



Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg
Hamburg University of Applied Sciences

Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg
Fakultät Life Sciences

Einrichtung eines automatisierten Messplatzes zur Bestimmung von Eigenspannungen
in kristallinen Siliziumsolarzellen mittels Ramanspektroskopie

Bachelorarbeit

im Studiengang Umwelttechnik

vorgelegt von

Malte Neumeier

Matrikelnummer 1972074

Hamburg

am 23. April 2014

Gutachter:	Prof. Dr. Timon Kampschulte	(HAW-Hamburg)
Gutachter:	Dr. Marc Köntges	(ISFH)

Die Abschlussarbeit wurde betreut und erstellt im
Institut für Solarenergieforschung GmbH Hameln/ Emmerthal.

Abstract

Diese Bachelorarbeit beschreibt die Einrichtung eines automatisierten Messplatzes zur Bestimmung von Eigenspannungen mittels eines *Basis LabRAM HR Vis Evolution* Ramanspektroskops. Mit diesem Spektroskop sollen Strings mit jeweils zehn Solarzellen vermessen werden. Dazu muss ein externer Messkopf (Superhead) auf verfahrbaren Tischen installiert werden. Über Glasfaserkabel wird der Superhead an einen 633 nm He-Ne-Laser und an einen Charge Coupled Device-Array-Detektor, der das optische Signal in ein elektronisches Signal übersetzt, angeschlossen. Ausführlich betrachtet werden die Installation der verfahrbaren Tische, der Einrichtungen für den Arbeitsschutz und der Kabelführung. Weitere Punkte sind die Durchführung von Abnahmetests, um die Übergabe des Spektroskops von der Firma HORIBA Scientific an das Institut für Solarenergieforschung GmbH Hameln/Emmerthal abzuschließen, und das Schreiben eines Softwareskripts zur Steuerung eines der Tische. Auch wird die Theorie der Bestimmung von Eigenspannungen mittels Ramanspektroskopie beschrieben, um Anwendern des Messplatzes einen umfassenden Überblick über dieses Thema zu ermöglichen und Anregungen zu weitergehender Literatur zu finden.

Bei Abschluss dieser Arbeit sind alle genannten Komponenten installiert. Allerdings steht die Kommunikation zwischen einem der verfahrbaren Tische und dem Spektroskop noch nicht. Daher können Messungen am Superhead noch nicht durchgeführt werden. Die durchgeführten Abnahmetests zeigen, dass die Übergabe erfolgreich abgeschlossen werden kann. Die Theorie zur Bestimmung von Eigenspannungen an monokristallinen Solarzellen mit einer (001) Oberfläche ist verstanden und kann angewendet werden. Die Theorie zur Bestimmung von Eigenspannungen an polykristallinen Solarzellen ist ebenfalls verstanden, muss aber nochmals überprüft werden.

Die Bestimmung von Eigenspannungen von monokristallinen Siliziumsolarzellen mit einer (001) Oberfläche ist an diesem Messplatz möglich.

Inhaltsverzeichnis

	Abstract	i
	Inhaltsverzeichnis	iii
	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	v
1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Richtungen und Ebenen in Kristallen am Beispiel von Silizium	5
2.2	Mechanische Spannung	8
2.3	Ramaneffekt	11
2.4	Änderung der Ramanverschiebung unter Einfluss mechanischer Spannung	18
2.5	Optische Bauteile	23
2.5.1	Helium-Neon-Laser	23
2.5.2	Polarisator und Analysator	24
2.5.3	$\lambda/2$ -Plättchen	25
2.5.4	Kantenfilter und dichroitischer Strahlteiler	26
2.5.5	Charge Coupled Device-Array-Detektor	27
3	Versuchsaufbau und Messaufgabe	29
3.1	Versuchsaufbau	29
3.2	Messaufgabe	32
4	Praktischer Teil	35
4.1	Installation des optischen Tisches	35
4.2	Installation von Einrichtungen für den Arbeitsschutz	35
4.3	Installation der verfahrbaren Tische	37
4.4	Kabelführung	39
4.5	Pegelumsetzer	46
4.6	Software	47
4.7	Bestellen von Polarisationszubehör	48
4.8	Durchführung der Abnahmetests	49
4.8.1	Laserleistung (3.2.1.0.1)	50
4.8.2	Messung der Ramanverschiebung an der verspannten Probe (3.2.1.2)	51
4.9	Anmerkung zur Ramanverschiebung von monokristallinem Silizium	53
5	Zusammenfassung und Ausblick	55
A.	Anhang	I

A.1	Abnahmebedingungen	I
A.2	Anleitung Excel-Arbeitsblatt „stressbestimmung.xls“	VII
A.3	Berechnung der Auswahlregeln der Ramanstreuung	XI
A.4	Berechnung der Wellenzahlverschiebung mit Hilfe der Eigenspannung	XVII
A.5	CD-Verzeichnis	XIX
A.6	Kabelbezeichnungen	XXIII
A.7	Pegelumsetzer	XXV
A.8	Softwareskript	XXVII
A.9	Strahlengang	XXXI
A.10	Technische Zeichnungen	XXXV
	Literaturverzeichnis	XLI
	Abbildungsverzeichnis	XLIII
	Tabellenverzeichnis	XLV

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

α	°	Winkel zwischen x'_L und x_L
$\tilde{\alpha}$	cm ⁻¹	Absorptionskoeffizient
β	°	Winkel zwischen x_L und e_e
$\tilde{\beta}$	°	Winkel der Reflektionsrichtung an einem dichroitischen Strahlteiler
γ	°	Winkel zwischen e_e und e_{st}
Δ		Änderung/ Differenz
$\Delta\kappa$		Relativer Phasenunterschied der Polarisationsrichtungen der Lichtwelle vor und nach der Transmission durch das $\lambda/2$ -Plättchen
$\Delta\bar{\omega}$	cm ⁻¹	Summe der Ramanverschiebungen aller Modi
ε		Dehnung/ Verzerrung
θ	°	Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Lichtes und der optischen Achse
$\tilde{\theta}$	°	Orientierungswinkels zwischen den Durchlassachsen von Polarisator und Analysator
λ	nm	Wellenlänge
λ_j	cm ⁻²	Eigenwerte der ΔD -Matrix
π		Kreiszahl Pi
σ	Pa	Mechanische Spannung
τ	Pa	Scherspannung
σ'_{ij}	Pa	Spannungstensor im Bezugssystem
φ	°	Rotationswinkel von z_K um die Ursprungsgerade
ω	cm ⁻¹	Wellenzahlverschiebung
$\tilde{\omega}$	cm ⁻¹	Wellenzahl
A	m ²	Fläche
Abb.		Abbildung
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
C	Pa	Elastizität
CCD		Charge Coupled Device
CD		Compact Disc

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

d	m	Strecke / Dicke
D	kg/s ²	Federkonstante
E	Pa	Elastizitätsmodul
e		Eulersche Zahl
e_e, e_{st}		Polarisationsrichtung des Lichtes
e im Index		Bezieht sich auf das eingestrahlte Licht
e-Welle		Extraordinäre Welle
F	N	Kraft
f	s ⁻²	Frequenz
HORIBA		HORIBA Scientific
I	W/sr	Lichtintensität
i		Index
isel		isel Germany AG
ISFH		Institut für Solarenergieforschung GmbH Hameln/ Emmerthal
j		Index
K	W/sr	Konstante
k		Index
l		Index
LO		Longitudinal optische Phononenmode
m	kg	Masse
Märzhäuser		Märzhäuser Wetzlar GmbH & Co. KG
OPTA		OPTA GmbH
o-Welle		Ordinäre Welle
OWIS		OWIS GmbH
p	s ⁻²	Phononendeformationspotential
q		Phononendeformationspotential
R		Drehmatrix
r		Phononendeformationspotential
R_j		Ramantensor
$R_{j'}$		transformierter Ramantensor
S	Pa ⁻¹	Nachgiebigkeit
st im Index		Bezieht sich auf das gestreute Licht
Tab.		Tabelle
TO		Transversal optische Phononenmode

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

V_0, V_1, V_2, V_3	Virtuelle Energieniveaus der Phononen
$x_K, y_K, z_K,$	Hauptachsen des Kristallkoordinatensystems
x_L, y_L, z_L	Hauptachsen des Bezugskordinatensystems

1 Einleitung

Kristalline Siliziumsolarzellen setzen sich je nach Herstellungsverfahren aus einem einzigen Kristall oder aus mehreren Kristallen (Körner) zusammen. Bei Solarzellen aus einem einzigen Kristall spricht man von Monokristallinen Solarzellen. Setzen sich die Solarzellen aus mehreren Kristallen zusammen spricht man von polykristallinen Siliziumsolarzellen. Photovoltaikmodule mit Solarzellen aus kristallinem Silizium bestehen üblicherweise aus sechzig Solarzellen in sechs parallel verschalteten Strings. Diese Strings setzen sich aus zehn Solarzellen zusammen, die durch Kupferbändchen miteinander verschaltet sind. Das Silizium der Solarzellen weist viele Mikrorisse auf. Beim Auflöten der Kupferbändchen entstehen Eigenspannungen entlang der Kupferbändchen im Silizium der Solarzelle. Unter Wirkung von Eigenspannung können sich die Mikrorisse im Silizium der Solarzelle zu Brüchen ausbreiten, die zu Unterbrechungen der elektrischen Kontakte im Photovoltaikmodul führen können. Leistungseinbußen, die Photovoltaikmodule mit Solarzellen aus kristallinem Silizium nach einiger Zeit aufzeigen, sind unter anderem auf diese Unterbrechungen zurückzuführen. Deshalb soll im Bereich um die Lötstellen die Eigenspannung im Silizium mittels Ramanspektroskopie gemessen werden, um eine Vorhersage von Bruchwahrscheinlichkeiten für Siliziumsolarzellen auszuarbeiten. Die Parameter des Lötprozesses sollen mit Hilfe dieser Vorhersage optimiert werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Einrichtung eines automatisierten Messplatzes zur Bestimmung von Eigenspannungen in kristallinen Siliziumsolarzellen mittels Ramanspektroskopie. Das verwendete konfokale Ramanspektroskop ist ein *Basis LabRAM HR Vis Evolution* von der Firma HORIBA Scientific (HORIBA), womit einzelne Solarzellen vermessen werden können. Ein Laserstrahl regt eine Probe an, die das Laserlicht elastisch (Rayleighstreuung) und unelastisch (Ramanstreuung) zurückstret. Ein Kantenfilter bewirkt, dass nur die Ramanstreuung, die von einem optischen Gitter spektral aufgespalten wird, auf den Charge Coupled Device (CCD)-Array-Detektor trifft. Ein Schema des Strahlengangs ist in Abb. 1.1 dargestellt.

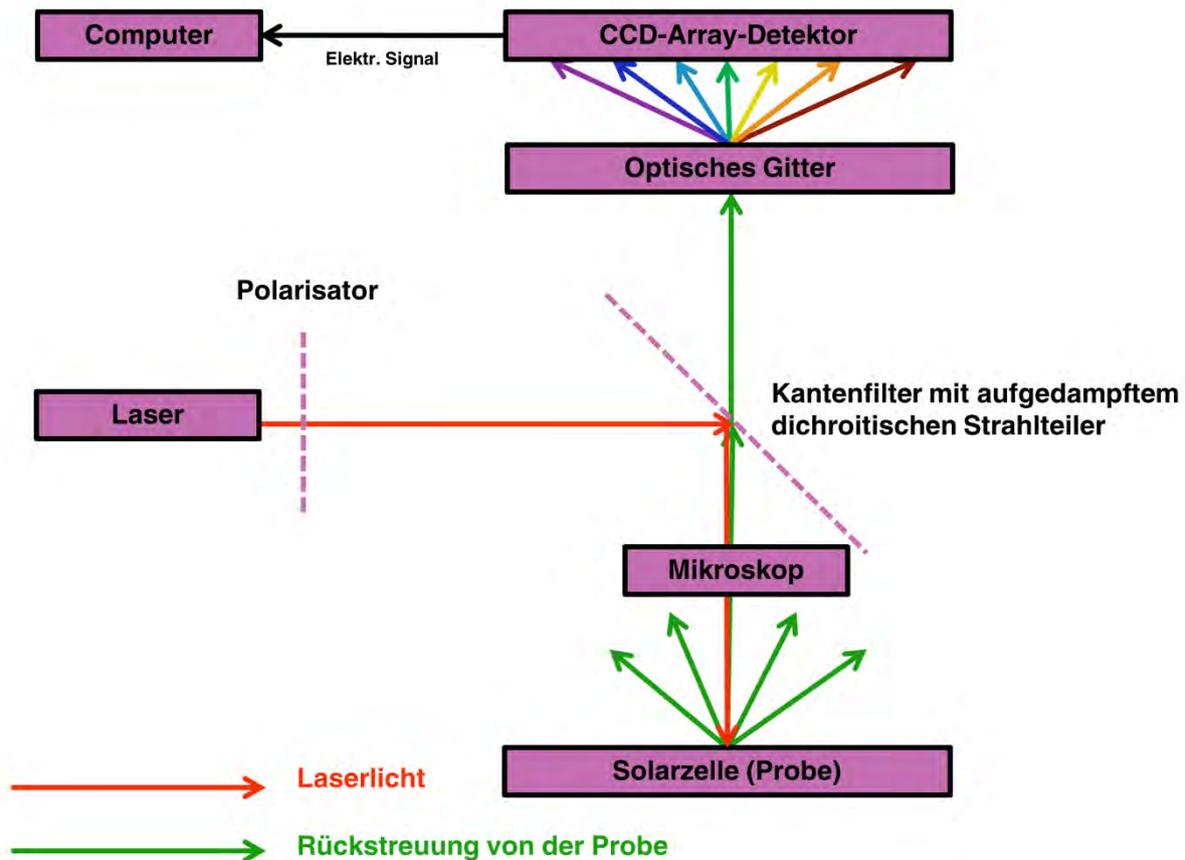


Abb. 1.1 Strahlengang

Mit einem externen Messkopf (Superhead) lässt sich auch ein kompletter String vermessen. Der Superhead muss mit verfahrenbaren Tischen über dem String positioniert werden können. Aufgabe ist es erstens das Spektroskop und den Superhead einzurichten, sowie die Tische anzuschließen. Hierzu muss auch die Software zur Steuerung eines der Tische geschrieben und geprüft und ein Konzept für die Kabelführung gefunden werden. Zusätzlich sollen Abnahmetests durchgeführt werden, um die Übergabe des Spektroskops von HORIBA an das Institut für Solarenergieforschung GmbH Hameln/ Emmerthal (ISFH) abzuschließen. Auch sollen die Einrichtungen für den Arbeitsschutz installiert, sowie ein Konzept zur Kabelführung entwickelt und ausgeführt werden.

Zweitens muss die Theorie zur Spannungsbestimmung mittels Ramanspektroskopie soweit ausgearbeitet werden, dass Sie angewendet werden kann. Die von HORIBA mitgelieferte Software, die die Daten, welche der CCD-Array-Detektor an den Computer sendet, ermittelt die Position des Ramanpeaks. Mit Hilfe dieses Peaks muss eine Aussage über die Eigenspannung in der Solarzelle getroffen werden können.

Die vorliegende Arbeit ist in besteht aus zwei Abschnitten.

Der erste Abschnitt besteht aus dem Kapitel 2. Hier wird der Zusammenhang zwischen der Ramanfrequenzverschiebung und der Eigenspannung im Silizium erklärt. Dazu werden das Kristallgitter von Silizium und die millerschen Indizes, sowie einige Begriffe zum Verständnis der mechanischen Spannung und das verallgemeinerte Hookesche Gesetz rekapituliert. Auch wird auf den Ramaneffekt eingegangen, um letztendlich die Wirkung von mechanischer Spannung auf die Frequenz der Phononenmodi zu verstehen. Anschließend werden die relevanten optischen Bauteile des Spektroskops erläutert.

Der zweite Abschnitt besteht aus den Kapiteln 3 und 4. In diesem Abschnitt wird auf den praktischen Teil eingegangen. Im Kapitel 3 wird der Strahlengang erklärt, als auch wie der Superhead auf den verfahrbaren Tischen befestigt ist. Anschließend wird die Messaufgabe erläutert. In Kapitel 4 werden die Installation des Spektroskops, sowie zwei ausgewählte Abnahmetests beschrieben.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Richtungen und Ebenen in Kristallen am Beispiel von Silizium

Kristalle sind anisotrope Festkörper. Ihre Anordnung ist in verschiedenen Richtungen unterschiedlich, aber jeweils von strenger Ordnung [1]. Kristallines Silizium hat eine Diamantstruktur und ist somit ein kubischer Kristall [2]. In Abb. 2.1 ist die Struktur des Diamantgitters abgebildet. Die Elementarzelle wird von den Basisvektoren x , y und z (Würfelkanten), die senkrecht aufeinander stehen (kartesisches Koordinatensystem), aufgespannt. Der Kristall ist eine periodische Anordnung gleicher Elementarzellen. Die Position jedes Punktes in einem Kristall kann in Relation zu einem anderen Punkt durch Richtungen und Ebenen ermittelt werden. Die Gitterkonstante ist $5,43 \text{ \AA}$ und die Bindungslänge $2,35 \text{ \AA}$ lang [1].

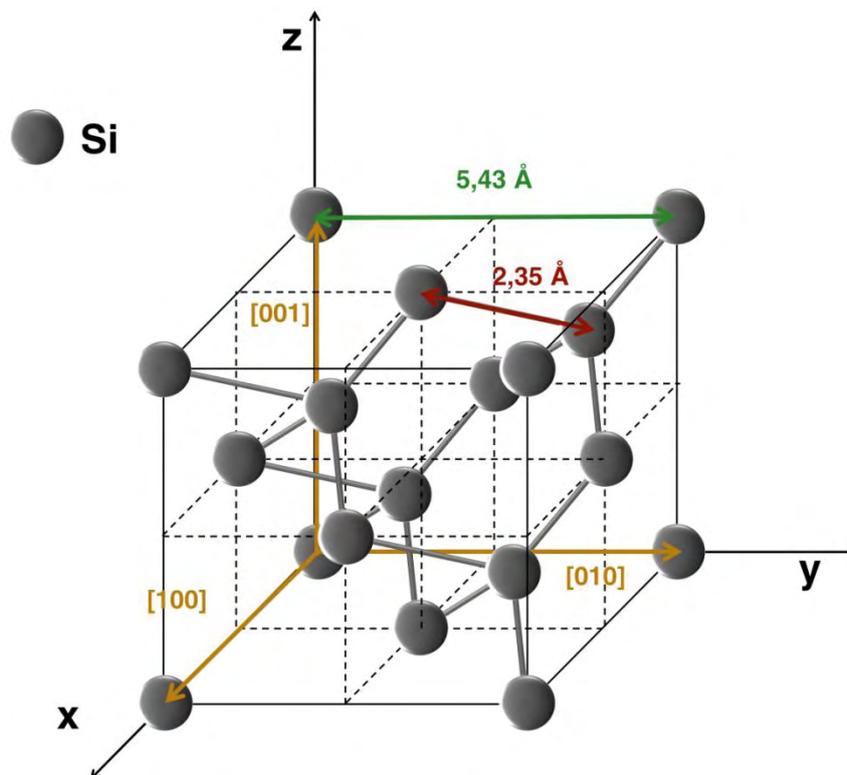


Abb. 2.1: Elementarzelle des Diamantgitters von Silizium (Si). Die gelb eingezeichneten Basisvektoren sind parallel zu den Achsen des kartesischen Koordinatensystems. Die Gitterkonstante ist grün und die Bindungslänge der Atome rot eingezeichnet.

Eine Richtung in einem Kristall wird durch die millerschen Indizes angegeben. Jeder Index gibt einen Faktor für jeweils einen Basisvektor an. Die Richtung wird aus Basisvektoren zusammengesetzt, die jeweils mit dem Faktor multipliziert werden. Die Faktoren werden so klein wie möglich gewählt, um die Richtung anzugeben. Sind diese Komponenten in einer eckigen Klammer [] angegeben, stellen diese eine spezifische Richtung [uvw] dar. In Abb. 2.2 sind zwei Beispiele für spezifische Richtungen gegeben. Negative Komponenten werden mit einem Überstrich $\bar{}$ markiert [3].

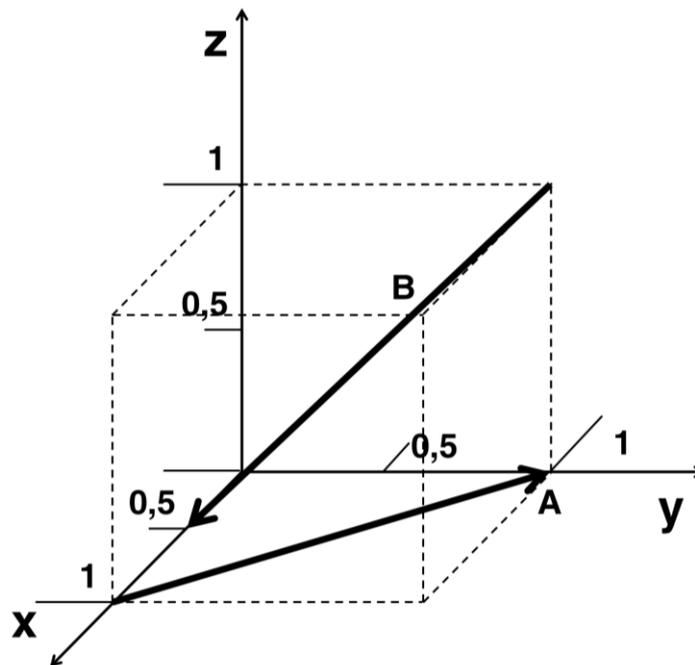


Abb. 2.2: Zwei Richtungen in einem kubischen Kristall: $A = [\bar{1}10]$, $B = [1\bar{2}\bar{2}]$. Die Richtungskomponenten von A sind -1, 1 und 0. Dies sind bereits die kleinsten ganzen Zahlen in dieser Richtung. Die Richtungskomponenten von B sind 1/2, -1 und -1. Das kleinste ganzzahlige Zahlentripel in derselben Richtung ist 1, -2 und -2.

Wenn die Komponenten in eine spitze Klammer $\langle \rangle$ gesetzt werden, stellen diese alle Permutationen einer Richtung $\langle uvw \rangle$ dar. Zum Beispiel gibt $\langle 100 \rangle$ alle Würfelkanten an. Die Permutationen von $\langle 100 \rangle$ sind $[100]$, $[010]$, $[001]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$ und $[00\bar{1}]$ [3].

Um spezifische Ebenen (hkl) darzustellen werden die Komponenten in runde Klammern () gesetzt. Für die Darstellung aller Permutationen einer Ebene wird die Notation $\{hkl\}$ verwendet.

Man erhält spezifische Ebenen in einem Kristall, indem man den Ursprung der Elementarzelle in eine Nachbarebene der zu indizierenden Ebene legt und die Schnittpunkte der zu indizierenden Ebene mit der Elementarzelle bestimmt. Liegt in einer Richtung kein Schnittpunkt vor, entspricht dies ∞ . Von dem erhaltenen Zahlentripel werden dann die Kehrwerte gebildet, ∞ wird zu 0. Erhält man auf diese Weise Bruchzahlen, wird das gesamte Zahlentripel ganzzahlig erweitert. In Abb. 2.3 sind zwei Beispiele für Ebenen in einem kubischen Kristall gegeben. Abb. 2.4 zeigt die (001), (110) und (111) Oberflächen von kubischen Kristallen.

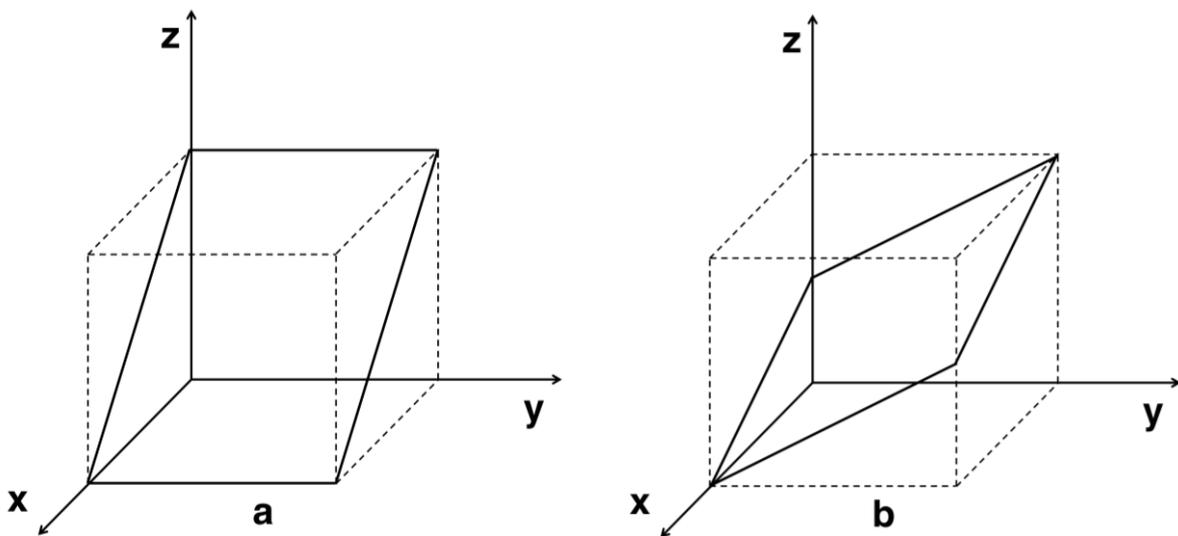


Abb. 2.3: Zwei Ebenen $a = (101)$ und $b = (\bar{1}\bar{1}2)$ in einem kubischen Kristall. Die Schnittpunkte von a mit der Elementarzelle sind 1, ∞ und 1. Die Kehrwerte sind 1, 0 und 1. Die ganzzahlige Erweiterung des Zahlentripels ergibt ebenfalls 1, 0 und 1. Die Schnittpunkte von b mit der Elementarzelle sind 1, -1 und 1/2. Die Kehrwerte sind 1, -1 und 2. Die ganzzahlige Erweiterung des Zahlentripels ergibt ebenfalls 1, -1 und 2.

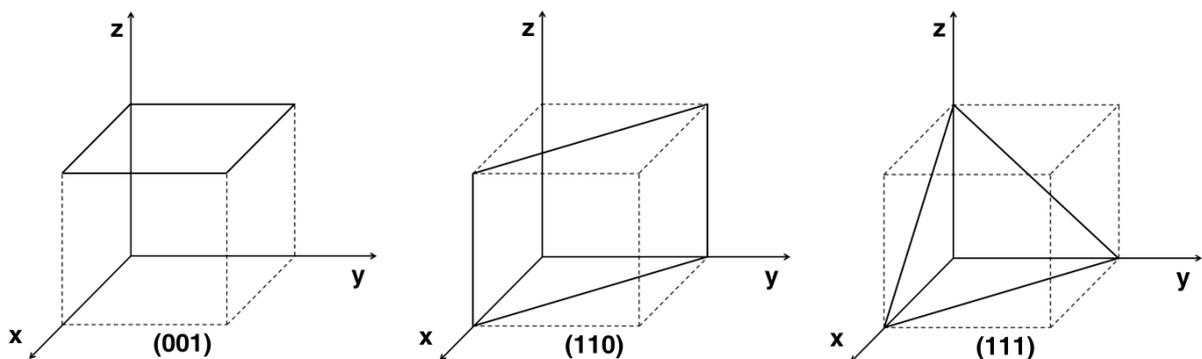


Abb. 2.4: Die (001), (110) und (111) Oberflächen eines kubischen Kristalls.

2.2 Mechanische Spannung

Eine mechanische Spannung ist eine Flächenbelastung, die sich aus dem Quotienten der Kraft F pro Fläche A errechnet und wird in Pascal angegeben [4]. Die Normalspannung σ und die Schubspannung τ sind definiert als:

$$\sigma = \frac{dF_N}{dA}, \quad (2.1)$$

$$\tau = \frac{dF_T}{dA}, \quad (2.2)$$

mit der Normalkraft $F_N \perp A$ und der Tangentialkraft $F_T \parallel A$.

Wenn die Spannung über einen Querschnitt konstant ist gilt [4]:

$$\sigma = \frac{F}{A}. \quad (2.3)$$

Die Normalspannung kann als Zugspannung und Druckspannung auftreten. Dies sind Varianten der Normalspannung, die sich durch ihre Wirkrichtung unterscheiden. Die Zugspannung hat ein positives Vorzeichen. Sie wirkt auf die betrachtete Fläche. Die Druckspannung hat ein negatives Vorzeichen. Sie wirkt von der betrachteten Fläche weg.

Da eine Kraft auf eine Ebene als Normalkraft und zwei zueinander senkrecht stehende Tangentialkräfte wirken kann, werden für die drei Raumebenen eines Würfels neun Spannungskomponenten σ_{ij} benötigt, um den Spannungszustand an einem Punkt zu beschreiben (Abb. 2.5). Zur genauen Definition einer Spannungskomponente sind zwei Indizes i und j nötig. i gibt die Flächennormale der Ebene, auf die die Spannung wirkt an, und j gibt die Richtung der Kraft an. Als Spannungstensor werden die Spannungskomponenten wie folgt ausgedrückt:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

mit $\sigma_{xx} \equiv \sigma_x$ und $\sigma_{xy} \equiv \tau_{xy}$ [3].

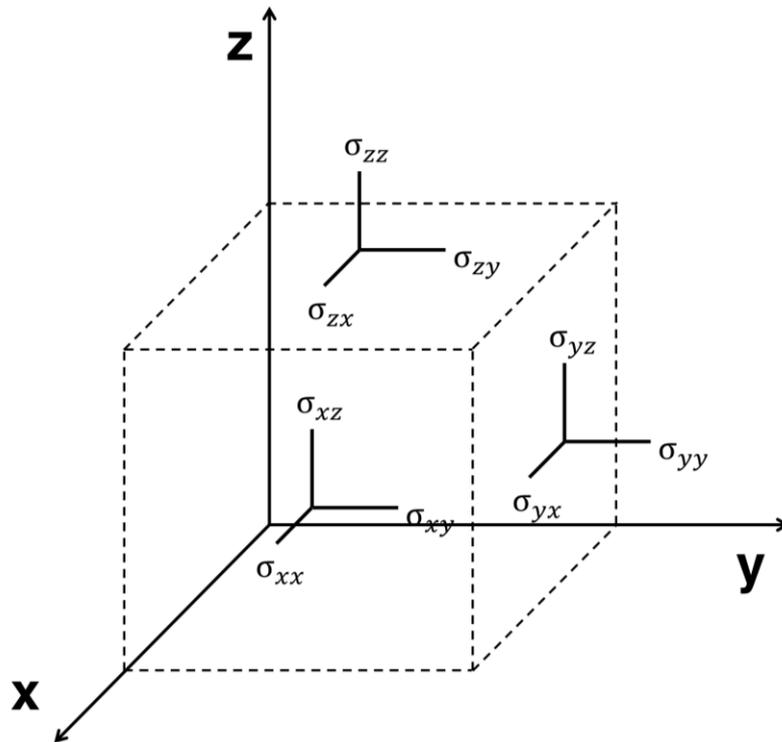


Abb. 2.5: Die neun Spannungskomponenten auf den Würflebenen. Die Normalspannungskomponenten sind σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} . Die Schubspannungskomponenten sind σ_{xy} , σ_{xz} , σ_{yx} , σ_{yz} , σ_{zx} und σ_{zy} .

Wenn eine Spannung nur in einer Richtung wirkt, bezeichnet man sie als uniaxial. Von biaxialer Spannung spricht man, wenn die Spannung in einer Ebene wirkt. Sie ist das arithmetische Mittel der beiden betrachteten Normalspannungen. Wirken alle drei Normalspannungskomponenten auf einen Körper, heißt dies dreidimensionale Spannung. Sie ist das arithmetische Mittel der drei Spannungen. Ein Spezialfall der dreidimensionalen Spannung ist die sogenannte hydrostatische oder isotrope Spannung. In diesem Fall haben alle drei Spannungskomponenten σ_{jj} den gleichen Wert.

Eigenspannungen sind Spannungen, die in einem Festkörper auftreten, ohne dass Spannungen von außen auf diesen einwirken. Eigenspannungen entstehen zum Beispiel durch unterschiedlich starke Kühlung oder Erhitzung von verschiedenen Regionen des Festkörpers. Die Summe aller Eigenspannungen entlang eines imaginären Schnittes durch den Festkörper muss null ergeben. Dadurch ist die Eigenspannung in einem Festkörper örtlich variabel, da an einer Stelle auftretende Zugspannung durch Druckspannung an anderer Stelle wieder ausgeglichen werden muss [3].

Der Zusammenhang zwischen Spannung σ und Dehnung ε ist durch das Hookesche Gesetz gegeben:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon, \tag{2.5}$$

mit dem Elastizitätsmodul E . Im dreidimensionalen Fall wird das Hookesche Gesetz über den Elastizitätstensor C_{ijkl} ausgedrückt:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl}. \tag{2.6}$$

Löst man nach den Dehnungen auf, dann lautet das Elastizitätsgesetz:

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \cdot \sigma_{kl}, \tag{2.7}$$

wobei $S = C^{-1}$ der Nachgiebigkeitstensor ist. Für Diamantgitter kann das Elastizitätsgesetz folgendermaßen vereinfacht werden [5]:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix}_C = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix}_C, \tag{2.8}$$

wobei die Komponenten des Nachgiebigkeitstensors S_{ij} , des Verzerrungstensors ε_{ij} und des Spannungstensors σ_{ij} in Voigtscher Notation angegeben sind. Die Werte der Nachgiebigkeitskomponenten für Silizium sind in Tab. 2.1 aufgelistet.

Tab. 2.1: Komponenten des Nachgiebigkeitstensors von Silizium. Alle Werte sind in der Einheit 10^{-12} Pa^{-1} .

	S_{11}	S_{12}	S_{44}	
Monokristallines Silizium	7,68	-2,14	12,6	[6]
Polykristallines Silizium	7,73	-2,15	12,7	[7]

2.3 Ramaneffekt

Der Ramaneffekt beschreibt eine Lichtstreuung, bei der ein Teil der Photonenenergie an ein Phonon in einem Festkörper oder eine Molekülschwingung beim Streuprozess abgegeben wird. In Kristallen können die einzelnen Atome nicht unabhängig voneinander schwingen. Die Gesamtenergie kann als Summe der Energien von Schallwellen bestimmter Frequenz beschrieben werden, die den Kristall durchziehen. Die sich in Kristallen fortpflanzenden Schwingungen der Teilchen werden als Gitterschwingungen (Phononen) bezeichnet. In Halbleitern mit Diamantstruktur, wie Silizium, gibt es drei ramanaktive optische Phononenmodi [8]. Zwei sind transversal optisch (TO_1 und TO_2) und eine ist longitudinal optisch (LO). Befinden sich bei gleicher Energie alle drei Modi in verschiedenen Zuständen, spricht man von dreifacher Entartung. Befinden sich zwei im selben Zustand von zweifacher Entartung und sind alle im selben Zustand von einfacher Entartung oder Degeneration.

Wenn man kristallines Silizium bestrahlt, wird ein Teil des Lichtes reflektiert und ein Teil absorbiert. Bei kristallinem Silizium wird die Absorption nach folgender Formel berechnet

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-d\tilde{\alpha}}, \quad (2.9)$$

mit der Lichtintensität nach Eintritt des Lichtstrahles in das kristalline Silizium I_0 , der Intensität des Lichtes in nach der Zurücklegung einer bestimmten Strecke d im kristallinen Silizium $I(d)$ und dem materialspezifischen Absorptionskoeffizienten $\tilde{\alpha}$, der sich mit der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes und der Temperatur ändert. In Abb. 2.6 ist der Absorptionskoeffizient von Silizium über der Wellenlänge bei Raumtemperatur dargestellt. Bei einer Wellenlänge von 630 nm beträgt der Absorptionskoeffizient 3320 cm^{-1} [9].

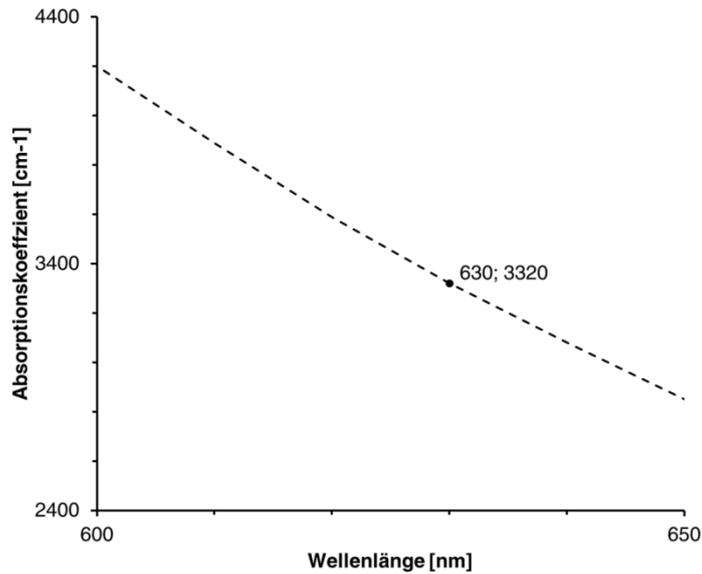


Abb. 2.6: Absorptionskoeffizient von kristallinem Silizium für Wellenlängen zwischen 600 nm und 650 nm bei 300 K (Raumtemperatur). Der Wert bei 630 nm ist hervorgehoben[9].

Bei der Bestrahlung von Kristallen mit monochromatischem Licht aus einer Lichtquelle wird ein kleiner Teil des Lichtes ($\sim 10^{-3}$) [10] gestreut. Der größte Anteil dieser Streuung ist elastisch. Ein Anteil von $\sim 10^{-6}$ [10] der Photonen wird unelastisch gestreut. Bei elastischer Streuung oder Rayleighstreuung haben die auftreffenden und gestreuten Photonen dieselbe Energie und damit dieselbe Frequenz. Bei unelastischer Streuung oder Ramanstreuung haben die gestreuten Photonen eine andere Frequenz. Die Ramanstreuung kann in zwei Varianten auftreten. Entweder wird ein Teil der Photonenenergie an ein Phonon abgegeben, oder das Photon erhält noch zusätzliche Energie von einem Phonon. Gibt das Photon die Energie an das Phonon ab, spricht man von Stokesstreuung, ist es umgekehrt von Anti-Stokesstreuung. Die Phononen im Kristall absorbieren einen Teil der Energie des Photons und werden so auf ein höheres virtuelles Energieniveau angeregt. Wenn die Phononen auf ein niedrigeres Energieniveau z.B. V_0 zurückfallen, geben sie die Energie an das Photon ab.

In Abb. 2.7 sind die Energiezustände der Ramanstreuung veranschaulicht. Fällt das Phonon nach der Photonenanregung auf ein höheres virtuelles Energieniveau V_1 als das Grundniveau V_0 , haben die gestreuten Photonen eine geringere Energie und damit eine niedrigere Frequenz f_{st} . Diese wird als Stokesstreuung bezeichnet. Befand sich das Phonon vor der Anregung durch das Photon bereits auf einem höheren virtuellen Energieniveau V_1 fällt es mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit auf das Grundniveau V_0 zurück. Das gestreute Photon hat somit eine höhere Energie als das eingestrahlte Photon und somit eine höhere Frequenz f_a . Man spricht hier von der Anti-Stokesstreuung [10]. Der Betrag der Frequenzdifferenz zwischen

eingestrahlem und gestreutem Licht Δf ist gleich dem Betrag der Schwingungsfrequenz der Phononen und damit direkt proportional zu der Energiedifferenz $|V_1 - V_0|$ [11].

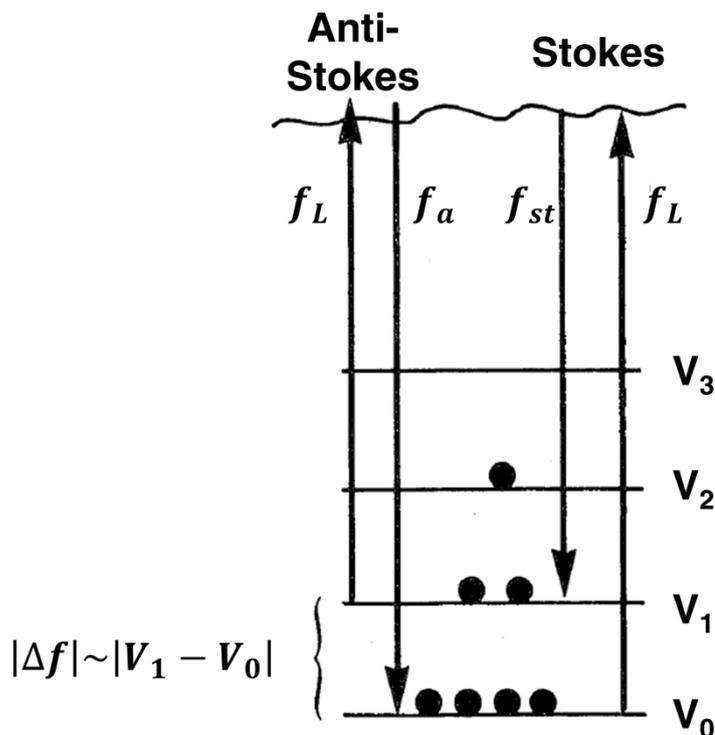


Abb. 2.7: Energiezustände der Ramanstreuung mit den Energieniveaus V_0 , V_1 , V_2 und V_3 . Die beiden aufsteigenden Pfeile symbolisieren die Anregung des Phonons durch das eingestrahlte Photon mit der Frequenz f_L sind. Die beiden absteigenden Pfeile symbolisieren den Energieübertrag des Phonons auf das abgestrahlte Photon. Links sind die Anti-Stokesübergänge mit der Frequenz f_a und rechts die Stokesübergänge mit der Frequenz f_{st} dargestellt [11].

Der Wellenzahlunterschied zwischen eingestrahlem und gestreutem Licht wird über die Wellenzahlverschiebung ω , die Ramanverschiebungen, mit der Einheit cm^{-1} angegeben

$$\omega = \tilde{\omega}_e - \tilde{\omega}_{st}, \quad (2.10)$$

wobei $\tilde{\omega}_e$ die Wellenzahl des einfallenden Lichtes ist und $\tilde{\omega}_{st}$ die Wellenzahl des gestreuten Lichtes. Der Zusammenhang zwischen Frequenz f und Wellenzahl $\tilde{\omega}$ des Lichtes ergibt sich wie folgt, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist

$$f = c \cdot \tilde{\omega}. \quad (2.11)$$

Bei der Rayleighstreuung ist die Frequenz gleich der Frequenz des eingestrahnten Lichtes. Deshalb ist die Ramanverschiebung des rayleighgestreuten Lichtes gleich Null. Bei der

Stokesstreuung ist die Ramanverschiebung positiv, da die Frequenz des gestreuten Lichtes kleiner ist, als die des eingestrahnten Lichtes. Dementsprechend ist die Ramanverschiebung der Anti-Stokesstreuung negativ. Eine Übersicht der beschriebenen Ramanverschiebungen findet sich in Tab. 2.2 [10].

Tab. 2.2: Ramanverschiebung von Rayleigh- und Raman Streuung

Streuung	Ramanverschiebung in cm^{-1}
Rayleigh	$\tilde{\omega}_{st} = \tilde{\omega}_e \rightarrow \omega = 0$
Stokes	$\tilde{\omega}_{st} < \tilde{\omega}_e \rightarrow \omega > 0$
Anti-Stokes	$\tilde{\omega}_{st} > \tilde{\omega}_e \rightarrow \omega < 0$

In Abb. 2.8 ist die schematische Darstellung eines beliebigen Ramanspektrums dargestellt. Neben der intensiven Spektrallinie der Rayleighstreuung befinden sich die tausendfach [10] schwächeren Spektrallinien der Stokes- und Anti-Stokesstreuung. Die Abstände dieser beiden zur Spektrallinie der Rayleighstreuung sind materialspezifisch [12]. Bei kristallinem Silizium im spannungsfreien Zustand beträgt der Abstand der Stokesspektrallinie zur Rayleigh-Spektrallinie 521 cm^{-1} [13]. Die Stokesspektrallinie von monokristallinem Silizium ist in Abb. 2.9 veranschaulicht.

Die Intensität des ramangestreuten Lichtes I_{st} hängt von den Polarisationsrichtungen des einfallenden (e_e) und des gestreuten (e_{st}) Lichtes ab [2]:

$$I_{st} = K \sum_j |e_e \cdot R_j \cdot e_{st}|^2, \quad (2.12)$$

wobei K eine konstante und R_j der Ramantensor der Phononenmode j ist.

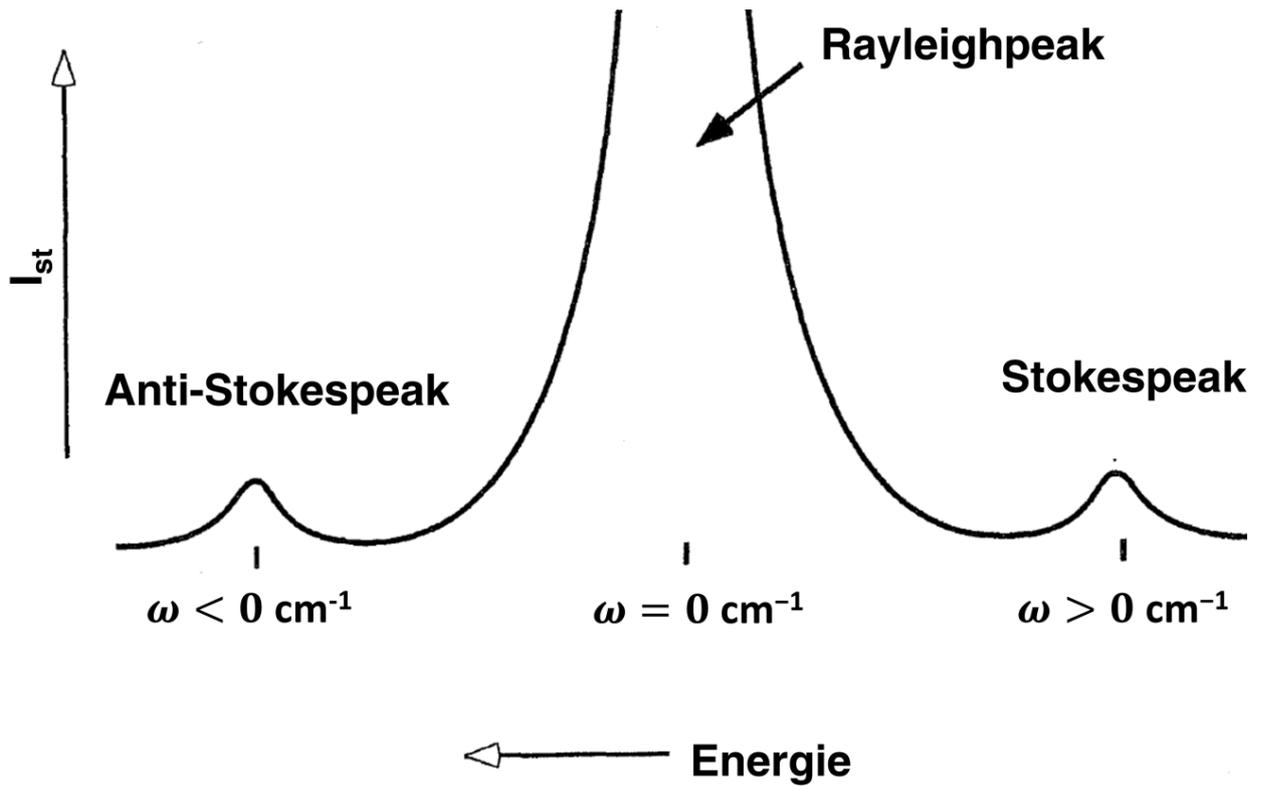


Abb. 2.8 Schematische Darstellung eines Ramanspektrums: Auf der horizontalen Achse ist die Energie angegeben, auf der vertikalen Achse die Intensität des ramangestreuten Lichtes I_{st} . Die drei Striche geben die Positionen der jeweiligen Peaks an.

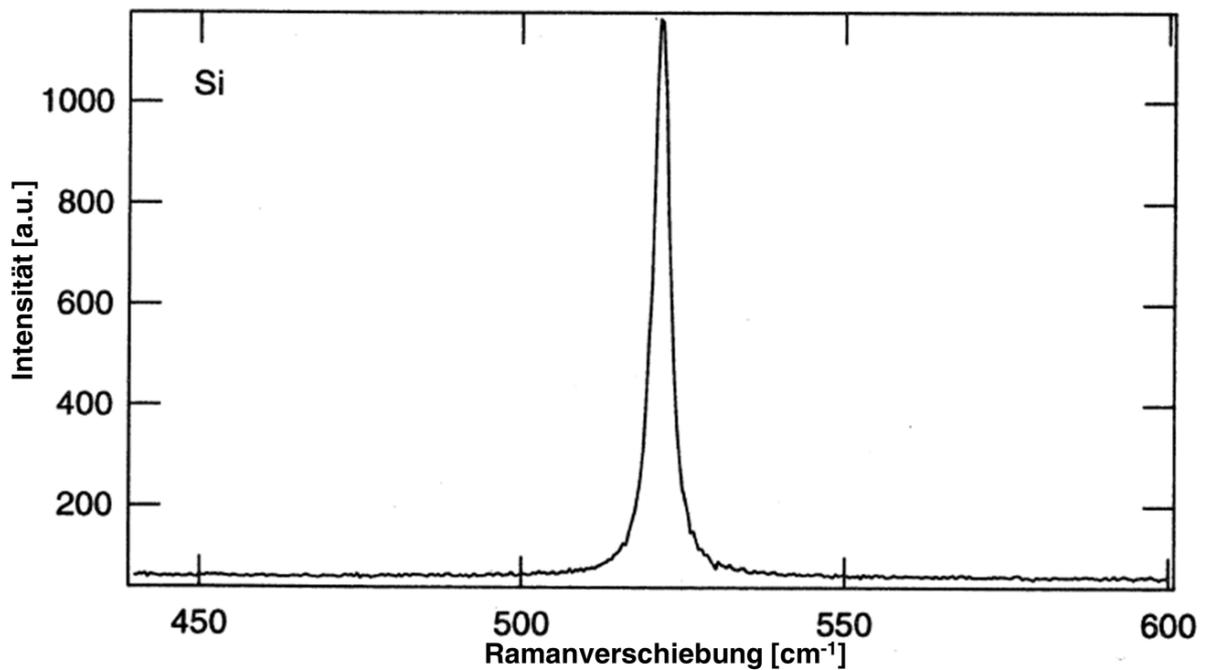


Abb. 2.9: Stokespektrallinie von monokristallinem Silizium [13].

Bei einem dreifach entarteten Phonon, gibt es drei Phononenmodi und drei entsprechende Ramantensoren. Bezogen auf das Kristall-Koordinatensystem $x_K=[100]$, $y_K=[010]$ und $z_K=[001]$ sind sie für Strahlung auf und Rückstreuung von einer (001) Oberfläche folgendermaßen definiert [2] [13]:

$$R_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix}, R_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ und } R_z = \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Unelastische Streuung weist im Gegensatz zur elastischen Streuung anisotropische Eigenschaften. Die Intensität der Streuung ist abhängig von der Orientierung des Kristalls zur Lichtquelle. Dies wird durch eine Änderung der Ramantensoren ausgedrückt. Bei Strahlung auf und Rückstreuung von einer (110) Oberfläche ändern sich die Ramantensoren wie folgt [2]

$$R_{x'} = \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, R_{y'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix} \text{ und } R_{z'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Die Ramantensoren $R_{x'}$, $R_{y'}$ und $R_{z'}$ lassen sich allgemein berechnen. Eine Rechenvorschrift dafür konnte in der Literatur nicht gefunden werden. Vermutlich werden zunächst die Basisvektoren des Kristalls x_K , y_K und z_K mittels einer Hauptachsentransformation zur neuen Lichtquelle hin ausgerichtet. Das Bezugssystem ist das Koordinatensystem der Lichtquelle oder Laserkoordinatensystem. Zum Beispiel werden die Basisvektoren bei Strahlung auf und Rückstreuung von einer (111) Oberfläche folgendermaßen ins Laserkoordinatensystem transformiert [2]

$$x_L = \frac{1}{\sqrt{2}} [1\bar{1}0], y_L = \frac{1}{\sqrt{6}} [11\bar{2}] \text{ und } z_L = \frac{1}{\sqrt{3}} [111], \quad (2.15)$$

wobei x_L , y_L und z_L die Basisvektoren des Kristalls im Laserkoordinatensystem sind. z_L ist parallel zur Richtung des einfallenden Lichtes. Alle Basisvektoren sind zueinander orthogonal. Nun werden die Komponenten der transformierten Basisvektoren vermutlich mit den Ramantensoren R_x , R_y und R_z (aus Formel 2.13) multipliziert, wobei immer die erste Komponente des Vektors mit R_x , die zweite mit R_y und die dritte mit R_z multipliziert wird.

Mit Hilfe von x_L wird $R_{x'}$, mit Hilfe von y_L wird $R_{y'}$, und mit Hilfe von z_L wird $R_{z'}$ berechnet gemäß

$$\begin{aligned} R_{x'} &= x_{L1} \cdot R_x + x_{L2} \cdot R_y + x_{L3} \cdot R_z \\ R_{y'} &= y_{L1} \cdot R_x + y_{L2} \cdot R_y + y_{L3} \cdot R_z \\ R_{z'} &= z_{L1} \cdot R_x + z_{L2} \cdot R_y + z_{L3} \cdot R_z \end{aligned} \quad (2.16)$$

Um beim obigen Beispiel zu bleiben wird mit Hilfe des transformierten Basisvektors $x_L = \frac{1}{\sqrt{2}}[1\bar{1}0]$ der Ramantensor $R_{x'}$, vermutlich folgendermaßen transformiert

$$R_{x'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{0}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Auf demselben Wege erhält man

$$R_{y'} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 0 & -2d & d \\ -2d & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix} \text{ und } R_{z'} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & d & d \\ d & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix} [2]. \quad (2.18)$$

Der Ramantensor R_x ist TO_1 , R_y ist TO_2 und R_z ist LO zugeordnet [13]. Oben wurde bewiesen, dass die Intensität der Ramanstreuung stark von der Orientierung des Kristalles zur Lichtquelle, sowie den Polarisationsrichtungen des eingestrahlten und gestreuten Lichtes abhängig ist. Es gibt Auswahlregeln zu den Rückstreueigenschaften, mit denen man auf einem Blick erkennen kann, welche Moden bei unterschiedlichen Oberflächen und Polarisierungen sichtbar sind. In Tab. 2.1 sind diese Auswahlregeln für einige Oberflächen und Polarisierungen von kristallinem Silizium aufgelistet.

Tab. 2.3: Auswahlregeln der Ramanstreuung von (001), (110) und (111) Oberflächen von kristallinem Silizium nach eigenen Berechnungen mit Hilfe der Ramantensoren aus (2.13), (2.14), (2.17) und (2.18).

Polarisationsrichtung		Sichtbar		
e_e	e_{st}	TO ₁	TO ₂	LO
Rückstreuung von (001)				
[100]	[100]			
[100]	[010]			x
[110]	[110]			x
[110]	[1 $\bar{1}$ 0]			
Rückstreuung von (110)				
[001]	[001]			
[001]	[1 $\bar{1}$ 0]		x	
[$\bar{1}$ 12]	[$\bar{1}$ 12]	x	x	
[$\bar{1}$ 12]	[1 $\bar{1}$ 1]	x	x	
Rückstreuung von (111)				
[1 $\bar{1}$ 0]	[1 $\bar{1}$ 0]		x	x
[1 $\bar{1}$ 0]	[11 $\bar{2}$]	x	x	x

2.4 Änderung der Ramanverschiebung unter Einfluss mechanischer Spannung

Aufgrund der kubischen Symmetrie von spannungsfreiem Silizium sind die Phononen im spannungsfreien Zustand in ihrer Frequenz degeneriert (einfach entartet). Ändert sich die mechanische Spannung im Silizium, wird diese Symmetrie bei nicht hydrostatischer Änderung gestört [8]. Dadurch ändern sich die Frequenzen der Phononenmodi und damit die Frequenz des Ramanstreulichtes, die sich proportional zur Phononenfrequenz ändert.

Um aus der Frequenz die mechanische Spannung zu berechnen, werden die Schwingungen der Phononen als eine Aneinanderreihung von harmonisch oszillierenden Federn simuliert [14]. Dadurch ist es möglich die Federkonstante D mit Hilfe der Frequenz zu bestimmen. Im zweidimensionalen Fall ist diese Beziehung bekannt [15]

$$f = \sqrt{\frac{D}{m}}, \quad (2.19)$$

mit der Masse m . Dieser Zusammenhang gilt auch für die Beziehung zwischen Frequenz und Wellenzahl, da diese direkt proportional zur Frequenz ist. Bei Ganesan et al.[14] kann die Rechnung in drei Dimensionen nachvollzogen werden. Die Änderung der Federkonstanten ΔD wird mit einem Tensor beschrieben. Die Größe dieses Tensors wird von der Entartung der Phononenmodi bestimmt. Bei einer dreifach entarteten Mode ist dieser Tensor eine (3x3) Matrix. Diese Matrix lässt sich mit Hilfe des Verzerrungstensors ermitteln [16]

$$\begin{pmatrix} \Delta D_{11} \\ \Delta D_{22} \\ \Delta D_{33} \\ 2\Delta D_{23} \\ 2\Delta D_{13} \\ 2\Delta D_{12} \end{pmatrix}_c = \begin{bmatrix} p & q & q & 0 & 0 & 0 \\ q & p & q & 0 & 0 & 0 \\ q & q & p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} \end{pmatrix}_c, \quad (2.20)$$

wobei p , q , und r die Phononen-Deformations-Potentiale sind, die in Tab. 2.4 aufgelistet sind. In dieser Arbeit werden die Phononendeformationspotentiale von Anastassakis et al. [17] aus dem Jahr 1990 verwendet. Von Kosemura et al. [18] wurde gezeigt, dass diese Phononendeformationspotentiale die genauesten zur Bestimmung von Eigenspannungen in Silizium sind. Die Matrix bezieht sich auf das kristallographische Achsensystem, $x = [100]$, $y = [010]$ und $z = [001]$ (Kapitel 2.1). Entspricht das Bezugssystem nicht dem kristallographischen Achsensystem, muss der Spannungstensor, mit dessen Hilfe die Verzerrung berechnet wird zunächst mit Hilfe der Drehmatrix R transformiert werden [19]

$$\sigma_{ij} = R^{-1} \cdot \sigma'_{ij} \cdot R. \quad (2.21)$$

Hier ist σ_{ij} der Spannungstensor im kristallographischen Koordinatensystem und σ'_{ij} der Spannungstensor im Bezugssystem. Die Differenz der Ramanverschiebungen $\Delta\omega_j$ zwischen der Ramanverschiebung der degenerierten Phononen im spannungsfreien Zustand ω_0 und der Ramanverschiebung der ein- bis dreifach entarteten Phononen bei vorhandener Spannung ω_j ($j = 1, 2, 3$) ergibt sich für jede Phononenmode aus den entsprechenden Eigenwerten λ_j der ΔD Matrix [2]

$$\lambda_j = \omega_j^2 - \omega_0^2. \quad (2.22)$$

Tab. 2.4: Normierte Phonondeformationspotentiale von Silizium

p/ω_0^2	q/ω_0^2	r/ω_0^2
-1,43[17]	-1,89 [17]	-0,59 [17]
-1,85 [20]	-2,31 [20]	-0,71 [20]

Demnach kann die Frequenz aller Phononenmodi durch das Lösen folgender Säkulargleichung mit Hilfe der Verzerrung berechnet werden [2] [14]:

$$\begin{vmatrix} p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{12} & 2r\varepsilon_{13} \\ 2r\varepsilon_{21} & p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{23} \\ 2r\varepsilon_{31} & 2r\varepsilon_{32} & p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (2.23)$$

Die Polarisationsrichtung der Modi wird bei vorhandener Spannung durch die Eigenvektoren der Säkulargleichung beschrieben. Durch Ausrechnung der Dehnungen ε_{ij} mit Hilfe des Hookeschen Gesetzes führt dies zu den unten stehenden drei Gleichungen. Die vollständige Berechnung kann im Anhang A.4 nachvollzogen werden.

$$\begin{aligned} \Delta\omega_1 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{11} \cdot s_{11} + (\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (2\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right) \\ \Delta\omega_2 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{22} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + 2\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right), \quad (2.24) \\ \Delta\omega_3 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{33} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22} + 2\sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right) \end{aligned}$$

wobei σ_{ij} Komponenten des Spannungstensors sind und s_{ij} Komponenten des Nachgiebigkeitstensors sind. $\Delta\omega_1$ ist der TO₁ Mode, $\Delta\omega_2$ der TO₂ Mode und $\Delta\omega_3$ der LO Mode zugeordnet.

Für den Fall von biaxialer Spannung in x- und y-Richtung vereinfacht sich das Gleichungssystem 2.24 zu

$$\begin{aligned} \Delta\omega_1 &= \frac{1}{2\omega_0} (p(\sigma_{11} \cdot s_{11} + \sigma_{22} \cdot s_{12}) + q(\sigma_{22} \cdot s_{11} + (2\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{11})) \\ \Delta\omega_2 &= \frac{1}{2\omega_0} (p(\sigma_{22} \cdot s_{11} + \sigma_{11} \cdot s_{12}) + q(\sigma_{11} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + 2\sigma_{22}) \cdot s_{12})) \quad . \quad (2.25) \\ \Delta\omega_3 &= \frac{1}{2\omega_0} (p \cdot s_{12} + q(s_{11} + s_{12})) \cdot (\sigma_{11} + \sigma_{22}) \end{aligned}$$

Bei Rückstreuung von einer (001)-Oberfläche ist nur die LO Mode vorhanden (Tab. 2.3), wodurch sich in diesem Fall die Änderung der Ramanverschiebungen der Phononen vereinfachen lässt. Bei biaxialer mechanischer Spannung und Rückstreuung von einer (001)-Oberfläche gilt

$$\sigma = -217 \text{ MPa} \cdot \text{cm} \cdot \Delta\omega, \quad (2.26)$$

mit $\sigma = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22}}{2}$ in MPa und $\Delta\omega$ in cm^{-1} . Es wird die Annahme $\sigma_{11} = \sigma_{22}$ getroffen [18]. Biaxiale Eigenspannung kann angenommen werden, wenn das Verhältnis von Fläche zu Höhe des Körpers groß ist, sodass sich senkrecht zur Oberfläche keine Eigenspannung aufbauen kann. Dies ist zum Beispiel bei Solarzellen der Fall. Monokristallines Silizium weist immer eine (001) Oberfläche auf, die für kubische Kristalle kristallographisch gleichwertig mit der (100) Oberfläche ist.

Bei polykristallinem Silizium hat jedes Korn eine unterschiedliche Orientierung. Bei Rückstreuung von anderen Oberflächen ist die Berechnung komplizierter. Wenn die drei Phononenmodi sehr ähnliche Ramanverschiebungen haben überlagern sich ihre Wellenzahlverschiebungen und sind als einzelner Ramanpeak erkennbar. Die Gesamtverschiebung $\Delta\bar{\omega}$ dieses Summenpeaks kann bei kleinen Ramanverschiebungen und der Annahme, dass die Intensitätsverteilung einer Gauß Verteilung entspricht, durch ein gewichtetes Mittel der Ramanverschiebungen der einzelnen Phononenmodi bestimmt werden [16]

$$\Delta\bar{\omega} = \sum_{j=1}^3 \frac{\Delta\omega_j \cdot I_j}{I_T}, \quad (2.27)$$

mit den relativen Intensitäten I_j der einzelnen Modi und der Summe der Intensitäten aller Modi $I_T = \sum I_j$. Aus Formel 2.12 folgt die Proportionalität

$$I_j \propto |\mathbf{e}_e \cdot \mathbf{R}_j \cdot \mathbf{e}_{st}|^2. \quad (2.28)$$

Mit Kenntnis der Polarisationsrichtungen von eingestrahlt und gestreutem Licht, sowie der Orientierung der Kristalloberfläche und damit der Ramanensoren lässt sich die Gesamtverschiebung $\Delta\bar{\omega}$ aus der mechanischen Eigenspannung σ berechnen. Hier ist zu beachten, dass der Ramanensensor nicht nur Abhängig von der Oberflächenorientierung ist, sondern sich auch bei induzierten Spannungen ändert [16].

Auf der beigelegten CD ist ein das Excelarbeitsblatt „stressrechnung.xls“ hinterlegt, das auf Grundlage der in Kapitel 2.3 getroffenen Annahmen arbeitet und die Abhängigkeit der Ramanstreuung von der mechanischen Spannung veranschaulicht. Eine Anleitung zum Umgang mit diesem Arbeitsblatt befindet sich im Anhang A.2.

Die Berechnung der Eigenspannung σ aus der Gesamtverschiebung $\Delta\bar{\omega}$ hingegen ist so einfach nicht möglich, da die Ramanverschiebungen aller drei Phononenmodi jeweils von allen drei Stresskomponenten beeinflusst werden. Daher müssen die Ramanverschiebungen $\Delta\omega_j$ aller drei Modi bekannt sein, um das Gleichungssystem 2.24 lösen zu können. Eine Methode aus dem Ramanpeak die einzelnen Ramanverschiebungen zu isolieren wurde bereits von Becker et al. [19] angewandt.

Die in den Abschnitten 2.3 und 2.4 getroffenen Annahmen wurden von einem Professor vom Institut für Mineralogie der Leibniz Universität Hannover überprüft.

2.5 Optische Bauteile

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die im Strahlengang verwendeten Bauteile in Reihenfolge ihrer Position im Strahlengang gegeben. Die Funktion eines Hohlspiegels und eines optischen Gitters wird als allgemein Bekannt angenommen und hier nicht weiter erklärt.

2.5.1 Helium-Neon-Laser

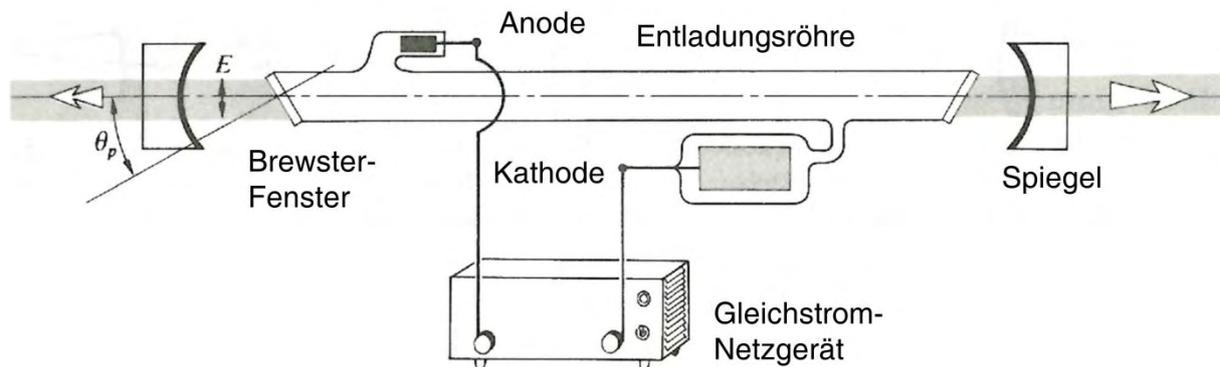


Abb. 2.10 Eine einfache Helium-Neon-Laser Anordnung [21].

Der Helium-Neon-Laser ist ein zuverlässiger Laser, der im sichtbaren Bereich bei 632,8 nm meistens mit ein paar Milliwatt Dauerleistung arbeitet. In Abb. 2.10 sind die erforderlichen Komponenten eines He-Ne-Lasers gezeigt. Die Spiegel sind mit einem mehrschichtigen dielektrischen Film bedeckt und haben einen Reflexionsgrad von nahezu 100 %. Die Brewster-Austrittsfenster polarisieren den Laserstrahl linear und sind um den Polarisationswinkel geneigt, um die Reflexionsverluste gering zu halten. In der Entladungsröhre findet die Ionisation und Anregung des Helium-Neon Gemisches statt [21].

Durch eine elektrische Entladung werden die Heliumatome angeregt. Viele der Atome sammeln sich danach, statt ganz zurückzufallen, in den metastabilen 2^1S - und 2^3S -Zuständen. Eine inelastische Kollision der He-Atome in diesen Zuständen mit den Neonatomen aus dem Grundzustand bewirkt, dass diese in den $5s$ - und $4s$ -Zustand gehoben werden. Aus diesem Zustand fallen die Ne-Atome in die $4p$ - und $3p$ -Zustände und bewirken damit die stimulierte Emission aus. Im sichtbaren Bereich liegt der dominierende Laserübergang bei 632,8 nm [21]. Die He-Ne-Energieniveaus sind in Abb. 2.10 veranschaulicht.

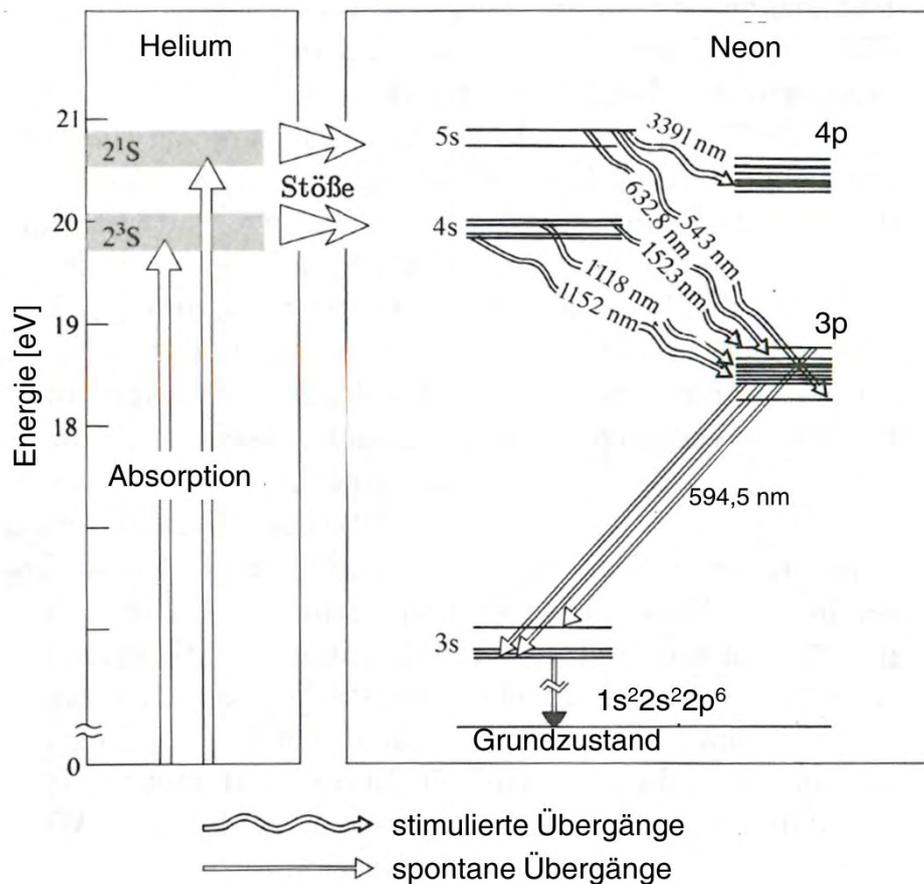


Abb. 2.11 He-Ne-Energieniveaus und deren Elektronenüberträge, die beim He-Ne-Laserprozess stattfinden [21].

2.5.2 Polarisator und Analysator

Ein Polarisator ist ein optisches Instrument das natürliches, also unpolarisiertes Licht in polarisiertes Licht umwandelt. Man unterscheidet je nach Polarisation des ausgestrahlten Lichtes zwischen Linearpolarisatoren, Zirkularpolarisatoren Polarisatoren zur Erzeugung von elliptischer Polarisation und Streu- oder Teilpolarisatoren [21]. Geht unpolarisiertes Licht durch einen idealen Polarisator, so werden alle Polarisationsrichtungen bis auf eine vom Polarisator blockiert. Diese Polarisationsrichtung ist parallel zur Durchlassachse des Polarisators. Eine Kombination von zwei Polarisatoren in der optischen Achse eines Lichtstrahls kann man zur Analyse der Polarisations-eigenschaften eines weiteren optischen Bauteils verwenden. Die Intensität $I(\tilde{\theta})$ des durch die beiden Polarisatoren hindurchtretenden Lichtes wird durch das Malussche Gesetz [21]

$$I(\tilde{\theta}) = I(0) \cdot \cos^2 \cdot \tilde{\theta}, \quad (2.29)$$

in Abhängigkeit des Orientierungswinkels $\tilde{\theta}$ zwischen den Durchlassachsen des Polarisators und Analysators und der Intensität $I(0)$ für eine parallele Ausrichtung der Polarisationsachsen der Polarisatoren beschrieben. Den zweiten Polarisator nennt man Analysator. Befindet sich die Durchlassachse des Analysators in 90° zur Durchlassachse des Polarisators, kommt bei einem idealen Linearpolarisator kein Lichtsignal durch [21]

$$I(90^\circ) = I(0) \cdot \cos^2 \cdot 90^\circ = 0. \quad (2.30)$$

2.5.3 $\lambda/2$ -Plättchen

Trifft monochromatisches kollimiertes Licht auf eine doppelbrechende Kristallplatte [22], wird es üblicherweise in zwei senkrecht zueinander stehende Wellen aufgeteilt und tritt als ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl durch den Kristall [21]. In doppelbrechenden Kristallen ist die Lichtgeschwindigkeit für den ordinären (o-Welle) und extraordinären (e-Welle) Strahl unterschiedlich. Ist ein doppelbrechender Kristall so geschnitten und poliert, dass die optische Achse des Kristalls parallel zur vorderen und hinteren Oberfläche ausgerichtet ist, liegt ein Phasenplättchen vor. Nach dem Durchlaufen des Plättchens der Dicke d , überlagern sich die beiden Wellen zu einer resultierenden Welle, deren Polarisationsrichtungen nun einen relativen Phasenunterschied von $\Delta\kappa$ aufweisen [21]

$$\Delta\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot d \cdot (n_o - n_e). \quad (2.31)$$

Hier ist λ_0 die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum und n_o und n_e sind die Brechungsindize der o- und e-Welle. Ein Plättchen, das einen Phasenunterschied von $\Delta\kappa = (2n + 1) \cdot \pi$, mit $n \in \mathbb{N}$, wird $\lambda/2$ -Plättchen genannt. Ein $\lambda/2$ -Plättchen dreht die Polarisationsrichtung eines linearen Lichtstrahles. In Abb. 2.12 ist ein $\lambda/2$ -Plättchen veranschaulicht. Das Licht fällt senkrecht zur optischen Achse ein. Nach eintreten in den Kristall, spaltet sich der Lichtstrahl in e- und o-Welle, mit den jeweiligen Wellenlängen λ_{ext} und λ_{ord} . Der Winkel θ ist der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Lichtes und der optischen Achse. Man

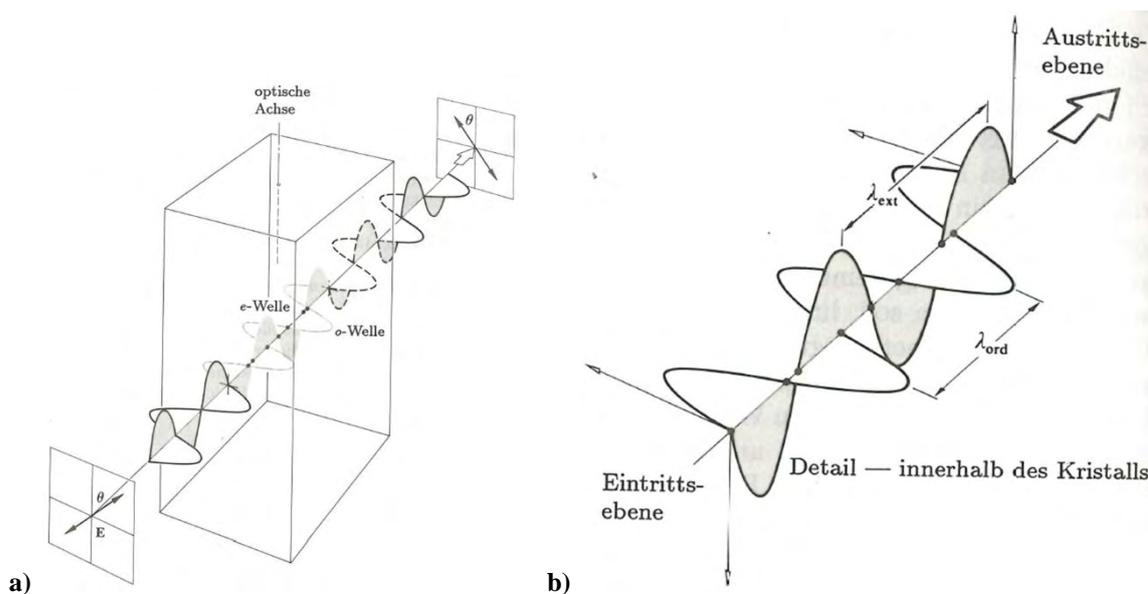


Abb. 2.12 $\lambda/2$ -Plättchen. a) Ein Lichtstrahl transmittiert senkrecht zur optischen Achse durch das Plättchen und spaltet sich innerhalb in e- und o-Welle. Nach dem Austritt vereinigen sie sich erneut zu einer Welle. b) Detailansicht innerhalb des Kristalls mit den Wellenlängen λ_{ext} und λ_{ord} [21].

Wenn das $\lambda/2$ -Plättchen auf einer Achse parallel zu dessen optischer Achse gedreht wird, so dreht sich auch die Polarisationsrichtung des aus dem Plättchen tretenden Lichtstrahls [23]. Ist das $\lambda/2$ -Plättchen drehbar, kann man die Polarisationsrichtung des austretenden Lichtstrahles demnach beliebig drehen.

2.5.4 Kantenfilter und dichroitischer Strahlteiler

Ein Kantenfilter ist ein optischer Filter, der einen Anteil des Spektralbereichs absorbiert und einen anderen Anteil transmittiert. Langpassfilter, transmittieren den langwelligen und Kurzpassfilter, den kurzwelligen Spektralanteil. In Raman-Anwendungen werden diese Filter benutzt, um das Lasersignal zu filtern und nur das Stokes- (Langpassfilter) oder Antistokes-Signal (Kurzpassfilter) zu transmittieren. Soll sowohl das Stokes, als auch das Antistokes-Signal transmittiert werden, muss ein Bandpassfilter verwendet werden, der einen bestimmten Spektralbereich des Lichtspektrums, z.B. den des Rayleighpeaks, herauschneidet.

Dichroismus bezeichnet eine asymmetrische selektive Absorption für bestimmte Polarisationsrichtungen [21]. Ein Dichroitischer Strahlteiler reflektiert ein bestimmtes Spektrum von Polarisationsrichtungen, während die übrigen durch den Strahlteiler

transmittieren. Dichroitische Filter werden mit einem Aufdampfprozess hergestellt und sind mit anderen optischen Filtern kombinierbar.

Die Kombination aus diesen Filtern, abgebildet in Abb. 2.13, bewirkt, dass z.B. ein fest polarisierter Laserstrahl vom Strahlteiler, der ein möglichst enges Spektrum um diese Polarisationsrichtung blockiert, reflektiert wird, während unpolarisiertes Licht, wie z.B. Rückstreuung von einer Probe, zum größten Teil transmittiert wird. Die Reflexionsrichtung wird über den Winkel $\tilde{\beta}$ definiert.

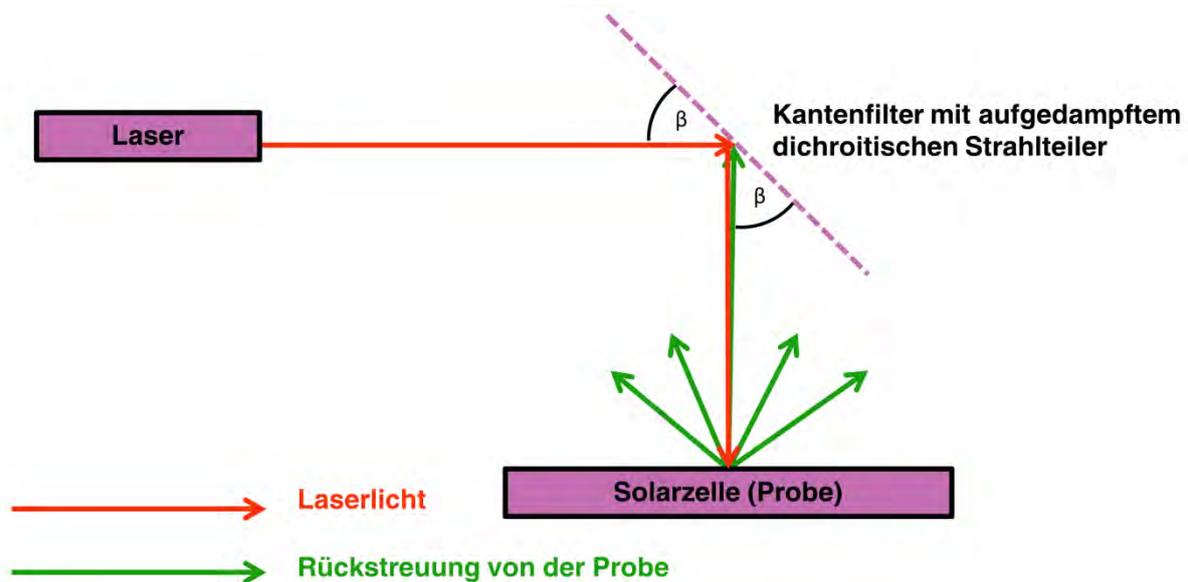


Abb. 2.13 Kantenfilter mit aufgedampftem dichroitischen Strahlteiler

2.5.5 Charge Coupled Device-Array-Detektor

Ein Charge Coupled Device (CCD)-Array-Detektor ist ein Mehrkanal-Array-Detektor für UV-, sichtbares und Infrarotlicht. Er ist extrem lichtempfindlich und kann auch sehr schwache Lichtsignale wie zum Beispiel Raman-Peaks detektieren. In Kombination mit einem Prisma ist es möglich mit einem CCD-Array einen Lichtstrahl mit einer Messung spektral zu analysieren. Diese Betriebsart wird Mehrkanalbetrieb genannt. Ein CCD-Detektor besteht typischerweise aus einer ein- oder zweidimensionalen Matrix (engl. Array) mit mehreren tausend bis millionen lichtempfindlichen Photodioden (Pixeln). Der Aufbau einer Photodiode ist in Abb. 2.14 abgebildet. Die Dioden machen sich den „inneren Photoeffekt“, also die Erzeugung von freien Elektronen bzw. Löchern in einem Halbleiter durch Lichtanregung, zu

nutze. Durch Absorption von Licht in der I-Zone entstehen Elektronen und Löcher, die im elektrischen Feld des p-n-Übergangs zur n^+ - bzw. p^+ -Zone strömen. Der Photostrom, der dadurch entsteht ist unterhalb einer Versorgungsspannung von 5 V annähernd proportional zur Lichtintensität [24]. Wenn eine äußere Spannung an die Diode angelegt wird, bewirkt die photoinduzierte Erhöhung der Leitfähigkeit einen Photostrom [24].

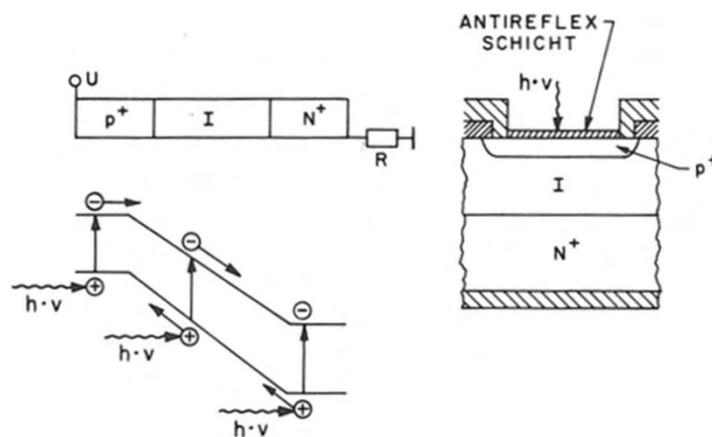


Abb. 2.14 Prinzip einer Photodiode.

Je größer die Lichtintensität und je länger die Bestrahlung andauert, desto stärker lädt sich die Diode auf. Nach dem Ende der Bestrahlung entladen sich die Dioden und eine Ausleseelektronik registriert die Aufladung jeder Diode. Zum Nachweis sehr schwacher Lichtsignale, wie zum Beispiel des Ramansignals, muss das CCD-Array stark gekühlt werden, um die Anzahl thermisch erzeugter freier Ladungsträger, die als Untergrund stören, gering zu halten [24].

3 Versuchsaufbau und Messaufgabe

In diesem und dem folgenden Kapitel wird auf den praktischen Teil der Arbeit eingegangen. Das Kapitel 3 leitet den praktischen Teil mit einer Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Messaufgabe ein, bevor in Kapitel 4 näher auf die Installation der einzelnen Komponenten dieses Messplatzes eingegangen wird.

3.1 Versuchsaufbau

Die Eigenspannung in den Siliziumsolarzellen wird mittels eines *Basis LabRAM HR Vis Evolution* von HORIBA bestimmt. Standardmäßig gehören zu dem Spektroskop ein verfahrbarer XY-Tisch von der Firma Märzhäuser Wetzlar GmbH & Co. KG (Märzhäuser), der die Probe unterhalb des Mikroskops verfährt, ein Laser, sowie ein Computer mit der Auswertungssoftware Lab Spec 6. Das Mikroskop ist an einer Z-Achse befestigt und mit einem Autofokus ausgerüstet. Dieser Aufbau ist zum Vermessen einer einzelnen Solarzelle geeignet. Um Erschütterungen gering zu halten befindet sich das Spektroskop auf einem optischen Tisch von der Firma OPTA GmbH (OPTA). In Abb. 3.1 ist eine Vorderansicht des Spektroskops zu sehen.

Der Strahlengang im Inneren des Gerätes ist in Abb. 1.1 auf Seite 2 gezeigt. Als monochromatische Lichtquelle dient der Helium-Neon Laser MG 25-LHP-928-230 von der Firma Melles Griot mit einer Wellenlänge von 632,8 nm und einer Leistung von 35 mW. Das Mikroskop hat vier austauschbare Objektive mit unterschiedlichen Vergrößerungen. Der dichroitische Strahlteiler ist auf den Kantenfilter aufgedampft und lenkt den polarisierten Laserstrahl durch ein Mikroskop auf die Probe. Unter Berücksichtigung der Verluste beträgt die Leistung des Laserstrahls, der die Probe erreicht 20 mW. Das rückgestreute Licht nimmt denselben Weg zurück und passiert den Filter. Es ist ein Langpassfilter, wodurch die Rayleighstreuung und Anti-Stokesstreuung abgeschnitten werden. Nur die Stokesstreuung trifft auf das optische Gitter, das ebenso wie ein Prisma die Laserstrahlung spektral aufspaltet. Am CCD-Array-Detektor wird die Intensität der Strahlung an den verschiedenen Detektorpositionen gemessen und in elektrische Signale umgewandelt, die dann vom Computer ausgewertet und auf dem Bildschirm dargestellt werden. Der Computer simuliert aus den Informationen über Lichtintensität und Ramanverschiebung einen Stokespeak.

Zusätzlich ist über dem Mikroskop eine Kamera angebracht, die ein Videosignal von dem vom Laser erfassten Bereich an den Monitor sendet. Eine ausführliche Beschreibung des Strahlenganges ist im Anhang beschrieben.

Zum Vermessen eines kompletten Solarzellenstrings werden zusätzlich der Superhead von HORIBA, ein zweiter verfahrbarer XY-Tisch von Märzhäuser, ein verfahrbarer Z-Lineartisch von der Firma OWIS GmbH (OWIS), sowie ein verfahrbarer X-Lineartisch von der Firma isel Germany AG verwendet. In Abb. 3.2 ist die genaue Anbringung des Superheads dargestellt. Der Basis X-Lineartisch verfährt eine Strecke von 1358 mm auf der X-Achse. Auf diesem Tisch ist der Superheadaufbau angebracht. Der Superhead besteht aus einem XY-Tisch (XY-Tisch Superhead), an dem ein Lastarm (Z-Montagewinkel) befestigt ist, an dem die verfahrbare Z-Achse fixiert ist. Entlang der Z-Achse verfährt der Superhead. Im Unterschied zum Messkopf des Spektroskops verfährt die Probe hier nicht unterhalb des Superheads, sondern der Superhead verfährt über der Probe. Im Superhead ist die gleiche Technik wie im Messkopf des Spektroskops untergebracht. Ein wichtiger Unterschied aber ist, dass der Autofokus im Superhead langsamer arbeitet als im Spektroskop.

Die Kommunikation zwischen Spektroskop und den verfahrbaren Tischen wird im Fall der XY-Tische und des z-Lineartisches über eine Tango Steuerungselektronik von Märzhäuser realisiert. Der X-Lineartisch hingegen ist nicht mit der Tango-Steuerung kompatibel und muss über den isel-Steuerschrank angesteuert werden. Da nur ein Anschluss für beide XY-Tische vorhanden ist, muss sich vergewissert werden, dass der für den jeweiligen Betrieb korrekte Tisch an der Tango-Steuerung angeschlossen ist. In Abb. 4.3a) auf Seite 42 ist ein Blockschaltbild dargestellt, worin der Unterschied zwischen Spektroskopbetrieb und Superheadbetrieb nachvollzogen werden kann. Auch müssen die Software-Einstellungen für die Spektroskop-Steuerung für den jeweiligen Betrieb eingestellt werden. Die Anleitung zum Umstellen von den Spektroskop- auf den Superheadbetrieb befindet sich auf der beigelegten CD. Das Dokument heißt „Wechselanleitung-Ramanspektrometer“ und befindet sich im Ordner „Manuals“.

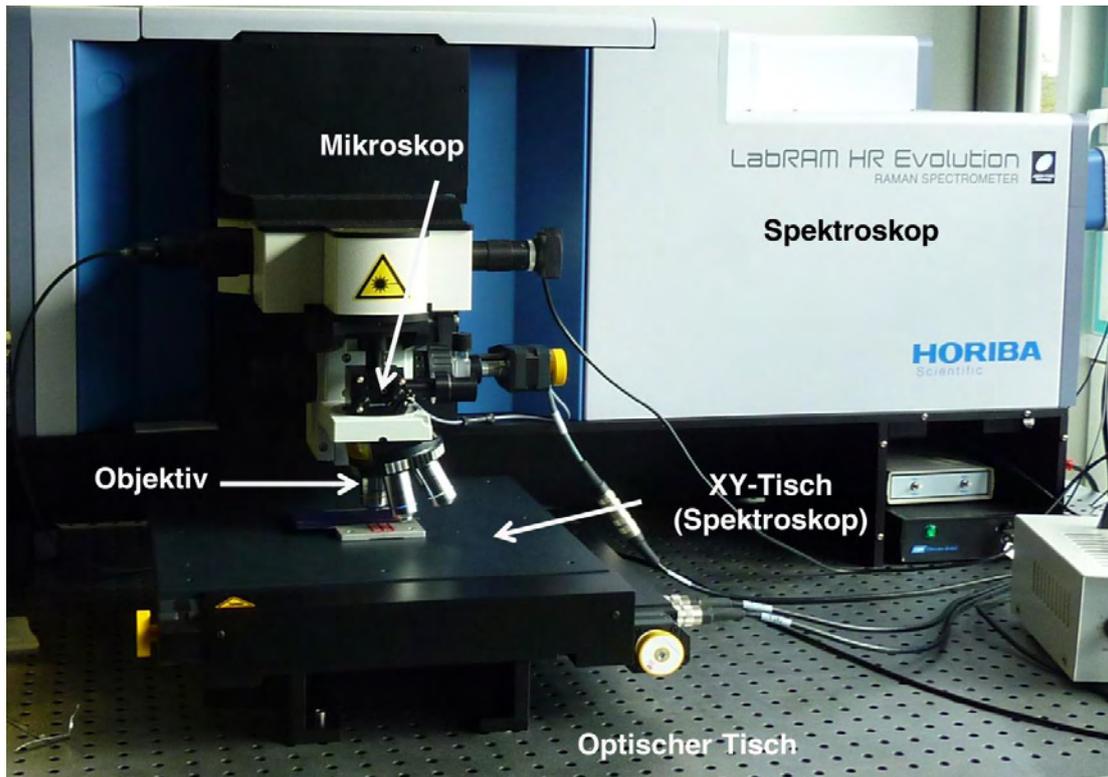


Abb. 3.1 Vorderansicht des Spektroskops.

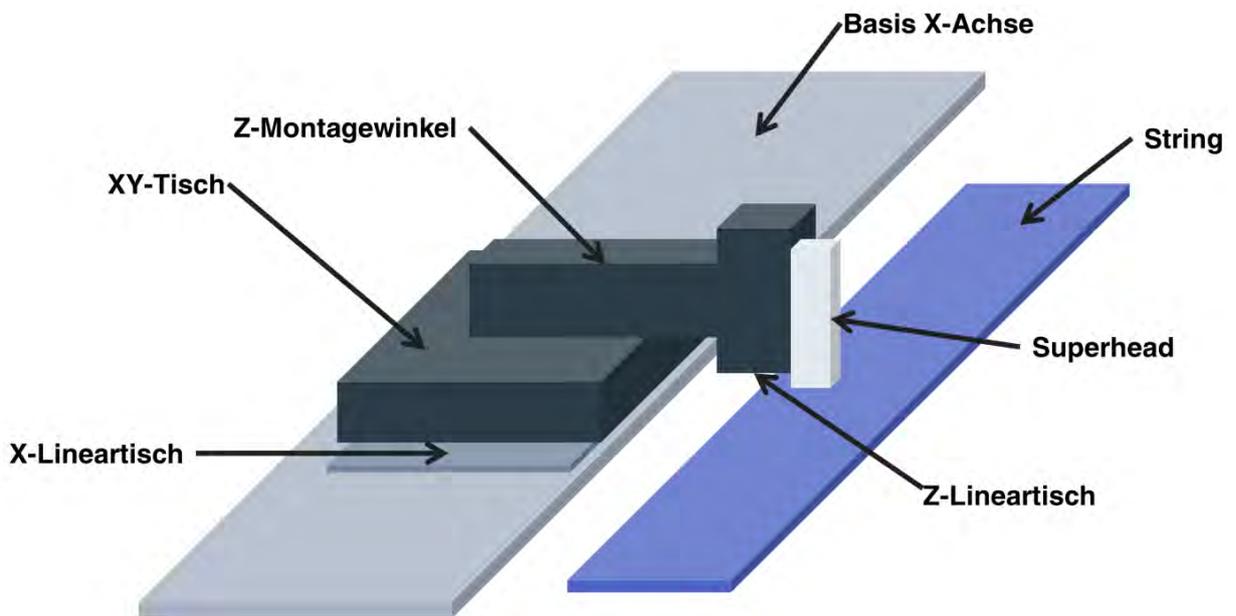


Abb. 3.2 Anbringung des Superheads an den verfahrenen Tischen.

3.2 Messaufgabe

Ziel der Messung ist es sowohl die mechanische Eigenspannung in einzelnen kristallinen Solarzellen, als auch in einem String von zehn Zellen Länge mittels Raman-Spektroskopie zu bestimmen, um verschiedene Lötprozesse vergleichen zu können. Die Spannung soll direkt an den Busbars gemessen werden. In Abb. 3.3 ist die Solarzellenstruktur abgebildet. Für die Messung wird die Probe auf einem XY-Tisch unter dem Mikroskop des Ramanspektroskops verfahren. Es ist geplant ein Mapping gemäß in Abb. 3.4 dargestellten Musters an der Probe durchzuführen. Dafür werden zwei Referenzpunkte in gegenüberliegenden Ecken der Solarzelle vorgegeben. Anhand dieser Punkte soll ein vorgegebenes Messmuster abgefahren werden. An jedem der drei Busbars soll an neun Stellen auf beiden Seiten des Busbars jeweils eine Messung auf einer Länge von 1 mm durchgeführt werden. Die Messpunkte haben einen Abstand von 1 μm . Um eine hohe Auflösung an jedem Punkt zu gewährleisten ist die Zelle in neun Autofokusquadranten aufgeteilt, für die der Autofokus frei gewählt werden kann. An jedem dieser Messpunkte soll die Ramanpeak-Verschiebung ermittelt werden. Um die zeitliche Instabilität der Laserwellenlänge zu minimieren muss diese parallel zur Ramanmessung der Probe gemessen werden, um den Ramanverschiebung zu korrigieren. Da eine Änderung der Temperatur auch eine der Änderung Phononenfrequenz bewirkt [2], muss bei der Messung auch die Temperatur der Probe berücksichtigt werden.

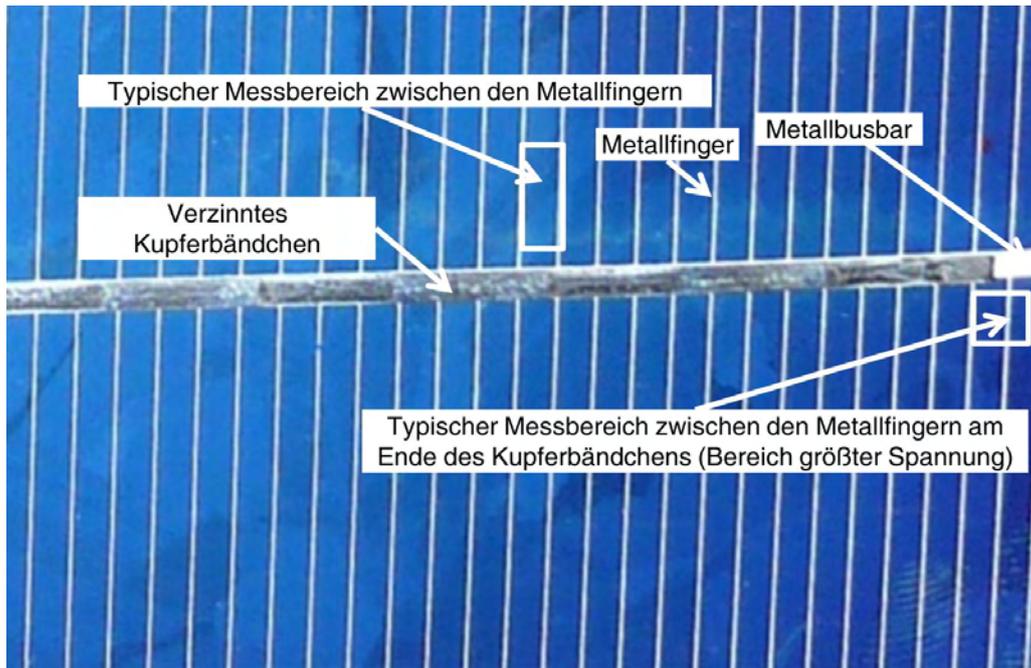


Abb. 3.3 Ausschnitt einer Solarzelle mit Kupferbändchen und Metallfingerstruktur.

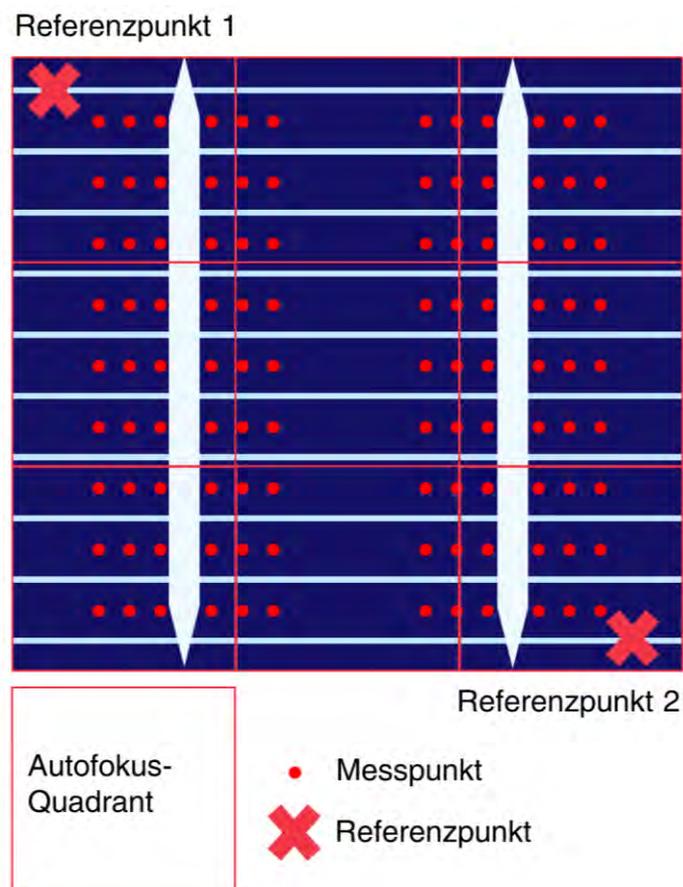


Abb. 3.4. Skizze zur Veranschaulichung des Mappings mit der Position der Referenz- und Messpunkte, sowie der Autofokusquadranten.

4 Praktischer Teil

In diesem Kapitel werden einige der praktischen Tätigkeiten beschrieben, die im Rahmen dieser Bachelorarbeit durchgeführt werden.

4.1 Installation des optischen Tisches

Der optische Tisch von OPTA ist ein Drucklufttisch. Vor der Lieferung des Tisches wird im Rahmen dieser Arbeit der Stellplatz bestimmt und freigeräumt, sodass der Tisch aufgebaut werden kann. Danach wird ein Anschluss an das Gasleitungssystem mit 10 bar Druck vorgenommen. Hier ist zu beachten, dass der Druckminderer direkt an der Leitung installiert wird, weil der Druckschlauch nicht für eine dauerhafte Belastung von 10 bar ausgelegt ist. Der Arbeitsdruck des Tisches von 6 bar wird zur Sicherheit an beiden Druckminderern eingestellt.

4.2 Installation von Einrichtungen für den Arbeitsschutz

Die Metallkomponenten des Spektroskops sind schwarz eloxiert. Da auch die Bohrlöcher und die Schrauben eloxiert worden sind, war kein metallischer Kontakt der Bauteile untereinander vorhanden, sodass einige Stellen des Spektroskops schlecht geerdet waren. Die Schrauben werden durch nicht eloxierte Schrauben ersetzt. Mit Hilfe von Fächerscheiben wird ein metallischer Kontakt mit den Metallkomponenten gewährleistet. Die Maßnahme wird danach von einem externen Elektriker nach BGV A3 geprüft und freigegeben.

Der verwendete *MG 25-LHP-928-230* Laser entspricht ohne Schutzeinhausung der Laserklasse 3B und stellt somit eine Gefahr für die Haut, aber insbesondere die Augen dar und darf daher nicht von Personen angewendet werden, die nicht vom Laserschutzbeauftragten des ISFH eingewiesen wurden. Eine Schutzeinhausung über dem Mikroskop des Ramanspektroskops (Spektroskop-Schutzeinhausung) wird von der Werkstatt des ISFH entworfen, konstruiert und gefertigt.

Die Schutzeinhausung für den Versuchsaufbau am Superhead (isel-Schutzeinhausung) ist von isel angefertigt. Die Tür ist über einen Sicherheitsschaltkreis gegen den Laser und gegen den X-Lineartisch verriegelt. Ist der Laser eingeschaltet, oder verfährt der X-Lineartisch, kann die Tür nicht geöffnet werden. Ist die Tür offen, kann weder der Laser eingeschaltet werden, noch der X-Lineartisch verfahren werden. In Abb. 4.1 sind die beiden Schutzeinhausungen, sowie das Blockschaltbild des Interlocks illustriert.

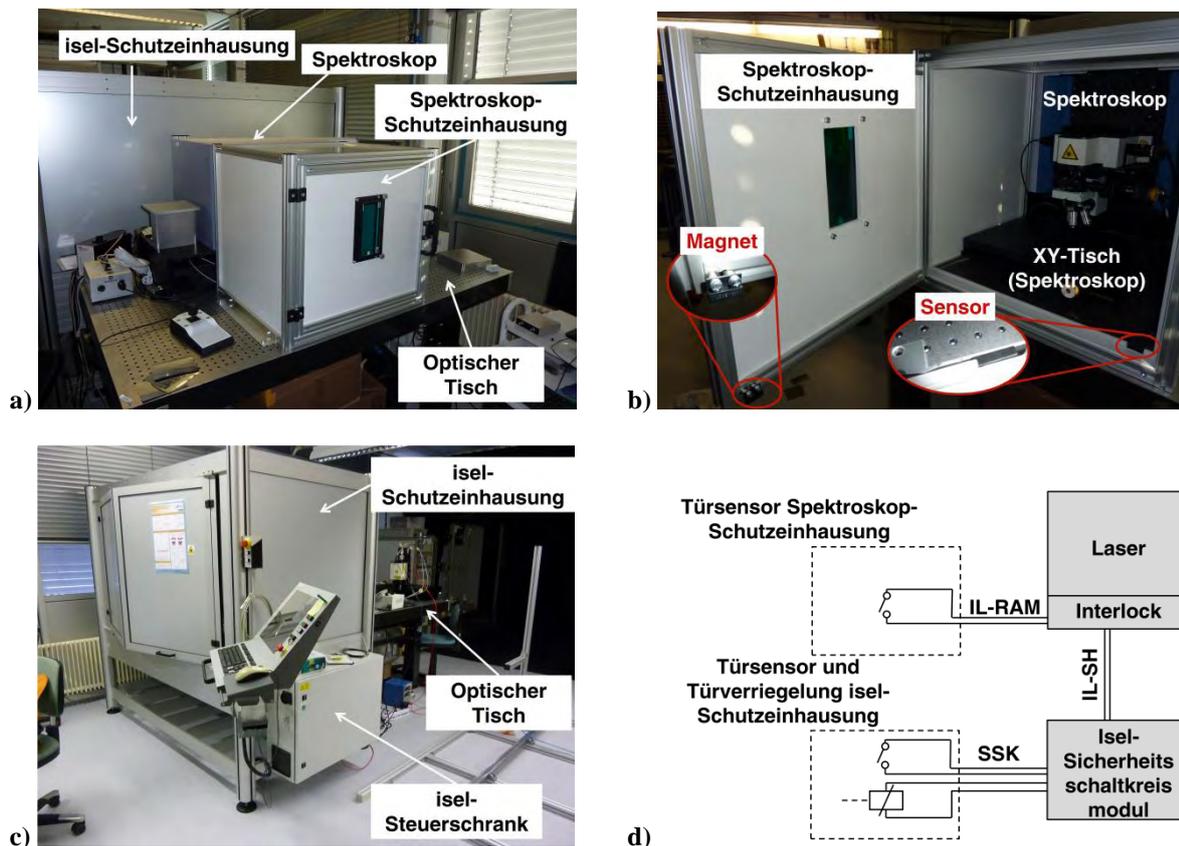


Abb. 4.1 a) Spektroskop-Schutzeinhausung. (geschlossen) b) Spektroskop-Schutzeinhausung (geöffnet). Die Schalter des Interlocks sind vergrößert eingezeichnet. c) isel-Schutzeinhausung. d) Blockschaltbild zur Verschaltung des Interlocks

Der Interlock ist direkt mit dem Laser gekoppelt und schaltet den Laser aus, sobald ein Signal von IL-RAM oder IL-SH kommt. Der Türsensor der Spektroskop-Schutzeinhausung reagiert auf einen Magneten, der an der Tür des Spektroskops befestigt ist. Der Schließer wird geschlossen und schickt ein Signal an den Interlock. Zwischen den Türsensor an der isel-Schutzeinhausung ist das isel-Sicherheitschaltkreismodul geschaltet. Es sorgt dafür, dass der Laser gegen die Tür der isel-Schutzeinhausung verriegelt wird. Das bedeutet, dass der Laser nicht eingeschaltet werden kann, wenn die Tür der isel-Schutzeinhausung geöffnet ist und dass die Tür nicht geöffnet werden kann, wenn der Laser eingeschaltet ist. Die

Kabelbezeichnungen sind im Anhang A.6 erklärt. Der Sensor am Spektroskop ist bei Abschluss dieser Arbeit abgenommen. Das Kabel IL-SH zwischen isel-Sicherheitskreis und Laser-Interlock ist bei Abschluss dieser Arbeit noch nicht angeschlossen. Die Spektroskop-Schutzeinhausung ist bereits vom Laserschutzbeauftragten des ISFH abgenommen.

4.3 Installation der verfahrbaren Tische

Insgesamt werden vier verfahrbare Tische installiert. Eine Übersicht über die Tische befindet sich in Tab. 4.1. Weitere technische Daten zu den Tischen sind in den Datenblättern auf der beigelegten CD im Ordner „Spezifikationen\verfahrbare-Tische“ enthalten.

Tab. 4.1 Daten der verfahrbaren Tische.

	Anzahl	Hersteller	Modell	Größe in mm	Verfahrlänge in mm	Belastung
X-Lineartisch	1	isel	<i>LES 5 LI790 mm Kugelgewinde- vorschub</i>	255x220	1535	5153 N
XY-Tisch	2	Märzhäuser	Sonderanfertigung nach <i>MT mot 100 x 100 MR</i>	200x200	je 200 in X- und Y-Richtung	490 N
Z-Lineartisch	1	OWIS	<i>LIMES-124-230- HSM</i>	120x119,4	90	60 N

Der XY-Lineartisch des Spektroskops wird im Rahmen dieser Arbeit auf dem optischen Tisch mit Hilfe eines Anschlagwinkels innerhalb des Schutzgehäuses positioniert. Auf dem optischen Tisch befinden sich M6 Gewindebohrungen in einem 25 mm Raster. Der XY-Tisch verfügt zum Befestigen über vier M6 Durchgangsbohrungen im 90 mm Raster. Der Tisch kann daher nur an einer Schraube fixiert werden. Damit der Tisch dennoch nicht verrutscht, werden an zwei Seitenflächen Winkel angebracht. Die Positionen der Schraube und der Winkel sind in Abb. 4.2 eingezeichnet. Das Schutzgehäuse wird millimetergenau über dem Tisch positioniert. Die Genauigkeit ist notwendig, da das Schutzgehäuse so gefertigt ist, dass der Tisch maximal 2 mm Spiel innerhalb des Gehäuses hat, ohne gegen eine der Wände zu stoßen. Danach wird überprüft, ob der Fahrbetrieb in alle Extrempositionen möglich ist.

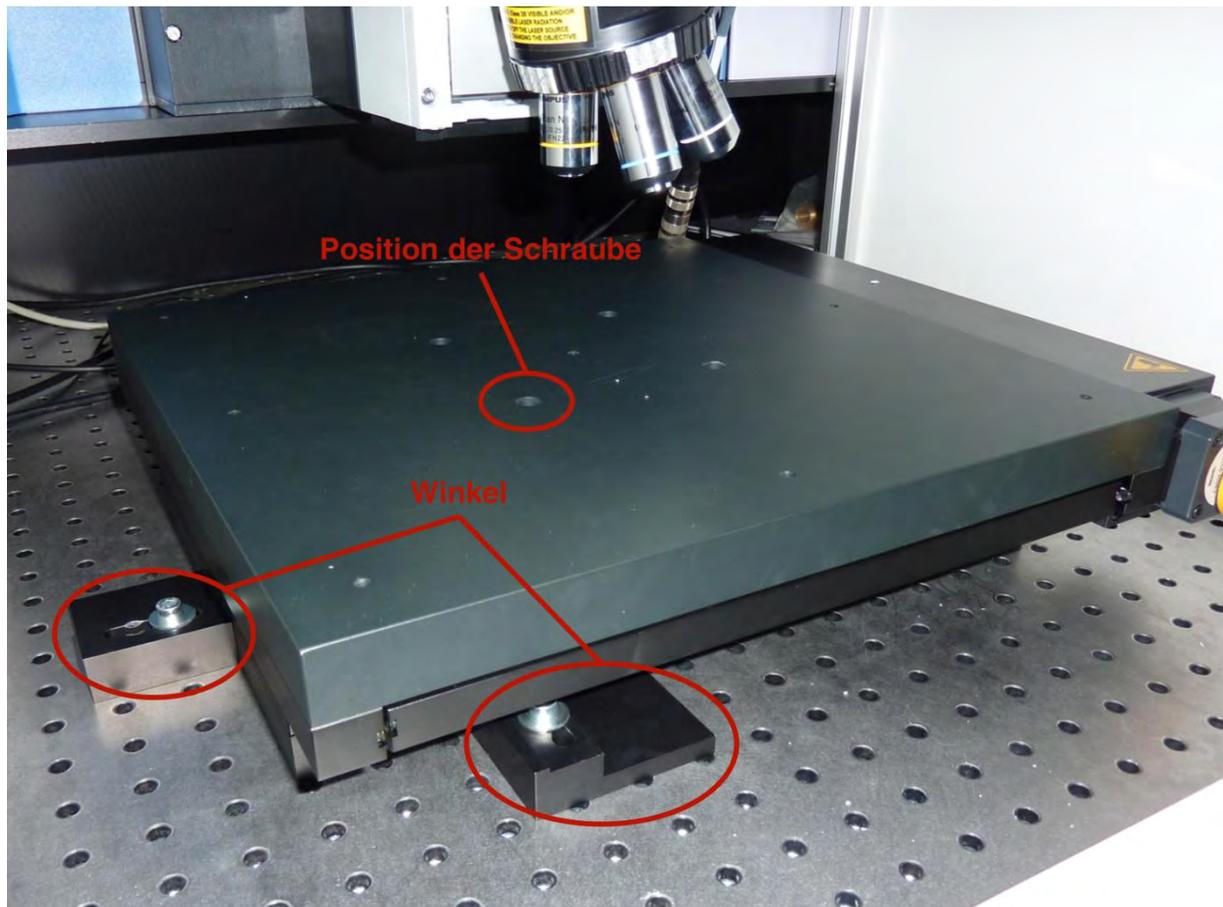


Abb. 4.2 XY-Tisch unter dem Mikroskop mit den Positionen der Winkel und der Schraube.

Zur Positionierung des XY-Tisches des Superheads auf dem X-Lineartisch wird im Rahmen der Bachelorarbeit eine Adapterplatte entworfen, die von der Werkstatt des ISFH konstruiert und gefertigt wird. Der Z-Montagewinkel, der die Z-Achse an dem XY-Tisch fixiert, wurde von OWIS mitgeliefert. Um den Superhead am XY-Tisch zu befestigen, sind zwei weitere Adapterplatten notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit entworfen und von der Werkstatt konstruiert und gefertigt werden. Auf der CD im Ordner „Spezifikationen\verfahrbare-Tische“ befinden sich alle technischen Zeichnungen und Datenblätter. Die Endschalter des X-Lineartisches sind derart ausgelegt, dass der X-Lineartisch, die X-Linearachse voll ausnutzen kann. Das Schutzgehäuse wurde von isel für den X-Lineartisch mit einer Verfahrlänge von 1535 mm ausgelegt. Da der XY-Tisch auf dem X-Lineartisch 200 mm in X-Richtung verfahren kann, würde er in das Schutzgehäuse fahren. Daher wurden von einem Elektrotechniker des ISFH neue Endschalter angeschlossen, die im Rahmen dieser Arbeit millimetergenau positioniert werden, um eine maximale Verfahrlänge von 1358 mm zu gewährleisten. Die Fahrtrichtung der Tische wird in Lab Spec 6 eingestellt.

4.4 Kabelführung

Im Rahmen dieser Arbeit werden sämtliche Kabel bezeichnet und beschriftet. Ein Übersichtsplan über sämtliche Kabel als Blockschaltbild ist in Abb. 4.3 dargestellt. Zur Vollständigkeit ist der Druckschlauch zur Versorgung des optischen Tisches ebenfalls blau eingezeichnet. Die Glasfaserkabel des Lasers sind rot eingezeichnet. Eine Erklärung zu den Bezeichnungen der Kabel befindet sich im Anhang A.6.

Die Kabel, die in den Superhead, sowie in den Z-Lineartisch und den XY-Tisch des Superheads geführt werden, müssen bei der Bewegung der verfahrbaren Tische mitgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit muss eine Lösung gefunden werden die Kabel bei der Bewegung der verfahrbaren Tische mitzuführen und die Biegeradien dabei einzuhalten. Limitierend sind hierbei die beiden Glasfaserkabel, welche mit jeweils 84 mm den größten minimalen Biegeradius benötigen.

Die Lösung besteht darin die Kabel durch eine Kombination von Kabelschutzschläuchen und einer freitragenden Energieführungskette (Energiekette) von der Firma igus zu führen. Sämtliche Kabel können in einer Leitung geführt werden. Da die Messsignale optisch sind, werden sie durch die elektrischen Signale in den anderen Kabeln nicht gestört. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Maße der Energiekette bestimmt. Nach Einholung von Angeboten unterschiedlicher Firmen wird die *E2-Serie 1500.080.100.0* von igus mit einem Biegeradius von 100 mm bestellt. Das Datenblatt befindet sich auf der beigelegten CD im Ordner „Spezifikationen\Kabelfuehrung“. Die Energieführungskette muss mit dem X-Lineartisch verfahren und darf an keiner Stelle mit der Wand oder anderen Bauteilen, wie dem XY-Tisch in Konflikt geraten. Die Energiekette wird mit drei Metallstücken (Baugruppe A) am X-Lineartisch befestigt. Die Baugruppe wird im Rahmen dieser Arbeit entworfen und von der Werkstatt des ISFH konstruiert und gefertigt. Die Technischen Zeichnungen finden sich im Anhang A.10. In Abb. 4.4 ist die Befestigung der Baugruppe A am X-Lineartisch dargestellt. Am Boden der isel-Schutzeinhausung werden zwei Bohrungen vorgenommen, um die Energiekette an der isel-Schutzeinhausung befestigen zu können. Diese Bohrungen beeinträchtigen die Funktion der isel-Schutzeinhausung nicht.

Um auf der gesamten Kabellänge vom Spektroskop über den optischen Tisch, die isel-Schutzeinhausung, die Energiekette und den verfahrbaren XY-Tisch zum Superhead einen Biegeradius größer 84 mm zu gewährleisten, werden die Kabel an den kritischen Stellen in Kabelschutzschläuchen geführt. Diese Stellen sind die Kante des optischen Tisches (Kabelschutzschlauch 1), die Kante des Bohrloches der isel-Schutzeinhausung (Kabelschutzschlauch 2) und die Überbrückung des XY-Tisches (Kabelschutzschlauch 3). In Abb. 4.5 ist die Befestigung der Kabelschutzschläuche veranschaulicht. Kabelschutzschlauch 1 wird mit Hilfe eines Metallstücks, in welchem vier Bohrlöcher sind, angebracht. Das Metallstück wird mit zwei Schrauben am optischen Tisch befestigt. Durch die anderen Bohrlöcher wird ein Kabelbinder geführt, der den Kabelschutzschlauch am Metallstück fixiert. Kabelschutzschlauch 2 ist mit einem Kabelbinder an der isel-Schutzeinhausung befestigt. Hierzu werden zwei Bohrlöcher in den Boden der isel-Schutzeinhausung gebohrt. Diese Bohrlöcher beeinträchtigen die Funktion der isel-Schutzeinhausung nicht. Ein Ende von Kabelschutzschlauch 3 ist mit Kabelbinder an der Energiekette befestigt, das andere Ende an Baugruppe B, die im Rahmen dieser Arbeit entworfen und von der Werkstatt des ISFH konstruiert und gefertigt wird. Die Baugruppe B ist mit zwei Schrauben an den Adapterplatten des Superheads angebracht. Eine technische Zeichnung der Baugruppe B befindet sich im Anhang 0. Zur zusätzlichen Stabilisierung des Schlauchs wurde dieser mit Kabelbindern am Führungsstab locker befestigt, um eine zu starke Belastung des Schlauches zu vermeiden. Der Führungsstab ist mit 2 Schrauben am Lastarm befestigt.

In Abb. 4.6 ist die Führung der optischen Kabel LASER und RAMAN dokumentiert. In Abb. 4.6 a) ist zu sehen wie die Kabel vom Spektroskop zu Kabelschutzschlauch 1 geführt werden. Die Radien beim Austritt aus und Eintritt in das Spektroskop sind ausreichend und werden mit einem Lineal gemessen. Die Kabel sind länger als benötigt. Die überflüssige Kabellänge ist zu Schlaufen gelegt und mit Panzerband am optischen Tisch befestigt. In Abb. 4.6 b) ist die Führung der optischen Kabel von Kabelschutzschlauch 1 zu Kabelschutzschlauch 2 zu sehen. Sie sind mit Panzerband an der Wand der isel-Schutzeinhausung befestigt und werden unter dem Gestell durch in den zweiten Schlauch in die isel-Schutzeinhausung geführt. In Abb. 4.6 c) ist die Kabelführung innerhalb der isel-Schutzeinhausung zu sehen. Die Glasfaserkabel werden aus Kabelschutzschlauch 2 in die Energiekette geführt, die mit dem X-Lineartisch verfährt. Von da aus werden sie in Kabelschutzschlauch 3, der den XY-Tisch

überwindet geführt. Der Schlauch endet direkt über dem Superhead. Beim Anschluss an den Superhead gibt es keine kritischen Biegeradien.

Bei der Installation der Kabelführung müssen zusätzliche Probleme gelöst werden. Die Lösungen sind in Abb. 4.7 zu sehen. Der Stromanschluss des Superheads SH-STROM ist zu kurz um die gesamte Strecke durch den Kabelschuttschlauch 3 und die Energiekette geführt zu werden. Er wird mit Hilfe eines handelsüblichen Verlängerungskabels bis zur Steckdose erweitert. Der Stecker von SH-STROM ist lang genug, um durch den Kabelschuttschlauch 3 geführt zu werden und wird mit Hilfe von Kabelbindern an der Energiekette befestigt. Die Kabel X-XY-SH-TAN, Y-XY-SH-TAN und Z-M-SH-TAN sind zu kurz um durch die gesamte Länge des Kabelschuttschlauches 3 geführt zu werden. Es wurde eine Öffnung in den Kabelschuttschlauch 3 geschnitten, aus der die drei Kabel hinausgeführt werden. Das Kabel Z-M-SH-TAN reibt an keiner Stelle und kann ohne zusätzlichen Schutz belassen werden. Die Kabel X-XY-SH-TAN und Y-XY-SH-TAN reiben beim verfahren des XY-Tisches gegen die Kabelschuttschläuche 2 und 3. Zum Schutz der Kabel werden sie in Spiralband gewickelt.

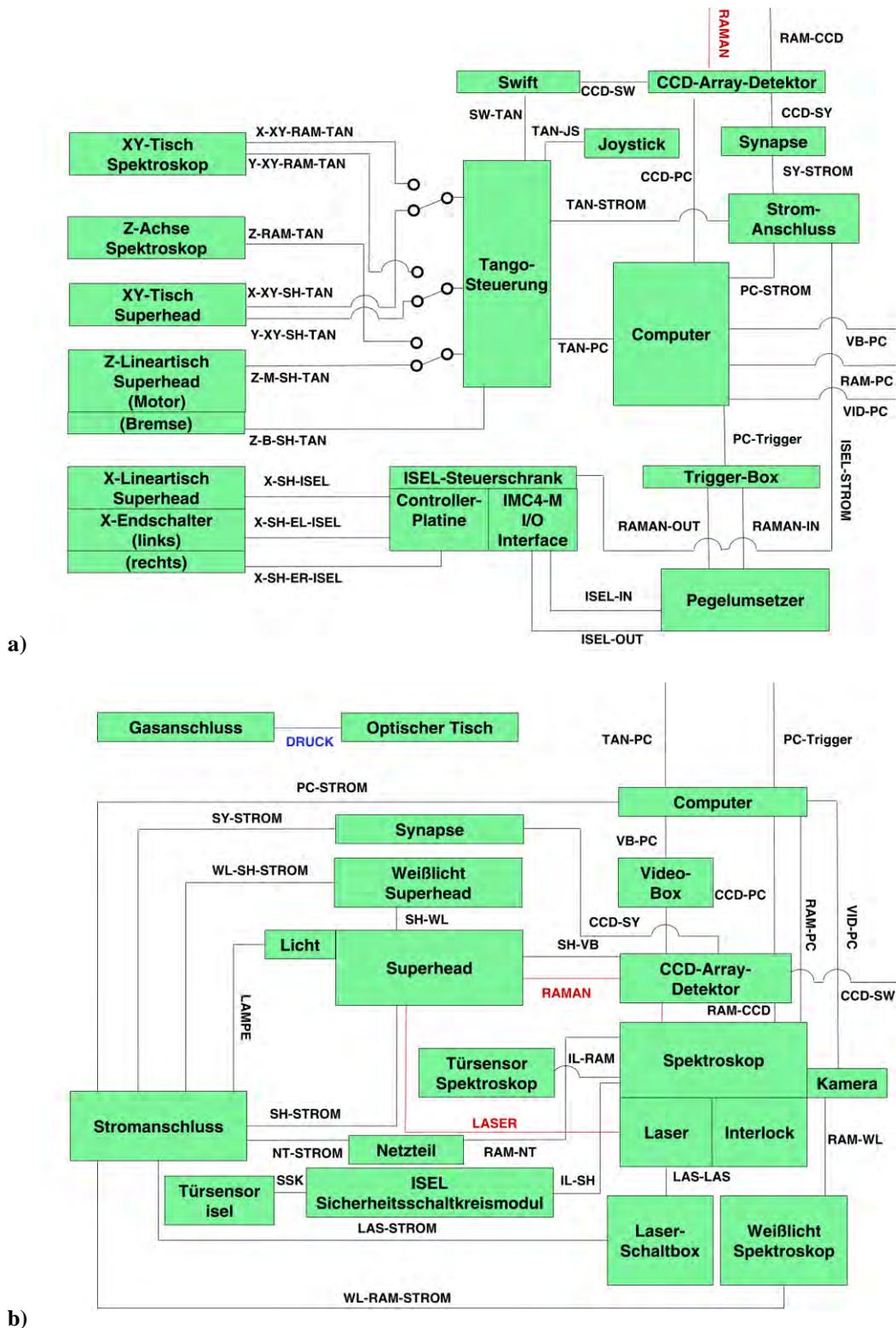


Abb. 4.3 Kabelübersicht (Blockschaltbild). Der Druckschlauch ist blau eingezeichnet. Die Glasfaserkabel sind rot eingezeichnet. a) Steuerung der Tische. Die Schalter veranschaulichen den Wechsel zwischen Spektroskop- und Superheadbetrieb. In diesem Blockschaltbild sind sie auf Superheadbetrieb. b) sämtliche anderen Kabel.

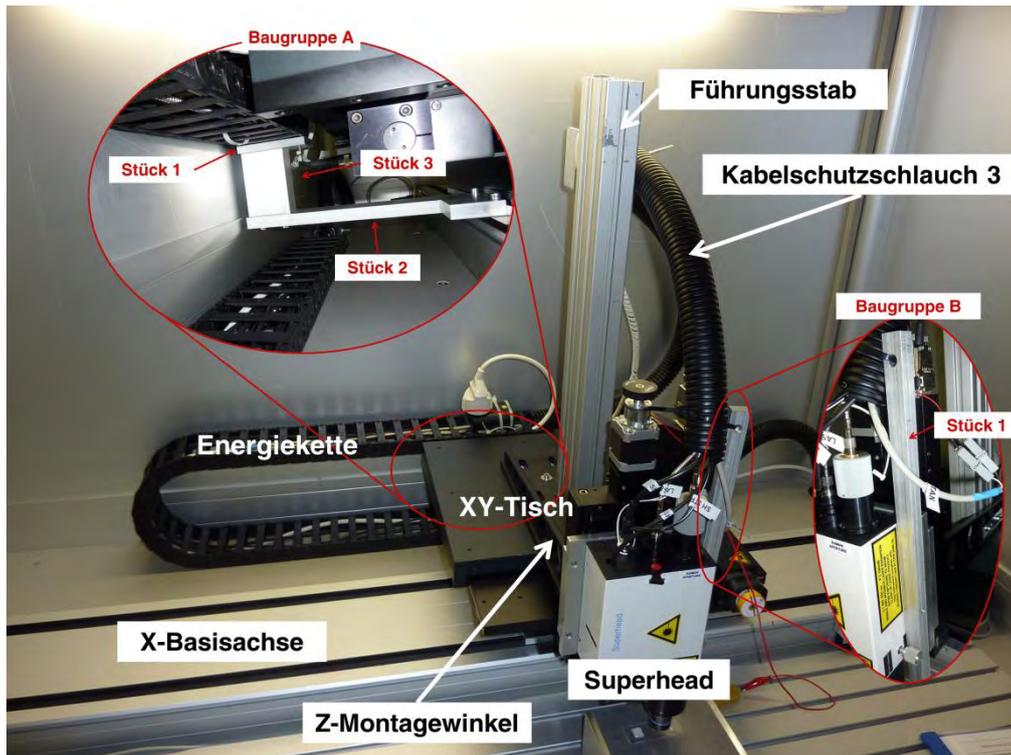


Abb. 4.4 Positionen der Baugruppen A und B.

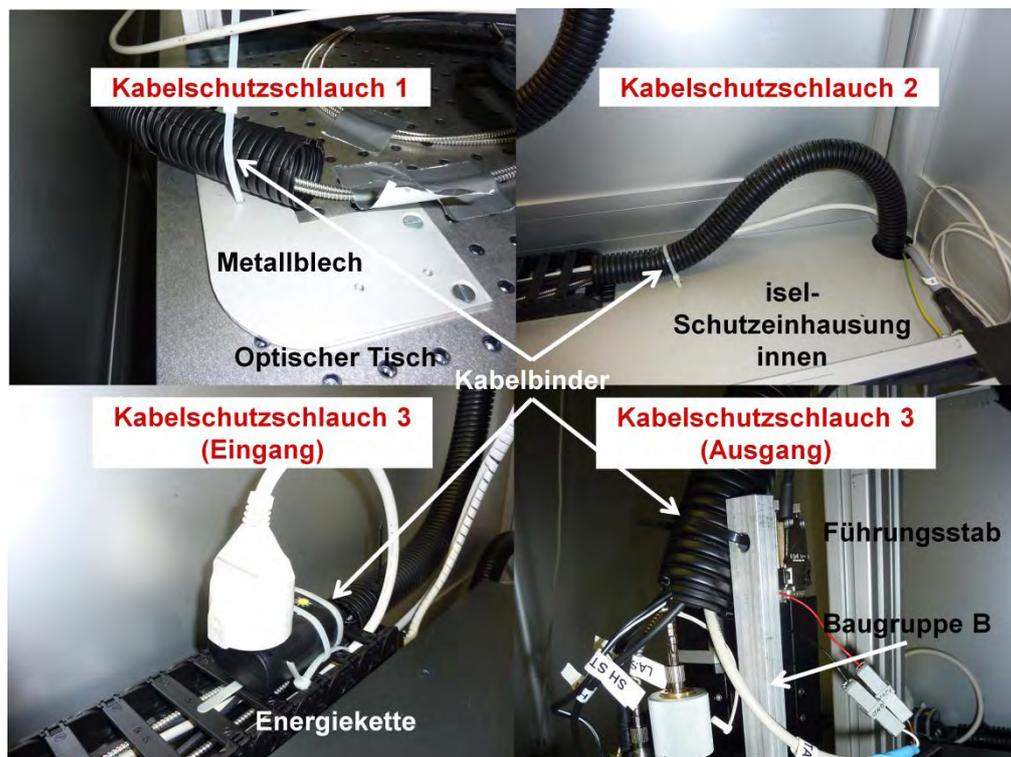


Abb. 4.5 Befestigung der Kabelschuttschläuche 1, 2 und 3.

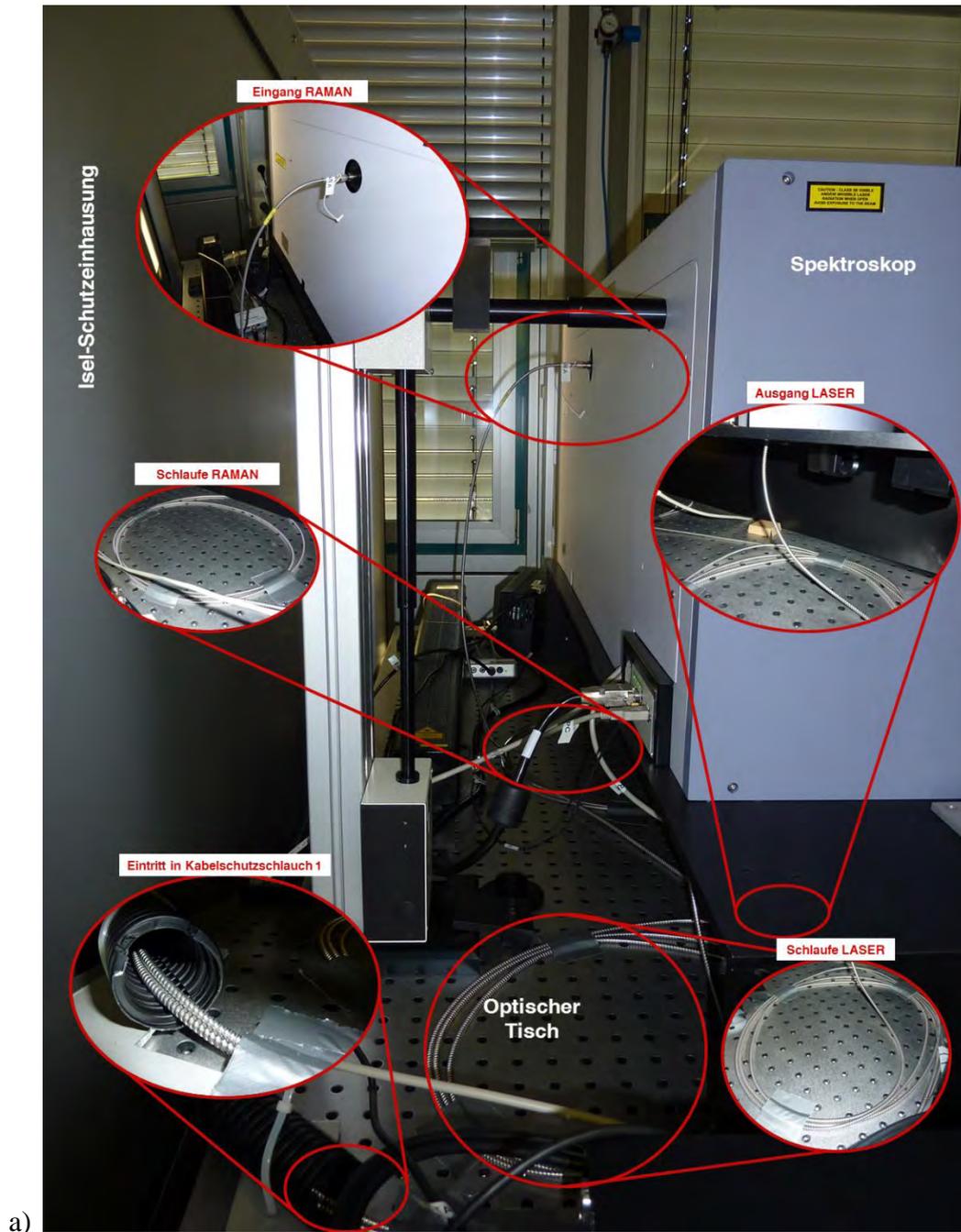


Abb. 4.6 Die Führung der optischen Kabel LASER und RAMAN. a) Führung vom Spektroskop in Kabelschuttschlauch 1, der die Kante des optischen Tisches überwindet. Links ist die isel-Schutzeinhausung zu sehen, rechts das Spektroskop, welches sich auf dem optischen Tisch befindet

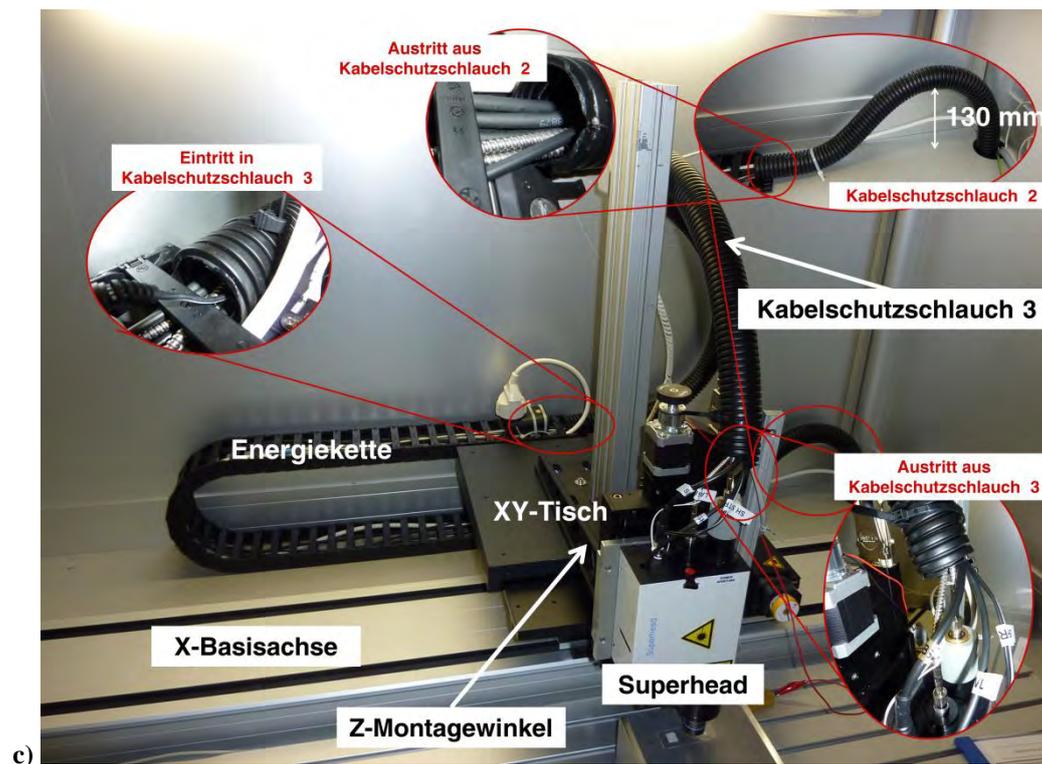


Abb. 4.6 b) Führung von Kabelschuttschlauch 1 entlang der isel-Schutzeinhausung zu Kabelschuttschlauch 2, der die Kante des Bohrloches überwindet. Im Hintergrund ist die isel-Schutzeinhausung zu sehen, rechts vorne der optische Tisch. c) Führung innerhalb der isel-Schutzeinhausung durch die Energiekette und Kabelschuttschlauch 3.

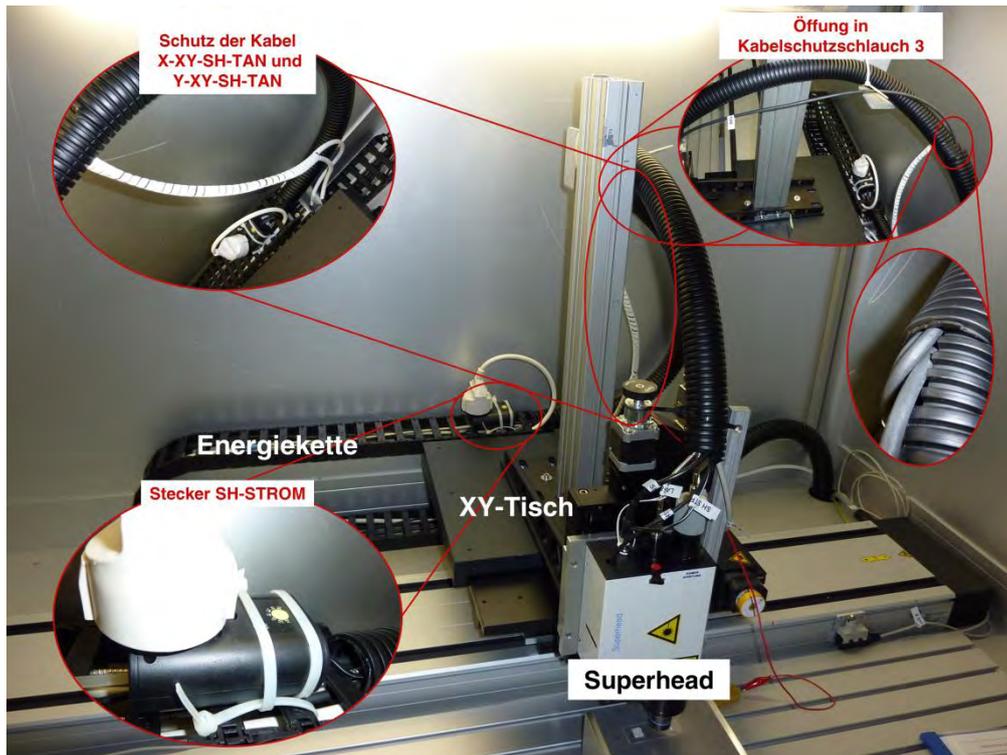


Abb. 4.7 Veranschaulichung der Lösung von Problemen, die bei der Installation der Kabelführung aufgetreten sind.

4.5 Pegelumsetzer für die Kommunikation zwischen Spektroskop und X-Lineartisch

Sämtliche Tische von Märzhäuser und OWIS sind bereits für den vorgesehenen Betrieb ausgelegt. Der X-Lineartisch von isel hingegen wird über den isel-Steuerschrank gesteuert. Für die Kommunikation zwischen Steuerschrank und Spektroskop wurde von HORIBA ein Interface am Raman-Spektroskop (Trigger-Box) eingebaut, der mit dem IMC4-M I/O-Interface des Steuerschranks Kommunizieren kann. Das IMC4-M I/O-Interface reagiert auf die ansteigende Flanke von Signalen von 24 V und einer Dauer von mindestens 100 ms und sendet ebensolche Signale. Die Trigger-Box sendet Signale von 5 V und einer Dauer von 100 ms. Damit die Geräte miteinander Kommunizieren können wird von einem Elektrotechniker ein Pegelumsetzer konzipiert, der das IMC4-M I/O-Interface erweitert. Der Pegelumsetzer wandelt das 5 V-Signal von der Trigger-Box in ein 24 V-Signal und das 24 V-Signal vom IMC4-M I/O-Interface in ein 5 V-Signal um. Eine ausführliche Beschreibung dieses Pegelumsetzers befindet sich im Anhang A.7.

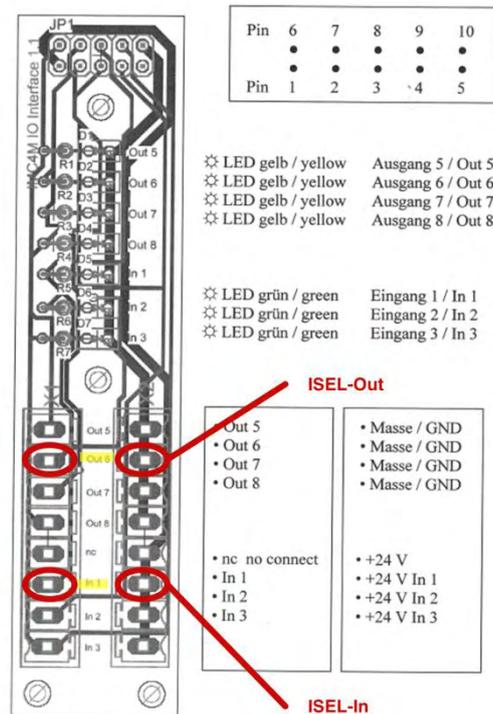


Abb. 4.8 IMC4-M I/O Interface (Port 2) mit belegten Pins (rot markiert) [25].

Am IMC4-M I/O Interface wird die Pinbelegung im Rahmen dieser Arbeit festgelegt. Die Belegung ist in Abb. 4.8 dargestellt. ISEL-In wird von einem Elektrotechniker des ISFH an In 1 und das entsprechende 24 V Signal auf +24 V In 1 angeschlossen. ISEL-Out wird an Out 6 und die zugehörige Masse an Masse / GND gegenüber von Out 6 angeschlossen. In der Steuerungssoftware des Isel-Steuerschrankes PRO NC wird das IMC4-M I/O Interface als Port 2 bezeichnet. Kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit wird festgestellt, dass das beschriebene IMC4-M I/O Interface nicht von PRO NC angesprochen werden kann. Es wird ein neues Interface eingebaut. Entsprechend müssen der Pegelumsetzer und das PRO NC Skript modifiziert werden.

4.6 Software

Für den X-Lineartisch von isel wird ein Skript geschrieben, um die Kommunikation mit dem Ramanspektroskop zu ermöglichen. Hierfür wird das Programm PRO NC von isel Automation verwendet. Die verwendete Programmiersprache ist PAL. Das Softwareskript ist im Anhang A.8 hinterlegt. Die PAL-Datei „10er-String-Raman“ befindet sich auf der beigelegten CD. Der X-Lineartisch muss folgende Aktionen ausführen: Wenn ein Signal am IMC4-M I/O-Interface (Port 2) ankommt, soll der X-Lineartisch um eine bestimmte

Weglänge nach links verfahren und dort stoppen. Danach soll das IMC4 M I/O-Interface ein Signal an das Spektroskop senden. Insgesamt soll zehn Mal verfahren werden. Das erste Mal um 126 mm, danach sieben Mal um 158 mm und das neunte Mal erneut um 126 mm. Das zehnte Mal soll der X-Lineartisch eine Referenzfahrt durchführen und danach kein Signal an das Ramanspektroskop senden.

Beim Testen der Software wird festgestellt, dass der X-Lineartisch nicht auf die Befehle der Software reagiert. Die ungenutzten Schnittstellen der isel-Controllerplatine werden in der PRO NC Software deaktiviert und das defekte Endstufenmodul der X-Achse wird ausgetauscht. Auch wird festgestellt, dass die Software nicht auf das IMC4-M I/O-Interface zugreifen kann. Es wird ausgetauscht und die Software muss auf das neue Interface modifiziert werden.

4.7 Bestellen von Polarisationszubehör

Um biaxiale mechanische Spannung aus der Ramanverschiebung zu berechnen, muss das Gleichungssystem 2.25 aufgelöst werden. Dafür müssen die Ramanverschiebungen aller Phononenmoden einzeln bekannt sein. Möchte man die Peaks der einzelnen Moden voneinander isolieren, ist es unabdingbar die Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichtes variieren zu können [19]. Um eine Aussage über die Spannungsverteilung treffen zu können, muss ebenfalls die Polarisationsrichtung des eingestrahnten, als auch des gestreuten Lichtes bekannt sein (siehe Formeln 2.12 und 2.27). Die Rückstreuung von einer (001) Oberfläche ist ein Ausnahmefall, da hier nur die LO_z Mode sichtbar ist (Tab. 2.3). Die Isolation der Peaks ist bei Messung von polykristallinen Siliziumsolarzellen unabdingbar.

Im Rahmen der Bachelorarbeit fällt auf, dass im *Basis LabRAM HR Vis Evolution* weder optische Bauteile vorhanden sind, um die Polarisationsrichtung des Laserlichtes zu variieren, noch um die Polarisationsrichtung des ramangestreuten Licht zu analysieren. Für diese Bauteile (Polarisationszubehör) werden Angebote eingeholt und das $\lambda/2$ -Plättchen *HWPL-VIS-HR*, sowie der Analysator *P-350-650-HR* nachbestellt. Das Polarisationszubehör ist mit einem Motor ausgerüstet und kann mit der Lab Spec 6 Software in 1° -Schritten verfahren werden. Er wird in den Strahlengang des Spektroskops eingebaut und kann nur im Spektroskop benutzt werden, weil das Glasfaserkabel zum Superhead nicht Polarisationserhaltend ist. Die Position der Bauteile im Strahlengang ist in Abb. 4.9

veranschaulicht. Zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit ist das Polarisationszubehör noch nicht geliefert und muss noch in den Strahlengang eingebaut werden. Im Rahmen der Bachelorarbeit muss überprüft werden, ob die Laserleistung mit Einberechnung der Verluste durch die zusätzlichen Bauteile noch ausreichend ist. Dazu wird das Datenblatt von HORIBA eingefordert. Zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit liegen diese Daten noch nicht vor.

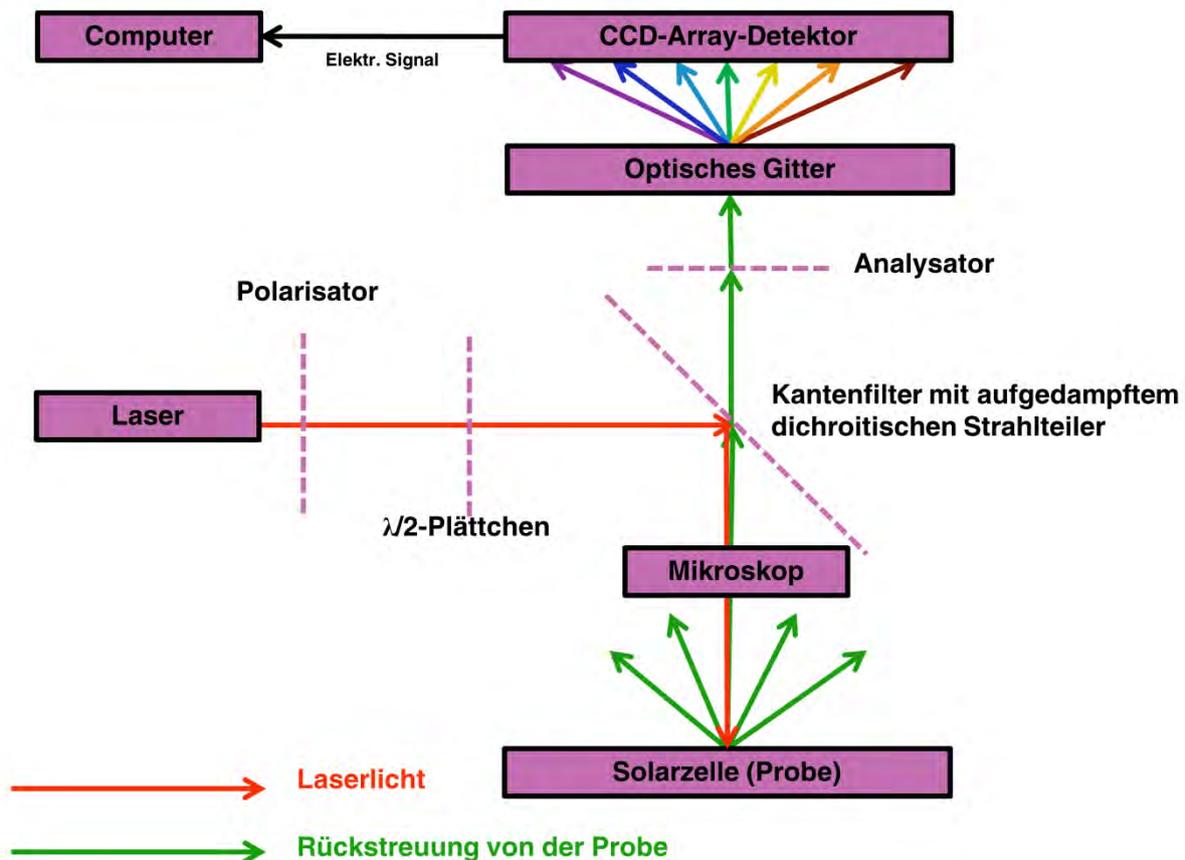


Abb. 4.9 Strahlengang mit dem nachbestellten Polarisationszubehör ($\lambda/2$ -Plättchen und Analysator)

4.8 Durchführung der Abnahmetests

In diesem Kapitel sollen einige der Abnahmetests ausführlich beschrieben werden. Eine Beschreibung aller Abnahmebedingungen würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen, daher sind die hier nicht näher beschriebenen Bedingungen im Anhang A.1 aufgelistet. Die Bedingungen auf die hier näher eingegangen wird sind in eine Beschreibung (Bedingung) und die Tests (Überprüfung) gegliedert.

Zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit sind noch nicht alle Abnahmetests durchgeführt. Die bereits durchgeführten Abnahmetests zeigen, dass die Übergabe erfolgreich abgeschlossen werden kann.

4.8.1 Laserleistung (3.2.1.0.1)

Bedingung:

Die Laserleistung soll von minimal 30 mW in mindestens 8 Stufen abgeschwächt (lineare/ logarithmische Abstufungen) werden können. Zur Minimierung der zeitlichen Instabilität der Laserwellenlänge muss zeitgleich zur Raman-Messung unserer Probe die Laserwellenlänge bei jeder Messung direkt/indirekt (z.B. Strahlteiler und thermisch stabile Referenz) mit vermessen werden und der Raman-Shift damit korrigiert werden können.

Überprüfung:

Die Leistung des He-Ne-Lasers *MG 25-LHP-928-230* beträgt laut Datenblatt 35 mW. Die Abstufung der Laserleistung erfolgt durch einen Neutraldichtefilter, der sich im Strahlengang auf der Position F3 befindet. Es ist ein Rädchen mit 6 Filtern, das neun verschiedene optische Dichten erzeugen kann. Dieser Punkt wird nicht experimentell nachgeprüft. Die Tatsache, dass dieser Filter vorhanden ist und im LabRAM HR Evolution User Manual von HORIBA beschrieben ist, reicht aus. Das Dokument „User_Manual_Evolution“ ist auf der beigelegten CD im Ordner „Manuals“ hinterlegt.

Bei Spannungsmessungen können die Ramanpeaks des Lasersignals zur Korrektur verwendet werden. Bei anderen Messungen würden diese Signale stören und müssen gefiltert werden. Da der Absorptionskoeffizient bei 633 nm relativ gering ist (Abb. 2.6), wird die Energie des Lasers über ein relativ großes Volumen verteilt. Daher ist der Temperaturanstieg innerhalb der Probe durch die Beeinflussung des Lasers zu vernachlässigen [26].

Der Abnahmetest 3.2.1.0.1 ist bestanden.

4.8.2 Messung der Ramanverschiebung an der verspannten Probe (3.2.1.2)

Bedingung:

An der verspannten Probe sollen an 3 Messpunkten Wellenzahlverschiebungen mit den Messparametern aus 3.2.1.1 gemessen werden. Dabei befindet sich Messpunkt 1 ungefähr im maximalen Zugspannungsbereich, Messpunkt 2 im minimalen und Messpunkt 3 in einem mittleren Druckspannungsbereich. Dementsprechend muss die Ramanverschiebung von Messpunkt 1 und 2 kleiner sein im Vergleich zur unverspannten Probe aus 3.2.1.1, wobei die von Messpunkt 1 kleiner sein muss als von Messpunkt 2. Messpunkt 3 muss eine größere Ramanverschiebung gegenüber der unverspannten Messung (3.2.1.1) aufweisen.

Überprüfung:

Der Abnahmetest 3.2.1.2 wird mit einer Dreiliniens-Biegevorrichtung durchgeführt. Diese ist in Abb. 4.10 a) beispielhaft skizziert. Eine monokristalline Siliziumsolarzelle (CZ-Wafer) wird in die Biegevorrichtung gelegt und gezielt verspannt. Die Vorderseite des Wafers steht unter Druckspannung, die Rückseite unter Zugspannung. In der Mitte wird der Wafer am stärksten verspannt. Die Spannung nimmt zu den Enden hin ab. Messpunkt 1 wird ungefähr in der Mitte der Vorderseite, Messpunkt 2 am Rand der Vorderseite und Messpunkt 3 ungefähr in der Mitte der Rückseite gewählt. Die mit dem Spektroskop gemessenen Stokesspektrallinien sind in Abb. 4.10 b) bis d) dargestellt. Die Messwerte sind mit einem Gauß- und einem Basislinienfit optimiert. Das Maximum des Gaußfits entspricht der Ramanverschiebung. Die Messwerte sind farbig, der Peakfit schwarz eingezeichnet. In Tab. 4.2 befindet sich eine Übersicht der jeweiligen Ramanverschiebungen der Messpunkten. Die Ramanverschiebung von Messpunkt 1 ist mit $519,63 \text{ cm}^{-1}$ am kleinsten. Die Ramanverschiebung von Messpunkt 3 ist mit $519,79 \text{ cm}^{-1}$ am größten. Die Ramanverschiebung von Messpunkte 2 liegt mit $519,71 \text{ cm}^{-1}$ zwischen den Ramanverschiebungen von Messpunkt 1 und 3.

Die Ergebnisse sind wie erwartet. Der Abnahmetest 3.2.1.2 ist bestanden.

Tab. 4.2 Ramanverschiebungen der Messpunkte 1 bis 3

	Spannung [MPa]	Ramanverschiebung [cm^{-1}]
Messpunkt 1	> 0	519,63
Messpunkt 2	≈ 0	519,71
Messpunkt 3	< 0	519,79

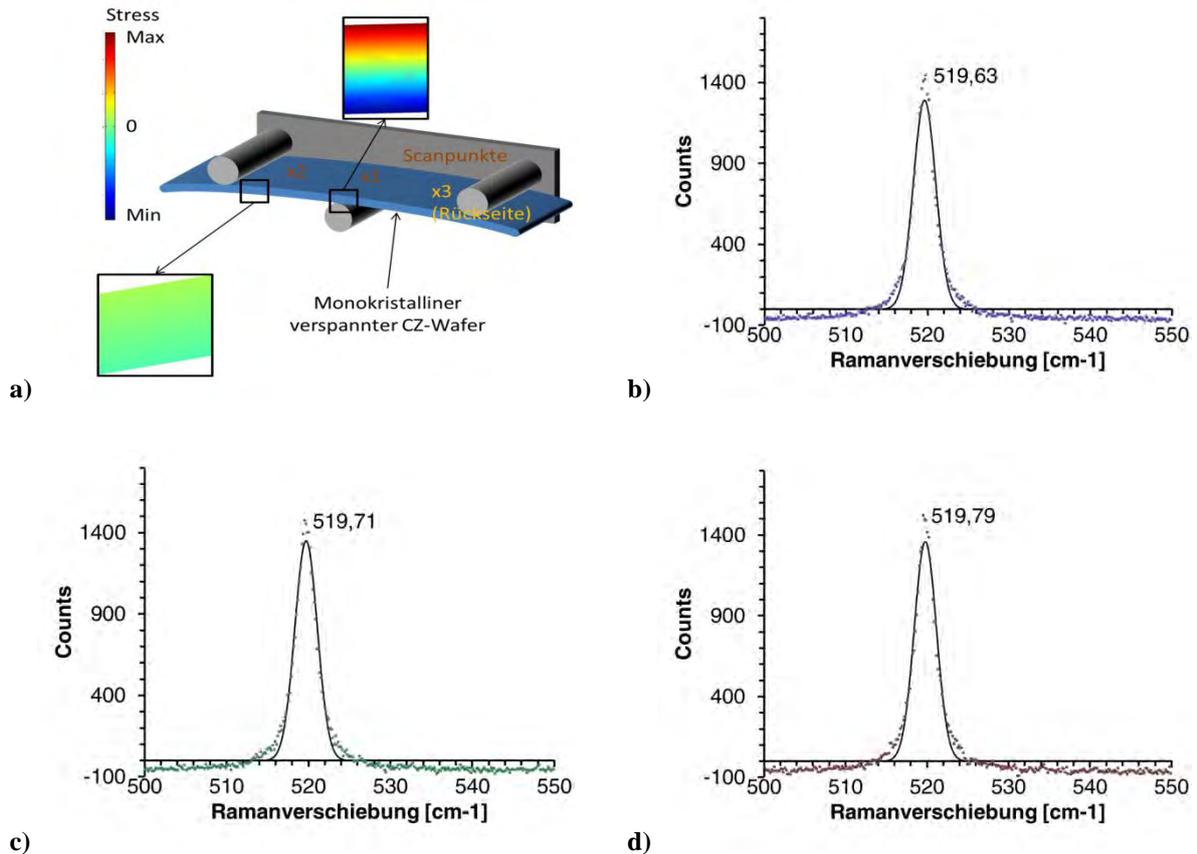


Abb. 4.10 a) Dreilini-Biegevorrichtung mit den Messpunkten 1, 2 und 3. Die beiden Querschnitte zeigen die Verteilung der Spannung im Modul. Druckspannung ist rot, Zugspannung ist blau dargestellt [27]. b) Messwerte Messpunkt 1 (violett) mit Peakfit c) Messwerte Messpunkt 2 (dunkelgrün) mit Peakfit d) Messwerte Messpunkt 3 (dunkelrot) mit Peakfit

4.9 Anmerkung zur Ramanverschiebung von monokristallinem Silizium

Bei der Durchführung der Abnahmetests ist aufgefallen, dass die gemessenen Ramanverschiebungen der monokristallinen Siliziumproben zwischen 519 cm^{-1} und 520 cm^{-1} liegen. Diese Weichen signifikant vom Literaturwert 521 cm^{-1} für monokristallines Silizium [2] ab. Diese Abweichung entspricht einer Eigenspannung von über 250 MPa. In der Literatur gibt es keine Angaben zur Temperatur der Siliziumproben während der Messung. Es ist anzunehmen, dass die in der Literatur angegebene Messung bei Raumtemperatur ($300\text{ K} \pm 5\text{ K}$) stattgefunden hat. Dies ist eine sehr große Unsicherheit, wenn berücksichtigt wird, dass die Temperatur einen direkten Einfluss auf die Ramanverschiebung hat [2]. Die Abweichung der gemessenen Peaks zum Literaturwert lassen sich mit dem Temperaturverhalten der Ramanpeaks erklären.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Eigenspannungen entlang der Lötstellen der Kupferbändchen in kristallinen Siliziumsolarzellen sollen mittels Ramanspektroskopie bestimmt werden, um eine Vorhersage über Bruchwahrscheinlichkeiten der Solarzellen treffen zu können und daraufhin die Parameter des Lötprozesses zu optimieren. In dieser Arbeit wird ein *Basis LabRAM HR Vis Evolution* Ramanspektroskop von HORIBA installiert, um diese Messungen durchführen zu können und die Theorie zur Berechnung der mechanischen Spannung aus den Ramanpeaks erarbeitet.

Zu Beginn dieser Arbeit ist die isel-Schutzeinhausung bereits installiert, sowie ein Konzept für den Messplatz vorhanden. Das Ramanspektroskop inklusive der verfahrbaren Tische, sowie der optische Tisch waren bereits bestellt, aber noch nicht geliefert.

Die Installation des gesamten Messplatzes erfolgt weitgehend eigenständig, wird aber immer wieder von sowohl internen als auch externen Experten unterstützt. In der Arbeit wird an den entsprechenden Stellen explizit erwähnt, wenn Hilfe von Experten in Anspruch genommen wird. Die gesamte Theorie wird komplett eigenständig mit Hilfe von wissenschaftlichen Fachartikeln erarbeitet. Zur Überprüfung wird ein Professor vom Institut für Mineralogie der Leibniz Universität Hannover zu Rate gezogen.

Die automatisierte Messung von Ramanspektren zur Bestimmung von Eigenspannungen in monokristallinen Siliziumsolarzellen mit einer (001) Oberfläche ist möglich an diesem Messplatz möglich.

Der zugehörige XY-Tisch des Spektroskops ist installiert und kann ebenso wie die Z-Achse und der Autofokus am Spektroskop mit der Lab Spec 6 Software gesteuert werden. Am Superhead ist die Messung von Spektren möglich. Der XY-Tisch und der Z-Lineartisch des Superheads sind installiert und können ebenso wie der Autofokus am Superhead mit der Lab Spec 6 Software gesteuert werden. Der gesamte Superheadaufbau ist auf der Basis X-Achse befestigt. Die Endschalter der Basis X-Achse sind korrekt verbaut und das Steuerungsskript in der PRON NC Software ist geschrieben. Die durchgeführten Abnahmetests zeigen, dass die Übergabe erfolgreich abgeschlossen werden kann. Ein Konzept für die Kabelführung ist entwickelt und erfolgreich getestet.

Die Theorie zur Bestimmung von Eigenspannungen in monokristallinem Silizium mittels Ramanspektroskopie ist grundlegend verstanden und kann angewendet werden. Der physikalische Zusammenhang von Eigenspannung und der Position des Ramanpeaks kann bei biaxialer Spannung und Einstrahlung auf und Rückstreuung von einer (001) Oberfläche zu folgender Formel vereinfacht werden

$$\sigma = -217 \text{ MPa} \cdot \text{cm} \cdot \Delta\omega, \quad (5.1)$$

mit $\sigma = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22}}{2}$ in MPa und $\Delta\omega$ in cm^{-1} und der Annahme $\sigma_{11} = \sigma_{22}$.

Die automatisierte Messung von Ramanspektren zur Bestimmung von Eigenspannungen in Solarzellenstrings und in polykristallinen Solarzellen ist noch nicht möglich.

Für die Bestimmung von Eigenspannungen in Solarzellenstrings muss der isel-Steuerschrank mit der Trigger-Box kommunizieren können. Das Interface des isel-Steuerschranks ist defekt. Daher ist die Kommunikation zwischen isel-Steuerschrank und Trigger-Box zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht möglich. Das Interface muss ausgetauscht werden und das Softwareskript, sowie der Pegelumsetzer müssen entsprechend modifiziert werden.

Für die Bestimmung von Eigenspannungen in polykristallinen Solarzellen fehlt noch Polarisationszubehör. Dieses ist nachbestellt, zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit aber noch nicht geliefert. Es muss noch in den Strahlengang eingebaut werden. Da das Polarisationszubehör für das Spektroskop konzipiert ist, kann es nicht in den Superhead eingebaut werden. Für den Superhead muss noch eine Alternative entwickelt werden.

Die Einrichtungen für den Arbeitsschutz sind zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit noch nicht vollständig installiert. Es fehlt das Kabel IL-SH zwischen isel-Sicherheitskreis und Laser-Interlock anzuschließen.

Die Theorie zur Bestimmung von Eigenspannung in polykristallinem Silizium mittels Ramanspektroskopie ist verstanden und kann bei Becker et al. [19] nachvollzogen werden. Es

wird ein Excel Arbeitsblatt erstellt, welches die komplexe Theorie veranschaulicht. Die Vermutung zur Transformation der Ramantensoren muss noch bestätigt werden.

Diese Arbeit legt die Grundlagen, um die Eigenspannung entlang der Lötstellen der Kupferbändchen in kristallinen Siliziumsolarzellen zu bestimmen, um Lötparameter zu optimieren. Bevor die Eigenspannung bestimmt werden kann, müssen über das Ziel dieser Arbeit hinaus noch zusätzliche Aufgaben erledigt werden. Die Ramanverschiebung ist Temperaturabhängig. Es sollten Referenzwerte für die Ramanverschiebungen von mono- und polykristallinen Siliziumsolarzellen bei verschiedenen Temperaturen und das Temperaturverhalten der Ramanverschiebungen experimentell bestimmt werden. Es sollte zusätzlich überprüft werden, ob die Ramanverschiebungen der He-Ne Laserpeaks als Temperatur-Referenzsignal geeignet sind. Der theoretische Zusammenhang zwischen Eigenspannungen und Ramanverschiebung sollte an gezielt verspannten mono- und polykristallinen Siliziumsolarzellen überprüft werden. Das Messmuster sollte auf die Anwendbarkeit überprüft und wenn nötig optimiert werden.

A. Anhang

A.1 Abnahmebedingungen

In diesem Abschnitt sind alle Bedingungen zur erfolgreichen Abnahme des LabRAM HR Evolution von HORIBA in Tab. A.1.1 aufgelistet. Die Abnahmebedingungen wurden vom ISFH mit HORIBA verhandelt. Diese Tabelle wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe eines vorher erstellten Anforderungsprofils zur Einholung von Angeboten, erarbeitet. Das Dokument „Anforderungsprofil-Eigen Spannungsmessung_FINAL“ ist auf der beigelegten CD gespeichert.

Tab. A.1.1: Abnahmebedingungen des Raman Spektroskops

Nummer	Bedingung
3.2.0 Messaufgabe	
3.2.0.1	Messung auf einer Fläche von 1 μm Durchmesser
3.2.0.2	Linienmessung (oder Punkte im Abstand von 1 μm) von ~1mm Länge senkrecht zum Busbar; 75 Linien (jeweils eine zwischen den beiden Fingern)
3.2.0.3	Linienmessung (oder Punkte im Abstand von 1 μm) von ~1mm Länge senkrecht zum Busbar; Auf beiden Seiten des Busbars (=150 Linien)
3.2.0.4	Linienmessung (oder Punkte im Abstand von 1 μm) von ~1mm Länge senkrecht zum Busbar; Auf beiden Seiten des Busbars; An allen 3 Busbaren (=450 Linien)
3.2.1.0.1	Die Laserleistung soll von minimal 30 mW in mindestens 8 Stufen abgeschwächt (lineare/ logarithmische Abstufungen) werden können. Zur Minimierung der zeitlichen Instabilität der Laserwellenlänge muss zeitgleich zur Raman-Messung unserer Probe die Laserwellenlänge bei jeder Messung direkt/indirekt (z.B. Strahlteiler und thermisch stabile Referenz) mit vermessen werden und der Raman-Shift damit korrigiert werden können.
3.2.1.0.2	Der XY-Tisch muss in Schrittweiten von maximal 1 μm verfahrbar sein und an jedem dieser Punkte muss eine Raman-Messung möglich sein. Das Gerät muss eine Autofokusfunktion besitzen.
3.2.1.0.3	Es muss eine Schnittstelle für einen externen Fasermesskopf vorhanden sein und eine für die Kommunikation (Triggersignal senden und empfangen) mit einem weiteren X-Lineartisch.
3.2.1.1	An dem unverspannten monokristallinen Siliziumwafer soll in einem zeitlichen Abstand von 1 min fünfmal an derselben Stelle eine Messung durchgeführt werden. Die Messparameter dafür sind: Laserleistung: (20 ± 5) mW; Einzelspektrummesszeit: 0,5 Sekunden; Objektiv: x50 (Durchmesser Messpunkt < 2 μm). Dabei muss die Intervallbreite der gemessenen Wellenzahlverschiebungen nach Korrektur der zeitlich instabilen Laserwellenlänge und Fit kleiner als 0,1 cm^{-1} Wellenzahlen sein.
3.2.1.2	An der verspannten Probe sollen an 3 Punkten Wellenzahlverschiebungen mit den Messparametern aus 3.2.1.1 gemessen werden. Dabei befindet sich Punkt 1 ungefähr im maximalen Zugspannungsbereich, Punkt 2 im minimalen und Punkt 3 in einem mittleren

Nummer	Bedingung
	Druckspannungsbereich. Dementsprechend muss die Wellenzahlverschiebung von Punkt 1 und 2 kleiner sein im Vergleich zur unverspannten Probe aus 3.2.1.1, wobei die von Punkt 1 kleiner sein muss als von Punkt 2. Punkt 3 muss eine größere Wellenzahlverschiebung gegenüber der unverspannten Messung (3.2.1.1) aufweisen.
3.2.1.3	Die Autofokusfunktion muss fünfmal hintereinander an derselben Position durchgeführt werden. Dabei dürfen die angefahrenen z-Positionen maximal um 4 μm voneinander abweichen. Die Funktion muss weniger als 1 min an Zeit in Anspruch nehmen bei einem Höhenunterschied von 5 mm.
3.2.1.4	Positionier-Wiederholgenauigkeit (Änderung der zu vermessenden Punkte)
3.2.1.4.1	Das Standardgerät besitzt eine Optik, die es dem Anwender ermöglicht, gezielt Strukturen auf der Solarzelle mit dem XY-Tisch anzufahren und zu speichern.
3.2.1.4.2	Nach Speichern von Referenzpunkt 2 muss Referenzpunkt 1 mit einer Genauigkeit von $\pm 7,5 \mu\text{m}$ in x- und y-Richtung erneut automatisch angefahren werden können.
3.2.1.4.3	Wenn sich die Solarzelle vollständig auf dem XY-Tisch befindet, muss das Messmuster anhand der Referenzpunkte ausgerichtet (Offset und Verdrehung) und vollständig abgefahren werden können mit einer Genauigkeit von $\pm 7,5 \mu\text{m}$ in x- und y-Richtung.
3.2.1.4.4	Die Messung an einer Solarzelle inklusive einer Autofokussierung in jedem der zuvor beschriebenen Autofokusquadranten (siehe Abb. 8), muss nach Vorgabe der Referenzpunkte, vollautomatisch erfolgen.
3.2.1.4.5	Die Prozedur zur Festlegung an welchen Stellen die Autofokusfunktion ausgeführt wird, muss vom Anwender angepasst werden können (z.B. per ActiveX).
3.2.1.4.6	Am Ende der Messung muss Referenzpunkt 2 mit einer Genauigkeit von $\pm 7,5 \mu\text{m}$ in x- und y-Richtung erreicht sein.
3.2.2	Externer Messkopf
3.2.2.0.1	Die Laserleistung soll von minimal 30 mW in mindestens 8 Stufen abgeschwächt (lineare/ logarithmische Abstufungen) werden können.
3.2.2.0.2	Zur Minimierung der zeitlichen Instabilität der Laserwellenlänge muss zeitgleich zur Raman-Messung unserer Probe die Laserwellenlänge bei jeder Messung direkt/indirekt (z.B. Strahlteiler und thermisch stabile Referenz) mit vermessen werden und der Raman-Shift damit korrigiert werden können.
3.2.2.0.3	Der XY-Tisch muss in Schrittweiten von maximal 1 μm verfahrbar sein und an jedem dieser Punkte muss eine Raman-Messung möglich sein.
3.2.2.0.4	Der externe Messkopf muss eine Autofokusfunktion besitzen und über eine Faser an das Standardgerät angeschlossen werden können.
3.2.2.0.5	Der vorgegebene X-Lineartisch muss mit dem Standardgerät und das Gerät mit dem X-Lineartisch kommunizieren können (Triggersignal senden und empfangen).
3.2.2.1	An dem unverspannten monokristallinen Siliziumwafer soll in einem zeitlichen Abstand von 1 min fünfmal an derselben Stelle eine Messung durchgeführt werden. Dafür kann der externe Messkopf (inklusive verfahrbarer z-Achse mit $D_z=50 \text{ mm}$) an einem festen Stativ befestigt sein und muss nicht an dem Lastarm auf dem XY-Tisch aus Abb. 9 montiert sein. Die Messparameter dafür sind wie folgt: Laserleistung: $(20 \pm 5) \text{ mW}$; Einzelspektrummesszeit: 0,5 Sekunden; Objektiv: x50 (Durchmesser Messpunkt $< 2 \mu\text{m}$). Dabei muss die Intervallbreite der gemessenen Wellenzahlverschiebungen nach Korrektur der zeitlich instabilen Laserwellenlänge und Fit

Nummer	Bedingung
	kleiner als 0,1 cm ⁻¹ Wellenzahlen sein.
3.2.2.2	An der verspannten Probe (siehe Abb. 7) sollen an 3 Punkten Wellenzahlverschiebungen mit den Messparametern aus 3.2.2.1 gemessen werden. Dafür kann wiederum der externe Messkopf (inklusive verfahrbarer z-Achse mit Dz=50 mm) an einem festen Stativ befestigt sein. Dabei befindet sich Punkt 1 ungefähr im maximalen Zugspannungsbereich, Punkt 2 im minimalen und Punkt 3 in einem Druckspannungsbereich. Dementsprechend muss die Wellenzahlverschiebung von Punkt 1 und 2 kleiner sein im Vergleich zur unverspannten Probe aus 3.2.2.1, wobei die von Punkt 1 kleiner sein muss als von Punkt 2. Punkt 3 muss eine größere Wellenzahlverschiebung gegenüber der unverspannten Messung (3.2.2.1) aufweisen.
3.2.2.3	Die Autofokusfunktion muss fünfmal hintereinander an derselben Position durchgeführt werden. Dafür kann wiederum der externe Messkopf (inklusive verfahrbarer z-Achse mit Dz=50 mm) an einem festen Stativ befestigt sein. Die angefahrenen z-Positionen dürfen maximal um 4 µm voneinander abweichen. Die Funktion muss weniger als 90 sec an Zeit in Anspruch nehmen bei einem Höhenunterschied von 10 mm.
3.2.2.4.1	Auf einer Solarzelle mit einer Fläche von 156x156 mm ² und dem in Abb. 8 beschriebenen Finger- und Busbarstruktur soll ein „ganzflächiges“ Mapping erfolgen. Dafür sollen dem Standardgerät zwei Punkte in gegenüberliegenden Ecken einer Solarzelle 10mal vorgegeben werden. Ein vorgegebenes Messmuster (siehe rote Punkte in Abb. 8 und voriger Definition Messmuster) muss an diesen Marken ausgerichtet werden um zu gewährleisten, dass zwischen den Fingern die Messungen (entweder Punkte im Abstand von 1 µm oder eine Linienmessung, beide auf einer Länge von insgesamt 1mm) erfolgen.
3.2.2.4.2	Auf der Solarzelle muss eine Positionier-Wiederholgenauigkeit von <7,5 µm in x- und y-Richtung erreicht werden und der Autofokus muss 9mal (frei in jedem Autofokusquadranten programmierbar) durchgeführt werden. Dabei darf der Autofokus maximal 90 sec in Anspruch nehmen. Mit Hilfe des ansteuerbaren X-Lineartisches soll die Messung auf 10 nebeneinander verlöteten Solarzellen (String) möglich sein (siehe Abb. 11).
3.2.2.5.1	Der externe Messkopf inklusive Lastarm und möglichem Gegengewicht (BxHxT < 0,3x0,5x0,5 m ³) ist in geeigneter Weise auf dem zum Standardgerät baugleichen XY-Tisch befestigt und durch das Standardgerät ansteuerbar.
3.2.2.5.2	Der externe Messkopfaufbau (siehe Abb. 10) besitzt eine Optik, die es dem Anwender ermöglicht, gezielt Strukturen auf der Solarzelle mit dem XY-Tisch anzufahren und zu speichern.
3.2.2.5.3	Die vom externen Messkopf messbare/anfahrbare Fläche darf nicht kleiner sein als 20x20 cm ² .
3.2.2.5.4	Das Standardgerät kann mit dem vorgegebenen X-Lineartisch (möglicher Fahrweg > 1,6 m) kommunizieren (senden und empfangen von Triggersignalen).
3.2.2.5.5	Der Anwender kann nach einander Referenzpunkt 1 und 2 (siehe Abb. 10) anfahren, fokussieren und mit einer Software die Koordinaten speichern.
3.2.2.5.6	Nach Speichern von Referenzpunkt 2 muss das Standardgerät ein Triggersignal an den X-Lineartisch liefern, der aus seiner linken Anschlagposition daraufhin 16 cm nach rechts verfährt.
3.2.2.5.7	Anschließend liefert dieser ein Triggersignal an das Standardgerät zurück, welches daraufhin erneut Referenzpunkte anfahren und abspeichern können soll.
3.2.2.5.8	5. bis 7. können insgesamt zehn Mal ausgeführt werden (der X-Lineartisch befindet sich je nach Durchlauf an einer jeweils um 16 cm versetzten Position). Beim 10. Durchlauf soll das Triggersignal des Standardgerätes nach Speicherung von Referenzpunkt 2 den X-Lineartisch dazu veranlassen in seine linke Anschlagposition zurückzukehren und erst dann ein Triggersignal an das Standardgerät zurückzuliefern.

Nummer	Bedingung
3.2.2.5.9	Für die Abnahme muss der Messkopf zusätzlich zum restlichen Ablauf an den geeigneten Stellen jeden Referenzpunkt anfahren und dort stoppen, bis der Anwender ein Signal zum Fortfahren gibt. Dabei muss jeder Referenzpunkt mit einer Genauigkeit von $\pm 7,5 \mu\text{m}$ getroffen werden. (Dieser Teil muss nach der Abnahme aus der Programmierung entfernt werden können)
3.2.2.5.10	Wenn sich die Solarzelle vollständig auf der dem externen Messkopf zugänglichen Fläche befindet, muss das Messmuster (siehe Abb. 10) anhand der zugehörigen Referenzpunkte ausgerichtet (Offset und Verdrehung) und vollständig abgefahren werden können. Die Autofokusfunktion muss dabei ebenfalls entsprechend und zugehöriger Erklärung neun Mal ausgeführt werden. Auch hier soll die Prozedur zur Positionierung der Autofokuspunkte abänderbar sein (z.B. ActiveX).
3.2.2.5.11	Danach liefert das Standardgerät ein Triggersignal an den X-Lineartisch woraufhin dieser 16 cm nach rechts verfährt und anschließend ein Triggersignal an das Standardgerät zurückliefert.
3.2.2.5.12	9. bis 11. müssen insgesamt 10-mal ausgeführt werden. Beim zehnten Durchlauf soll die Messung mit Erreichen von Referenzpunkt 2 die Messung beenden.
3.2.2.5.13	Die Messung inklusive der Autofokussierung in jedem Autofokusquadranten (siehe Abb. 10), muss nach Vorgabe der Referenzpunkte, vollautomatisch erfolgen.

A.2 Anleitung Excel-Arbeitsblatt „stressbestimmung.xls“

In dieser Anleitung wird der Umgang mit dem Excel-Arbeitsblatt „stressrechnung“ erklärt. Es befindet sich auf der dieser Arbeit beigelegten CD.

Dieses Arbeitsblatt dient dazu einen Überblick zu geben wie Stark sich die Ramanverschiebungen bei gleicher Gesamtspannung ändern können. Parameter sind die Oberfläche, auf die eingestrahlt wird, die Polarisationsrichtungen des eingestrahlt und gestreuten Lichtes, sowie die Anteile der Normalspannungskomponenten an der Gesamtspannung. Dieses Arbeitsblatt hat keinen Anspruch weder vollständig noch korrekt zu sein!

In diesem Arbeitsblatt kann nachvollzogen werden, wie sich die Wellenzahlverschiebung abhängig von der induzierten Eigenspannung in monokristallinem Silizium verändert. Man kann auch die Polarisationsrichtungen des eingestrahlt und des gestreuten Lichtes variieren e_e und e_{st} , sowie die Oberfläche auf die eingestrahlt und von der gestreut wird. Die Berechnung basiert auf den in Kapitel 0 getroffenen Annahmen über die Transformation der Ramantensoren.

Nach dem Öffnen des Arbeitsblattes kann man am unteren Rand die verschiedenen Tabellenblätter öffnen. Das Blatt mit den Eingabe- und Ausgabefeldern ist „vollständigmehrere“ und kann durch einen Mausklick geöffnet werden (Abb. A.2.1).

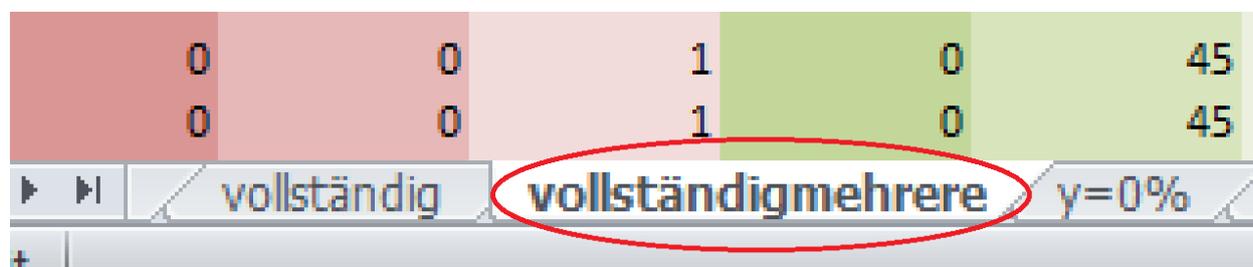


Abb. A.2.1 Tabellenblatt.

In diesem Tabellenblatt gibt es neun Eingabespalten, sowie vier Ausgabespalten. Die restlichen Spalten dienen zur Berechnung. Zusätzlich zu den neun Eingabespalten, gibt es noch sieben weitere Eingabefelder. In Abb. A.2.2 sind die Eingabefelder, Eingabespalten und Ausgabespalten rot markiert.

Die sieben Eingabefelder befinden sich oben. Die Felder mit den Überschriften „Ramanverschiebung“, „Phononendeformationspotentiale (normiert auf Ramanverschiebung)“, „Nachgiebigkeiten“ und „d“ sind Materialkonstanten und sollten nur verändert, wenn sich der Kenntnisstand ändert. Im Feld mit der Überschrift „Ramanverschiebung“ ist die Ramanverschiebung von monokristallinem Silizium von 521 cm^{-1} [2] eingetragen. In den zwei Feldern mit der Überschrift „Phononendeformationspotentiale (normiert auf Ramanverschiebung)“ sind die auf die Ramanverschiebung normierten p- und q-Phononendeformationspotentiale von Anastassakis et al. [20] eingetragen. In den zwei Feldern mit der Überschrift „Nachgiebigkeiten“ sind die Nachgiebigkeiten von monokristallinem Silizium in Pa^{-1} eingetragen. Im Feld mit der Überschrift „d“ kann man die Variable d des Ramantensors variieren. Sie hat keinerlei Einfluss auf die Berechnung und wurde eingefügt, um zu prüfen ob diese Annahme stimmt. Im Feld mit der Überschrift „Runden“ kann eingestellt werden auf wie viele Nachkommastellen die Berechnung der Winkel gerundet werden soll. Diese Eingabe wurde eingefügt, weil Excel nicht in der Lage ist $\sin(0) = 0$ korrekt zu berechnen. Statt 0 berechnet Excel ein Ergebnis, das annähernd gleich Null ist. Zum Prüfen war dies sehr unübersichtlich. Eine 10 in diesem Feld entspricht zehn Nachkommastellen, eine 100 entspricht hundert etc. Je höher die Zahl in diesem Feld ist, desto genauer ist die Berechnung. Das Maximum, was hier eingegeben werden kann entspricht der Anzahl an Nachkommastellen mit denen Excel rechnet, das Minimum ist Null.

Die neun Eingabespalten befinden sich links unten und können frei variiert werden. In den drei Spalten mit der Überschrift „Oberfläche (Richtungskomponenten von z_L)“ werden die Richtungskomponenten der Flächennormalen der Kristalloberfläche z_L , die parallel zum Laserstrahl ist, in millerschen Indizes eingegeben. Veranschaulicht ist dies in Abb. A.2.3 a). Hier ist das Kristallkoordinatensystem mit den Indizes K dargestellt. Mit Hilfe des Drehwinkels φ wird die z -Hauptachse, um die rot gestrichelt eingezeichnete Ursprungsgerade normal zur der Oberfläche des Kristalls, die in der xy -Ebene des Laserkoordinatensystem liegt, gedreht. Über die Eingaben x -Richtung, y -Richtung und z -Richtungen werden die entsprechenden Richtungen von z_L eingegeben. In die drei Eingabespalten mit der Überschrift „Winkel“ können die Winkel α , β und γ in Grad° eingegeben werden.

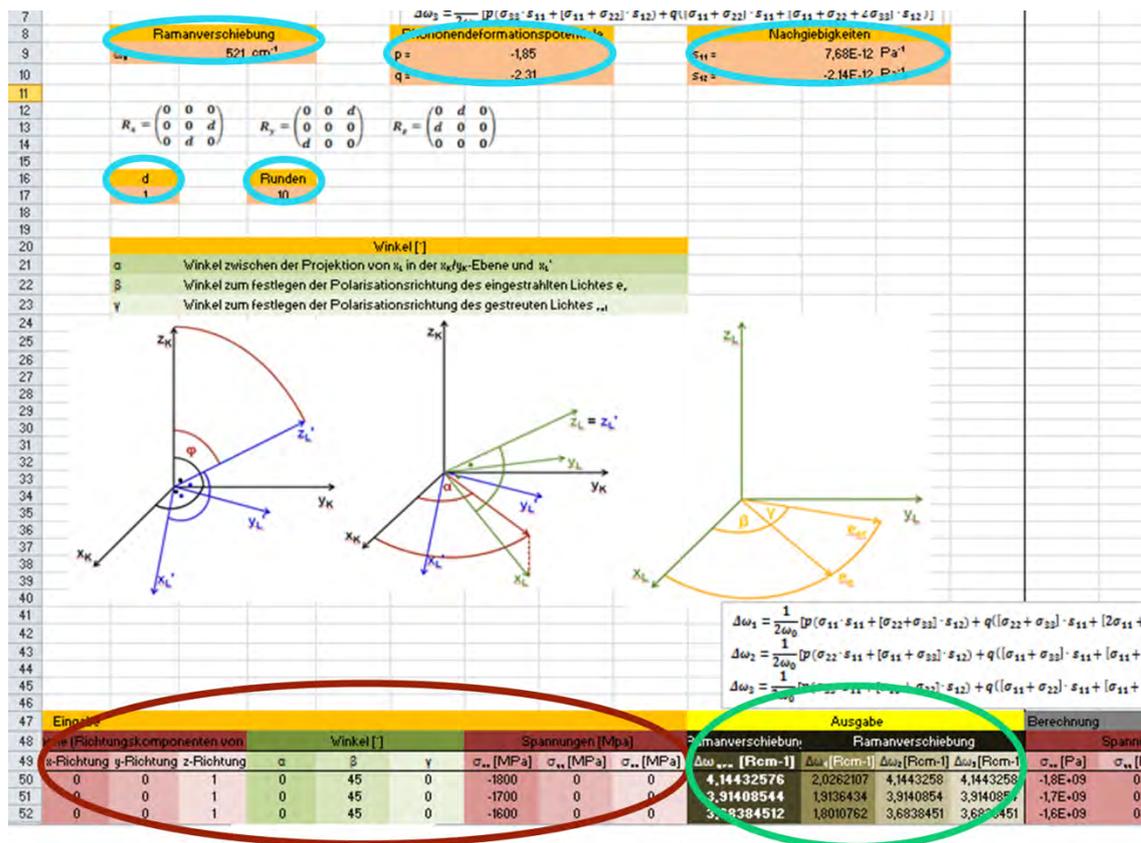


Abb. A.2.2 Eingabefelder (blau), Eingabespalten (rot) und Ausgabespalten (grün).

Der Winkel α ist in Abb. A.2.3 b) veranschaulicht. Die in Abb. A.2.3 b) gedrehte Hauptachse x_L' wird nochmals um den Winkel α um die neue z-Hauptachse z_L' gedreht. Die Winkel β und γ sind in Abb. A.2.3 c) veranschaulicht. Der Winkel β gibt den Winkel zwischen Polarisationsrichtung des eingestrahlteten Lichtes e_e und der x-Hauptachse im Laserkoordinatensystem x_L an. Der Winkel β gibt den Winkel zwischen Polarisationsrichtung des eingestrahlteten Lichtes e_e und des gestreuten Lichtes e_{st} an. In die drei Eingabespalten mit der Überschrift „Spannungen“ können die Normalspannungen im Laserkoordinatensystem σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} in MPa eingetragen werden.

Die vier Ausgabespalten befinden sich unten rechts. Sie geben die Differenz der Ramanverschiebung $\Delta\omega$ in cm^{-1} an. Die linke der Ausgabespalten gibt die Gesamtverschiebung $\Delta\bar{\omega}$ an, die übrigen Spalten geben die Verschiebung $\Delta\omega_j$ der entsprechenden Mode j an.

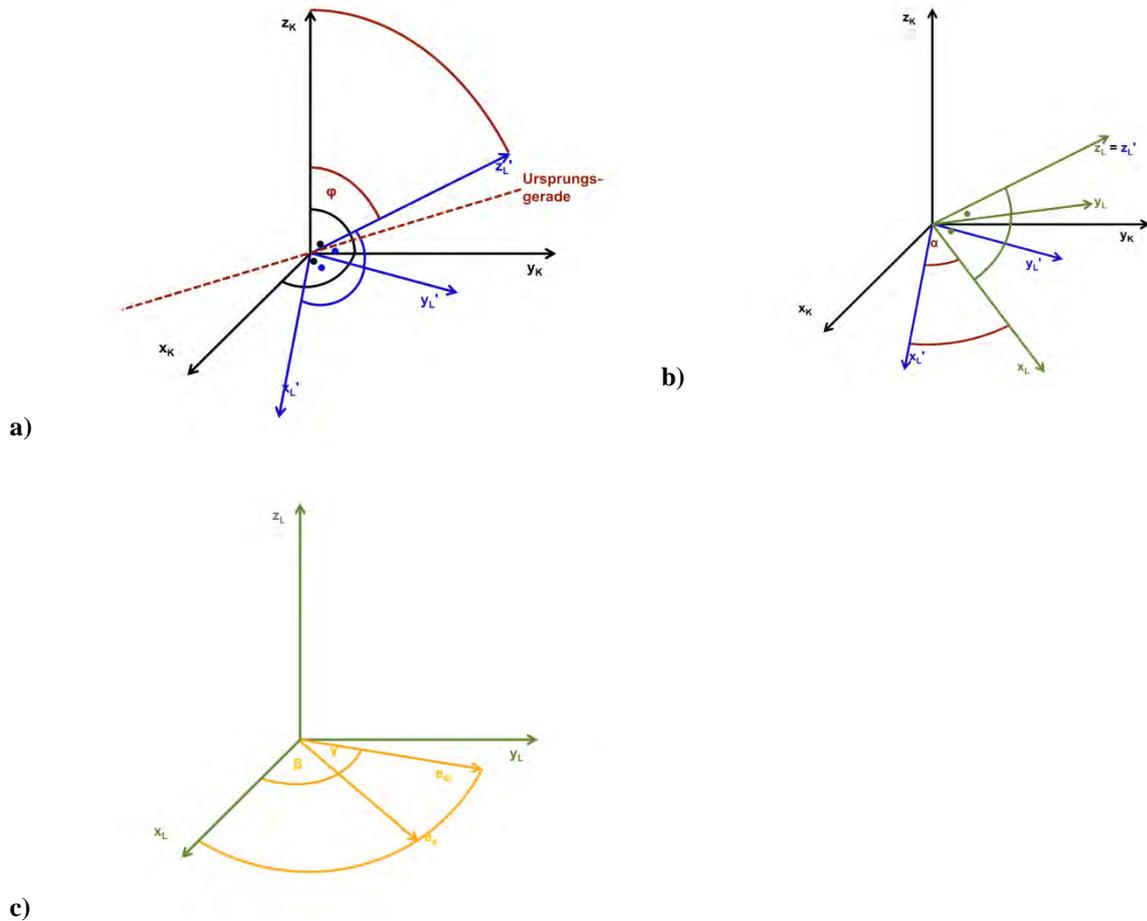


Abb. A.2.3 a) Veranschaulichung des rot eingezeichneten Winkels φ zwischen z_K (schwarz) und z_L (blau). Bezugssystem ist hier das schwarz eingezeichnete Kristallkoordinatensystem. b) Veranschaulichung des rot eingezeichneten Winkels α (rot) zwischen x_L' (schwarz) x_L (grün). Bezugssystem ist hier das schwarz eingezeichnete Kristallkoordinatensystem. Das Laserkoordinatensystem ist grün. c) Veranschaulichung der gelb eingezeichneten Winkel β und γ , die zur Festlegung der Polarisationsrichtungen e_e und e_{st} dienen. Bezugssystem ist hier das grün eingezeichnete Laserkoordinatensystem, welches in b) definiert wurde.

A.3 Berechnung der Auswahlregeln der Ramanstreuung

Mit folgender Formel wird die Intensität des Raman-gestreuerten Lichtes berechnet [2]

$$I_{st} \propto \sum_j |e_e \cdot R_j \cdot e_{st}|^2. \quad (\text{A.3.1})$$

Gilt $(e_e \cdot R_j \cdot e_{st})^2 \neq 0$, so ist die entsprechende Phononenmode sichtbar

$$\begin{aligned} I_{TO_1} &\propto (e_e \cdot R_x \cdot e_{st})^2 \\ I_{TO_2} &\propto (e_e \cdot R_y \cdot e_{st})^2 \\ I_{LO} &\propto (e_e \cdot R_z \cdot e_{st})^2 \end{aligned} \quad (\text{A.3.2})$$

Im Folgenden sollen nun exemplarisch die Auswahlregeln der Ramanstreuung von (001), (110) und (111) Oberflächen für einige Polarisationsrichtungen ermittelt werden.

Berechnung für die (001) Oberfläche

Die Ramantensoren für eine Strahlung auf und Rückstreuung von einer (001) Oberfläche sind gegeben [2]

$$R_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix}, R_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ und } R_z = \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3.3})$$

Für die Polarisationsrichtungen $e_e = e_{st} = [100]$ erhält man

für TO_1

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.4})$$

für TO_2

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.5})$$

und für LO

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ d \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0 \quad (\text{A.3.6})$$

und somit von keiner Mode ein Signal.

Für die Polarisationsrichtungen $e_e = [100]$ und $e_{st} = [010]$ erhält man

für TO_1

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.7})$$

für TO_2

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.8})$$

und für LO

$$I_{TO_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = d^2 \quad (\text{A.3.9})$$

und somit von der LO Mode ein Signal.

Für die Polarisationsrichtungen $e_e = e_{st} = \frac{1}{\sqrt{2}}[110]$ erhält man

für TO_1

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.10})$$

für TO₂

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.11})$$

und für LO

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ d \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = d^2 \quad (\text{A.3.12})$$

und somit von der LO Mode ein Signal.

Für die Polarisationsrichtungen $e_e = [110]$ und $e_{st} = [1\bar{1}0]$ erhält man

für TO₁

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.13})$$

für TO₂

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.14})$$

und für LO

$$I_{TO_1} \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -d \\ d \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0 \quad (\text{A.3.15})$$

und somit von keiner Mode ein Signal.

Berechnung für die (110) Oberfläche

Die Ramantensoren für eine Strahlung auf und Rückstreuung von einer (110) Oberfläche sind gegeben [2]

$$R_x = \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, R_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix} \text{ und } R_z = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3.16})$$

Für die Polarisationsrichtungen $e_e = e_{st} = [001]$ erhält man

für TO_1

$$I_{\text{TO}_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.17})$$

für TO_2

$$I_{\text{TO}_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -d \\ d \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0, \quad (\text{A.3.18})$$

und für LO

$$I_{\text{TO}_1} \propto \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right]^2 = \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} d \\ d \\ 0 \end{pmatrix} \right]^2 = 0. \quad (\text{A.3.19})$$

und somit von keiner Mode ein Signal.

In Tab. 2.1 sind diese und noch weitere Beispiele aufgelistet. Alle wurden auf demselben Weg berechnet. Die Ramantensoren für die Strahlung auf und Rückstreuung von einer (111) Oberfläche sind gegeben [2]

$$\mathbf{R}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix}, \mathbf{R}_y = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 0 & -2d & d \\ -2d & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix} \text{ und } \mathbf{R}_z = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & d & d \\ d & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3.20})$$

A.4 Berechnung der Wellenzahlverschiebung mit Hilfe der Eigenspannung

Durch das Lösen folgender Säkulargleichung lässt sich die Phononenfrequenz mit Hilfe der Eigenspannung berechnen [14]

$$\begin{vmatrix} p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{12} & 2r\varepsilon_{13} \\ 2r\varepsilon_{21} & p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{23} \\ 2r\varepsilon_{31} & 2r\varepsilon_{32} & p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{A.4.1})$$

mit den Phononendeformationspotentialen p , q und r , sowie den Dehnungen ε_{ij} . Da $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ folgt

$$\begin{vmatrix} p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{12} & 2r\varepsilon_{13} \\ 2r\varepsilon_{12} & p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \lambda & 2r\varepsilon_{23} \\ 2r\varepsilon_{13} & 2r\varepsilon_{23} & p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (\text{A.4.2})$$

Somit gilt für kleine Dehnungen nach dem ausrechnen der Determinante nach der Regel von Sarrus

$$(p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) - \lambda)(p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \lambda)(p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) - \lambda) \approx 0 \quad (\text{A.4.3})$$

und man erhält die Eigenwerte λ_j ($j=1, 2, 3$)

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \\ \lambda_2 &= p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) \\ \lambda_3 &= p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) \end{aligned} \quad (\text{A.4.4})$$

Für den Verzerrungstensor ε_{ij} gilt das Elastizitätsgesetz

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix}_c = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix}_c = \begin{pmatrix} \sigma_{11} \cdot S_{11} + \sigma_{22} \cdot S_{12} + \sigma_{33} \cdot S_{12} \\ \sigma_{11} \cdot S_{12} + \sigma_{22} \cdot S_{11} + \sigma_{33} \cdot S_{12} \\ \sigma_{11} \cdot S_{12} + \sigma_{22} \cdot S_{12} + \sigma_{33} \cdot S_{11} \\ \sigma_{23} \cdot S_{44} \\ \sigma_{13} \cdot S_{44} \\ \sigma_{12} \cdot S_{44} \end{pmatrix}_c, \quad (\text{A.4.5})$$

wobei S_{11} , S_{12} und S_{44} die Komponenten des Nachgiebigkeitstensors von Silizium sind und σ_{kl} der Eigenspannungstensor.

Man erhält

$$\begin{aligned}\varepsilon_{11} &= \sigma_{11} \cdot s_{11} + \sigma_{22} \cdot S_{12} + \sigma_{33} \cdot S_{12} \\ \varepsilon_{22} &= \sigma_{11} \cdot S_{12} + \sigma_{22} \cdot S_{11} + \sigma_{33} \cdot S_{12}, \\ \varepsilon_{33} &= \sigma_{11} \cdot S_{12} + \sigma_{22} \cdot S_{12} + \sigma_{33} \cdot S_{11}\end{aligned}\tag{A.4.6}$$

was durch einsetzen in (A.3-4) zu folgendem führt:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= p(\sigma_{11} \cdot s_{11} + (\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (2\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) \\ \lambda_2 &= p(\sigma_{22} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + 2\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}). \\ \lambda_3 &= p(\sigma_{33} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22} + 2\sigma_{33}) \cdot s_{12})\end{aligned}\tag{A.4.7}$$

Die Eigenwerte λ_j sind folgendermaßen definiert [14]:

$$\lambda_j = \omega_j^2 - \omega_0^2 = (\omega_j + \omega_0) \cdot (\omega_j - \omega_0),\tag{A.4.8}$$

mit den jeweiligen Frequenzen im spannungsfreien Zustand ω_0 und bei Eigenspannung des Siliziums ω_j . Bei kleinen Frequenzänderungen gilt $\omega_j \approx \omega_0$ und damit $\omega_j + \omega_0 \approx 2\omega_0$ womit die Eigenwerte vereinfacht werden können:

$$\lambda_j \approx 2\omega_0 \cdot \Delta\omega_j,\tag{A.4.9}$$

mit $\Delta\omega_j = \omega_j - \omega_0$. Aus (A.2-7) und (A.2-9) folgt

$$\begin{aligned}\Delta\omega_1 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{11} \cdot s_{11} + (\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (2\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right) \\ \Delta\omega_2 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{22} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{33}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + 2\sigma_{22} + \sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right). \\ \Delta\omega_3 &= \frac{1}{2\omega_0} \left(p(\sigma_{33} \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{12}) + q((\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot s_{11} + (\sigma_{11} + \sigma_{22} + 2\sigma_{33}) \cdot s_{12}) \right)\end{aligned}\tag{A.4.10}$$

A.5 CD-Verzeichnis

In diesem Abschnitt findet sich in Tab. A.5.1 ein Verzeichnis sämtlicher Dateien mit Dateipfad, die sich auf der beigelegten CD befinden. Das Root-Verzeichnis der CD hat die Bezeichnung „CD“.

Tab. A.5.1: CD-Verzeichnis

Dokument	Dateipfad
10er-String-Raman	CD:\
Abnahmebedingungen	CD:\
Anforderungsprofil- Eigenspannungsmessung_FINAL	CD:\
Anforderungsprofil- Eigenspannungsmessung_FINAL	CD:\
Einweisung_Laserschutz	CD:\
Kontaktdaten-HORIBA-isel	CD:\
E-Mail-Verkehr_chronologisch	CD:\
E-Mail-Verkehr_thematisch	CD:\
stressbestimmung	CD:\
Verbleib-ISEL-Achsen	CD:\
3-2-1-2-Punkt1	CD:\Abnahmetests
3-2-1-2-Punkt2	CD:\Abnahmetests
3-2-1-2-Punkt3	CD:\Abnahmetests
Abnahmetest_3-2-1-2	CD:\Abnahmetests
Angebot_eKette	CD:\Angebote
Angebot_opt-Tisch	CD:\Angebote
Angebot_Polarisationszubehoer	CD:\Angebote
Angebot_Polarisationszubehoer-motor	CD:\Angebote
Angebot_Raman-Spektroskop	CD:\Angebote
Hochkant	CD:\Bilder
Querformat	CD:\Bilder

Dokument	Dateipfad
Screenshot_IO-Modul	CD:\Bilder
Screenshot_Spindelmodul	CD:\Bilder
Fotos ISEL-Abbau	CD:\Fotos\Isel-Abbau_y-z-Achse
Fotos Kabelfuehrung	CD:\Fotos\Kabelfuehrung
Fotos vom Aufbau des optischen Tisches	CD:\Fotos\Opt_Tisch-Aufbau
Fotos vom Ramanspektroskop	CD:\Fotos\Ramanspektroskop
Fotos von der Ankunft des Spektroskops	CD:\Fotos\Ramanspektroskop_Ankunft
Fotos von den Schutzeinhausungen	CD:\Fotos\Schutzeinhausungen
Fotos für die Präsentation	CD:\Fotos\Vortrag
Absorptionskoeffizient	CD:\Diagramme
Gauss	CD:\Diagramme
HookeschesGesetz	CD:\Diagramme
Literatur	CD:\Literatur
Literatur zu Raman sortiert nach Fachzeitschriften	CD:\Literatur\raman
20090304_Instrumentierung und Technik_BB	CD:\Manuals
Customization and Automation with LabSpec6	CD:\Manuals
Introduction to LabSpec 6 software	CD:\Manuals
KnowItAll HORIBA Edition	CD:\Manuals
Imc4m_Handbuch neu	CD:\Manuals
LabRAM HR Evolution_31087164_9April2013	CD:\Manuals
LabSpec 6 Multivariate Analysis Module	CD:\Manuals
LabSpec 6 spectroscopic software suite	CD:\Manuals
LabSpec_6_2_Reference_Manual_Administrators	CD:\Manuals
LabSpec_6_Multivariate_Analysis_31089033	CD:\Manuals
LabSpec_6_ParticleFinder_310809032	CD:\Manuals
LabSpec6_ReferenceManual_31089151_13July12	CD:\Manuals
Pre-installation HR800	CD:\Manuals
Searching spectral databases with LabSpec6	CD:\Manuals

Dokument	Dateipfad
User_Manual_Evolution	CD:\Manuals
Wechselanleitung-Ramanspektrometer	CD:\Manuals
101001_ISFH-Folienmaster	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-Final	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe2	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe3	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe4	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe5	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe6	CD:\Praesentation
Eigenspannungen-Raman_Vortrag-MNe7	CD:\Praesentation
Neu Microsoft PowerPoint-Präsentation	CD:\Praesentation
Raumplan311-312_2013_09_17	CD:\Raumplaene
Raumplan311-312_2013_09_19	CD:\Raumplaene
Raumplan311-312_2013_09_27	CD:\Raumplaene
Optischer-Tisch_TZ	CD:\Spezifikationen
Spektroskop_3D	CD:\Spezifikationen
Spektroskop_Dimensionen_TZ	CD:\Spezifikationen
Spektroskop_TZ	CD:\Spezifikationen
Super-Head_TZ	CD:\Spezifikationen
Adapterplatten_SuperHead_z-Lineartisch_TZ	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
Adapterplatten_SuperHead_z-Lineartisch_TZ-Gesamtbaugruppe	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
isel-Katalog	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
Montagewinkel_3d	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
x-Lineartisch_DB	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
X-Lineartisch-Schlittenplatte_TZ	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
xy-Tisch-100x100_DB	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
XY-Tisch-200x200_Step-Datei	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische

Dokument	Dateipfad
xy-Tisch-200x200_TZ	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
xy-Tisch-200x200_TZ-Hand	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
z-Lineartisch_3d	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
z-Lineartisch_DB	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
Z-Lineartisch_step-Datei	CD:\Spezifikationen\verfahrbare-Tische
24V_Relais_C300_DS_HJR4102E	CD:\Spezifikationen\Elektronische-Bauteile
5V-Relais_C300_HJR-4102	CD:\Spezifikationen\Elektronische-Bauteile
datasheet_optocoupler_cny17	CD:\Spezifikationen\Elektronische-Bauteile
Baugruppe-A_TZ	CD:\Spezifikationen\Kabelfuehrung
Baugruppe-B_TZ	CD:\Spezifikationen\Kabelfuehrung
Energiefuehrungskette_DB	CD:\Spezifikationen\Kabelfuehrung
Energiefuehrungskette_TZ	CD:\Spezifikationen\Kabelfuehrung
Analysator_Kurve	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
CCD_DB	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
Laser_DB	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
Lichtleiter_DB	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
Optisches-Gitter_DB	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
Optisches-Gitter_DB2	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile
Spezifikationen_E-Mail_MBeier_Horiba_2014_02_21	CD:\Spezifikationen\Optische-Bauteile

A.6 Kabelbezeichnungen

In diesem Abschnitt werden die Kabelbezeichnungen aufgeführt. Die Kabelbezeichnungen finden sich in Tab. A.6.1. Eine Übersicht der Kabel ist in Abb. A.7.1 dargestellt.

Tab. A.6.1: Kabelbezeichnungen

Bezeichnung	Beschreibung
CCD-PC	Datenkabel vom CCD-Array-Detektor zum Computer.
CCD-SW	Datenkabel von der Swift zum CCD-Array-Detektor
CCD-SY	Stromkabel von der Synapse zum CCD-Array-Detektor
DRUCK	Druckschlauch vom Druckanschluss zum optischen Tisch
IL-RAM	Kabel vom Laser-Interlock zur Schalter der Spektroskop-Schutzeinhausung
IL-SH	Kabel vom Laser-Interlock zum isel-Sicherheitskreismodul
ISEL-IN	Datenkabel vom Pegelumsetzer zum IMC4-M I/O Interface im Isel-Steuerschrank
ISEL-OUT	Datenkabel vom IMC4-M I/O Interface zum Pegelumsetzer
ISEL-STROM	Stromanschluss des isel-Steuerschanks
LAMPE	Stromanschluss der Beleuchtung in der isel-Schutzeinhausung
LASER	Glasfaserkabel vom Laser zum Superhead
LAS-LAS	Stromkabel von der Laser-Schaltbox zum Laser
LAS-STROM	Stromanschluss der Laser-Schaltbox
NT-STROM	Stromanschluss des Netzteils vom Spektroskop
PC-STROM	Stromanschluss des Computers
PC-TRIGGER	Datenkabel von der Trigger-Box zum Computer
RAMAN	Glasfaserkabel vom Superhead zum CCD-Array-Detektor
RAMAN-IN	Datenkabel vom Pegelumsetzer zur Trigger-Box
RAMAN-OUT	Datenkabel von der Trigger-Box zum Pegelumsetzer
RAM-CCD	Datenkabel zwischen CCD-Array-Detektor und Spektroskop
RAM-NT	Stromkabel vom Spektroskop zum Netzteil
RAM-PC	Datenkabel vom Spektroskop zum Computer

Bezeichnung	Beschreibung
RAM-WL	Lichtkabel von der Weisslichtquelle des Spektroskops zur Kamera im Spektroskop
SH-STROM	Stromanschluss des Superheads
SH-VB	Datenkabel von der Kamera des Superheads zur Video-Box
SH-WL	Lichtkabel von der Weisslichtquelle des Superheads zur Kamera im Superhead
SSK	Kabel vom isel-Sicherheitskreismodul zur Verriegelung der isel-Schutzeinhausung
SW-TAN	Kabel von der Tango zur Switch
SY-STROM	Stromanschluss der Synapse
TAN-JS	Kabel zwischen Joystick und Tango
TAN-PC	Datenkabel zwischen Tango und Computer
TAN-STROM	Stromanschluss der Tango
VB-PC	Datenkabel von der Video-Box zum Computer
VID-PC	Datenkabel von der Kamera des Spektroskops zum Computer
WL-RAM-STROM	Stromanschluss der Weisslichtquelle des Spektroskops
WL-SH-STROM	Stromanschluss der Weisslichtquelle des Superheads
X-SH-EL-ISEL	Kabel zwischen dem linken Endschalter des X-Lineartisches und der isel-Controllerplatine
X-SH-ER-ISEL	Kabel zwischen dem rechten Endschalter des X-Lineartisches und der isel-Controllerplatine
X-SH-ISEL	Kabel zwischen X-Lineartisch und der isel-Controllerplatine
X-XY-RAM-TAN	Kabel zwischen der X-Achse des XY-Tisches des Spektroskops und der Tango
X-XY-SH-TAN	Kabel zwischen der X-Achse des XY-Tisches des Superheads und der Tango
Y-XY-RAM-TAN	Kabel zwischen der Y-Achse des XY-Tisches des Spektroskops und der Tango
Y-XY-SH-TAN	Kabel zwischen der Y-Achse des XY-Tisches des Superheads und der Tango
Z-B-SH-TAN	Kabel zwischen der Bremse des Z-Lineartisches des Superheads und der Tango
Z-M-SH-TAN	Kabel zwischen dem Motor des Z-Lineartisches des Superheads und der Tango
Z-RAM-TAN	Kabel zwischen der Z-Achse des Spektroskops und der Tango

A.7 Pegelumsetzer

In diesem Abschnitt wird der in Abb. A.7.1 dargestellte Stromlaufplan des Pegelumsetzers, der das IMC4-M I/O Interface des isel-Steuerschrankes erweitert, ausführlich beschrieben. Die Datenblätter der elektronischen Bauteile befinden sich auf der CD im Ordner „Spezifikationen\Elektronische-Bauteile“.

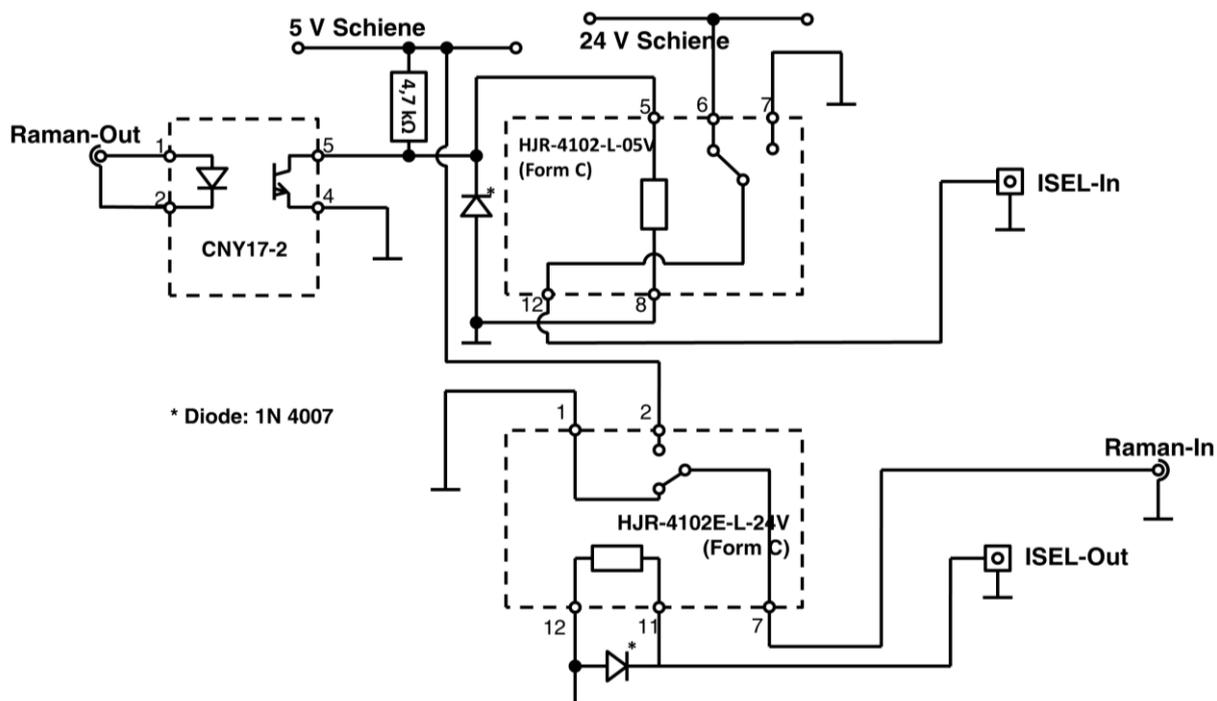


Abb. A.7.1 Stromlaufplan des Pegelumsetzers für die Kommunikation zwischen dem Raman-Spektroskop (Raman-Out) und dem isel-Steuerschrank. Oben: Signalweg vom Ausgang der Triggerbox zum isel-IMC4-M I/O Interface (ISEL-In). Unten: Signalweg vom IMC4-M I/O Interface (ISEL-Out) zum Eingang der Trigger-Box (Raman-In).

Auf dem Hinweg zum IMC4-M I/O-Interface wird das 5 V Signal von der Trigger-Box (Raman-Out) zunächst über den Optokoppler (CNY17-2) galvanisch vom Stromkreis des Spektroskops getrennt. Wenn von der Trigger-Box ein Signal kommt wird der Transistor des Optokopplers aktiviert und der Strom von der 5 V Versorgungsschiene fließt nicht mehr durch die Spule (zwischen den Ausgängen 5 und 8) des 5 V-Relais (HJR-4102-L-05V). Dadurch schaltet der Schalter im Relais von normally closed (Ausgang 7) auf normally open (Ausgang 6) und die 24 V Versorgungsschiene schickt ein Signal an das IMC4-M I/O-Interface (ISEL-In). Sobald das Signal von der Trigger-Box endet, wird der Stromfluss durch den Optokoppler unterbrochen. Dadurch fließt wieder Strom durch die Spule des Relais und es schaltet auf normally closed.

Auf dem Rückweg vom IMC4-M I/O Interface (ISEL-Out) ist es nicht möglich Spektroskop und Steuerschrank galvanisch zu trennen, da an Trigger-Box keine 5 V abgegriffen werden können, um das Relais mit Spannung zu versorgen. Sobald ein 24 V Signal vom IMC4-M I/O Interface kommt, fließt Strom durch die Spule (zwischen den Ausgängen 11 und 12) des 24 V Relais (HJR-4102E-L-24V), wodurch der Schalter von normally open (Ausgang 1) auf normally closed (Ausgang 2) gesetzt wird. Dadurch fließt der Strom von der 5 V-Versorgungsschiene in die Trigger-Box (Raman-In). Sobald das Signal vom IMC4-M I/O Interface endet, wird der Stromfluss durch die Spule unterbrochen und der Schalter von normally closed auf normally open zurückgesetzt.

A.8 Softwareskript

In diesem Abschnitt befindet sich das vollständige Softwareskript. Es ist grau unterlegt. Hinter den Semikola sind die einzelnen Befehle beschrieben. Die PAL-Datei „10er-String-Raman“ befindet sich auf der beigelegten CD.

```
;Deklaration Unterprogramme

;*****
;
; Unterprogramm: 1
; Aufgabe:
; Senden des Triggersignals an das Spektroskop
;*****
%Subr1

        Setzen des Bits 6, auf Port 2 (IMC4-M I/O Interface) - Triggersignal wird gesendet

SetBit A2.6

        ;Triggerdauer [t] in ms:

Time 100

        ;zurücksetzen des Bits - Trigger zurücksetzen

ResBit A2.6

        ;Ende des Unterprogramms 1

Return

;-----

;*****
;
; Unterprogramm: 2
```

```
; Aufgabe:
; Empfangen des Triggersignals vom Spektroskop
;*****
%Subr2

;Abfragen Analogport 1, Port 1 - Auf Triggersignal vom

;es wird so lange die leere WHILE-Schleife ausgeführt,
;wie das Bit 1 im Eingangsport 2 (IMC4-M I/O Interface) gesetzt ist:
;Synchronisation und Warten auf die High-Low-Flanke

While E2.1

;leere Schleife

Endwhile

Return

;Da die Maschine länger als 100 ms zum Anfahren der nächsten
;Position benötigt muss der Trigger hier nicht zurückgesetzt
;werden

;-----

;*****
; Unterprogramm: 3
; Aufgabe:
; Verhren um 126 mm Länge und Ausführen von Sub 1 und 2
;*****
%Subr3

;Aufruf des Unterprogramms 2, auf Signal warten

SubR2

;Verfahren um X=126 mit der Geschwindigkeit F=20
```

MoveRel X126 F20

;Aufruf des Unterprogramms 1 zum Senden des Signals

SubR1

Return

;Ende des Unterprogramms 3

;-----

ProgBegin

;Start des Programms sollte nach der genauen

;Positionierung des Superheads über der ersten Zelle

;erfolgen.

;Anzahl der zu messenden Zellen: R=7 entspricht 10 Zellen, R=8 entspricht 11 usw.

SubR3

For R1=1,7,1

;Warte auf Messung

SubR2

;Wenn die Abstände der Zellen im String nicht exakt sind,

;muss eine Teamtabelle abgefahren werden.

;Wenn sie exakt sind wird die nächste Solarzelle direkt

;angefahren (Abstand $x=158 \text{ mm} - \text{Breite der Zelle} + \text{Zellabstand}$) F: Geschwindigkeit:

MoveRel X158 F20

;Aufruf des Unterprogramms zum Messen der Zellen

SubR1

EndFor ;Ende For R1=1,7,...

SubR3

;Referenzfahrt zum Startpunkt

Ref

ProgEnd

A.9 Strahlengang

In diesem Abschnitt wird detailliert auf den Strahlengang im *Basis LabRAM HR Vis Evolution* Ramanspektroskop eingegangen. Das Schema des vollständigen Strahlenganges ist in Abb. 4.9 veranschaulicht. Der Strahlengang im Spektroskop ist in Abb. A.9.1 und Abb. A.9.2 dargestellt. Die Bezeichnungen sind in Tab. A.9.1 aufgelistet. In Kapitel 2.5 sind die entscheidenden optischen Bauteile beschrieben. Die Spezifikationen der Bauteile befinden sich, soweit vorhanden, auf der beigelegten CD im Ordner „Spezifikationen\Optische-Bauteile“.

Tab. A.9.1: Bezeichnungen der Bauteile im Strahlengang

Bezeichnung	E	F	L	M/ Ms/ Msr	Msp	P
Bauteil	Lasereingänge	Optische Filter	Linsen	Spiegel	Hohlspiegel	Polarisations-elemente

Als monochromatische Lichtquelle wird der He Ne-Laser *MG 25-LHP-928-230* mit einer Wellenlänge von 632,8 nm und einer Leistung von 35 mW verwendet. Das Licht wird bereits im Laser linear polarisiert und mit Hilfe von Spiegeln in den Lasereingang E1 gelenkt. Mit dem motorisierten in 1°-Schritten in der Lab Spec 6 Software steuerbaren $\lambda/2$ -Plättchen P1 kann die Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichtes variiert werden. Der Neutraldichtefilter F3 kann ebenfalls in Lab Spec gesteuert werden. Durch diesen wird die Intensität des eingestrahnten Lichtes eingestellt. Der dichroitische Strahlteiler reflektiert das eingestrahlte Licht über das Mikroskop auf die Probe. Der dichroitische Strahlteiler ist auf den Kantenfilter aufgedampft, sodass beide im optischen Bauteil F4 zusammengefasst sind.

Das von der Probe gestreute Licht nimmt denselben Weg zurück und transmittiert durch den dichroitischen Strahlteiler. Im Kantenfilter werden das Anti-Stokes- und das Rayleighspektrum abgeschnitten. Mit dem motorisierten in 1°-Schritten in der Lab Spec 6 Software steuerbaren Analysator F5 wird die Polarisationsrichtung des gestreuten Lichtes bestimmt, bevor der Lichtstrahl mit Hilfe von Spiegeln in den Spektrographen gelenkt wird.

Im Spektrographen wird der Lichtstrahl mit dem Hohlspiegel Msp1 parallelisiert und trifft danach auf das optische Gitter, wo das Licht spektral aufgespalten wird. Über den Hohlspiegel Msp2 wird der Lichtstrahl dann auf den CCD-Array-Detektor gelenkt. Hier wird das Lichtsignal

in ein elektrisches Signal umgewandelt, das über das Datenkabel CCD-PC auf den Computer übertragen wird. Wahlweise können die austauschbaren Spiegel Msr1 und Msr2 den Lichtstrahl auch in den Monokanal Detektor oder den CCD Detektor 2 lenken.

Der Strahlengang kann in der Lab Spec Software auf Superheadbetrieb umgestellt werden. Der Spiegel M5 lenkt den Lichtstrahl dann in den Laserausgang, wo er über das Glasfaserkabel LASER den Superhead erreicht. Das Glasfaserkabel ist nicht polarisationserhaltend. Im Superhead befinden sich ein Mikroskop, ein dichroitischer Strahlteiler und ein Kantenfilter. Das gestreute Licht wird mit dem Glasfaserkabel RAMAN zurück zum Spektroskop in den Glasfaserkabeleingang geleitet. Eine optische Kopplung, die von dem Spiegel M11 bewirkt wird, sendet dieses Signal an den Spektrographen. In diesem Fall muss der Spiegel M10/ Ms10 mit Hilfe der Lab Spec 6 Software nach unten gedreht werden.

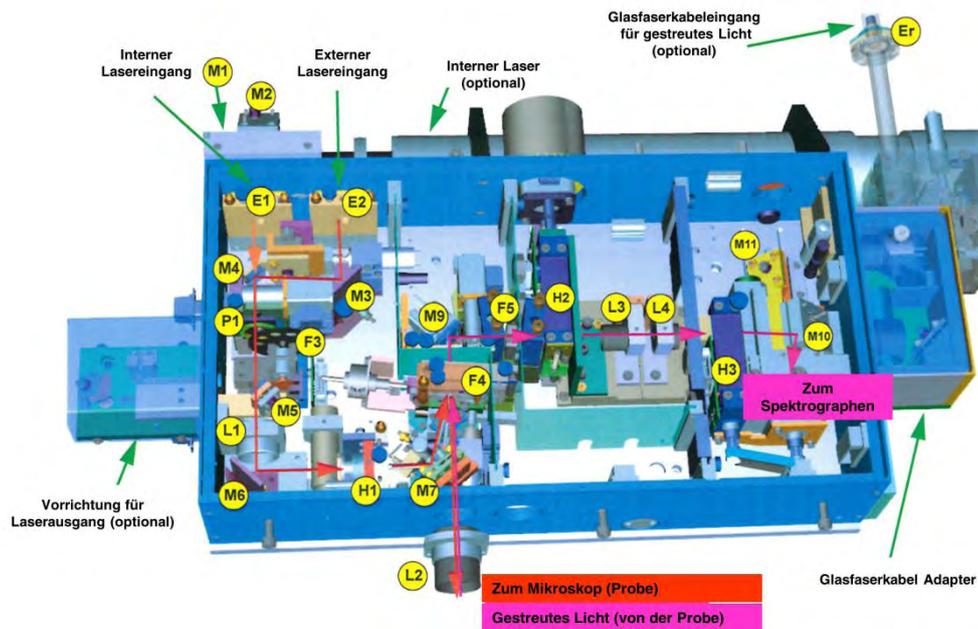


Abb. A.9.1: Strahlengang im *Basis LabRAM HR Vis Evolution* mit $\lambda/2$ -Plättchen P1, Kantenfilter mit aufgedampftem dichroitischen Strahlteiler F4 und Analysator F5 [28].

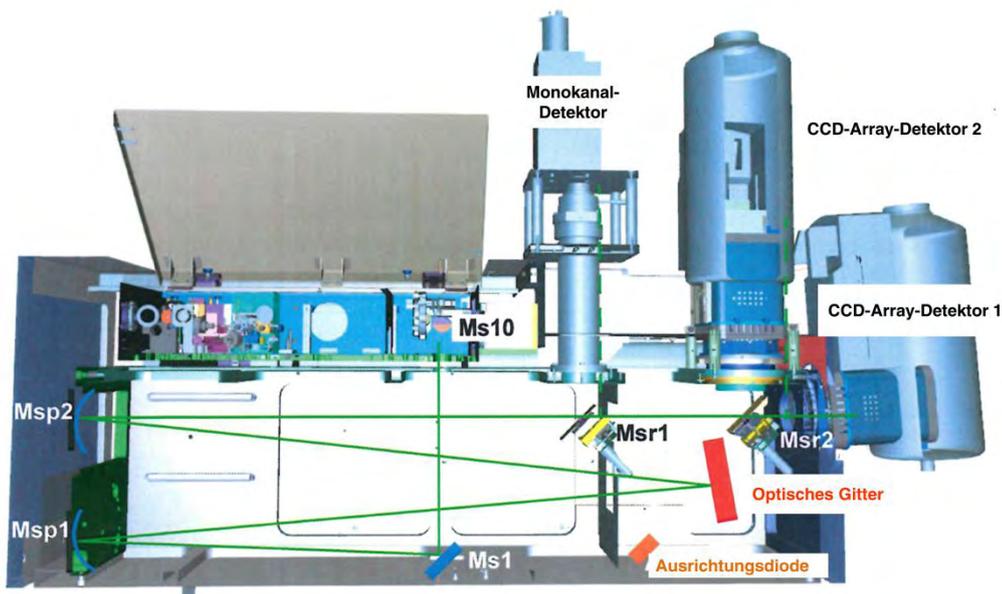


Abb. A.9.2: Strahlengang im *Basis LabRAM HR Vis Evolution* mit optischem Gitter und CCD-Array-Detektor [28].

A.10 Technische Zeichnungen

In diesem Abschnitt befinden sich mit den technischen Zeichnungen Abb. A.10.1 bis Abb. A.10.6 sämtliche im Rahmen dieser Arbeit konzipierten Bauteile. Skizzen und Maße werden der Werkstatt gegeben, woraufhin diese die Bauteile konstruiert und fertigt.

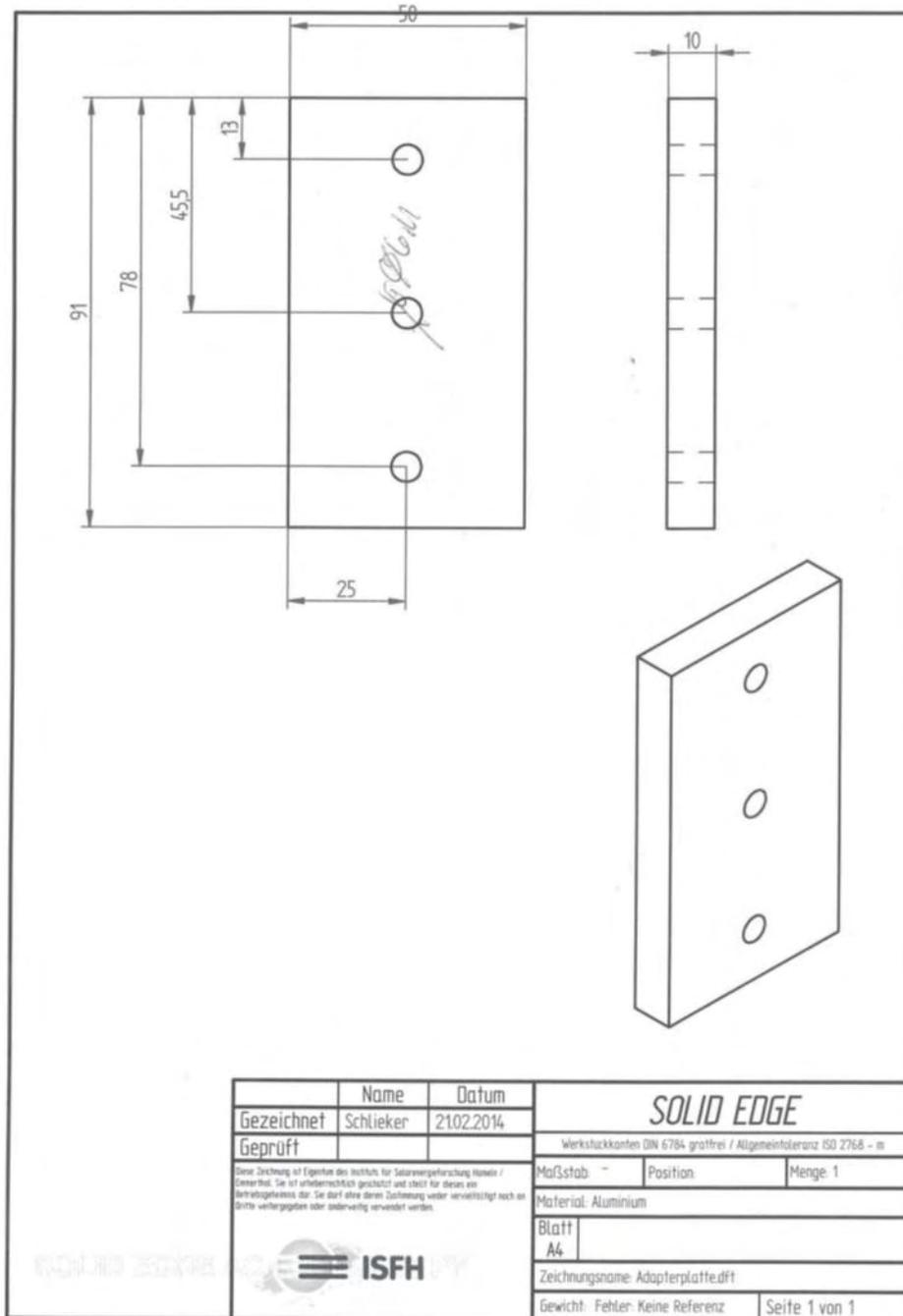


Abb. A.10.1 Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 1 von 3)

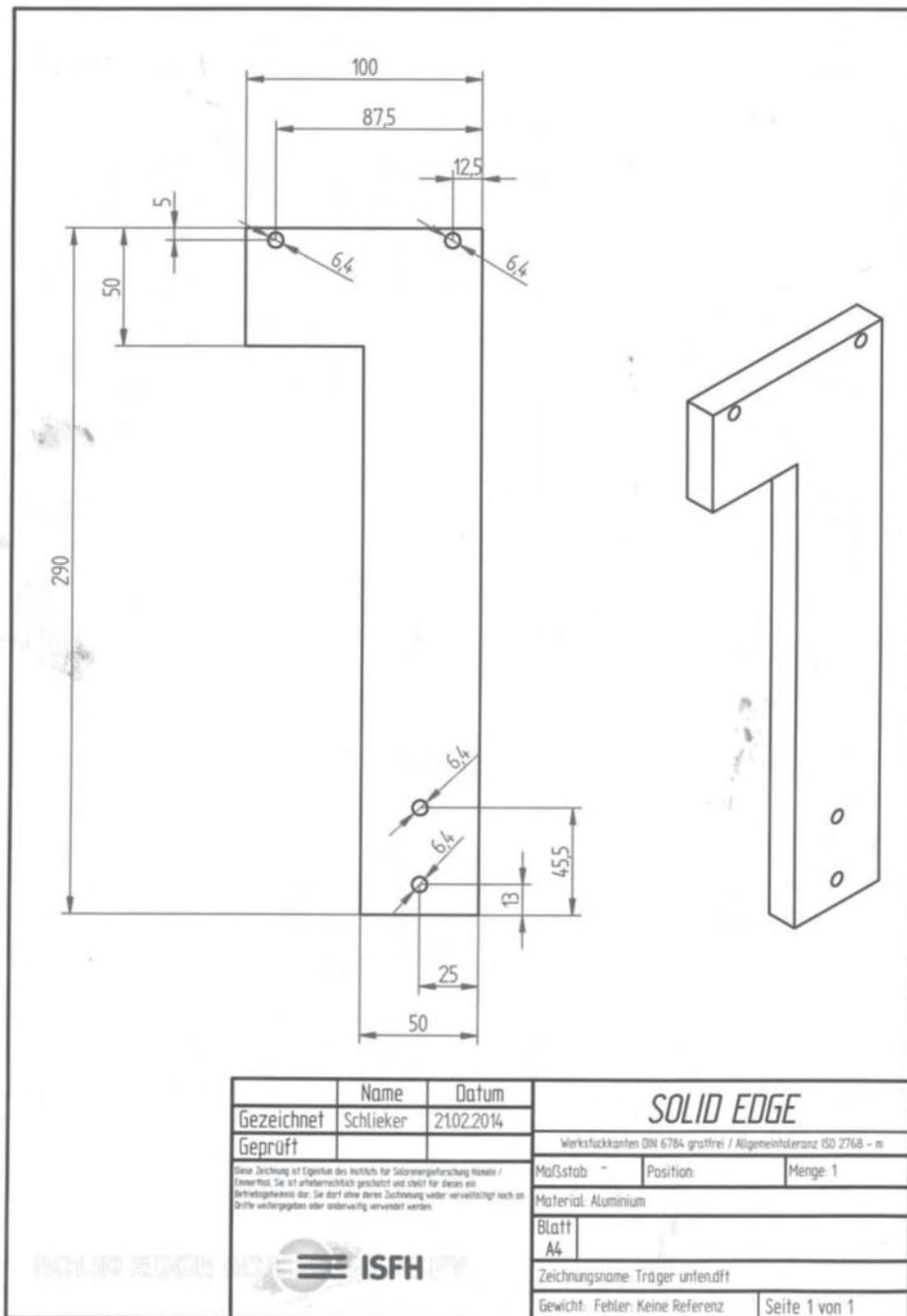


Abb. A.10.2 Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 2 von 3)

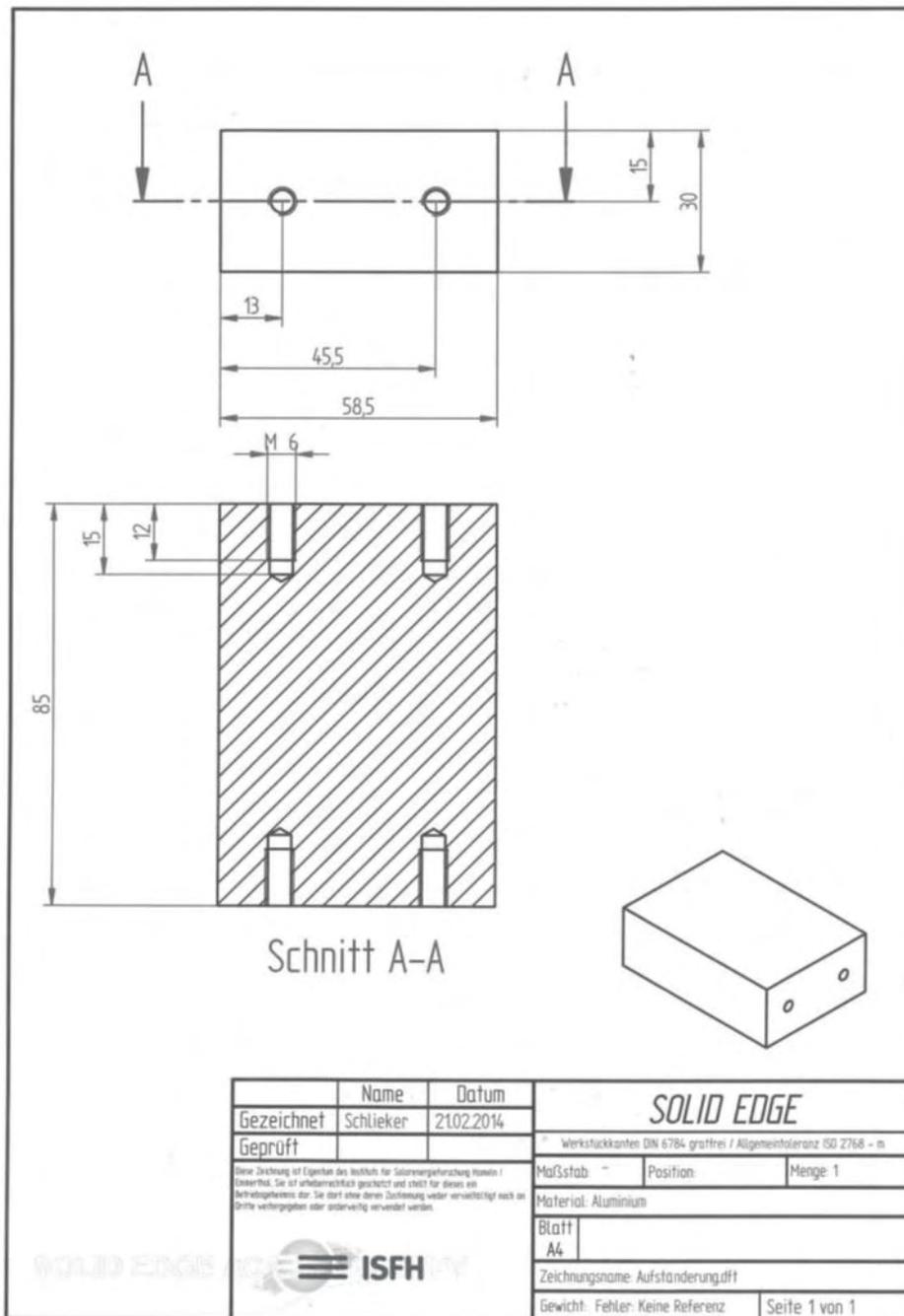


Abb. A.10.3 Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 3 von 3)

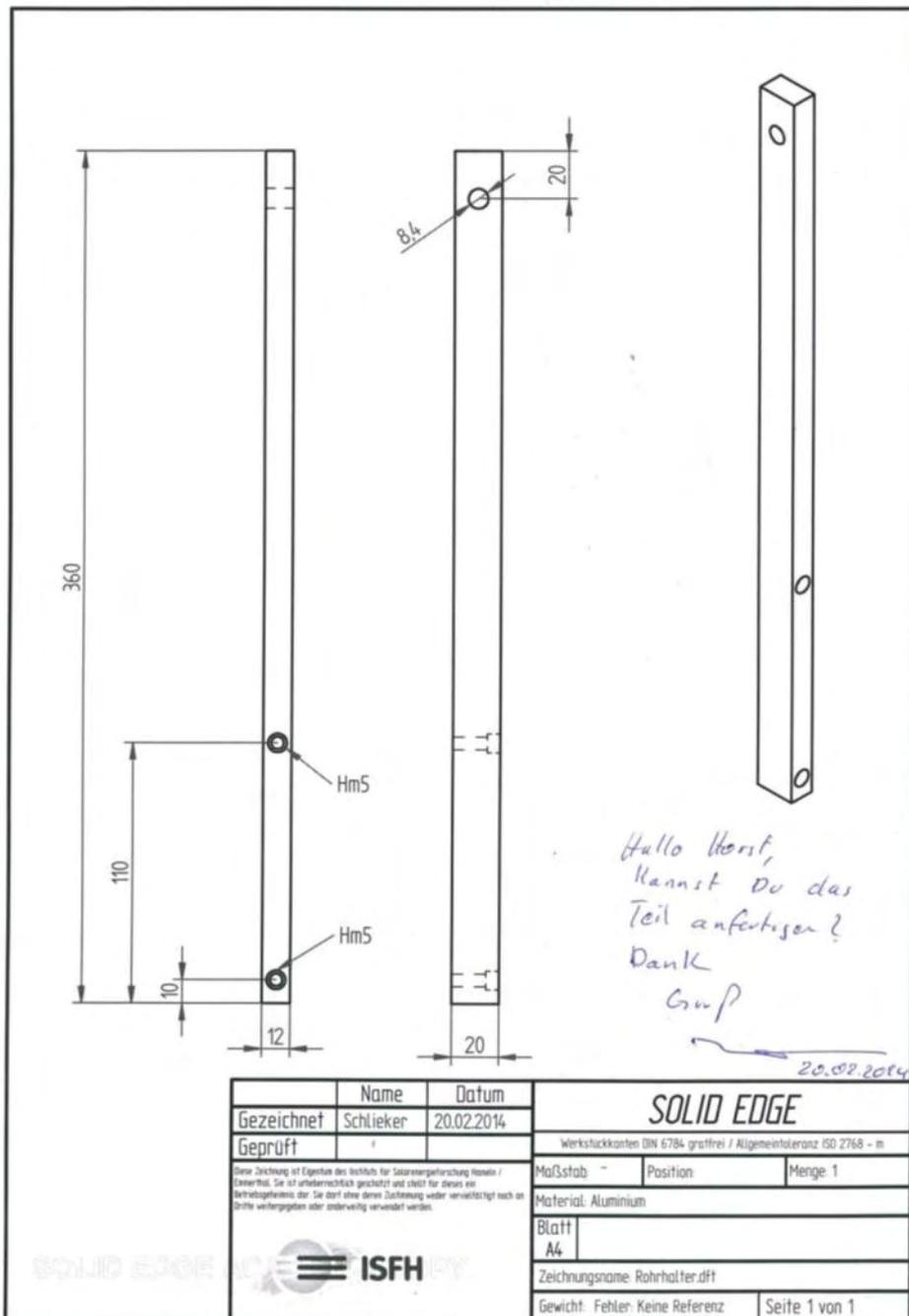


Abb. A.10.4 Technische Zeichnung der Befestigung des Kabelschuttschlauches am Z-Lineartisch (Baugruppe B).

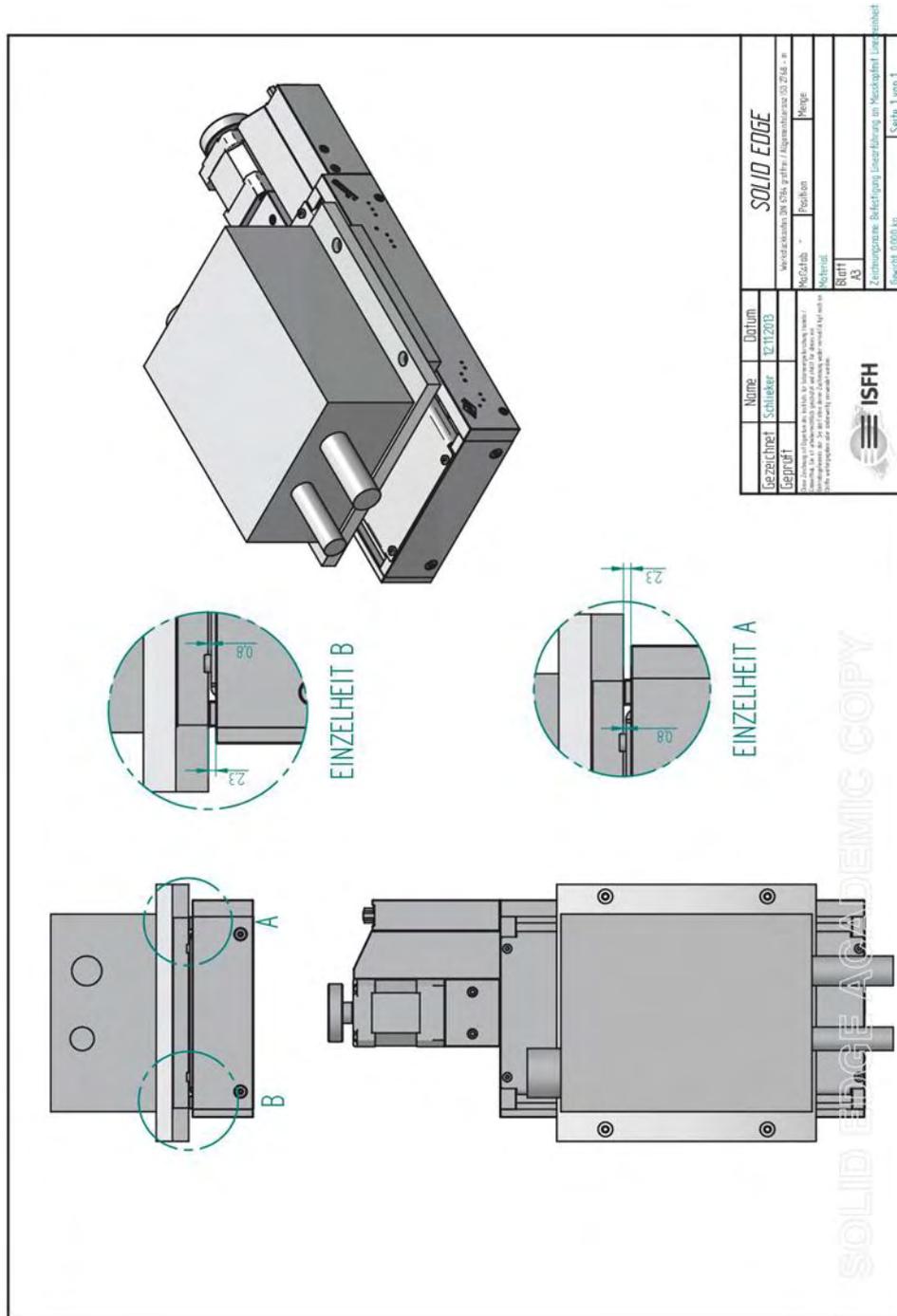


Abb. A.10.6 Anbringung der Adapterplatten zur Befestigung des Superheads am Z-Lineartisch.

Literaturverzeichnis

- [1] K. H. Hellwege, Einführung in die Festkörperphysik, Berlin: Springer Verlag, 1988.
- [2] I. De Wolf, J. Jiménez, J. P. Landesman, C. Frigeri, P. Braun, E. Da Silva, E. Calvet, Raman and Luminescence Spectroscopy for Microelectronics, Belgien: European Communities, 1998.
- [3] W. F. Hosford, Mechanical Behaviour of Materials, Cambridge: Cambridge University Press, 2005.
- [4] B. Assmann, P. Selke, Technische Mechanik Band 2: Festigkeitslehre, München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2006.
- [5] H. M. J. Smith, „The Theory of the Vibrations and the Raman Spectrum of the Diamond Lattice,“ *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 241, No. 829, pp. 105-145, 6 Juli 1948.
- [6] E. Anastassakis, A. Pinczuk, E. Burstein, „Effect of Uniaxial Stress on the Raman Spectrum of Silicon,“ *Solid State Communications* Vol. 8, pp. 133-138, 1970.
- [7] S. T. Amimoto, D. J. Chang, A. D. Birkitt, „Stress Measurements in Silicon Microstructures,“ The Aerospace Corporation Technology Operations, Los Angeles, 2002.
- [8] G. H. Loechelt, N. G. Cave, J. Menéndez, „Polarized off-axis Raman spectroscopy: A technique for measuring stress tensors in semiconductors,“ *Journal of Applied Physics* Vol. 86 No. 11, pp. 6164-6180, 1 Dezember 1999.
- [9] M. A. Green, „Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients,“ *Solar Energy Materials & Solar Cells* 92, pp. 1305-1310, 25 Juli 2008.
- [10] Roman S. Czernuszewicz, Thomas G. Spiro, „IR, Raman, and Resonance Raman Spectroscopy,“ in *Inorganic Electronic Structure and Spectroscopy Volume I: Methodology*, Hoboken, John Wiley & Sons, Inc, 2006, pp. 353-342.
- [11] G. J. Exarhos, „Molecular Characterization of Dielectric Films by Laser Raman Spectroscopy,“ in *Characterizations of Semiconductor Materials: Principals and Methods Volume I*, New Jersey, Noyes Publications, 1989, pp. 242-288.
- [12] E. I. Solomon, M. A. Hanson, *Inorganic Electronic Structure and Spectroscopy Volume II: Applications and Case Studies*, Hoboken: John Wiley & Sons, Inc, 2006, pp. 1-130.
- [13] I. De Wolf, „Micro-Raman spectroscopy to study local mechanical stress in silicon integrated circuits,“ *Semicond. Sci. Technol.* 11, pp. 139-154, 19 Juli 1996.

- [14] S. Ganesan, A. A. Maradudin, J. Oitmaa, „A Lattice Theory of Morpnic Effects in Crystals of the Diamond Structure,“ *Annals of Physics* 56, pp. 556-594, 22 Juli 1969.
- [15] M. Mayr, Technische Mechanik: Statik - Kinematik - Kinetik - Schwingungen - Festigkeitslehre, München: Carl Hanser Verlag München Wien, 1999, pp. 192-232.
- [16] S. Narayanan, S. R. Kalidindi, L. S. Schadler, „Determination of unknown stress states in silicon wafers using microlaser Raman spectroscopy,“ *Journal of Applied Physics* 82, pp. 2595-2602, 4 Juni 1997.
- [17] M. Chandrasekhar, J.B. Renucci, M. Cardona, „Effects of interband excitations on Raman phonons in heavily doped n-Si,“ *Physical Review B Vol. 17 No. 4*, pp. 1623-1633, 15 Februar 1978.
- [18] D. Kosemura, M. Tomita, K. Usuda und A. Ogura, „Stress Measurements in Si and Si Ge by Liquid-Immersion Raman Spectroscopy,“ in *InTech 2012*, 2012, pp. 247-278.
- [19] M. Becker, H. Scheel, S. Christiansen, H.P. Strunk, „Grain orientation, texture, and internal stress optically evaluated by micro-Raman spectroscopy,“ *Journal of Applied Physics* 101, 063531, pp. 1-10, 27 März 2007.
- [20] E. Anastassakis, A. Cantero, M. Cardona, „Piezo-Raman measurements and anharmonic parameters in silicon and diamond,“ *Physical Review B Vol. 41 No. 11*, pp. 7529-7535, 15 April 1990.
- [21] E. Hecht, Optik, Bonn: Addison-Wesley (Deutschland) GmbH, 1989.
- [22] H. Haferkorn, Optik, Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1981.
- [23] K. H. Schuster, „Projektions-Belichtungsanlage und Belichtungsverfahren der Mikrolithographie“. Deutschland Patent EP1052545 A2, 15 November 2000.
- [24] W. Demtröder, Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie, Berlin: Springer-Verlag, 1977.
- [25] isel Germany AG, IMC4-M I/O Interface, isel Germany AG.
- [26] S. J. Harris, A. E. O'Neill, W. Yang, P. Gustafson, J. Boileau, W. H. Weber, B. Majumdar, S. Ghosh, „Measurement of the State of Stress in Silicon with Micro-Raman Spectroscopy,“ *Journal of Applied Physics Vol. 96 No. 12*, pp. 7195-7201, 15 Dezember 2004.
- [27] Institut für Solarenergieforschung GmbH Hameln/ Emmerthal, Anforderungsprofil für ein Messgerät zur Eigenspannungsmessung an verstringten Solarzellen, Hameln, 2013.
- [28] HORIBA Scientific, Labram HR Evolution User Manual, Frankreich: HORIBA Scientific, 2013.
-

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1:	Strahlengang	2
Abb. 2.1:	Elementarzelle des Diamantgitters von Silizium	5
Abb. 2.2:	Zwei Richtungen in einem kubischen Kristall	6
Abb. 2.3:	Zwei Ebenen in einem kubischen Kristall	7
Abb. 2.4:	Die (001), (110) und (111) Oberflächen eines kubischen Kristalls.	7
Abb. 2.5:	Die neun Spannungskomponenten auf den Würfebenen	9
Abb. 2.6:	Absorptionskoeffizient von kristallinem Silizium.	12
Abb. 2.7:	Energiezustände der Ramanstreuung mit den Energieniveaus	13
Abb. 2.8:	Schematische Darstellung eines Ramanspektrums	15
Abb. 2.9:	Stokesspektrallinie von monokristallinem Silizium	15
Abb. 2.10:	Eine einfache Helium-Neon-Laser Anordnung	23
Abb. 2.11:	He-Ne-Energieniveaus und deren He Ne Elektronenüberträge	24
Abb. 2.12:	$\lambda/2$ -Plättchen	26
Abb. 2.13:	Kantenfilter mit aufgedampftem dichroitischen Strahlteiler	27
Abb. 2.14:	Prinzip einer Photodiode	28
Abb. 3.1:	Vorderansicht des Spektroskops	29
Abb. 3.2:	Anbringung des Superheads an den verfahrbaren Tischen	31
Abb. 3.3:	Ausschnitt einer Solarzelle mit Kupferbändchen und Metallfingerstruktur	33
Abb. 3.4.:	Skizze zur Veranschaulichung des Mappings	33
Abb. 4.1:	Schutzeinhausungen und Interlock-Blockschaltbild	36
Abb. 4.2:	XY-Tisch mit den Positionen der Winkel und der Schraube	38
Abb. 4.3:	Kabelübersicht (Blockschaltbild)	42
Abb. 4.4:	Positionen der Baugruppen A und B	43
Abb. 4.5:	Befestigung der Kabelschutzschläuche 1, 2 und 3	43
Abb. 4.6:	Die Führung der optischen Kabel LASER und RAMAN	44
Abb. 4.7:	Veranschaulichung der Problemlösungen	46
Abb. 4.8:	IMC4-M I/O Interface mit belegten Pins	47
Abb. 4.9:	Strahlengang mit nachbestelltem Polarisationszubehör	49
Abb. 4.10:	Dreiliniens-Biegevorrichtung und Stokespeaks der Messpunkte 1 bis 3	52
Abb. A.2.1:	Tabellenblatt	VII
Abb. A.2.2:	Eingabefelder, Eingabespalten und Ausgabespalten	IX
Abb. A.2.3:	Veranschaulichung der Winkel α , β , γ und φ	X

Abb. A.7.1:	Stromlaufplan des Pegelumsetzers	XXV
Abb. A.9.1:	Strahlengang im <i>Basis LabRAM HR Vis Evolution 1</i>	XXXIII
Abb. A.9.2:	Strahlengang im <i>Basis LabRAM HR Vis Evolution 2</i>	XXXIII
Abb. A.10.1:	Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 1 von 3)	XXXV
Abb. A.10.2:	Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 2 von 3)	XXXVI
Abb. A.10.3:	Technische Zeichnung der Baugruppe A (Stück 3 von 3)	XXXVII
Abb. A.10.4:	Technische Zeichnung der Baugruppe B.	XXXVIII
Abb. A.10.5:	Technische Zeichnung der Adapterplatten.	XXXIX
Abb. A.10.6:	Anbringung der Adapterplatten	XL

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1:	Komponenten des Nachgiebigkeitstensors von Silizium	10
Tab. 2.2:	Ramanverschiebung von Rayleigh- und Raman Streuung	14
Tab. 2.3:	Auswahlregeln der Ramanstreuung	18
Tab. 2.4:	Normierte Phononendeformationspotentiale von Silizium	20
Tab. 4.1:	Daten der verfahrenbaren Tische.	37
Tab. 4.2:	Ramanverschiebungen der Messpunkte 1 bis 3	52
Tab. A.1.1:	Abnahmebedingungen des Raman Spektroskops	I
Tab. A.5.1:	CD-Verzeichnis	XIX
Tab. A.6.1:	Kabelbezeichnungen	XXIII
Tab. A.9.1:	Bezeichnungen der Bauteile im Strahlengang	XXXI
