.

Obwohl die Planparallelität der Nutspiegel nicht optimal war, habe ich durch die genaue Vermessung der strahlführenden Bauteile und der Simulation der Strahlverläufe eine Position des LLL-Interferometers zur Nut bestimmt, bei der die Interferenzfähigkeit erwartet werden konnte.

Der maximal gemessene Kontrast beträgt 23% bei einem Strahlquerschnitt von 1 mm^2 . Bis zu 2700 Interferenzoszillationen konnten aufgenommen und 6 Schwebungsknoten nachgewiesen werden.

Das gemessene Spektrum und theoretische Berechnungen des Spektrums unter der Berücksichtigung nichtidealer Röntgen-Interferometer-Bauteile stimmen gut überein.

Folgerungen

Vorrangiges Ziel weiterer Untersuchungen sollten sein:

1. Die Verbesserung der kristallinen und geometrischen Eigenschaften der Nuten.
2. Die Entwicklung und der Test von einem zuverlässigen Verschwenkungsmechanismus, der aus einer mechanischen Grobeinstellung und einer Piezo getriebenen Feineinstellung besteht.

Die Ergebnisse bilden eine gesicherte Basis, daß Fourier-Spektroskopie mit Röntgenstrahlen in Zukunft verwirklicht werden kann.

Der Ausblick

Die Skizze 5.1 zeigt ein Röntgen-Michelson-Interferometer. Erfahrungen und Verbesserungen, die durch den in dieser Arbeit beschriebenen Interferometerbau gewonnen worden sind, werden in der Skizze berücksichtigt.

Die Nut der beiden Nuthälften wird durch einen Sägeschnitt herausgearbeitet. Das gewährleistet die identische Form beider Nutbreiten. Wegen der Form der Nuthälften muß ein schiefsymmetrisches Interferometer angefertigt werden. Der Nachteil eines solchen Interferometers ist, daß vier Spiegel gesägt werden müssen. Der Vorteil ist, daß nun mehr Raum für den Verschwenkungsmechanismus zur Verfügung steht und daß es nun möglich ist, in die getrennten Strahlwege eventuell Proben zu positionieren.

Jede Nuthälfte kann „separat“ verstimmt werden. Motorgetriebene Schlitten übernehmen die Grobeinstellung, während die eingebauten Piezos für die Feineinstellung genutzt werden. Motorgetriebene Blenden können Strahlquerschnitte während des Meßbetriebs variieren und Strahlwege blockieren. Die Röntgenröhre sollte horizontal verschiebbar sein. Die Abstände zwischen den Interferenz- und den Nutspiegeln sind so gewählt, daß beide Bauteile separat getestet und ausgebaut werden können.

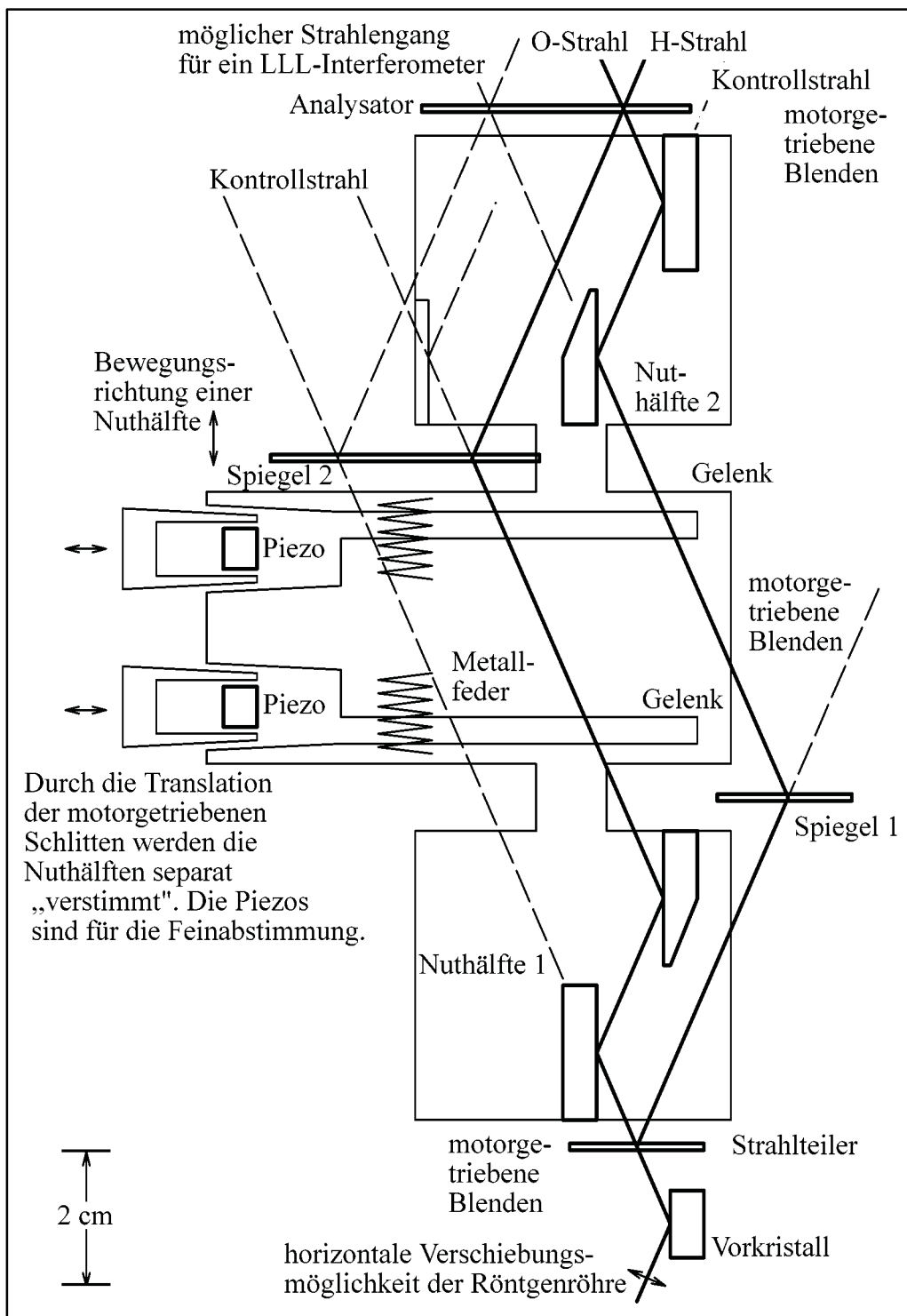


Abbildung 5.1: Die Skizze zeigt ein Röntgen-Michelson-Interferometer. Erfahrungen und Verbesserungen, die durch den in dieser Arbeit beschriebenen Interferometerbau gewonnen worden sind, werden in der Skizze berücksichtigt.

Anhang

Der erzeugte Gangunterschied, in Abhängigkeit der gegenseitigen Verdrehung der beiden Nuthälften und der benutzten Röntgenstrahlung, ist in dem Kapitel 2.2.1 in der Tabelle 2.1 aufgeführt. Werden die Längen der Strahlwege geometrisch und mit Hilfe der Dynamischen Theorie berechnet, so weichen die Ergebnisse weniger als 1% voneinander ab.

Der Gangunterschied wird durch das gegenseitige Verdrehen der beiden Nuthälften erzeugt. Die Drehachsen der Verdrehung sind frei wählbar. Der unter dem Winkel θ einfallende Strahl wird unter demselben Winkel reflektiert.

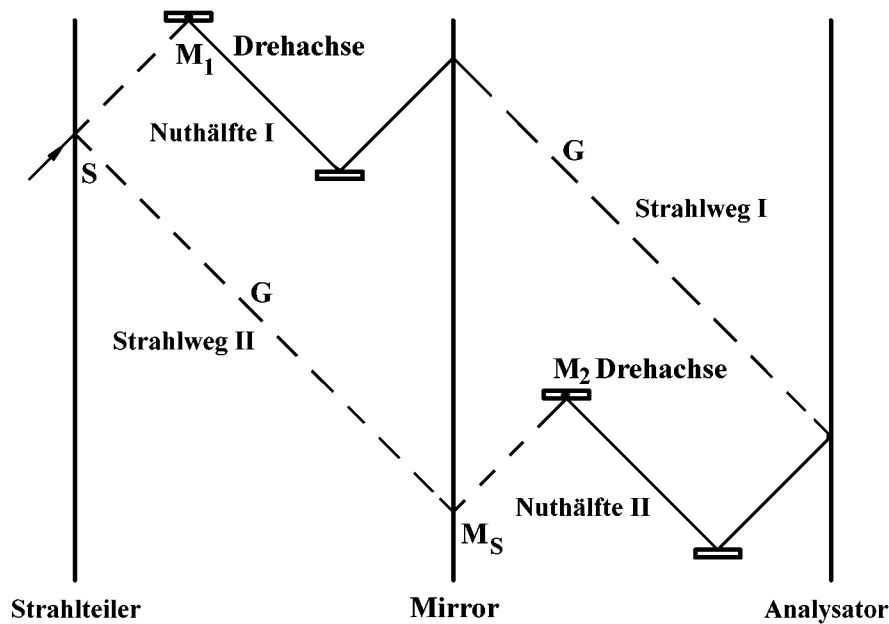


Abbildung A1: Die Skizze zeigt die Strahlwege I und II. Die gestrichelten Strahlwegstücke bleiben in der Länge konstant, wenn die Nuthälften I und II gegeneinander verdreht werden. S_1 ist der Startpunkt. M_1 und M_2 sind die Drehachsen der Nuthälften.

Der Startpunkt S der geometrischen Strahlweglängenberechnung ist die Rückseite des Strahlteilers. Die Strahlen trennen sich an dieser Position. Wo die beiden getrennten Strahlwege auf den Analysator treffen, ist das Strahlwegende definiert.

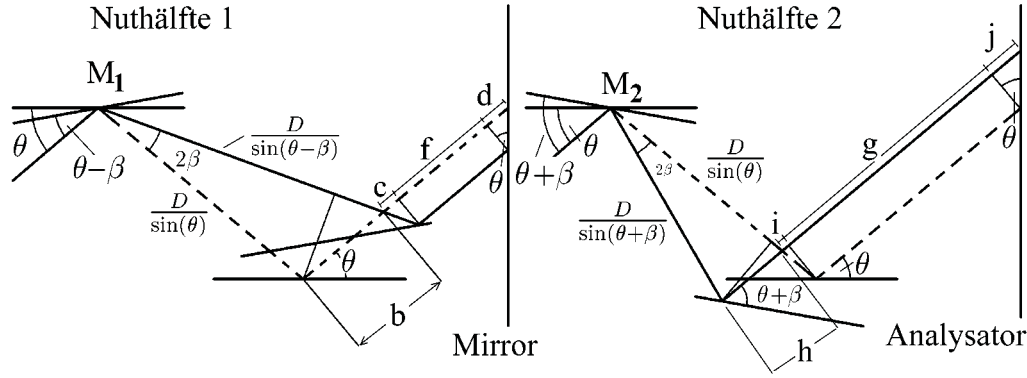


Abbildung A2: Die Skizzen zeigen die Strahlwege in den beiden Nuthälften. Der durchgezogene Strahlweg gilt bei verdrehten Nuthälften. Der gestrichelte Strahlweg gilt bei unverdrehten Nuthälften. D ist die Nutbreite.

Strahlweglänge des Strahlwegs I bei unverdrehter Nuthälfte I: L_{IU}

$$L_{IU} = \overline{SM}_1 + \frac{D}{\sin \theta} + b + c + f + d + G$$

Strahlweglänge des Strahlwegs II bei unverdrehter Nuthälfte II: L_{IIV}

$$L_{IIV} = \overline{SM}_S + \overline{M}_S \overline{M}_2 + \frac{D}{\sin \theta} + g$$

Es gilt: $L_{IU} - L_{IIV} = 0$

Strahlweglänge des Strahlwegs I bei verdrehter Nuthälfte I: L_{IV}

$$L_{IV} = \overline{SM}_1 + \frac{D}{\sin(\theta - \beta)} + f + G$$

Strahlweglänge des Strahlwegs II bei verdrehter Nuthälfte I: L_{IIV}

$$L_{IIV} = \overline{SM}_S + \overline{M}_S \overline{M}_2 + \frac{D}{\sin(\theta + \beta)} + h + i + g + j$$

Für b, c, d, h, i, j gilt:

$$b = \frac{1}{\sin(2\theta - 2\beta)} \cdot \sin(2\beta) \cdot \frac{D}{\sin(\theta)}$$

$$c = \frac{1}{\tan(2\theta - 2\beta)} \cdot \left(\frac{D \sin(2\theta - 2\beta)}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{D \sin(2\theta)}{\sin(\theta)} \right)$$

$$d = \tan(\theta) \cdot \left(\frac{D \sin(2\theta - 2\beta)}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{D \sin(2\theta)}{\sin(\theta)} \right)$$

$$h = \frac{2D \cdot \sin(\beta)}{\sin(\theta + \beta)}$$

$$i = \tan(\beta) \cdot [2D \cdot \cos(\theta) - 2D \cdot \cos(\theta + \beta)]$$

$$j = \tan(\theta) \cdot [2D \cdot \cos(\theta) - 2D \cdot \cos(\theta + \beta)]$$

Variablen

1 Einleitung

1.1.0	λ	Wellenlänge
	Φ_1	Phase
	\vec{E}	elektrischer Feldstärkevektor
	ν	Frequenz
	I_{max}	maximale Intesität
	Δs	Gangunterschied
	Δl	Spiegelverschiebung
	K	Kontrast
	p	Amplitudenverhältnis
	$\Delta\psi$	Öffnungswinkel, horizontale Divergenz
	b	Abstand
	L	Kohärenzlänge
	d_{hkl}	Netzebenenabstand
	θ	Reflexionswinkel, Bragg-Winkel

2 Theorie und Design

2.2.1	β	Drehung der Nuthälfte um einen Winkelbetrag
	Δs	Gangunterschied
	Δz	Defokussierung
	s_1	Verschiebung in y-Richtung
	D	Nutabstand
	θ_B	Bragg-Winkel
	$\Delta\theta_B$	Brechungskorrektur
2.2.2	m	Verstärkungsfaktor
	j	Energiestromvektor
	$\Delta\epsilon$	Winkeländerung
	Δ_0	Extinktionswellenlänge
	χ_h	Fourier-Koeffizient der gitterperiodischen dielektrischen Suszeptibilität
2.3.0	D_O^e	Amplitude der aus der o-Richtung einfallenden Welle
	M_1, M_2	Nuthälftenspiegel
	Q	Quellpunkt
	k	reziproke Wellenlänge $k = 1/\lambda$
	\vec{r}_{M1}	Ortsvektor zur Spiegeloberfläche M1
	$\vec{\sigma}_{M1}$	Bragg-Winkel ohne Brechungskorrektur
	θ	Einfallswinkel gemessen zur Netzebene
	φ	Asymmetriewinkel
	y	Normierte Winkelvariable $y = \frac{(\theta_B - \theta) \cdot \sin(2 \cdot \theta_B) - \chi_o \cdot (1 - \gamma_H / \gamma_o)}{2 \cdot \sqrt{(\gamma_H / \gamma_o)} \cdot \sqrt{(\chi_H \cdot \chi_{\bar{H}})}}$
	ξ_{JM1}	Definition, Abkürzung
	δ_{M1}	Abkürzung
	V_N	Abkürzung
	P_N	Abkürzung

2.4.0	n_k	Knotenabstand
	$\Delta\theta_B$	Brechungskorrektur
	C	1 für σ -Komponente, $\cos(2\theta)$ für π -Komponente

3 Experimentelle Realisierung

3.0.0	μ_0	Absorptionskoeffizient
3.1.2	α	Wärmeausdehnungskoeffizient
	Δl	Längenänderung
	ΔT	Temperaturänderung
3.1.3	I_G	Flächenträgheitsmoment
	C	Elastizitätsmodul
	J	Trägheitsmoment
	$\Delta\beta$	Auslenkungswinkel
	F	Kraft
	L	Entfernung
	L_G	Gelenklänge
	B_G	Gelenkstärke
	H_G	Gelenkhöhe
	M	Masse
	b	Spiegeldicke
	ϱ	Dichte
	ν	Frequenz
	S_1, S_2, S_3	Positionen der Schwingungsmesser
	T_1, T_2	Positionen der Temperaturfühler
3.2.2	Δz	Defokussierung
	α	Drehwinkel
	$\Delta\varphi$	Phasendifferenz
	Δs	Weglängendifferenz
	t	Dicke
	n_P	Brechungsindex für Plexiglas
3.2.3	$\Delta\rho$	Rotationsdejustierung
	$\Delta\nu$	Abkürzung
	α	Keilöffnungswinkel
	ΔN	Anzahl der Streifen
	n_u	Brechungsindex der Luft für $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Strahlung
	Δt	Dicke des durchstrahlten Materials
3.2.4	s_a	Weglängen
	s_b	Weglängen

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1.0	n_{Kex}	experimentell ermittelte Anzahl der Interferenzordnungen zwischen zwei Schwebungsknoten
-------	-----------	---

Abbildungsverzeichnis

1.1	Strahlgeometrie in einem Michelson-Interferometer für sichtbares Licht	2
1.2	Der Kontrast	4
1.3	Bragg-, Laue-Reflektion und die Definitionen der Drehwinkel	5
1.4	Darstellung des hergestellten Michelson-Interferometers	6
1.5	Das Michelson-Interferometer im Experimentieraufbau	7
2.1	Das auf der Basis stehende LLL-Interferometer	10
2.2	Die aus einem Siliziumblock hergestellte Nut	11
2.3	Die Strahlverläufe	12
2.4	Die Aufsicht der Strahlverläufe	14
2.5	Eine ebene, senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Welle	16
2.6	Die berechnete Ergebniskurve	21
2.7	Die berechneten Rockingkurven	22
3.1	Aufsicht über Nut und Interferometer und die Strahlführung	25
3.2	Das Labor	26
3.3	Das Röntgen-Michelson-Interferometer	27
3.4	Der Temperaturverlauf	30
3.5	Skizze des Labors	31
3.6	Die Schwingungsmessungen	33
3.7	Berechnung der Eigenschwingung	35
3.8	Das Meßpunktgitter	37
3.9	Die Interferometerspiegel	38
3.10	Defokussierung Δz des Interferometers	40
3.11	Defokussierung Δz des Interferometers	41
3.12	Strahlengang eines LLL-Interferometers in einer Lang-Kamera	42
3.13	Das „eingebaute“ Moiré-Musters des Interferometers	43
3.14	Zwei sich ausbreitende Röntgenwellen	44
3.15	Kontrastmessung des Interferometers mit der Lang-Kamera-Technik	45
3.16	Das durch den Plexiglaskeil erzeugte Interferenzmuster	46
3.17	Kontrastmessung bei einem Interferometer mit Phasenplatte	47
3.18	Interferenz-Oszillation durch eine Phasenplatte	48
3.19	Die Oberflächenkontur der vier Nutspiegel	50
3.20	Dickendifferenzen der beiden Nutenhälften	51
3.21	Die Gesamtdefokussierung	52
3.22	Die Nuthälftenverstimmung	54
4.1	Beginn einer Messung	57
4.2	11 Interferenzordnungen	58
4.3	Berechnetes Spektrum	59
4.4	Gemessenes Spektrum	60
4.5	Vergleich von gemessenem und berechnetem Spektrum	61
5.1	Verbessertes Michelson-Röntgen-Interferometer	64
	Anhang Skizze der Strahlwege	65

Literatur

- [Appe91] Andreas Appel und Ulrich Bonse, „Michelson Interferometer for X-Rays and Thermal Neutrons”, *Phys.Rev.Let.* 67(1991)1673-1676.
- [Appe92] Andreas Appel, „Ein Michelson Interferometer für Röntgenstrahlen und thermischen Neutronen”, Dissertation Universität Dortmund, 1992.
- [Attw85] David T. Attwood, „Tunable Coherent X-rays”, *Science* 228(1985)1265-1272.
- [Attw86] David T. Attwood, „X-Ray Data Booklet”, Center for X-ray Optics, 2.Auflage, 1986, Berkeley (Kalifornien).
- [Bart98-1] Markus Bartscher und Ulrich Bonse, „X-ray-Interferometric Determination of \AA -Scale Lattice Shifts at the Surface of Silicon Crystals –the Analogue to Light-Optical Interference Microscopy”, *Cryst. Res. Tech* 33(1988)535-541.
- [Bart98-2] Markus Bartscher, „Phasentopographische Abbildung von oberflächennahen Gitterverzerrungen in einkristallinem Silizium”, Dissertation 1998, Dortmund.
- [Baus74] W. Bauspies, U. Bonse, H. Rauch, „Test Measurements with a perfect Crystal neutron Interferometer”, *Z.Physik* 271(1974)177-182.
- [Beck74-1] Peter Becker und Ulrich Bonse, „The Skew Symmetric Two-Crystal X-ray Interferometer”, *J.Appl.Cryst* 7(1974)593-598.
- [Beck74-2] Peter Becker, „Aufbau und Erprobung eines schiefssymmetrischen Zweikristall-Röntgeninterferometers”, Dissertation 1974, Dortmund.
- [Bon64] U.Bonse, „Theorie der Ausbreitung von Röntgen-Wellenfeldstrahlen in schwach deformierten Kristallgitter”, *ZS Physik* 177(1964)385-423.
- [Bon65] U.Bonse und M.Hart, „An X-Ray Interferometer”, *Applied Phys. Letters* 6(1965)155.
- [Bon68] U.Bonse und E. te Kaat, „A Two-Crystal X-Ray Interferometer”, *Z.Phys.* 214(1968)16-21, 1968.
- [Bon69] U.Bonse und H.Hellenkötter, „Interferometrische Messungen des Brechungsindex für Röntgenstrahlen”, *Zeitschriften der Physik* 223(1969)345-352.

- [Bon71] U.Bonse und E.te Kaat, „The Defocussed X-Ray Interferometer”, Z.Phys. 243(1971)14-45, 1971.
- [Bon90] U.Bonse, Vorlesungsskript Sommersemester 1990.
- [Bon94] U.Bonse, H.Uebbing, M.Bartscher, M.Nußhardt, „X-ray and Neutron Interferometry and the Measurment of fundamental Constants”, Metrologia, (1994)31, 23-29.
- [Bon87] U.Bonse, R.Teworte, „Aperture (Slit) Effects in the Dynamical Diffraction of X-rays and Thermal Neutrons, Z.Phys.B 65(1987)275-289.
- [Flie96] Thorsten Fließbach, „Mechanik”, Seite 301-306, 2.Auflage 1996, Spektrum Heidelberg.
- [Hart68] Michael Hart, „An Angström Ruler”, Brit.J.Phys.D.Ser 2,1(1968)1405-1408.
- [Hear 61] Hearmon, R.F.S., „Applied Anisotropic Elasticity”, Oxford University Press, London, 204-207 (1961).
- [Kaha97] Gerald Kahan, „Einsteins Relativitätstheorie”, DuMont- Verlag, Köln, 1997
- [Lang 57] A.R. Lang, Acta Met. 5(1957), 358.
- [Lang 59] A.R. Lang, „Studies of Individual Dislocations in Crystals by X-Ray Diffraction Microradiography”, Journal of Applied Physics 30(1959)1748.
- [Laue60] Max von Laue, „Röntgenstrahl-Interferenzen”, Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt am Main, 3. Auflage, 1960.
- [Lexi89] „Fachlexikon ABC der Physik”, Harry Deutsch Verlag, Frankfurt am Main, 2. Auflage, 1989.
- [Lots84] T.Lotsch, „Ein Verschiebe-Interferometer zur Messung der anomalen Dispersion mit Röntgensynchrotronstrahlen”, Dissertation Universität Dortmund 1984.
- [Phys94] Physikalisches Praktikum, Teubner 10.Auflage, 1994.
- [Powd87] Powder-Diffraction-File, Inorganic Phases 1987, Data Card 27-1402.
- [Rodr87] Rodriguez, „Bau und Test eines schiefsymmetrischen Verschiebeinterferometers”, Diplomarbeit Universität Dortmund 1987.
- [Spie77] Peter Spieker, „Ein Röntgeninterferometer mit Laue- und Bragg-Reflektion”, Dissertation 1977, Dortmund.

- [teKa68] Erich te Kaat, „Ein Zweikristall-Röntgeninterferometer“, Dissertation 1968, Münster.
- [Teub93] Physik, Formel und Tabellen, Teubner 10.Auflage, 1996.
- [Wind92] D.Windisch und P.Becker, „Angular Measurements with X-ray Interferometry“, J.Appl.Cryst.(1992),25,377-383.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Lehrstuhl für experimentelle Physik I des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund durchgeführt.

Herrn Professor Dr.Dr.h.c. Ulrich Bonse danke ich für die Übertragung dieser interessanten Aufgabenstellung sowie für sein stets hilfreiches Engagement und sein Interesse am Fortschritt dieses Experiments.

Mein weiterer Dank gilt Herrn Professor Dr. Bruno Reihl für seine Unterstützung.

Herrn Professor Dr.Thomas Weis danke ich für seine Bereitschaft, diese Arbeit zu begutachten.

Meinen Studienkollegen Dr. Markus Bartscher, Dr. Felix Beckmann und Dr. Theodor Biermann möchte ich für das immer gute und kameradschaftliche Arbeitsklima danken.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Präparationslabors, der mechanischen Werkstatt und des Lehrstuhls –besonders Frau Gisela Pike und Herrn Friedrich Ströwer–, sei an dieser Stelle für ihre Zusammenarbeit ebenfalls gedankt.

Einen besonderen Dank möchte ich meinen Eltern aussprechen, die mir das Physikstudium ermöglichten. Meiner gesamten Familie danke ich für den großen familiären Rückhalt während all der Jahre.