

Dotierungsabhängigkeit des elastischen Verhaltens von Silizium

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Nicole Santen

aus

Troisdorf-Sieglar

Bonn 2009

Angefertigt mit Genehmigung
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Reiner Vianden
2. Gutachter: Prof. Dr. Karl Maier

Tag der Promotion: 24.02.2010

Erscheinungsjahr: 2010

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Der Elementhalbleiter Silizium	3
1.1 Herstellung von reinem Silizium	3
1.2 Physikalische Eigenschaften	5
1.3 Elastische Eigenschaften	8
2. Die Messmethode	13
2.1 γ - γ -Winkelkorrelation	13
2.1.1 Die ungestörte Winkelkorrelation	13
2.1.2 Die gestörte Winkelkorrelation	15
2.1.3 Die elektrische Quadrupolwechselwirkung	16
2.2 Der Sondenkern ^{111}In	18
2.3 Der Aufbau der Messapparatur	19
2.4 Die Datenanalyse	21
2.4.1 Die Berechnung der R-Werte	21
2.4.2 Auswertung der R-Wert Spektren	23
2.4.3 Die verschiedenen Sondenanteile	24
3. Die Probenpräparation	27
3.1 Die Ionenimplantation	28
3.2 Das Ausheilen von Implantationsschäden	31
3.3 Die Erzeugung von uniaxialen Zug- und Druckspannungen	32

4. Messungen	35
4.1 Intrinsicches Silizium unter Zug und Druck entlang $\langle 110 \rangle$	36
4.2 Si implantiert mit Elementen der Gruppe III	41
4.2.1 Untersuchung der inneren Spannung	42
4.2.2 Ausheilprogramm	51
4.2.3 Externe Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$	54
4.2.4 Externe Druckspannungen entlang $\langle 110 \rangle$	60
4.2.5 Dosisabhängige Messungen	62
4.2.6 Zusammenfassung	67
4.3 Silizium implantiert mit Kohlenstoff	68
4.3.1 Untersuchung der inneren Spannung	68
4.3.2 Externe Zug- und Druckspannungen entlang $\langle 110 \rangle$	70
4.3.3 Dosisabhängige Messungen	73
4.4 Si implantiert mit Elementen der Gruppen V und VI	74
4.4.1 Untersuchung der inneren Spannung	75
4.4.2 Ausheilprogramm	83
4.4.3 Externe Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$	85
4.4.4 Verschiedene Implantationsbereiche	100
5. TEM-Aufnahmen	119
6. Diskussion	123
7. Zusammenfassung	127
A. Spektren	131
B. Tabellen	135
Literaturverzeichnis	151

Einleitung

Die fortschreitende Miniaturisierung von Halbleiterbauelementen auf Siliziumbasis bestimmt weiterhin die Technologieentwicklung. Da eine physikalische Grenze der Skalierung immer näher rückt, sind für eine weitere, kontinuierliche Steigerung der Leistungsfähigkeit integrierter Schaltungen neue Materialien und Methoden notwendig. Als besonders erfolgreich erweist sich dabei schon seit einigen Jahren der Einsatz von gedehntem Silizium (*strained silicon*) [CHID06, LEE05, YEO07]. Dabei wird durch unterschiedliche Techniken das Silizium im Kanalbereich eines MOSFETs (*metal oxide semiconductor field effect transistor*) mechanisch verspannt. Dies hat zur Folge, dass die Bandstruktur von Silizium verändert wird, was zu einer Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit aufgrund einer reduzierten, effektiven Masse führt. Somit steigt die mögliche Taktfrequenz und folglich auch die Gesamtleistung der Bauteile. Da p- und n-MOSFETs unterschiedlich auf eine mechanische Verspannung reagieren, werden im wesentlichen nur lokale Verspannungsmethoden eingesetzt. So ist für die Erhöhung der Elektronenbeweglichkeit eine Zugspannung förderlich, während die Beweglichkeit der Löcher durch eine Druckspannung gesteigert werden kann. Zwei von vielen Realisierungsmöglichkeiten, die industriell eingesetzt werden, sind in Abbildung 0.1 gezeigt. In diesem Fall wird beim p-MOS durch Einbetten von SiGe in die Source/Drain-Region eine uniaxiale Druckspannung im Kanal erzeugt, während beim n-MOS eine SiN-Schicht über dem Gate eine uniaxiale Zugspannung im Kanal induziert [THOM04]. In beiden Fällen resultiert die Verspannung aus einer Gitterfehlanpassung.

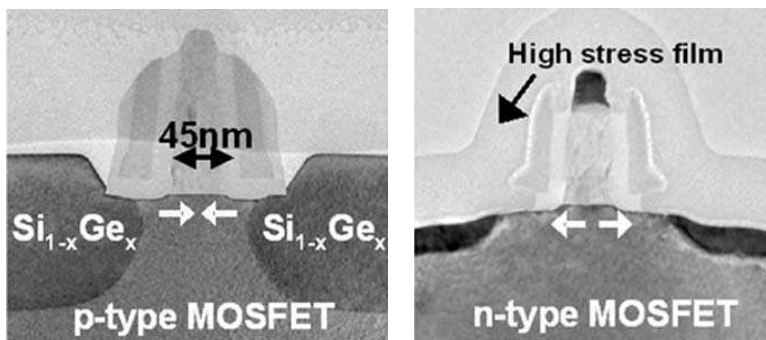


Abbildung 0.1: TEM-Aufnahmen eines p-MOSFETs (links) und n-MOSFETs (rechts) [THOM04].

Diese Verfahrenstechnik bringt jedoch auch einige Probleme mit sich, da sich infolge der Verformung tendenziell Defekte anhäufen, die die fehlerfreie Funktion der Bauteile gefährden. Somit sind Untersuchungen von Verspannungen im Elementhalbleiter Silizium und ihre Wechselwirkung mit Defekten von großer technologischer Relevanz. Hinzu kommt, dass zur Strukturierung und Dotierung von Halbleiterbauelementen häufig die Ionenimplantation verwendet wird. Dabei werden jedoch Strahlenschäden erzeugt, die durch eine geeignete Temperaturbehandlung ausgeheilt werden müssen. Neben der Ausheilung von geringeren Gitterschäden kommt es jedoch auch zu einer Diffusion von primär erzeugten intrinsischen Fehlstellen, die sich zu ausgedehnteren Defektstrukturen zusammenschlagen können [FAHE89, CLAV03]. Diese Defektkomplexe können im gedehnten Bereich zu einem unerwünschten Abbau der Spannungen führen, was folglich die Leistungsfähigkeit herabsetzen würde.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, den Einfluss einer Dotierung auf das elastische Verhalten von Silizium zu untersuchen. Die verwendeten Fremdatome werden mittels Ionenimplantation in den Kristall gebracht. Zur Erzeugung von uniaxialen, externen Spannungen werden die Proben in Halter mit verschiedenen Krümmungsradien gespannt, so dass in der oberflächennahen, implantierten Schicht Gitterdeformationen von bis zu $10,6 \cdot 10^{-4}$ induziert werden.

Um den Einfluss von Fremdatomen auf die erzeugten Spannungsfelder in Silizium zu studieren, wird die Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation (PAC: *Perturbed Angular Correlation*) mit dem radioaktiven Isotop ^{111}In als Sonde angewendet. Da diese Messtechnik Informationen über die direkte Gitterumgebung eines Sondenkerns auf atomarer Skala liefert, eignet sie sich sehr gut für die Untersuchung lokaler Spannungsfelder in implantierten Schichten. Die Verzerrung des kubischen Siliziumgitters infolge einer externen, uniaxialen Zugspannung ruft am Ort des Sondenkerns einen spannungsinduzierten, elektrischen Feldgradienten (EFG) hervor, der linear mit der externen Spannung ansteigt. Dieser Effekt konnte erstmals von G. Marx [MARX95] nachgewiesen werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll ermittelt werden, inwieweit die implantierten Fremdatome diesen spannungsinduzierten Feldgradienten beeinflussen. Damit kann man auf die Spannungsfelder in der lokalen Sondenumgebung schließen und Informationen über die Wechselwirkung von Defekten mit Gitterverzerrungen gewinnen.

Nach einer Einleitung über die Herstellung und die physikalischen Eigenschaften des Elementhalbleiters Silizium wird die in dieser Arbeit eingesetzte Messtechnik PAC sowie die dazu notwendige Probenpräparation erläutert. Im Anschluss werden die Ergebnisse der PAC-Untersuchungen vorgestellt und diskutiert. Außerdem werden ergänzende TEM-Aufnahmen von einzelnen vermessenen Proben gezeigt und im Zusammenhang mit den PAC-Ergebnissen diskutiert. Abschließend werden die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

Kapitel 1

Der Elementhalbleiter Silizium

Silizium spielt schon seit einigen Jahrzehnten in der Halbleitertechnologie und Mikroelektronik eine herausragende Rolle. So werden Halbleiterbauelemente und integrierte Schaltungen fast ausschließlich aus Silizium gefertigt. Dies ist zum einen in seinen überaus günstigen Materialeigenschaften begründet, aber auch in der ausgereiften und standardisierten Fertigungstechnik. Um eine einwandfreie Funktion der elektronischen Bauteile gewährleisten zu können, ist für deren Herstellung ein qualitativ hochwertiges Substratmaterial zwingend erforderlich. Silizium bietet neben einer nahezu perfekten Kristallinität auch eine außerordentlich hohe Reinheit, was zu einer zuverlässigen Reproduzierbarkeit führt. Desweiteren kann die elektrische Leitfähigkeit von reinem Silizium durch Dotierung gezielt und lokal verändert werden. Somit ist es möglich, Siliziumschichten mit unterschiedlicher Leitfähigkeit zu erzeugen, die für die Herstellung von Halbleiterbauelementen wie Transistoren und integrierten Schaltungen nötig sind. Ein weiteres wesentliches Kriterium für den Erfolg von Silizium ist, dass es in Massen verfügbar und deshalb ein preiswertes Ausgangsmaterial ist.

In der Erdkruste ist Silizium mit 27,5 Gewichtsprozent das zweithäufigste Element nach Sauerstoff (46%). Dabei kommt es in der Natur nicht elementar vor, sondern ausschließlich als Siliziumdioxid (SiO_2) wie beispielsweise Sand und Quarz oder in Form von Silikaten (Salze der Kieselsäuren).

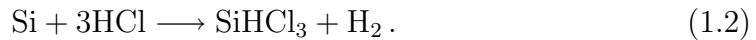
1.1 Herstellung von reinem Silizium

Elementares Silizium kann durch Reduktion von Quarzsand (SiO_2) mit Kohlenstoff hergestellt werden. Dies geschieht bei einer Temperatur von 1800°C in einem Lichtbogenofen [SIFF04]:

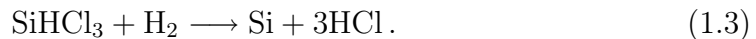


Das dabei entstehende Rohsilizium (*metallurgical grade*), welches eine Reinheit von ca. 98% aufweist, reagiert anschließend bei $300\text{--}350^\circ\text{C}$ mit Salzsäure zu

flüssigem Trichlorsilan:



Durch fraktionierte Destillation wird das Trichlorsilan (Siedepunkt 32°C) gereinigt und danach durch Umkehrung des obigen Prozesses in einem Quarzgefäß an dünnen, beheizten Stäben aus Reinstsilizium (*Siliziumseelen*) bei 1100°C thermisch zersetzt. Dabei scheidet sich polykristallines Silizium mit einer Reinheit von 10^{-9} an den Seelen ab [HILL08]:



Für die Herstellung von einkristallinem Silizium, wie es in der Halbleiterfertigung benötigt wird, werden hauptsächlich zwei Verfahren angewendet, nämlich das *Czochralski-Verfahren* (CZ) und das tiegelfreie *Zonenziehverfahren* (FZ, Floating Zone).

Beim *Czochralski-Verfahren* wird polykristallines Silizium in Quarztiegeln unter Schutzgas geschmolzen (siehe Abb. 1.1 a). Ein hochreiner Impfkristall der gewünschten Kristallorientierung wird in die Schmelze getaucht und unter Rotation langsam wieder herausgezogen ohne den Kontakt zur Schmelze zu unterbrechen. Dabei lagern sich weitere Atome in geordneter Form an diesen Keim an und übernehmen dessen Kristallstruktur. Es entsteht ein stabförmiger Einkristall, der auch als *Ingot* bezeichnet wird (Abb. 1.1 b). Der Durchmesser des Siliziumeinkristalls ist durch die Ziehgeschwindigkeit festgelegt. Die Dotierung des Kristalls erfolgt durch Zugabe der gewünschten Dotieratome in die Schmelze. Jedoch weisen die mit dem CZ-Verfahren hergestellten Einkristalle auch eine relativ hohe Konzentration von Verunreinigungen auf: So gelangt beispielsweise aus den Tiegelwänden Sauerstoff und aus dem Graphitofen Kohlenstoff in die Schmelze, was zu einer unerwünschten Dotierung des Kristalls führt.

Um hochreine Siliziumeinkristalle herzustellen, eignet sich das *Zonenziehverfahren*. Hierbei wird mit einer Induktionsheizung ein schmaler Bereich an einem Ende eines polykristallinen Siliziumstabes aufgeschmolzen. Ausgehend von einem Kristallkeim wird diese Schmelzzone langsam über den gesamten Siliziumstab geschoben. Die erkaltende Schmelze erstarrt dabei mit der vom Impfkristall vorgegebenen kristallographischen Orientierung. Da die Löslichkeit von Fremd-Atomen in der festen Phase niedriger ist als in der flüssigen Phase, verbleibt ein Großteil von ihnen in der Schmelze und wandert ans Ende des Stabes. Durch mehrmaliges Wiederholen des Prozesses kann die Reinheit des Einkristalls weiter gesteigert werden.

Zum Schluss wird der Siliziumstab auf den gewünschten Durchmesser geschliffen und anschließend nach Überprüfung der Kristallorientierung geschnitten, geläppt und poliert.

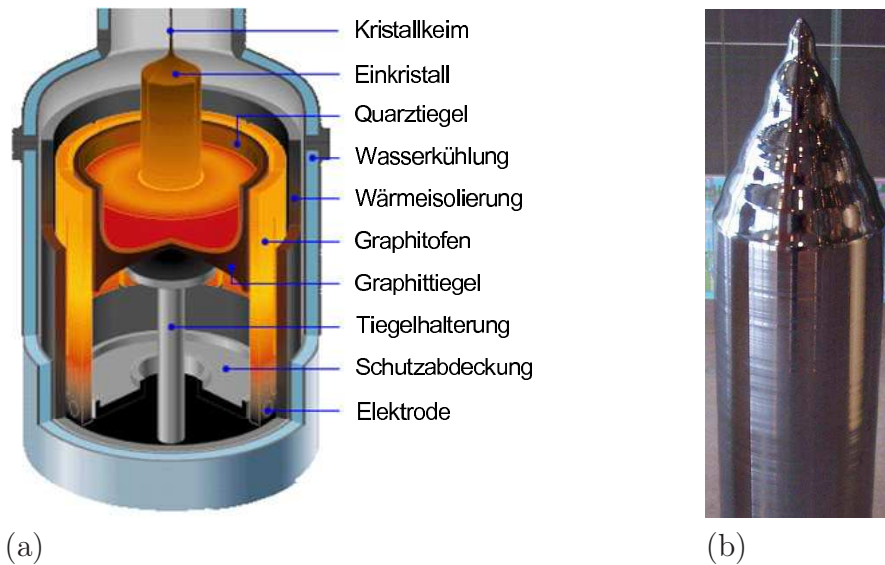


Abbildung 1.1: (a) Czochralski-Anlage¹ zur industriellen Kristallzucht und (b) Siliziumeinkristall², hergestellt mit dem CZ-Verfahren.

1.2 Physikalische Eigenschaften

Die Kristallstruktur von Silizium entspricht der eines Diamantgitters (Abb. 1.2). Dabei handelt es sich um ein kubisch flächenzentriertes Gitter mit zweiatomiger Basis, wobei das zweite Basisatom gegenüber dem ersten entlang der Raumdiagonalen um ein Viertel verschoben ist. Bei der Diamantstruktur ist jedes Atom tetraedrisch von seinen vier nächsten Nachbarn (Koordinationszahl 4) umgeben, wobei der Bindungsabstand zwischen zwei Siliziumatomen 0,235 nm beträgt. Bei der Bindung handelt es sich um eine rein kovalente sp^3 -Hybridbindung, was die relativ große Härte des Materials erklärt.

In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigsten Eigenschaften von Silizium aufgelistet. Die temperaturabhängigen Größen beziehen sich alle auf Raumtemperatur (300 K).

¹ http://people.deas.harvard.edu/~jones/es154/lecture_2/materials/Czochralski_1.gif, Stand vom Aug. 2009

² Dieses Bild stammt aus der freien Enzyklopädie Wikipedia, <http://de.wikipedia.org/wiki/Silizium>, Original Upload 7. Okt. 2004 von Stahlkocher, Stand vom Nov. 2009

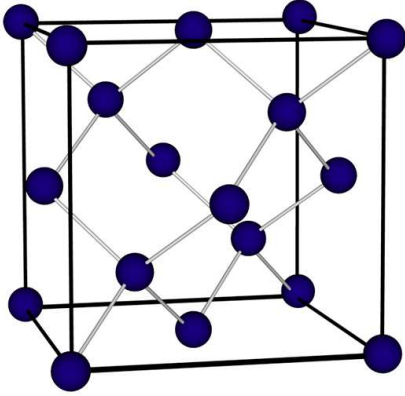


Abbildung 1.2: Die kubische Einheitszelle des Diamants ist identisch mit der des Siliziums. Jedes Si-Atom ist tetraedrisch von seinen vier nächsten Nachbarn umgeben.

kristallographische Eigenschaften	
Konzentration [Atome/cm ³]	5,0 · 10 ²²
Atommasse [u]	28,09
Kristallstruktur	Diamant
Gitterkonstante [Å]	5,431
Dichte [g/cm ³]	2,328
thermische Eigenschaften	
Schmelzpunkt [K]	1688
spezifische Wärme [J/kg·K]	700
Wärmeleitfähigkeit [W/m·K]	150
therm. Ausdehnungskoeffizient [K ⁻¹]	2,6 · 10 ⁻⁶
therm. Diffusionskoeffizient [cm ² /s]	0,9
elektrische Eigenschaften	
Bandlücke [eV]	1,12
intr. Ladungsträgerkonz. [cm ⁻³]	1,45 · 10 ¹⁰
intr. Resistivität [Ω·cm]	2,3 · 10 ⁵
Beweglichkeit [cm ² /Vs]	Elektronen 1500
	Löcher 450
effektive Masse [m [*] /m ₀]	Elektronen 0,98 ¹ bzw. 0,19 ²
	Löcher 0,16 ³ bzw. 0,49 ⁴

¹ longitudinale effektive Masse

² transversale effektive Masse

³ leichtes Loch

⁴ schweres Loch

Tabelle 1.1: Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur (300 K) [SZE81].

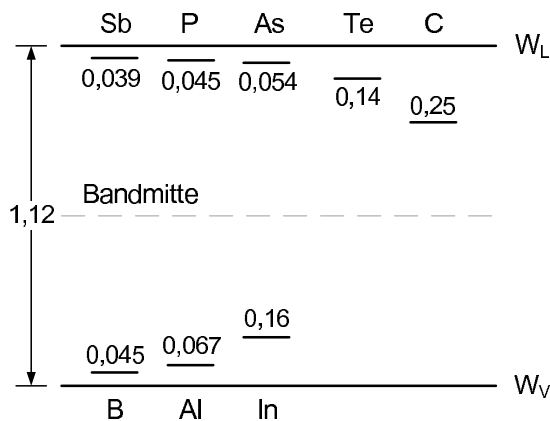


Abbildung 1.3: Energieniveaus für die hier verwendeten Donatoren und Akzeptoren in Silizium. Die Zahlen geben die jeweiligen Aktivierungsenergien in eV an, gemessen von der zugehörigen Bandkante. Unterhalb der Bandmitte befinden sich die Akzeptorniveaus und oberhalb die Donatorniveaus [SZE81].

Durch gezielten Einbau von Fremdatomen in das Kristallgitter kann die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters verändert werden. Durch die sog. Dotierung entstehen neue Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist. Wenn Atome der III. Hauptgruppe (z.B. Bor, Aluminium oder Indium) in den Halbleiter eingebaut werden, fehlt für die kovalente Bindung mit den vier benachbarten Siliziumatomen ein Elektron. Dieses wird aus dem Valenzband aufgenommen, so dass dort ein Loch entsteht. Die zusätzlichen Energieniveaus, die durch die Dotierung mit Fremdatomen entstehen, nennt man Akzeptor-Niveaus, da sie Elektronen aus dem gefüllten Valenzband aufnehmen, wenn diese thermisch angeregt werden. Die dadurch im Valenzband entstehenden Löcher verhalten sich dann wie positive Ladungsträger. Deshalb spricht man hier von einem p-Halbleiter.

Fremdatome aus der V. Hauptgruppe (Phosphor, Arsen oder Antimon) hingegen besitzen ein überschüssiges Elektron, das für die kovalente Bindung mit den umgebenden Atomen nicht benötigt wird und somit schon bei relativ niedrigen Temperaturen ins Leitungsband angeregt wird. Aus diesem Grunde werden diese Störstellen auch als Donatoren bezeichnet. Bei der Dotierung mit Donatoren sorgen vorwiegend die Elektronen im Leitungsband für die elektrische Leitfähigkeit („n-Leiter“).

Die Dotierung des Halbleiters ist aus zwei Gründen von essentieller Bedeutung: Reines Silizium besitzt bei Raumtemperatur eine Ladungsträgerdichte von $1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und hat somit eine sehr geringe intrinsische Leitfähigkeit, die für das Funktionieren von integrierten Schaltkreisen nicht ausreicht. Durch das Einbringen von Fremdatomen kann die Leitfähigkeit jedoch um den Faktor 10^6 erhöht werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass Wafer heutzutage zwar mit einer sehr hohen Reinheit hergestellt werden können, die Dichte der Verunreinigungen aber dennoch mindestens $10^{10} - 10^{12} \text{ Atome/cm}^3$ beträgt. Da diese Anzahl bereits größer ist als die Zahl der intrinsischen Ladungsträger, bestimmen die Fremdatome die

Leitfähigkeit des Halbleiters, und zwar in unkontrollierter Weise. Durch eine Dotierung lässt sich sowohl die Leitfähigkeit von Halbleitern als auch die Art der Dotierung (n oder p) definiert und lokalisiert einstellen. Je nach Dotierungsgrad bewegt sich die Anzahl der Dotieratome in der Größenordnung von 10^{15} – 10^{20} Atome/cm³ [HILL08]. In Abbildung 1.4 ist zu sehen, wie die Resistivität von Silizium durch das Dotieren mit Phosphor und Bor erheblich reduziert wird. Die Resistivität des Materials wird in der Regel vom Hersteller angegeben, weil sie ein Maß für die Stärke der Grunddotierung ist.

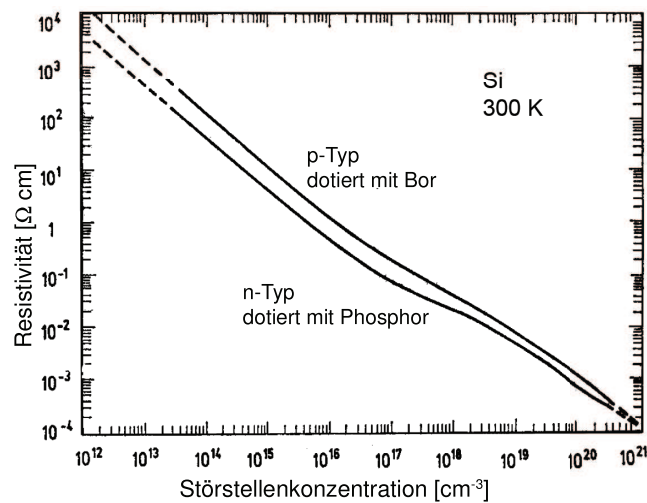


Abbildung 1.4: Die Resistivität von Silizium als Funktion der Dotierstoffkonzentration (Phosphor für n-Leiter und Bor für p-Leiter) [SZE81].

1.3 Elastische Eigenschaften

Unter dem Einfluss äußerer Kräfte oder Spannungen kann ein fester Körper seine Gestalt ändern. Wirkt auf einen elastischen Körper der Länge l mit dem Querschnitt A eine einachsige Zugkraft F , so ändert sich seine Länge um Δl (siehe Abb. 1.5).

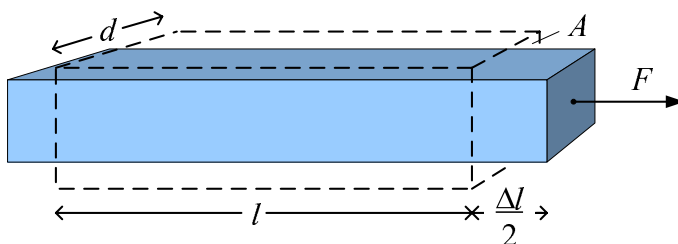


Abbildung 1.5: Die Verformung eines Festkörpers durch Dehnung. Ein Stab wird durch die Kraft F um Δl verlängert.

Bei kleinen Deformationen gilt das Hooke'sche Gesetz, welches das lineare elastische Verhalten beschreibt:

$$F = E \cdot A \cdot \frac{\Delta l}{l}. \quad (1.4)$$

Die Proportionalitätskonstante E in Gleichung 1.4 heißt *Elastizitätsmodul*. Führt man die Zugspannung

$$\sigma = \frac{F}{A} \quad (1.5)$$

und die relative Dehnung bzw. Stauchung $\epsilon = \frac{\Delta l}{l}$ ein, so erhält man aus Gl. 1.4 folgende von der Geometrie unabhängige Form des Hooke'schen Gesetzes:

$$\sigma = E \cdot \epsilon. \quad (1.6)$$

Zu beachten ist, dass dieser lineare Zusammenhang zwischen Dehnung und Zugspannung nur für relativ kleine Deformationen gilt. Bei größeren Auslenkungen treten nichtlineare Rückstellkräfte auf.

Um eine einachsige elastische Verformung vollständig zu beschreiben, benötigt man noch eine weitere Größe: Bei Einwirkung einer Kraft oder Spannung erfolgt neben der Dehnung in Längsrichtung auch eine Querkontraktion. Diese wird beschrieben durch die Querkontraktionszahl oder Poissonzahl ν , welche als Verhältnis von Querkontraktion zur Dehnung definiert ist:

$$\nu = - \frac{\Delta d / d}{\Delta l / l}. \quad (1.7)$$

Im Fall von anisotropen Körpern, bei denen die elastischen Eigenschaften von der Richtung ihrer Beanspruchung abhängen (siehe Abb. 1.6), muss die Spannung als Tensor zweiter Stufe, dem sog. Spannungstensor $\hat{\sigma}$, angesetzt werden [NYE85]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Dabei stellen die Diagonalelemente σ_{ii} die Normalspannungen dar, während die σ_{ij} die Scherspannungen bezeichnen, die auf der Ebene i in Richtung j wirken (vgl. Abb. 1.6). Zugspannungen werden konventionell durch positive Werte von σ_{ii} wiedergegeben, während Druckspannungen mit negativem Vorzeichen versehen werden.

Die durch die äußere Beanspruchung verursachte Deformation des Kristalls wird ebenso durch einen Dehnungstensor $\hat{\epsilon}$ zweiter Stufe beschrieben. Durch eine lineare Transformation zwischen beiden Tensoren lässt sich Gleichung 1.6 auf anisotrope Medien erweitern und man erhält das verallgemeinerte Hooke'sche Gesetz:

$$\hat{\sigma} = \hat{C}^{(4)} \cdot \hat{\epsilon}. \quad (1.9)$$

Die Werte für die Elastizitätsmoduln C_{ij} und Elastizitätskoeffizienten S_{ij} von Silizium sind in Tabelle 1.2 angegeben. Zu beachten ist, dass diese Werte nur für reines Silizium gelten. Einige Untersuchungen haben gezeigt, dass sich die Elastizitätskonstanten durch eine hohe Dotierung ändern (siehe Abb. 1.7) [HALL67, KEYE82]. So beträgt die Veränderung der Elastizitätsmoduln C_{ij} etwa 1–5% und ist damit vernachlässigbar.

Elastizitätsmoduln [GPa]			Elastizitätskoeffizienten [TPa ⁻¹]		
C_{11}	C_{12}	C_{44}	S_{11}	S_{12}	S_{44}
165,7	63,9	79,6	7,68	-2,14	12,6

Tabelle 1.2: Elastizitätsmoduln C_{ij} und Elastizitätskonstanten S_{ij} von reinem Silizium bei Raumtemperatur [WORT65].

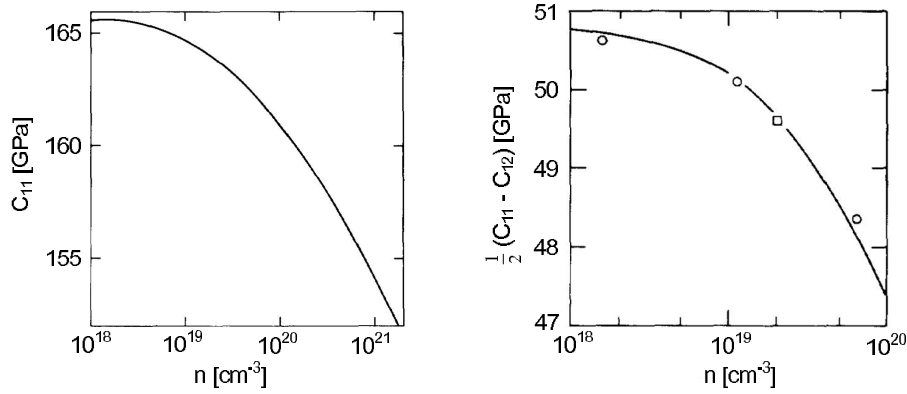


Abbildung 1.7: Die elastischen Konstanten C_{11} und $\frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$ von n-dotiertem Silizium als Funktion der Donatorkonzentration [KEYE82].

Aufgrund der Anisotropie von Silizium hängt auch das elastische Verhalten von der Kristallrichtung ab. So besteht für ein kubisches System zwischen den Elastizitätskoeffizienten S_{ij} und dem Elastizitätsmodul E folgender Zusammenhang [NYE85]:

$$\frac{1}{E} = S_{11} - 2 \cdot \left((S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} S_{44} \right) \cdot (l_x^2 l_y^2 + l_y^2 l_z^2 + l_z^2 l_x^2).$$

Hier sind die l_i ($i = x, y, z$) die Richtungskosinus, wobei es sich jeweils um den Kosinus des Winkels zwischen der Spannungsachse und den x -, y - und z -Achsen (die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen) handelt. Für eine Kraft in $\langle hkl \rangle$ -Richtung ist der E-Modul für Silizium folglich gegeben durch:

$$\frac{1}{E_{\langle hkl \rangle}} = S_{11} - 2 \cdot \left((S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} S_{44} \right) \cdot \frac{k^2 l^2 + l^2 h^2 + h^2 k^2}{(h^2 + k^2 + l^2)^2}. \quad (1.15)$$

Für die drei Hauptachsen ergibt sich:

$$\frac{1}{E_{\langle 100 \rangle}} = S_{11} \quad (1.16)$$

$$\frac{1}{E_{\langle 110 \rangle}} = S_{11} - \frac{1}{2} \cdot \left((S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} S_{44} \right) \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{E_{\langle 111 \rangle}} = S_{11} - \frac{2}{3} \cdot \left((S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} S_{44} \right). \quad (1.18)$$

Die aus den obigen Gleichungen berechneten Werte für den Elastizitätsmodul entlang verschiedener Kristallachsen in Silizium sind in Tabelle 1.3 aufgelistet.

Kristallrichtung	Elastizitätsmodul E
$\langle 100 \rangle$	130,16 GPa
$\langle 110 \rangle$	169,09 GPa
$\langle 111 \rangle$	187,81 GPa

Tabelle 1.3: Elastizitätsmodul E von Silizium für bestimmte Kristallrichtungen.

Kapitel 2

Die Messmethode

2.1 γ - γ -Winkelkorrelation

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde die Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation (**P**erturbed **A**ngular **C**orrelation: **PAC**) angewandt. Sie basiert auf der Hyperfeinwechselwirkung radioaktiver Sondenkerne mit den elektrischen bzw. magnetischen Feldern am Ort der Sonde. Dies führt zu einer Präzession der Ausstrahlungscharakteristik zweier von der Sonde korreliert ausgesandter γ -Quanten, infolgedessen man Informationen über Größe und Symmetrie eines am Kernort auftretenden elektrischen Feldgradienten (EFG) erhält. Aufgrund der r^{-3} -Abhängigkeit des EFG ist diese Messmethode für mikroskopische Strukturuntersuchungen von Festkörpern bestens geeignet. So können auch Gitterdefekte, die in der unmittelbaren Umgebung der Sonde einen Feldgradienten erzeugen, eindeutig charakterisiert werden. In dieser Arbeit werden im Speziellen lokale Gitterverzerrungen in Silizium untersucht, die einerseits in implantierten Bereichen auftreten und andererseits durch extern angelegte Zug- und Druckspannungen entstehen.

Die theoretischen Grundlagen dieser Messmethode sollen im folgenden kurz erläutert werden. Eine ausführlichere Darstellung findet sich z.B. in [SCHA97, FRAU65, BUTZ89].

2.1.1 Die ungestörte Winkelkorrelation

Im allgemeinen Fall ist bei einem Ensemble radioaktiver Kerne keine räumliche Spinausrichtung bevorzugt, so dass die Emissionswahrscheinlichkeit von γ -Quanten eines angeregten Atomkerns räumlich isotrop ist. Für die Beobachtung der gestörten Winkelkorrelation ist eine anisotrope Winkelverteilung jedoch zwingend erforderlich. Um diese zu erzeugen, verwendet man in Winkelkorrelationsmessungen einen angeregten Kern, der über eine γ - γ -Kaskade (siehe Abb. 2.1 a) in seinen Grundzustand zerfällt.

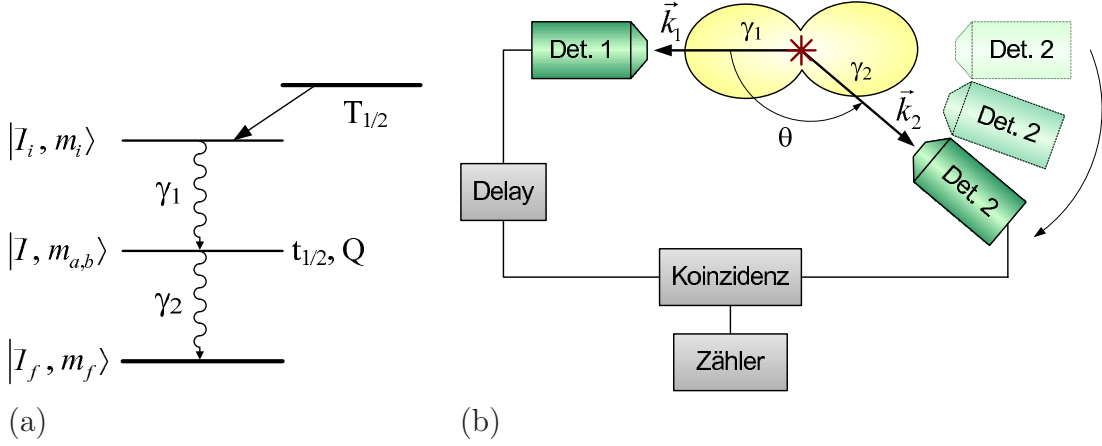


Abbildung 2.1: (a) γ - γ -Kaskade und (b) Prinzip der γ - γ -Winkelkorrelation

Der Anfangszustand $|I_i, m_i\rangle$ zerfällt unter Emission von γ_1 in den Zwischenzustand $|I, m\rangle$ und dieser unter Emission von γ_2 in den Endzustand $|I_f, m_f\rangle$. Durch den Nachweis von γ_1 in einer bestimmten Richtung \vec{k}_1 wird ein Ensemble von Kernen ausgewählt, deren Spin gleich orientiert ist. Dadurch wird eine ungleiche Besetzung der m -Unterzustände des Zwischeniveaus erzeugt, so dass die Ausstrahlcharakteristik für γ_2 bei koinzidenter Messung aufgrund der Drehimpulserhaltung anisotrop bezüglich \vec{k}_1 erfolgt. Die Wahrscheinlichkeit $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ für eine Emission von γ_2 in Richtung \vec{k}_2 lässt sich aus den einzelnen Übergangsamplituden berechnen:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_i, m_f, \sigma_1, \sigma_2} \left| \sum_{m_a} \langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_a \rangle \langle m_a | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle \right|^2. \quad (2.1)$$

\mathcal{H}_1 und \mathcal{H}_2 sind die Wechselwirkungsoperatoren für die Emission von γ_1 und γ_2 und $\sigma_{1,2}$ die Polarisation der γ -Quanten. Die Berechnung der Matrixelemente und Ausführung der Summationen führt nach Fraunfelder zu folgender Form der Winkelkorrelation [FRAU65]:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = W(\theta) = \sum_{k \text{ gerade}}^{k_{\max}} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos \theta). \quad (2.2)$$

Wegen der Zylindersymmetrie bezüglich \vec{k}_1 reicht zur Beschreibung der Winkelverteilung der Winkel θ zwischen den Emissionsrichtungen \vec{k}_1 und \vec{k}_2 aus, sofern keine weitere Achse ausgezeichnet ist. Der Laufindex k kann die Werte $0 \leq k \leq \min(2I, l_1 + l'_1, l_2 + l'_2)$ annehmen. Dies folgt aus der Drehimpulserhaltung. Dabei ist I der Kernspin des Zwischenzustandes und $l_{1,2}$ bzw. $l'_{1,2}$ bezeichnen die Multipolaritäten der Übergänge. Aufgrund der Paritätserhaltung kann k nur

gerade Werte annehmen. Für den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Sondenkern ^{111}In gilt $I = 5/2$ und $l_{1,2} = 1$ bzw. 2, so dass $k_{\max} = 4$ ist. Die Koeffizienten $A_k(1)$ und $A_k(2)$ sind nur vom ersten bzw. zweiten Übergang abhängig.

2.1.2 Die gestörte Winkelkorrelation

Wenn der Kern während der Lebensdauer seines Zwischenzustandes eine Hyperfeinwechselwirkung erfährt, die durch elektromagnetische Felder am Ort des Sondenkerns verursacht wird, so wird die Winkelkorrelation gestört. Diese Wechselwirkung führt zu einer zeitabhängigen Umbesetzung der m -Unterzustände des Zwischenlevels. Die zeitliche Veränderung des Zwischenzustands $|m_a\rangle$ wird durch den Zeitentwicklungsoperator $\Lambda(t)$ beschrieben:

$$|m_a\rangle \rightarrow \Lambda(t) |m_a\rangle = \sum_{m_b} |m_b\rangle \langle m_b | \Lambda(t) |m_a\rangle.$$

Durch Einsetzen in Gleichung 2.1 ergibt sich:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{m_i, m_f, \sigma_1, \sigma_2} \left| \sum_{m_a, m_b} \langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_b \rangle \langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle \langle m_a | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle \right|^2.$$

Nach [FRAU65] erhält man daraus folgende allgemein gültige Form der zeitabhängigen γ - γ -Winkelkorrelation:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{k_1, k_2, N_1, N_2} A_{k_1}(1) A_{k_2}(2) G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t) \frac{1}{\sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)}} \cdot Y_{k_1}^{N_1*}(\theta_1, \phi_1) Y_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \phi_2) \quad (2.3)$$

mit dem Störfaktor $G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t)$:

$$G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t) = \sum_{m_a, m_b} (-1)^{2I+m_a+m_b} \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)} \cdot \left(\begin{array}{ccc} I & I & k_1 \\ m'_a & -m_a & N_1 \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m'_b & -m_b & N_2 \end{array} \right) \langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle \langle m'_b | \Lambda(t) | m'_a \rangle^*.$$

Für die Indizes gilt $k_i = 0, 2, \dots, \min(2I, l_i + l'_i)$ und $|N_i| \leq k_i$, wobei $N_i = m_i - m'_i$. Die Koeffizienten $A_{k_i}(1) \cdot A_{k_j}(2)$ werden häufig zu A_{ij} zusammengefasst und sind die Anisotropiekoeffizienten des betrachteten Übergangs. Y_k^N sind die Kugelflächenfunktionen, deren Winkel θ_i und ϕ_i in Abbildung 2.2 definiert sind.

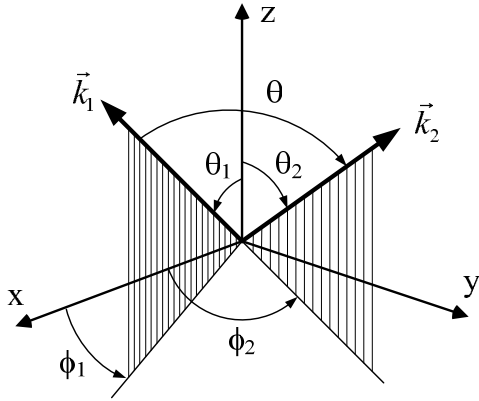


Abbildung 2.2: Allgemeines Koordinatensystem zur Beschreibung der γ - γ -Winkelkorrelation. Die Wellenvektoren \vec{k}_1 und \vec{k}_2 bezeichnen die Emissionsrichtungen von γ_1 bzw. γ_2 .

2.1.3 Die elektrische Quadrupolwechselwirkung

In der vorliegenden Arbeit wird die Störung der Winkelkorrelation ausschließlich durch elektrische Quadrupolwechselwirkungen hervorgerufen. Ein elektrischer Feldgradient (EFG) wird durch die umgebende Ladungsverteilung erzeugt und ist als zweite partielle Ableitung des klassischen elektrostatischen Potentials Φ am Kernort definiert:

$$V_{ij} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.5)$$

Da sich am Kernort aufgrund der sphärischen Ladungsverteilung der s-Elektronen keine Ladung befindet, die zum EFG beiträgt, gilt die Laplace-Gleichung $\Delta \Phi = 0$, d.h. V_{ij} ist spurfrei ($\sum V_{ii} = 0$). Ein solcher Tensor kann durch eine geeignete Hauptachsentransformation diagonalisiert werden. Im allgemeinen werden die Achsen so gewählt, dass

$$|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|. \quad (2.6)$$

Der EFG kann vollständig durch die Maximalkomponente V_{zz} und den sogenannten Asymmetrieparameter η beschrieben werden, der wie folgt definiert ist:

$$\eta := \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \quad \text{mit } 0 \leq \eta \leq 1. \quad (2.7)$$

Die Wechselwirkungsenergie zwischen dem Kernquadrupolmoment Q und dem EFG lässt sich ableiten aus dem Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \cdot \left[3\mathcal{I}_z^2 - \mathcal{I}(\mathcal{I}+1) + \frac{\eta}{2}(\mathcal{I}_x^2 + \mathcal{I}_y^2) \right] \quad (2.8)$$

wobei \mathcal{I} , \mathcal{I}_x , \mathcal{I}_y und \mathcal{I}_z die Drehimpulsoperatoren sind. Im Falle eines axialsymmetrischen Feldgradienten ($\eta = 0$) wird bei Wahl der z -Achse als Quantisierungsachse der Hamiltonoperator diagonal und es folgt für die Energieeigenwerte:

$$E_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \cdot [3m^2 - I(I+1)]. \quad (2.9)$$

Damit ist die Aufspaltung zwischen zwei Unterzuständen m und m' gegeben durch

$$E_Q(m) - E_Q(m') = 3 \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \cdot |m^2 - m'^2| = 3 \cdot |m^2 - m'^2| \hbar \omega_Q \quad (2.10)$$

mit der Quadrupolfrequenz ω_Q

$$\omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)\hbar}. \quad (2.11)$$

Die Aufspaltung eines Kernniveaus durch die Quadrupolwechselwirkung ist also abhängig vom Spin I des Kernzustands. Die Entartung der Unterzustände hinsichtlich $\pm m$ wird jedoch nicht aufgehoben. Für die niedrigsten Übergangsfrequenzen ω_0 zwischen zwei m -Unterzuständen gilt:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= 3 \cdot \omega_Q && \text{für ganzzahligen Kernspin } I \\ \omega_0 &= 6 \cdot \omega_Q && \text{für halbzahligen Kernspin } I \end{aligned}$$

Bei einem axialsymmetrischen Feldgradienten gilt $\omega_n = n\omega_0$ für $n = 1, 2, 3$. In dieser Arbeit wurde ^{111}In als Sondenkern mit einem Kernspin von $I = 5/2$ verwendet. Somit erhält man folgende Übergangsfrequenzen:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 6\omega_Q \\ \omega_2 &= 12\omega_Q \\ \omega_3 &= 18\omega_Q \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Aufspaltung eines $I = 5/2$ -Kernniveaus unter dem Einfluss eines axialsymmetrischen Feldgradienten ist in Abbildung 2.3 graphisch dargestellt.

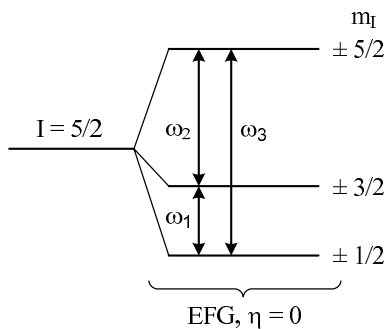


Abbildung 2.3:

Quadrupolaufspaltung eines Kernniveaus mit $I = 5/2$ für einen axialsymmetrischen Feldgradienten ($\eta = 0$).

In der Literatur wird oft anstelle von ω_Q (Gl. 2.11) die Quadrupolkopplungskonstante ν_Q angegeben, da sie unabhängig vom Drehimpuls I ist:

$$\nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{h}. \quad (2.13)$$

Für $I = 5/2$ folgt aus den Gleichungen 2.11, 2.12 und 2.13

$$\nu_Q = \frac{20}{\pi}\omega_Q = \frac{10}{3\pi}\omega_0. \quad (2.14)$$

Für den Fall $I = 5/2$ kann die Gleichung 2.3 schließlich in folgende Form gebracht werden:

$$W(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, t) = 1 + A_{22} \cdot G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t) \quad (2.15)$$

wobei der Störfaktor sich vereinfacht zu [BUTZ89]:

$$G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t) = \sum_{n=0}^3 s_{kn} \left(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, \eta, \frac{A_{24}}{A_{22}}, \frac{A_{42}}{A_{22}}, \frac{A_{44}}{A_{22}} \right) \cos(\omega_n(\eta, V_{zz}) t). \quad (2.16)$$

Die zu beobachtende Störung der Winkelkorrelation setzt sich demnach aus einer Überlagerung von Kosinusfunktionen der Übergangsfrequenzen ω_n zusammen, deren Amplituden durch die s_{kn} -Koeffizienten bestimmt werden. Diese hängen von den Anisotropiekoeffizienten A_{ij} , dem Asymmetrieparameter η sowie von den Winkeln θ_i und ϕ_i ab.

2.2 Der Sondenkern ^{111}In

Damit ein radioaktives Isotop als PAC-Sonde eingesetzt werden kann, müssen einige wichtige Voraussetzungen erfüllt sein. Zunächst muss der Kern über eine γ - γ -Kaskade zerfallen, deren Zwischenniveau idealerweise eine Lebensdauer zwischen einigen ns und μs hat. Dabei ist die untere Grenze durch die Zeitauflösung der Apparatur gegeben. Die Lebensdauer sollte auch nicht zu lang sein, da sich sonst der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen erhöht. Desweiteren sollte das Quadrupolmoment des Zwischenniveaus möglichst groß sein ($Q \geq 0,1$ barn), so dass die Wechselwirkungsfrequenz während des Beobachtungszeitraums sichtbar ist. Ebenso wichtig sind große Anisotropiekoeffizienten der Zerfallskaskade, um später ein Messsignal zu erhalten, welches sich deutlich vom Rauschen der Daten abhebt. Die γ -Energien sollten mit Szintillationsdetektoren gut nachgewiesen werden können und 100 keV nicht unterschreiten, damit eine Selbstabsorption in der Probe vermindert werden kann.

Von entscheidender Bedeutung sind auch die Eigenschaften des Mutterisotops wie seine Verfügbarkeit und insbesondere seine Halbwertszeit. Diese sollte im Bereich einiger Stunden bis Tage liegen, um die Probenpräparation und ein ausreichendes Messprogramm zu ermöglichen.

Für die folgenden Experimente wurde ^{111}In als Sondenkern verwendet, da es alle erforderlichen Eigenschaften für Winkelkorrelationsmessungen aufweist und deshalb auch heute noch die am meisten verwendete PAC-Sonde ist. Das Zerfallsschema ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

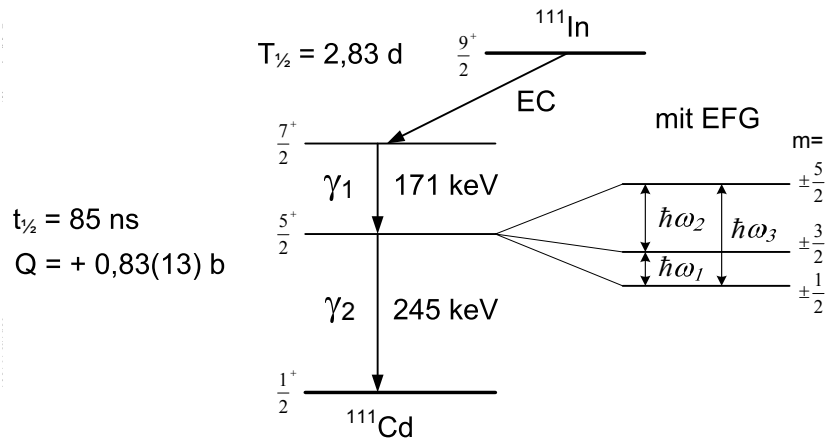


Abbildung 2.4: Zerfallsschema des Sondenkerns ^{111}In . Rechts ist die Aufspaltung des isomeren Zwischenniveaus durch die Hyperfeinwechselwirkung des Quadrupolmoments mit einem axialsymmetrischen EFG dargestellt.

Das Mutterisotop ^{111}In zerfällt über Elektroneneinfang (EC) mit einer Halbwertszeit $T_{1/2}$ von 2,83 Tagen zu ^{111}Cd . Für die PAC-Messung wird die γ - γ -Kaskade mit den Energien $E(\gamma_1) = 171 \text{ keV}$ und $E(\gamma_2) = 245 \text{ keV}$ genutzt. Diese Kaskade besitzt eine Anisotropie von $A_{22} = -0,18$. Das isomere Zwischenniveau hat eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 85 \text{ ns}$ und ein Quadrupolmoment von $0,83(13) \text{ barn}$ [SCHA97].

2.3 Der Aufbau der Messapparatur

Für die Messungen dieser Arbeit wurde eine 3-Detektoranlage verwendet, deren Blockschaltbild in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Eine ausführliche Beschreibung der Apparatur ist in der Dissertation von T. Schaefer [SCHA92] zu finden.

Die Apparatur arbeitet nach dem Prinzip der „Fast-Slow-Koinzidenz“ und besteht aus drei Detektoren, die in einer Ebene angeordnet sind. Zwei der Detektoren (B und C) dienen als Stoppdetektoren und sind fest unter einem Winkel von 90° montiert. Der dritte Detektor A fungiert als Startdetektor und wechselt typischerweise alle 2000 s zwischen den Positionen A (90° zu B) und A* (180° zu B). Hierdurch ist es möglich, die zur R-Wert-Bildung nötigen jeweils unter 90° und 180° aufgenommenen Koinzidenzspektren immer von der gleichen Detektorkombination zu nehmen. Es ist auf diese Weise mit geringem Aufwand möglich, einen Großteil der

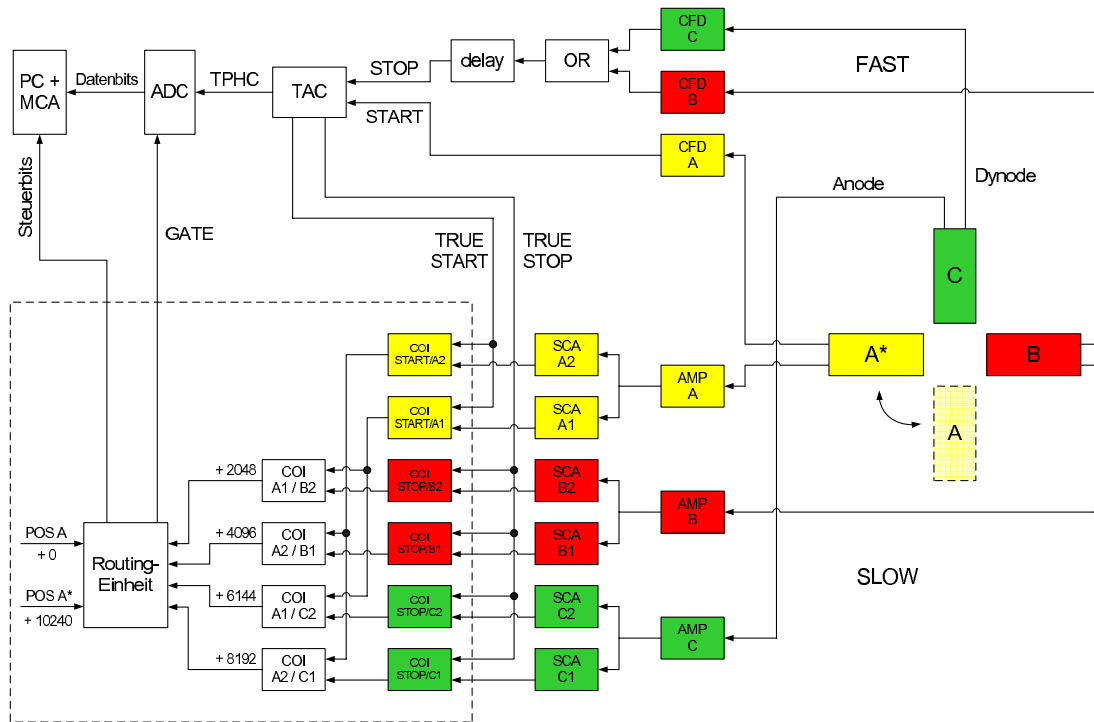


Abbildung 2.5: Aufbau der 3-Detektor-Apparatur nach [SCHA92]

Störungen herauszurechnen, die durch Detektoreigenschaften und elektronische Komponenten verursacht werden können. Durch den radioaktiven Zerfall der Sondenkerne ist die Zählrate stark zeitabhängig. Um dies auszugleichen wählt man eine Reihenfolge der Position wie AA^*A^*A . Als Szintillationsmaterial wird BaF_2 verwendet, da es sich durch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und einer sehr guten Zeitauflösung auszeichnet. Um die γ -Emissionen der Probe in einem möglichst großen Raumwinkel zu erfassen, besitzen die BaF_2 -Kristalle eine konische Form. Hinter den Szintillationskristallen befinden sich spezielle Photomultiplier mit Quarzfenstern.

Um die Zeitauflösung des Systems zu steigern, wird ein sogenannter „Fast“-Ausgang an die neunte Dynode des Photomultipliers geschaltet. Dort werden die Zeitsignale abgegriffen und in einem Constant Fraction Discriminator (CFD) in einen scharfen Zeitpuls umgewandelt, der unabhängig von der Signalhöhe am Eingang ist. Die Zeitsignale der beiden Stoppdetektoren (B und C) werden über ein OR-Gatter zusammengeführt und definiert verzögert. Ausschließlich die CFD-Signale des Detektors A starten den Time-to-Amplitude Converter (TAC), die Stoppsignale werden von den Detektoren B und C geliefert. Demzufolge fällt die Hälfte der Zeitspektren zu „negativen Zeiten“ hin ab, je nachdem ob der TAC von γ_1 oder γ_2 gestartet wurde. Das Ausgangssignal des TAC, dessen Höhe proportional zur Zeitdifferenz zwischen dem Nachweis der beiden γ -Quanten der Zer-

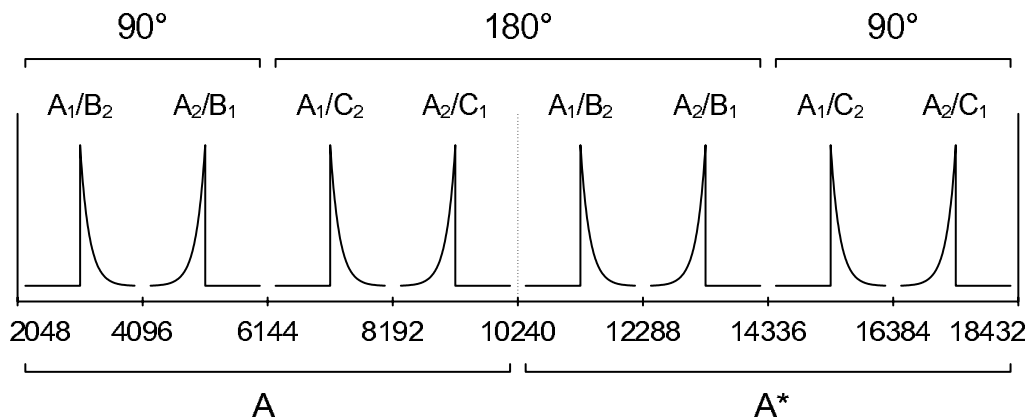


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Lebensdauerspektren und deren Zuordnung anhand der Detektorkombination [NEDE02].

fallskaskade ist, wird in einem ADC digitalisiert und über eine Routingeinheit zum Multi Channel Analyzer (MCA) weitergeleitet. Zusätzlich liefert der TAC ein True-Start- und ein True-Stopp-Signal, welche die Koinzidenzauswertung der SCA-Signale (Single Channel Analyzer) steuern.

Im Slow-Kreis werden die Energiesignale der drei Detektoren an der Anode der Photomultiplier abgegriffen, verstärkt und auf je zwei SCAs gegeben, in denen die Energieselektion der beiden γ -Quanten vorgenommen wird. Dabei wird einer der SCAs auf die Energie des ersten und der andere auf die des zweiten γ -Quants der Zerfallskaskade eingestellt. Danach schließt sich eine Koinzidenzelektronik an, die die TAC-Ereignisse in acht Lebensdauerspektren entsprechend der angesprochenen Detektorkombination einsortiert. Allerdings wird die Koinzidenz nur dann analysiert, wenn der TAC auch tatsächlich eine Zeitmessung beginnt oder beendet.

In Abbildung 2.6 ist die Zuordnung der Lebensdauerspektren abgebildet. Die ersten vier Spektren werden in Position A, die letzten vier in Position A* aufgenommen. Die Buchstabenpaare geben die Start/Stopp-Detektorkombination an (Index 1: γ_1 , Index 2: γ_2).

2.4 Die Datenanalyse

2.4.1 Die Berechnung der R-Werte

Für die Zählrate eines einzelnen Koinzidenzspektrums von zwei Detektoren, die den Winkel θ einschließen, gilt:

$$N(\theta, t) = N_0 \exp^{-\frac{t}{\tau}} \cdot W(\theta, t) + U. \quad (2.17)$$

Der exponentielle Zerfall des Zwischenzustandes der γ - γ -Kaskade mit der Lebensdauer τ wird durch die Exponentialfunktion beschrieben. Die Lebensdauerkurve ist mit der Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta, t)$ moduliert. Die aufgenommenen Spektren müssen noch um den Untergrund U der zufälligen Koinzidenzen korrigiert werden. Anschließend kann durch die Verrechnung von unter 90° bzw. 180° aufgenommenen Spektren die Lebensdauer eliminiert werden:

$$R(t) = 2 \cdot \frac{N(180^\circ, t) - N(90^\circ, t)}{N(180^\circ, t) + 2 N(90^\circ, t)}. \quad (2.18)$$

Die Berechnung der sogenannten R-Werte erfolgt mit dem LabVIEW-Programm ShowFit [RUSK01]. Verwendet man zudem die geometrischen Mittel von $N(90^\circ, t)$ bzw. $N(180^\circ, t)$, so fallen bei der Bildung des R-Wertes auch die Ansprechwahrscheinlichkeit und der Raumwinkel jedes einzelnen Detektors heraus. Eine Diskussion über verschiedene Methoden zur R-Wert-Bildung ist bei Arends et al. zu finden [AREN80].

Da man für den hier verwendeten Sondenkern ^{111}In den Anisotropiekoeffizienten A_{44} vernachlässigen kann, erhält man für eine polykristalline Probe folgende Koinzidenzzählrate:

$$N(\theta, t) = N_0 \exp^{-\frac{t}{\tau}} \cdot (1 + A_{22} \cdot G_{22}(t) \cdot P_2(\cos \theta)). \quad (2.19)$$

Mit $P_2(\cos 180^\circ) = 1$ und $P_2(\cos 90^\circ) = -1/2$ ergibt sich für das Zählratenverhältnis (Gl. 2.18):

$$R(t) = A_{22} \cdot G_{22}(t). \quad (2.20)$$

Für einkristalline Proben erhält man mit Gleichung 2.15 analog

$$N(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, t) = N_0 \exp^{-\frac{t}{\tau}} \cdot (1 + A_{22} \cdot G(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, t)) \quad (2.21)$$

mit $G(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, t)$ definiert wie in Gleichung 2.16. Für den Sondenkern ^{111}In ist jedoch

$$s_n(\theta_1 = 90^\circ, \phi_1, \theta_2, \phi_2, t) = -\frac{1}{2} s_n(\theta_1, \phi_1, \theta_2 = 180^\circ, \phi_2, t)$$

so dass auch hier gilt

$$R(t) = A_{22} \cdot G(t). \quad (2.22)$$

Die Größe $R(t)$ enthält also nur noch den gewünschten Störfaktor, der die gesamte Information über die Wechselwirkung und damit auch über die lokalen elektromagnetischen Felder in der unmittelbaren Sondenumgebung beinhaltet.

2.4.2 Auswertung der R-Wert Spektren

An die aus den gemessenen Koinzidenzspektren erhaltenen R-Werte wird eine theoretische Störfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepasst. Dies geschieht mithilfe des Programmes Nightmare [NEDE07], welches auf dem Programmcode von NNFit [BARR92, BARR93] basiert. Zu beachten ist, dass sich die Sondenatome generell in unterschiedlichen Umgebungen des Wirtsgitters befinden, so dass sie nicht einer einheitlichen Wechselwirkung ausgesetzt sind (siehe Kapitel 2.4.3). Deshalb setzt die Störfunktion $G_{kk}^{NN}(t)$ sich aus mehreren Anteilen zusammen. Dabei ist f_i der Anteil an Sondenkernen, die sich in der Umgebung i befinden.

$$G_{kk}^{NN}(t) = \sum_i f_i \cdot G_{kk}^{NN(i)}(t), \quad \sum_i f_i = 1. \quad (2.23)$$

Wie die einzelnen Komponenten für diverse Umgebungen im Kristallgitter explizit aussehen, ist z.B. in [BART02] zu finden. Für den Fit können bis zu sieben unabhängige Anteile für die Quadrupolwechselwirkung angenommen werden. Die Anteile f_i , die Frequenzen ω_{0i} und ihre Dämpfungen δ_i , die Asymmetrieparameter η_i sowie die Winkel des EFG relativ zum Startdetektor werden als Parameter angepasst.

Desweiteren kann eine additive sowie eine multiplikative Konstante angepasst werden. Die additive Konstante kann eine Dejustierung der Probe relativ zum Detektorsystem ausgleichen. Außerdem kann eine unterschiedliche probeninterne γ -Absorption unter 90° bzw. 180° , bedingt durch den Probenhalter, Ursache einer Verschiebung des gemessenen Spektrums sein. Durch die multiplikative Konstante können ungenau bestimmte experimentelle Anisotropiekoeffizienten ausgeglichen werden.

Bei der Berechnung der Störfunktionen muss berücksichtigt werden, dass die Anisotropiekoeffizienten A_{ij} nur für punktförmige Detektoren gelten. Durch die endliche Ausdehnung der Detektoren wird die theoretisch erwartete Anisotropie jedoch abgeschwächt. Daher werden „effektive Anisotropiekoeffizienten“ verwendet, die spezifisch für die benutzte PAC-Anlage sind und sich als Produkt der theoretischen Koeffizienten mit Dämpfungskoeffizienten berechnen lassen:

$$A_{ij}^{app} = A_{ij} \cdot Q_{ij} \quad (2.24)$$

mit

$$A_{ij} = A_i(\gamma_1) \cdot A_j(\gamma_2) \quad \text{und} \quad Q_{ij} = Q_i(\gamma_1) \cdot Q_j(\gamma_2).$$

Die apparativen Anisotropiekoeffizienten wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation durch das Programm Monte bestimmt [NEDE07, KNIC95]. Sie sind für die Sonde ^{111}In und die in dieser Arbeit verwendete 3-Detektoranlage in Abbildung 2.7 als Funktion des Abstandes zwischen Probe und Detektor aufgetragen.

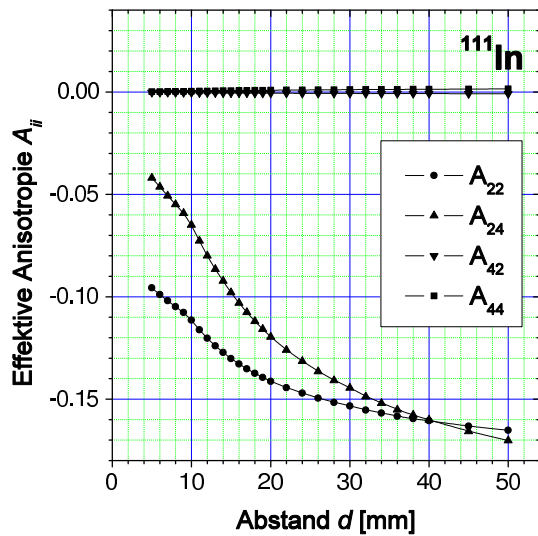


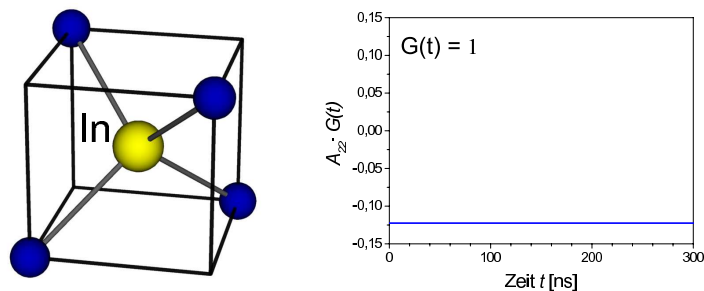
Abbildung 2.7: Effektive Anisotropiekoeffizienten der 3-Detektor-Apparatur für die Sonde ^{111}In (^{111}Cd) in Abhängigkeit des Probe-Detektor-Abstandes. Dieser beträgt bei den vorliegenden Messungen 1,3 cm, so dass $A_{22} = -0,1225$ und $A_{24} = -0,0875$ folgt.

2.4.3 Die verschiedenen Sondenanteile

Wie im vorigen Abschnitt bereits erwähnt werden die durch Ionenimplantation ins Gitter eingebrachten Sondenkerne ^{111}In durch eine anschließende Temperaturbehandlung in unterschiedlichen Umgebungen im Silizium eingebaut. Hier sollen die wichtigsten auftretenden Sondenanteile und die sich daraus ergebenden Störungen vorgestellt werden.

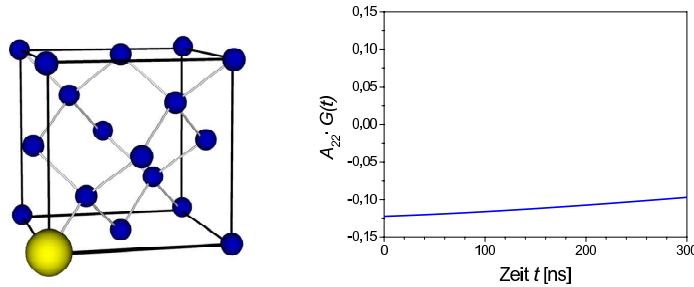
Anteil f_0 bzw. f_0^*

Befinden sich die Sondenkerne auf substitutionellen Gitterplätzen in einer ungestörten, defektfreien Umgebung, so erwartet man aufgrund der kubischen Symmetrie des Siliziumkristalles keinen EFG. In diesem Fall ist im PAC-Spektrum die volle Anisotropie A_{22} zu beobachten.

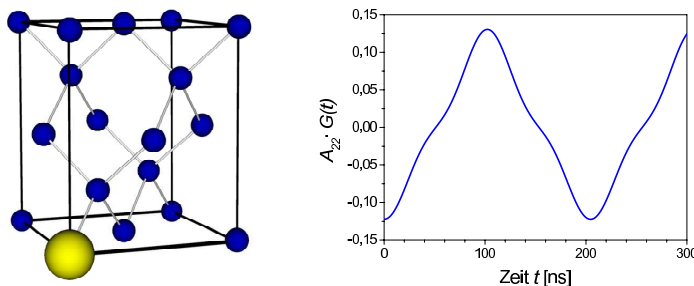


Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf diesem Sondenanteil, der im folgenden mit f_0 bzw. f_0^* bezeichnet wird. Der Sondenkern ist nur von Siliziumatomen umgeben und reagiert sensitiv auf Gitterverzerrungen. Zu beachten ist, dass diese Sonden selten komplett ungestört sind, wie oben beschrieben, sondern fast immer einem geringen Feldgradienten ausgesetzt sind. Dieser wird durch den Einbau

der Sondenatome aufgrund ihrer größeren Atomradien in das Wirtsgitter erzeugt. Da die laterale Ausdehnung der Implantationsfläche ($7 \times 7 \text{ nm}^2$) größer ist als die Dicke der Implantationsschicht (ca. 100 nm), entsteht hierbei kein hydrostatischer Druck, sondern eine biaxiale Druckspannung. Diese implantationsbedingte Spannung wird hier interne Spannung genannt. Dieser Anteil wird polykristallin angepasst.



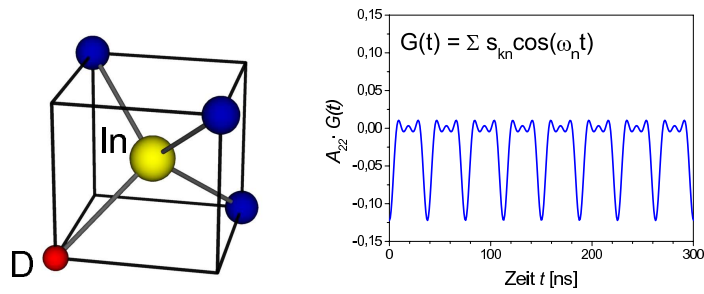
Wird das Siliziumgitter durch eine Biegung deformiert, so reagiert der Sondenanteil f_0 sensitiv auf die Spannungsfelder, die durch die externe Spannung hervorgerufen werden. Durch die Verzerrung der kubischen Ladungssymmetrie tritt ein spannungsinduzierter, elektrischer Feldgradient auf. Dieser wird aufgrund der hier verwendeten uniaxialen Spannung einkristallin angepasst.



Kommt es aus irgendwelchen Gründen zu einer Spannungsrelaxation, so nimmt der gleiche substitutionelle, defektfreie Sondenanteil keine Gitterverzerrung in seiner unmittelbaren Umgebung wahr und ist folglich ungestört. Zur Unterscheidung wird dieser Sondenanteil später mit f_0^* bezeichnet.

Anteil f_1

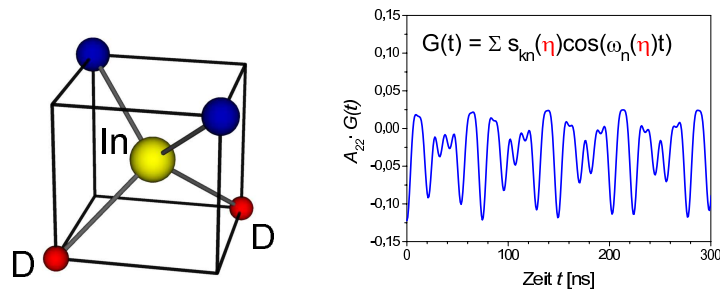
Ein weiterer Sondenanteil f_1 bildet aufgrund der Coulombwechselwirkung einen Komplex mit einem benachbarten Donatoratom. Mit der PAC-Methode wurden bereits Komplexe zwischen Indium und Phosphor, Arsen oder Antimon aus der V. Hauptgruppe von Th. Wichert beobachtet [WICH89]. Sie werden durch wohldefinierte Quadrupolfrequenzen ν_{Q1} von 179 MHz (In-P), 229 MHz (In-As) und 271 MHz (In-Sb) charakterisiert. Der zugehörige EFG ist in allen Fällen axialsymmetrisch ($\eta = 0$) mit einer $\langle 111 \rangle$ -Symmetrieachse.



Ebenfalls wurde ein Komplex bestehend aus Indium und dem Gruppe-VI Element Tellur gefunden [TESSE03], welchem eine Frequenz von 446 MHz zugeordnet wird. Die Hauptkomponente des EFG liegt hier jedoch in $\langle 100 \rangle$ -Richtung, so dass für Tellur ein oktaedrischer Zwischengitterplatz angenommen wird. Tessema fand außerdem heraus, dass diese Indium-Donator Paare nicht von einer extern angelegten Spannung beeinflusst werden.

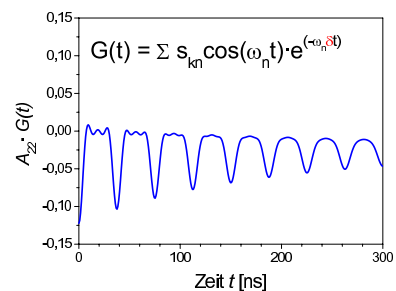
Anteil f_2

Lagern sich zwei benachbarte Donatoratome an den Sondenkern an, so erhält man den Anteil f_2 . Solche Defektkomplexe wurden für Arsen und Phosphor ebenfalls von Wichert et al. mittels PAC detektiert und ausführlich untersucht [WICH86, WICH92]. Für In-P2 und In-As2 Komplexe ergeben sich Quadrupolfrequenzen ν_{Q2} von 194 MHz bzw. 238 MHz. Auch diese Quadrupolwechselwirkungen werden nicht durch eine mechanische Deformation des Kristalls verändert. Die Feldgradienten sind jeweils nicht axialsymmetrisch ($\eta = 0,65$).



Dämpfung

Befinden sich Defekte in größerer Entfernung von der Sonde, so führt dies zu einem uneinheitlichen EFG mit einer lorentzförmigen Verteilung mit der Halbwertsbreite δ um den Mittelwert. Dies verursacht in den Spektren eine Dämpfung δ des Wechselwirkungsmusters.



Kapitel 3

Die Probenpräparation

Für die Messungen in dieser Arbeit werden Siliziumwafer der Firma Virginia Semiconductor¹ verwendet, die mit dem Czochralski-Verfahren hergestellt wurden. Sie sind beidseitig poliert, haben eine Dicke von $100\ \mu\text{m} \pm 10\ \mu\text{m}$ und eine $\langle 110 \rangle$ -Oberflächenorientierung ($\pm 0,9^\circ$). Außerdem sind sie mit Bor dotiert, wobei der spezifische Widerstand, welcher ein Maß für die Stärke der Grunddotierung ist, nach Herstellerangaben größer als $10\ \Omega\text{cm}$ ist. Somit lässt sich auf eine Borkonzentration von weniger als $1 \cdot 10^{15}\ \text{B}/\text{cm}^3$ schließen (vgl. Abb. 1.4).

Bei Wafern mit einer $\langle 110 \rangle$ -Oberfläche ist es vorteilhaft, dass die drei Kristallachsen $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ in der Oberfläche liegen (Abb. 3.1 a). So sind prinzipiell alle drei Hauptachsen als Zugrichtung möglich. Zur Kennzeichnung der Orientierung sind kommerziell erhältliche, kreisrunde Wafer in der Regel an einer Kante angeschnitten, so dass ein sogenanntes Orientierungsflatt (*primary flat*) entsteht. Dieses verläuft bei den hier verwendeten Siliziumscheiben entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse.

Zusätzlich werden zur Bestimmung der Orientierung der einzelnen Wafer Laueaufnahmen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Einfallsrichtung gemacht (s. Abb. 3.1 b). Dabei stehen die $\langle 110 \rangle$ - und $\langle 100 \rangle$ -Kristallachsen senkrecht zueinander, während die $\langle 111 \rangle$ -Achse einen Winkel von 35° mit der $\langle 110 \rangle$ -Richtung einschließt. Desweiteren sind die zweizählige Symmetrieachse sowie zwei senkrecht zueinander stehende Spiegelebenen zu erkennen (Symmetrie: 2 mm).

Mit Hilfe einer Diamantdrahtsäge werden die Wafer in ca. $7 \times 20\ \text{mm}^2$ große Proben geschnitten, so dass die Längskante, die der Spannungsachse entspricht, entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse verläuft. Danach werden die Längskanten der Proben mit SiC abgeschliffen, um kleine Risse, die während des Sägevorgangs entstehen, zu beseitigen. Anschließend werden die Probenoberflächen mit Aceton und Ethanol gereinigt.

¹ Virginia Semiconductor, Inc., 1501 Powhatan St., Fredericksburg, VA 22401, USA

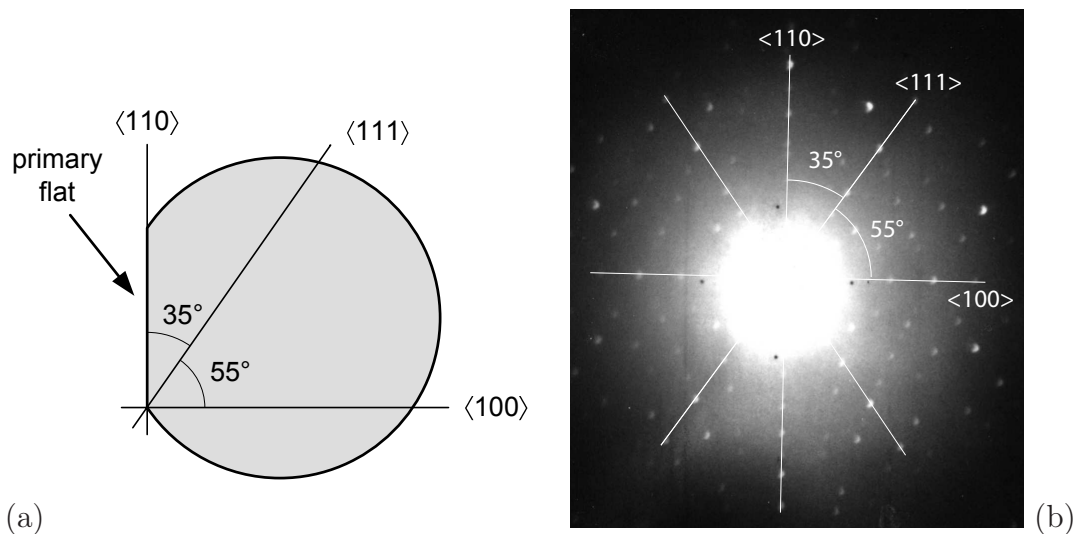


Abbildung 3.1: (a) Lage der Kristallachsen eines Wafers mit $\langle 110 \rangle$ -Oberfläche und (b) Laue-Aufnahme von Silizium entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse, aufgenommen mit einer W-Röhre (40 keV, 30 mA) bei einem Probenabstand von 3 cm. Die Belichtungszeit betrug eine Stunde.

3.1 Die Ionenimplantation

Zum Einbringen von Dotieratomen in Silizium hat sich das Verfahren der Ionenimplantation in der Industrie zur Herstellung mikroelektronischer Bauelemente gegenüber der Diffusion durchgesetzt. Ihr Vorteil liegt in einer sehr guten Reproduzierbarkeit der Dotierung, da sich die Reichweite der eingebrachten Fremdatome im Substrat sowie deren Konzentration exakt kontrollieren lassen. So wird die Reichweite durch die kinetische Energie der Ionen bzw. durch die Beschleunigungsspannung festgelegt, während die Implantationsdosis die Dotierungskonzentration bestimmt.

Sämtliche Implantationen für diese Arbeit werden am Bonner Isotopenseparator *BONIS* (schematische Skizze in Abb. 3.2) durchgeführt, der speziell für die Implantation radioaktiver Isotope ausgerüstet ist. Es werden sowohl die radioaktiven Isotope ^{111}In als auch diverse stabile Isotope als Dotieratome in Silizium implantiert.

Für die Erzeugung von Ionen werden verschiedene Ionenquellen wie z.B. *Nielsen-Quellen* oder Oberflächenionisationsquellen verwendet. Darin werden die Atome eines geeigneten Quellmaterials durch Verdampfen und anschließenden Elektronenbeschuss oder durch Oberflächenionisation ionisiert. Das Isotop ^{111}In beispielsweise wird aus einer wässrigen Indiumchlorid-Lösung gewonnen, die von der

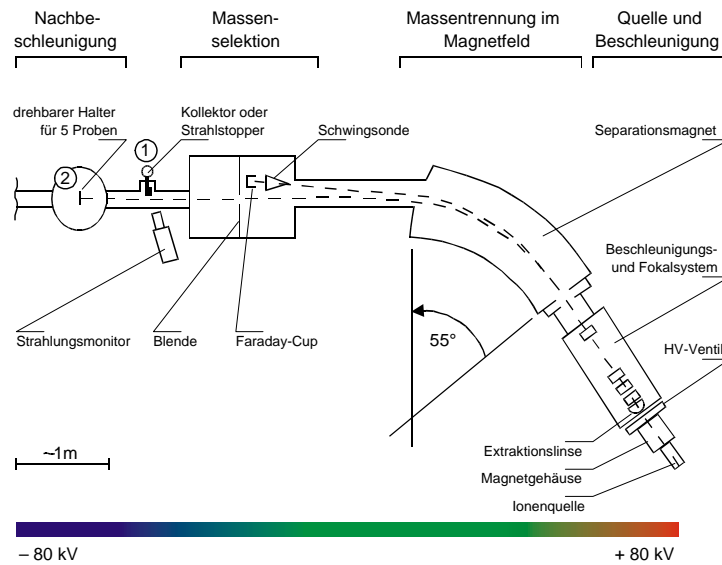


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Bonner Isotopenseparators [NEDE07]

Firma Covidien² bezogen wird. Die Chloridlösung wird mit einer Aktivität von 111 MBq in einen Graphitofen eingefüllt und unter einer Heizlampe eingedampft. Der Graphitofen wird anschließend in die Ionenquelle eingebaut.

Die aus der Quelle austretenden Ionen werden über eine elektrostatische Linse fokussiert und durch eine Hochspannung von bis zu 80 keV beschleunigt. In einem Magnetfeld werden die Ionen um 55° abgelenkt und nach ihrem q/m -Verhältnis aufgetrennt. Die gewünschte Ionenart wird durch eine Blende ausgewählt und kann anschließend auf die benötigte Endenergie von bis zu 160 keV für einfach geladene Teilchen beschleunigt werden. Um eine homogene Implantation der zu bestrahlenden Probenoberfläche zu erzielen, wird der Strahl in x- und y-Richtung abgelenkt und scannt so mehrfach die Oberfläche. Mit Hilfe einer Maske wird die Dotierung auf den gewünschten Bereich eingeschränkt. Soweit nicht anders erwähnt, wird eine Fläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ im Zentrum der Proben implantiert. Um Gitterführungseffekte (*Channeling*) zu vermeiden, wird die Probennormale um ca. 7° aus der Strahlachse gedreht.

Die Ionen dringen in die Probenoberfläche ein und werden durch Wechselwirkung mit den Elektronen und Atomkernen der Probe abgebremst. Die dabei entstehende Verteilung der Eindringtiefe der Ionen ist typischerweise gaußförmig. Die Tiefe und Breite der Verteilung wird mit zunehmender Implantationsenergie größer. Mit Hilfe des Monte-Carlo-Simulationsprogramms SRIM 2008 [BIER80, ZIEG85] können solche Implantationsprofile berechnet werden. Diese Berechnungen gelten streng genommen jedoch nur für amorphe Substrate und berücksichtigen Effekte

² Covidien Deutschland GmbH, Gewerbepark 1, 93333 Neustadt/Donau

wie Gitterführung in einem Einkristall nicht. So kann es bei einkristallinem Silizium aufgrund von Channeling im hinteren Auslaufbereich des Implantationsprofils gegebenenfalls zu deutlichen Abweichungen vom Gauß-Profil kommen. Dennoch liefern die Simulationen wichtige Informationen über Implantationstiefe und Dotierungskonzentration in Abhängigkeit der Schichttiefe (siehe Abb. 3.3).

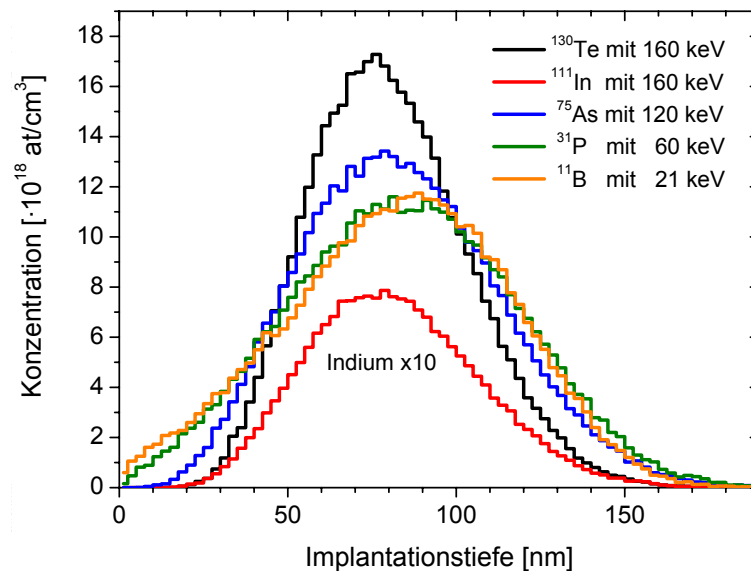


Abbildung 3.3: SRIM-Simulation für die Konzentrationsverteilung von ^{130}Te , ^{75}As , ^{31}P und ^{11}B (Dosis jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm^2) sowie des Sondenkerns ^{111}In (Dosis $5 \cdot 10^{12}$ at/cm^2 , hier nochmals um Faktor 10 vergrößert), implantiert in Silizium. Durch Anpassung der Einschussenergien wird eine Überlagerung der einzelnen Profile erreicht (vgl. Tabelle 3.1).

In die Proben der vorliegenden Arbeit werden meistens zwei verschiedene Atomarten implantiert: zum einen der radioaktive Sondenkern ^{111}In und zum anderen diverse Fremdatome. Deshalb ist es für die Messungen dieser Arbeit nötig, die Implantationsenergien so anzupassen, dass sich die beiden Implantationsprofile maximal überlappen (siehe Abb 3.3). In der Regel wird für ^{111}In die maximale Einschussenergie von 160 keV gewählt. Die daraus resultierenden Energien für die anderen Isotope sind der Tabelle 3.1 zu entnehmen. Dort findet man die Ergebnisse der SRIM-Simulationen für alle hier verwendeten Fremdatome in Silizium. Angegeben sind jeweils die mittleren Eindringtiefen der Ionen (*Range*) und die Standardabweichung des Implantationspeaks (*Straggle*). Sollten die Implantationsenergien für einige Messungen von den hier aufgelisteten abweichen, ist dies an gegebener Stelle vermerkt.

Typische Implantationsdosen für die radioaktiven Indiumatome liegen zwischen 10^{12} und 10^{13} at/cm^2 , während die der stabilen Isotope von $5 \cdot 10^{13}$ bis $5 \cdot 10^{15}$ at/cm^2 variieren.

Isotop	Dotiertyp	Energie [keV]	Range [nm]	Straggle [nm]
^{111}In	A (SK)	160	81,7	25,2
^{11}B	A	21	82,7	32,7
^{27}Al	A	46	79,0	33,0
^{115}In	A	160	81,8	24,8
^{12}C	-	24	79,8	31,8
^{14}N	-	28	81,0	31,8
^{31}P	D	60	84,4	33,1
^{75}As	D	120	83,6	29,0
^{121}Sb	D	160	80,2	23,9
^{130}Te	D	160	80,1	23,3

Tabelle 3.1: Ergebnisse der SRIM-Simulationen für die Implantation diverser Fremd- atome in Silizium (A: Akzeptor, D: Donator, SK: Sondenkern).

3.2 Das Ausheilen von Implantationsschäden

Die Ionenimplantation hat den Nachteil, dass das Kristallgitter abhängig von der Implantationsdosis und Ionenmasse geschädigt wird. Bei hohen Implantationsdosen kommt es sogar zur Amorphisierung des Kristalls. Außerdem befinden sich auch die Dotierungsatome nicht auf Gitterplätzen, so dass sie elektrisch nicht aktiv sind. Diese implantationsbedingten Strahlenschäden müssen durch eine Temperaturbehandlung ausgeheilt (getempert) werden. Die Restrukturierung des Siliziumgitters beginnt schon ab 500°C , jedoch können auch ausgedehnte Kristalldefekte wie Versetzungen entstehen, die selbst bei Temperaturen von ca. 1000°C nur teilweise verschwinden [WIDM96]. Für eine vollständige Aktivierung der Dotierungsatome sind Temperaturen von ca. 900°C nötig. Solch hohe Temperaturen führen jedoch zu einer unerwünschten Diffusion der Dotieratome, d.h. die dotierten Bereiche vergrößern sich. Um diese Ausdehnung zu minimieren ist eine kurze Zeitspanne des Hochtemperaturprozesses erforderlich. Dafür ist die Technik des Kurzzeittemperns (RTA: *Rapid Thermal Annealing*) entwickelt worden.

Zum Ausheilen der Implantationsschäden steht eine RTA-Anlage zur Verfügung [MARX90, MÖLL92]. In einem evakuierbaren Rezipienten werden die Proben zum Tempern zwischen zwei Graphitstreifen gelegt, die in zwei wassergekühlte Kupferelektroden eingeklemmt werden. Durch Anlegen einer Spannung ist es nun möglich, innerhalb weniger Sekunden Temperaturen von über 1200°C in der Mitte der Graphitstreifen zu erreichen. Die Aufheizrate beträgt hier über 100K

pro Sekunde. Die Temperatur kann dabei mit einem Thermoelement kontrolliert werden, welches durch eine Bohrung im Graphitstreifen nahe an die Probe herangebracht wird. Das Tempern kann sowohl in Vakuum als auch unter Stickstoffatmosphäre erfolgen. Hier wird nach Evakuierung und Spülen des Rezipienten ein Stickstofffluss von 75 l/h eingestellt.

Zum Schutz der Probenoberfläche wird ein sogenanntes proximity cap verwendet. Dazu wird ein Stück Silizium der gleichen Abmessung auf die auszuheilende Probe gelegt. Für die vorliegende Arbeit werden die Proben bei 900°C für 120 s ausgeheilt.

Neben der Ausheilung der Strahlenschäden findet auch eine elektrische Aktivierung der Dotieratome durch deren Einbau in das Kristallgitter statt. Im Speziellen werden die Sondenkerne ^{111}In auf substitutionelle Gitterplätze eingebaut, auf denen sie aufgrund der kubischen Gittersymmetrie keinen elektrischen Feldgradienten erfahren ($V_{xx} = V_{yy} = V_{zz} = 0$). Im R-Wert-Spektrum ist dann bei vollständiger Ausheilung die volle Anisotropie A_{22} zu beobachten.

3.3 Die Erzeugung von uniaxialen Zug- und Druckspannungen

Durch einfaches Biegen einer Siliziumprobe lassen sich in deren Oberfläche uniaxiale Zug- und Druckspannungen erzeugen. Die Proben müssen hierfür so präpariert werden, dass die Längskante, entlang welcher gebogen wird, in Richtung einer kristallographischen Achse zeigt. In der vorliegenden Arbeit entsprechen die Längskanten der Proben einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse, was demzufolge in einer Spannungsachse entlang $\langle 110 \rangle$ resultiert.

Da sich die implantierte Region der ^{111}In -Sondenkerne in einer sehr dünnen Schicht dicht unter der Oberfläche befindet (Dicke der Probe: 100 μm , Implantationstiefe ca. 0,08 μm), ist es möglich, durch Biegen des Kristalls zwei Arten von Spannungen zu erzeugen (siehe Abb. 3.4): Befindet sich die implantierte Fläche außen, so wird die Gitterkonstante lokal gedehnt, die implantierten Atome erfahren eine Zugspannung. Wird die Probe allerdings in die andere Richtung durchgebogen, d.h. die implantierte Fläche ist innen, so wird die Gitterkonstante in der Umgebung der Sondenkerne gestaucht, die Atome sind folglich einer Druckspannung ausgesetzt. In der Mitte der gebogenen Probe befindet sich die sogenannte neutrale Faser, die keine relative Längenänderung erfährt.

Bei kleinen Deformationen gilt das Hooke'sche Gesetz, mit dessen Hilfe man die über Biegemomente erzeugten homogenen Zug- und Druckspannungen berechnen kann:

$$\sigma = E \cdot \frac{\Delta l}{l}. \quad (3.1)$$

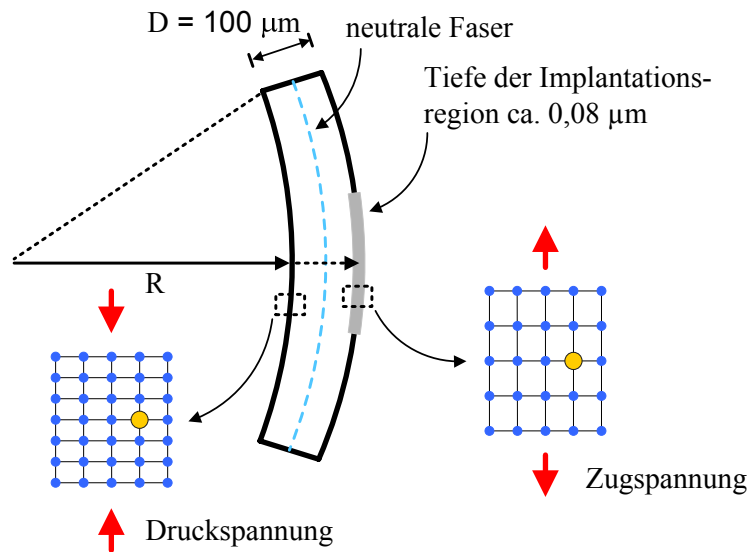


Abbildung 3.4: Erzeugung von uniaxialen Spannungen durch Biegen der Probe. Vergrößert dargestellt ist die mikroskopische Umgebung eines Sondenatoms.

Die Werte für den Elastizitätsmodul E von Silizium entlang der kristallographischen Achsen sind in Tabelle 1.3 auf S. 12 angegeben.

Die relative Längenänderung $\Delta l/l$, die durch die Biegung in der implantierten Fläche induziert wird, kann experimentell durch folgende Beziehung bestimmt werden:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2\pi \cdot \left(R + \frac{D}{2}\right) - 2\pi \cdot R}{2\pi \cdot \left(R + \frac{D}{2}\right)} = \frac{D}{2R + D}, \quad (3.2)$$

wobei die Dicke D der Probe (hier: $100 \mu\text{m}$) und der Krümmungsradius R der Probe einfließen.

Zur Erzeugung der mechanischen Spannungen stehen Probenhalter mit unterschiedlichen Krümmungsradien zur Verfügung, in die die Proben eingespannt und somit entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen werden (siehe Abbildung 3.5). Die Probenhalter bestehen aus einem Zylindersegment aus PVC, auf das die Proben mittels zweier Backen fest aufgedrückt werden. Zur Polsterung werden die Innenseiten der Backen mit Schaumstoff ausgekleidet.

Für diese Arbeit werden insgesamt sechs solcher Probenhalter mit verschiedenen Krümmungsradien zwischen 110 mm und 47 mm verwendet. Durch die wohldefinierten Krümmungsradien ist einerseits die Reproduzierbarkeit der Messungen gewährleistet, andererseits können die damit erzeugten Oberflächenspannungen genau berechnet werden. Je nach Orientierung der Zug- bzw. Druckachse im Kristall betragen sie demnach für intrinsisches Silizium 130–200 MPa (siehe Tabelle 3.2). Zug- und Druckspannungen unterscheiden sich dabei nur durch ein Vorzeichen.



Abbildung 3.5: Der Probenhalter aus PVC, in den die Proben eingespannt werden, um durch Biegung relative Dehnungen bzw. Stauchungen in der implantierten Schicht nahe der Oberfläche zu erzeugen.

Diese Spannungen wiederum induzieren in der Probenoberfläche eine relative Dehnung von bis zu $\Delta l/l \approx 10^{-3}$ (vgl. Tabelle 3.2). Da der E-Modul durch eine hohe Dotierung verändert wird, werden hier nicht die Spannungen, sondern die in der implantierten Schicht erzeugten relativen Dehnungen (Zugspannung) bzw. Stauchungen (Druckspannung) betrachtet.

Krümmungsradius R [mm]	Spannung [MPa] entlang			rel. Dehnung $\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$
	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	
110	59	77	85	4,5
80	81	106	117	6,2
65	100	130	144	7,7
55	118	154	171	9,1
50	130	169	188	10,0
47	138	180	200	10,6

Tabelle 3.2: Erzeugte Oberflächenspannungen mit den PVC-Probenhaltern, die abhängig von der Lage der Zugachse im Kristall sind, sowie die relative Dehnung in der implantierten Schicht der Proben.

Dadurch, dass der Krümmungsradius der Probenhalter über die gesamte Probenlänge konstant ist, wird eine homogene uniaxiale Spannung in Längsrichtung erzeugt. Desweiteren ist die räumliche Verteilung der Sondenkerne gegenüber der Probendicke (und dem Krümmungsradius) vernachlässigbar, so dass die Spannungen über dem Implantationsvolumen als konstant angenommen werden können.

Kapitel 4

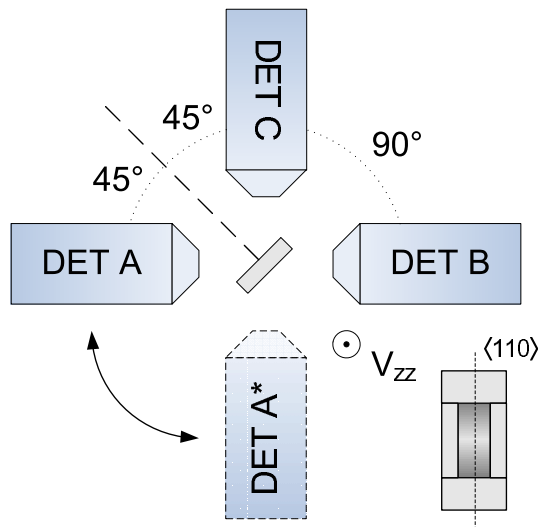
Messungen

In dieser Arbeit soll der Einfluss von Fremdatomen auf uniaxiale Verspannungen in Silizium studiert werden. Dazu ist es notwendig zu wissen, wie die hier verwendeten Siliziumproben auf äußere uniaxiale Zug- bzw. Druckspannungen reagieren, wenn sie undotiert sind. Undotiert, oder auch intrinsisch, bedeutet in diesem Fall, dass nur die für die PAC-Messungen erforderlichen Indiumsonden implantiert wurden.

In der Vergangenheit wurden spannungsinduzierte Gitterfeldgradienten in intrinsischem Silizium bereits in der Dissertation von G. Marx untersucht [MARX95]. Damals wurden die uniaxialen Verspannungen allerdings durch Einspannen der Proben in eine Mikrometerschraube erzeugt. Bei dieser Biegemethode waren die resultierenden Spannungen jedoch nicht wohldefiniert und variierten somit von Probe zu Probe. Dies hatte zur Folge, dass die Reproduzierbarkeit nicht gewährleistet und ein direkter Vergleich unterschiedlicher Proben nahezu unmöglich war.

Aus diesem Grunde werden die Messungen für undotiertes Silizium hier mit den PVC-Probenhaltern wiederholt. Deren wohldefinierte Krümmungsradien erlauben es, den relativen Fehler der erzeugten Spannungen zu minimieren und sorgen so für eine gute Reproduzierbarkeit. Deshalb können die erhaltenen Messergebnisse für undotiertes Silizium nun auch als Referenzwerte für zusätzliche Untersuchungen dienen.

Sämtliche Messungen dieser Arbeit wurden mit der in Kapitel 2.3 beschriebenen Dreidetektor-Anlage durchgeführt. Die Detektoranordnung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Normale der implantierten Probenoberfläche zeigt genau zwischen zwei unter 90° angeordnete Detektoren, wobei die Zug- bzw. Druckachse senkrecht zur Detektorebene steht. Die $7 \times 20 \text{ mm}^2$ große Probe ist so gesägt, dass die Längskante entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse liegt. Somit verläuft die Zugachse auch entlang dieser Richtung. Die jeweiligen Spannungen werden durch einfaches Biegen der Probe auf diversen Probenhaltern mit unterschiedlichen Krümmungsradien erzeugt.

**Abbildung 4.1:**

Detektoranordnung für die Dreidetektor-Anlage zur Messung der spannungsinduzierten Gitterfeldgradienten. Die Probennormale liegt in der Detektorebene unter einem Winkel von 45° zu den Detektoren. Die Spannungsachse steht dabei senkrecht zur Detektorebene. Rechts unten ist der Probenhalter dargestellt, in den eine Probe mit $\langle 110 \rangle$ -Längsachse eingespannt ist.

4.1 Intrinsisches Silizium unter Zug und Druck entlang $\langle 110 \rangle$

Um Verspannungen in intrinsischem Silizium zu untersuchen, werden zunächst die radioaktiven Sondenkerne ^{111}In mit einer Dosis von $7 \cdot 10^{12} \text{ In/cm}^2$ und einer Einschussenergie von 160 keV in eine Probe implantiert. Anschließend werden die dabei entstehenden Strahlenschäden bei 900°C für 120 s ausgeheilt. In Abbildung 4.2 sind die PAC-Spektren für eine intrinsische Siliziumprobe zu sehen, die uniaxialen Zug- und Druckspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse ausgesetzt wurde. Im Spektrum oben links wurde die Probe ungebogen vermessen.

Im perfekt ausgeheilten Gitter sollten sich alle Sondenkerne auf substitutionellen Gitterplätzen befinden, wo sie aufgrund der kubischen Symmetrie des Gitters keinen elektrischen Feldgradienten erfahren. Somit sollte die volle Anisotropie A_{22} zu beobachten sein. Dennoch ist im Spektrum eine geringe Frequenz und eine erniedrigte Anisotropie zu erkennen, was darauf schließen lässt, dass das Gitter in dieser Probe nicht perfekt ausgeheilt ist. Auf einen weiteren Ausheilschritt bei höherer Temperatur wurde hier allerdings verzichtet, weil alle Proben einheitlich unter gleichen Bedingungen (Temperatur, Dauer, Atmosphäre) ausgeheilt werden sollen, um sie untereinander vergleichen zu können.

Die Anpassung der Störfunktion an die Daten bestätigt, dass sich nur 67% der Sonden ungestört auf substitutionellen Gitterplätzen befinden. Ihr Anteil wird im folgenden f_0 genannt. Da nur dieser Anteil auf eine äußere Spannung reagiert und somit Informationen über das elastische Verhalten von Silizium liefert, ist er auch in dieser Arbeit von hauptsächlichem Interesse.

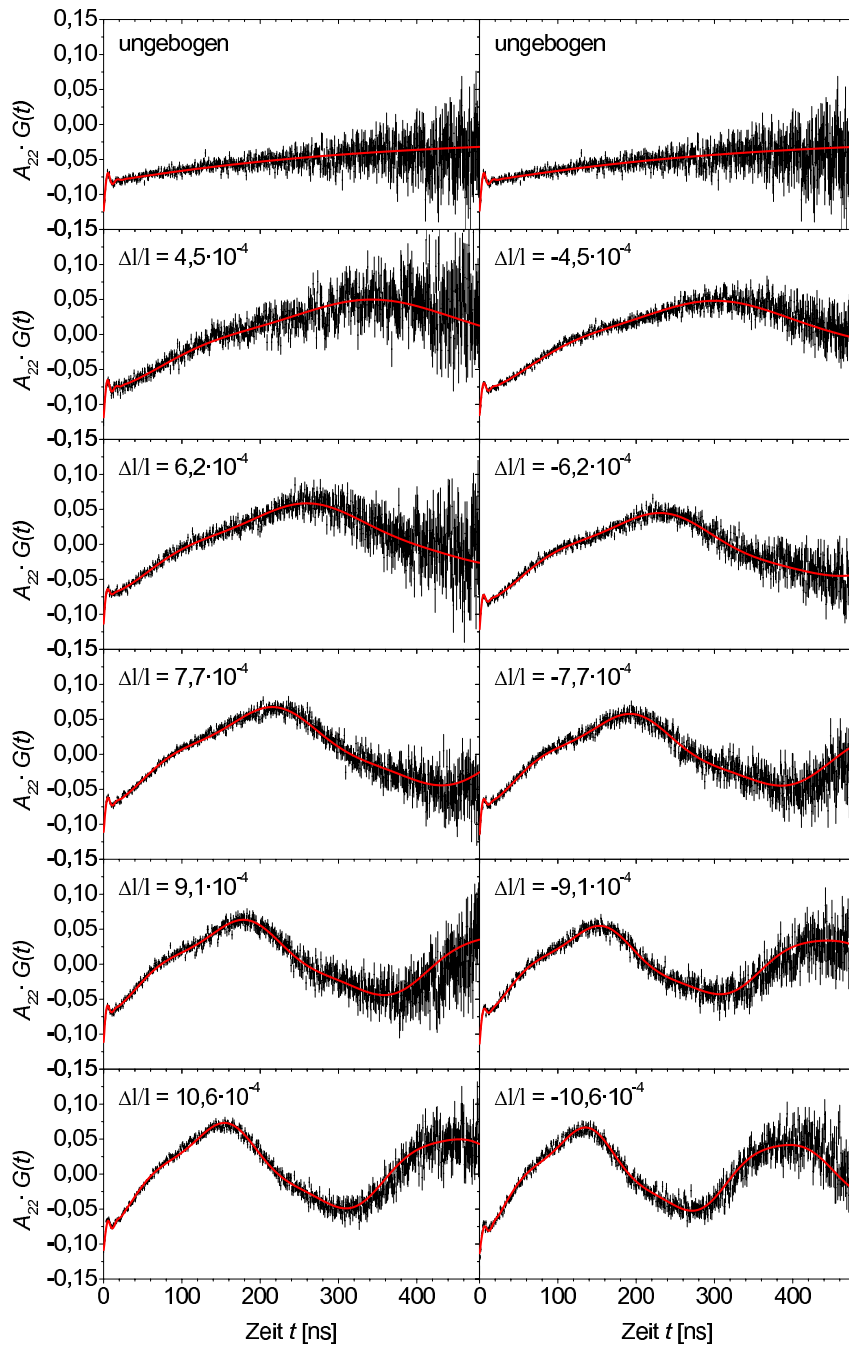


Abbildung 4.2: PAC-Spektren für ^{111}In in undotiertem Silizium. Oben sind die Spektren einer ungebogenen Probe zu sehen, anschließend wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen (links) bzw. Stauchungen (rechts) resultieren. Die spannungsinduzierte Frequenz nimmt mit steigender Verzerrung des Kristallgitters zu und ist bei Stauchung (Druckspannung) größer als bei entsprechender Dehnung (Zugspannung).

Der im ungebogenen Zustand der Probe auftretende elektrische Feldgradient weist eine Frequenz ν_{Q0} von 1,7(1) MHz auf. Dies ist wahrscheinlich auf eine Verzerrung des Kristallgitters zurückzuführen, die durch die Implantation der radioaktiven Indiumsonden verursacht wird. Somit befindet sich die Probe auch ohne Einwirkung einer äußeren Belastung in einem inneren Spannungszustand. Dieses Phänomen wird in Kapitel 4.2.1 noch genauer untersucht.

Die unteren PAC-Spektren in Abbildung 4.2 erhält man, wenn die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen wird. Bei den Spektren in der linken Spalte wurde die Probe einer uniaxialen Zugspannung ausgesetzt, was eine Gitterdehnung zur Folge hat. In der rechten Spalte sind die entsprechenden Stauchungen (Druck) zu sehen, die durch das Wenden der Probe auf dem Halter erreicht werden.

In den Spektren ist deutlich zu erkennen, dass eine spannungsinduzierte Wechselwirkungsfrequenz ν_{Q0} auftritt, die mit zunehmender Spannung bzw. Gitterverzerrung linear anwächst (siehe Abb. 4.3). Diese Abhängigkeit ist ausführlich in der Dissertation von Marx diskutiert worden [MARX95]: Durch die extern angelegte Spannung wird das Siliziumgitter deformiert und somit die kubische Ladungssymmetrie um die Sondenkerne verzerrt. Dadurch wird ein elektrischer Feldgradient erzeugt, dessen Größe und Symmetrie direkt mit der Deformation des Kristallgitters korreliert ist. Folglich ist die zugehörige Wechselwirkungsfrequenz ein Maß für die Spannungsfelder, die ein substitutionell eingebauter Sondenkern lokal in seiner unmittelbaren Umgebung verspürt. Für diese Frequenz wird ein systematischer Fehler von 1% angenommen, der aus Unsicherheiten bei der Zeiteichung der Apparatur resultiert.

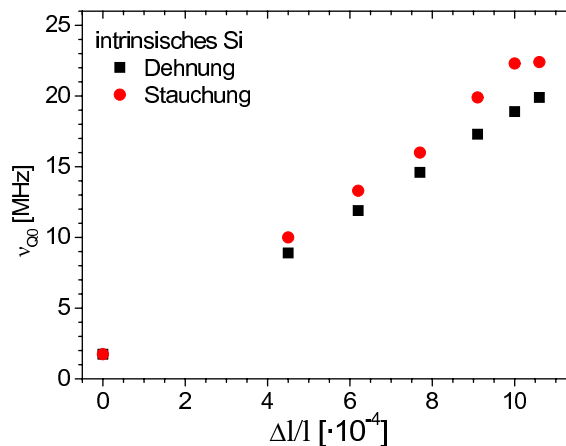


Abbildung 4.3: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz am Ort von ^{111}In in intrinsischem Silizium in Abhängigkeit der relativen Dehnung bzw. Stauchung der Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse.

Wie bereits von Marx auf Basis des Punktladungsmodells berechnet, ist die spannungsbedingte Zunahme des induzierten elektrischen Feldgradienten unabhängig davon, ob eine uniaxiale Zug- oder eine entsprechende Druckspannung auf die Probe wirkt. Es sollte sich nur das Vorzeichen des EFG umkehren. Da jedoch mit der γ - γ -Winkelkorrelation die Zirkularpolarisation der emittierten Gammaquanten nicht beobachtet wird, lässt sich das Vorzeichen des EFG nicht bestimmen.

Auffällig ist dennoch, dass die spannungsinduzierte Frequenz bei Stauchung des Gitters systematisch größer ist als bei entsprechender Dehnung. Um die Ursache zu untersuchen, ist der zugehörige elektrische Feldgradient V_{zz} in Abbildung 4.4 als Funktion der relativen Längenänderung dargestellt. Gemäß Berechnungen von Marx wird der EFG für Zugspannungen (Dehnung) entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse als positiv angenommen und für Druckspannungen (Stauchung) negativ [MARX95]. Bei der ungebogenen Probe wird eine Frequenz von 1,7(1) MHz gemessen, das Vorzeichen des entsprechenden EFG soll nun ermittelt werden. Bei Annahme eines negativen Vorzeichens liegen die Werte alle auf derselben Regressionsgeraden, ein positiver EFG würde deutlich davon abweichen. Dies ist ein Hinweis dafür, dass es sich bei der inneren Spannung in der ungebogenen Probe um eine Druckspannung handelt. Das Resultat ist wenig überraschend, da der kovalente Radius der Sondenkerne wesentlich größer ist als der der Wirtsatome (r_{In} : 144 pm, r_{Si} : 117 pm [PAUL60]). Aus der linearen Regressionsgeraden erhält man eine relative Längenänderung von $-0,6(1) \cdot 10^{-4}$, was einer implantationsbedingten Vorspannung von $-10(2)$ MPa entspricht. Beim Anlegen einer externen Zugspannung erfolgt somit zunächst ein „Nulldurchgang“, bei dem die Probe entspannt ist. Erst bei weiterer Zunahme der Zugspannung wird das Kristallgitter um die Sonden herum gedehnt. Demzufolge sind die spannungsinduzierten Feldgradienten bei Dehnung geringer als bei Stauchung.

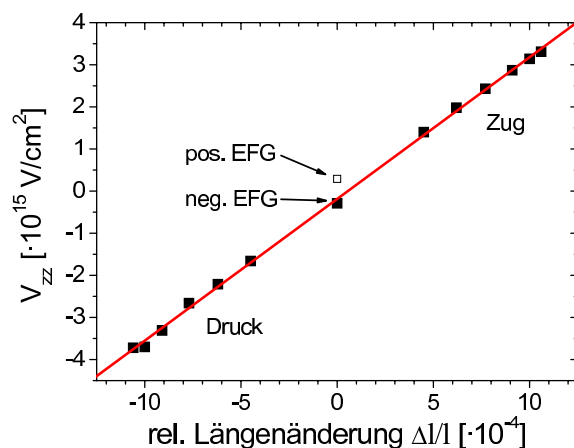


Abbildung 4.4: Verlauf des spannungsinduzierten elektrischen Feldgradienten als Funktion der relativen Längenänderung der Probe. Wird der EFG bei der ungebogenen Probe als negativ angenommen, liegt dieser auf der linearen Regressionsgeraden. Demzufolge führt die Implantation der größeren Sonden in das Siliziumgitter zu einer Druckspannung.

Mit Hilfe von Orientierungsmessungen wurde von Marx [MARX95] gezeigt, dass die Hauptkomponente V_{zz} des spannungsinduzierten EFG in Richtung der Spannungsachse liegt. Dies ist damit zu erklären, dass eine uniaxiale Verspannung entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse hauptsächlich zu einer Deformation des Kristalls in derselben Richtung führt. Desweiteren tritt im Falle einer $\langle 110 \rangle$ -Spannungsachse ein nicht-axialsymmetrischer EFG auf ($\eta \neq 0$), der auf die rhombisch verzerrte Struktur des Gitters zurückzuführen ist. Der Asymmetrieparameter η nimmt ebenfalls mit steigender Gitterverzerrung zu (siehe Abbildung 4.5 links).

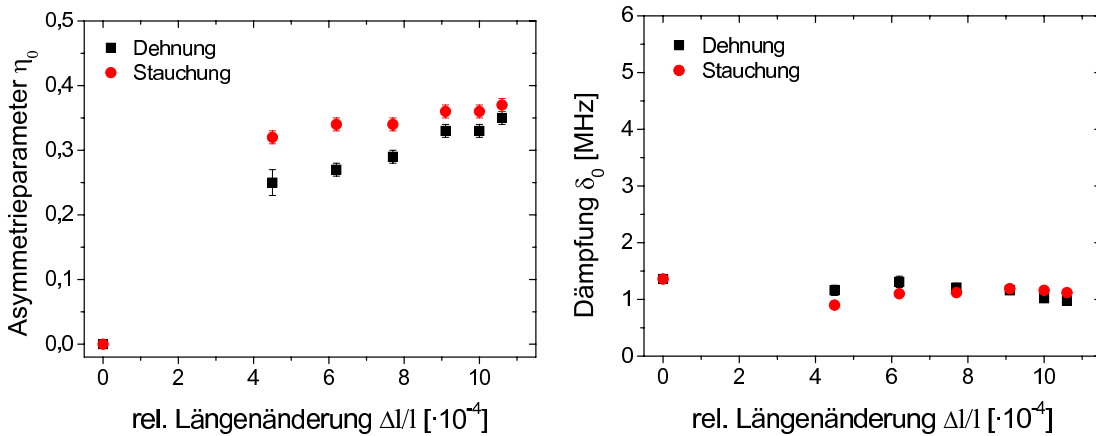


Abbildung 4.5: Verlauf des Asymmetrieparameters und der Dämpfung des Sondenanteils, der sensitiv auf eine extern angelegte Spannung reagiert.

Die relative Dämpfung δ_0 der spannungsinduzierten Frequenz nimmt zwar mit der Gitterverzerrung ab (siehe Tab. 4.1), jedoch muss man berücksichtigen, dass bei kleinen Frequenzen auch eine geringe Abweichung vom Mittelwert zu einer großen relativen Dämpfung führt. Betrachtet man die Dämpfung absolut, so beträgt sie unabhängig von der angelegten Spannung im Mittel ca. 1 MHz (Abb. 4.5 rechts). Dies weist darauf hin, dass die zusätzlichen Störungen in der Sondenumgebung trotz Biegung des Kristalls unverändert bleiben.

Zur Beschreibung der aufgezeichneten Spektren ist noch ein weiterer Anteil nötig, der 33% der Sonden betrifft. Hierbei handelt es sich um einen Defektanteil, der zu Beginn der Spektren den kleinen Überschwinger erzeugt. Es können bisher keine Aussagen über die Natur dieses Defektes getroffen werden.

Bei der Auswertung der Daten werden die einzelnen Sondenanteile festgehalten, da ausgeschlossen werden kann, dass das Indium bei Raumtemperatur diffundiert und die Gitterplätze wechselt. Die thermische Energie reicht hierfür nicht aus. Ebenso ist es unwahrscheinlich, dass die Sondenkerne bei einer Verformung des Kristalls ihre Plätze verlassen. Die Parameter für die Anpassung der Störfunktion an die Daten sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 zusammengefasst.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	8,9(1)	11,9(1)	14,6(1)	17,3(1)	18,9(1)	19,9(1)
δ_0 [%]	80(2)	13(1)	11(1)	8,3(3)	6,7(3)	5,4(2)	4,9(2)
η_0	0,00	0,25(2)	0,27(1)	0,29(1)	0,33(1)	0,33(1)	0,35(1)
f_{Defekt} [%]	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)
C_{add}	0,000	0,004	0,009	0,009	0,013	0,005	0,005

Tabelle 4.1: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in intrinsischem Silizium für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	-4,5	-6,2	-7,7	-9,1	-10,0	-10,6
f_0 [%]	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)	67(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	10,0(3)	13,3(4)	16,0(4)	19,9(5)	22,3(4)	22,4(4)
δ_0 [%]	80(2)	9,0(4)	8,3(2)	7,0(3)	6,0(3)	5,2(2)	5,0(2)
η_0	0,00	0,32(1)	0,34(1)	0,34(1)	0,36(1)	0,36(1)	0,37(1)
f_{Defekt} [%]	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)	33(1)
C_{add}	0,000	0,005	-0,001	0,010	0,011	-0,003	-0,001

Tabelle 4.2: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in intrinsischem Silizium für verschiedene relative Stauchungen entlang $\langle 110 \rangle$.

4.2 Si implantiert mit Elementen der Gruppe III

Elemente aus der dritten Hauptgruppe wie Bor, Aluminium und Indium werden für eine p-Dotierung in Silizium verwendet, da sie als Akzeptoren fungieren. Dies setzt voraus, dass diese Fremdatome substitutionell im Siliziumgitter eingebaut werden [FAHE89, HULL99, PEAR49, LIND86]. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Atomgrößen bewirken sie jedoch eine Verspannung des Wirtsgitters, die hier als interne Spannung bezeichnet wird. Diese interne Spannung hängt nicht nur von der Atomgröße ab, sondern auch von der implantierten Fremdatomkonzentration. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, werden in Kapitel 4.2.1 Siliziumproben mit B, Al und In in verschiedenen Konzentrationen implantiert und untereinander verglichen.

Mit der Atomgröße und mit höheren Implantationsdosen der Fremdatome nehmen allerdings auch die Strahlenschäden in Silizium zu. Da alle Proben nach der Implantation die gleiche thermische Behandlung erfahren, wird das Gitter somit nicht immer gleich gut ausgeheilt und es bleiben Defekte in unterschiedlichem Ausmaß zurück. Um zu gewährleisten, dass die Untersuchung von span-

nungsinduzierten Feldgradienten in dieser Arbeit unabhängig vom Grad der Rekristallisation des Siliziumgitters ist und auch zurückbleibende Defekte keinen Einfluss haben, wird in Kapitel 4.2.2 ein isochrones Ausheilprogramm an einer Bor-implantierten Probe durchgeführt.

In den Kapiteln 4.2.3 und 4.2.4 werden schließlich spannungsinduzierte Feldgradienten untersucht, die durch externe, uniaxiale Zug- und Druckspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse erzeugt werden. Dabei soll der Fokus auf den Einfluss gerichtet sein, den die oben genannten Fremdatome auf das elastische Verhalten von Silizium haben. Im letzten Abschnitt wird die Auswirkung unterschiedlich hoher Fremdatomkonzentrationen auf die Spannungsfelder in der lokalen Sonden-umgebung analysiert.

4.2.1 Untersuchung der inneren Spannung

Bor

Um zu untersuchen, welche Verspannungen durch eine Borimplantation im Siliziumgitter entstehen, werden vier Proben mit Bor in verschiedenen Dosen zwischen $5 \cdot 10^{13}$ und $5 \cdot 10^{15}$ B/cm² implantiert (siehe Tabelle 4.3). Die Implantationsenergie beträgt dabei 21 keV. Desweiteren werden die radioaktiven Indiumsonden mit 160 keV implantiert. Anschließend werden die Proben bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss getempert und bei Raumtemperatur ohne externe Biegespannung vermessen.

Probe	Bordosis [B/cm ²]	max. Borkonzentration [B/cm ³]
In-B7	$5 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{18}$
In-B4	$1 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
In-B5	$5 \cdot 10^{14}$	$6,0 \cdot 10^{19}$
In-B8	$5 \cdot 10^{15}$	$6,0 \cdot 10^{20}$

Tabelle 4.3: Zur Untersuchung der Implantationsverspannung werden verschiedene Bordosen in die Proben implantiert. Ebenfalls aufgelistet sind die daraus resultierenden Maximalkonzentrationen, welche mit SRIM [BIER80, ZIEG85] simuliert wurden.

Die PAC-Spektren sind in Abbildung 4.6 dargestellt und die Parameter für die Anpassung der Störfunktion in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Deutlich ist in den ersten drei Spektren eine langsame Frequenz zu erkennen, die mit zunehmender Bordosis ausgeprägter wird. Für die Anpassung der Störfunktion an die Daten ist bei den beiden Proben mit niedrigster Bordosis ($5 \cdot 10^{13}$ und $1 \cdot 10^{14}$ B/cm²) nur ein einziger Anteil f_0 von Sonden nötig. Dieser Anteil ist verbunden mit einer Wechselwirkungsfrequenz ν_{Q0} von 1,7(1) MHz bzw. 4,2(2) MHz. Die Verteilung

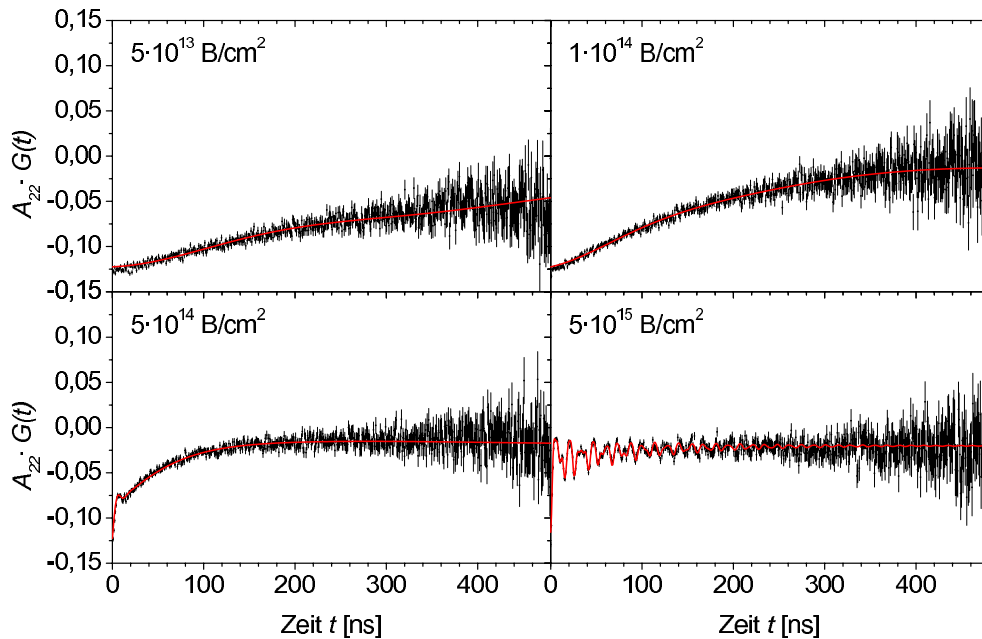


Abbildung 4.6: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor in unterschiedlichen Konzentrationen.

δ dieser Frequenz ist mit 93% bzw. 58% recht breit. Bei der mit $5 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$ implantierten Probe beträgt diese Frequenz 8,5(7) MHz mit einer Dämpfung von 89%. Der zugehörige Anteil f_0 beläuft sich in diesem Fall auf 70%. Für die Probe mit der höchsten Bordosis erhält man ein Spektrum, welches deutlich von den anderen abweicht. Schon auf den ersten Blick erkennt man, dass die Implantationsschäden nicht gut ausgeheilt sind (Erniedrigung der Anisotropie) und sich einige Defekte in der Sondenumgebung befinden. Die Frequenz ν_{Q0} sinkt hier auf 4,3 MHz mit einem Anteil von gerade mal 16%. Dieser Anteil der Sondenkerne ist offensichtlich von der implantierten Bordosis abhängig. Der Zusammenhang zwischen der Dosis und der implantationsbedingten inneren Spannung soll im Diskussionsteil erläutert werden.

Für eine gute Anpassung der Störfunktion an die Daten ist bei den Proben mit den beiden höchsten Implantationsdosen noch ein weiterer Sondenanteil erforderlich. Im Fall der Probe mit $5 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$ beträgt dieser 30% und bei einer implantierten Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$ sogar 50%. Dieser Anteil ist im unteren linken Spektrum von Abbildung 4.6 an dem Überschwinger in den ersten 20 ns zu erkennen. Die zugehörige Frequenz beträgt 463 MHz. In der Literatur wird der sogenannte In-H Komplex als Erklärung vorgebracht [WICH87, SKUD92].

Dosis [B/cm ²]	5·10 ¹³	1·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴	5·10 ¹⁵
f_0 [%]	100	100	70(1)	16(2)
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	4,2(2)	8,5(7)	4,3(2)
δ_0 [%]	93(1)	58(1)	89(2)	180(10)
f_{In-H} [%]	-	-	30(1)	50(2)
ν_{In-H} [MHz]	-	-	463(1)	463(1)
δ_{In-H} [%]	-	-	53(5)	22(2)
f_2 [%]	-	-	-	34(2)
ν_{Q2} [MHz]	-	-	-	407(1)
δ_2 [%]	-	-	-	1,6(1)
η_2	-	-	-	0,47(1)
C_{add}	-0,005	-0,003	0,000	0,006

Tabelle 4.4: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit verschiedenen Bordosen zur Untersuchung der inneren Spannung.

Zur Beschreibung der schnellen Frequenz im letzten Spektrum wird ein dritter Anteil verwendet, der 34% beträgt und durch eine Wechselwirkungsfrequenz von 407 MHz gekennzeichnet ist. Der resultierende EFG ist außerdem nicht axialsymmetrisch ($\eta = 0,47$). Um welchen Defekt es sich hier handelt, kann nicht eindeutig geklärt werden. Die wohldefinierte Frequenz deutet jedoch auf einen einheitlichen Defektkomplex hin: Möglicherweise handelt es sich um einen Sondenkern, der mit mindestens zwei substitutionellen benachbarten Boratomen eine Bindung eingeht.

Einiges spricht aber auch für ein Indiumatom gepaart mit mehreren interstitiellen Boratomen: Aus der Literatur ist bekannt, dass die Löslichkeit für Bor in Silizium $7 \cdot 10^{19}$ B/cm³ bei 900°C beträgt [ZANG03]. In Abbildung 4.7 ist zu sehen, dass diese Grenze in der betreffenden Probe mit einer Peakkonzentration von $6 \cdot 10^{20}$ B/cm³ im gesamten Implantationsbereich der Indiumsonden überschritten ist. Daher ist davon auszugehen, dass sich in diesem Bereich ein Großteil der Boratome auf interstitiellen Gitterplätzen befindet, wenn nur eine begrenzte Konzentration Bor substitutionell in die Siliziummatrix eingebaut werden kann.

Theoretisch wären bei den hohen Borkonzentrationen im Implantationsbereich natürlich auch Borcluster oder Ausscheidungen denkbar. Diese befänden sich dann allerdings nicht in der Nähe der Sondenkerne. Dagegen spricht die Wohldefiniertheit der Defektfrequenz ν_{Q2} .

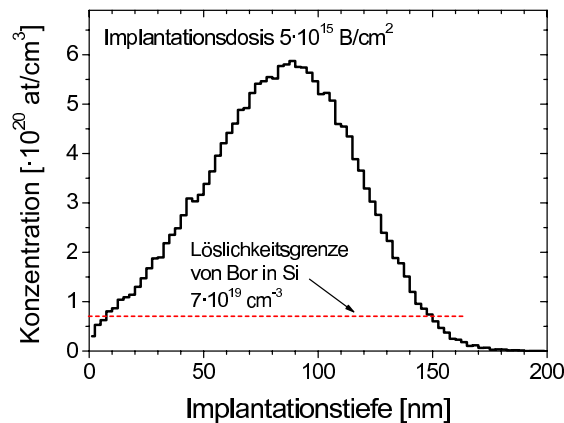


Abbildung 4.7: Simuliertes Implantationsprofil von Bor implantiert mit 21 keV und einer Dosis von $5 \cdot 10^{15} \text{ B/cm}^2$ in Silizium. Die Borkonzentration überschreitet im gesamten Messbereich die Löslichkeitsgrenze von Bor in Silizium.

Aluminium

Um den Einfluss der Aluminiumkonzentration auf die interne Spannung in Silizium zu untersuchen, werden unterschiedliche Dosen von $5 \cdot 10^{13}$ bis $1 \cdot 10^{15} \text{ Al/cm}^2$ mit einer Energie von 46 keV in die Proben implantiert (Tabelle 4.5). Vorher findet die Implantation der Indiumsonden mit 160 keV statt. Im Anschluss werden die dabei entstehenden Implantationsschäden bei 900°C für 120 s in einer fließenden N_2 -Atmosphäre ausgeheilt. Man erhält die Spektren in Abbildung 4.8, die angepassten Parameter sind in Tabelle 4.6 zu finden.

Probe	Aluminiumdosis [Al/cm^2]	max. Konzentration [Al/cm^3]
In-Al1	$5 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{18}$
In-Al2	$1 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
In-Al3	$5 \cdot 10^{14}$	$6,0 \cdot 10^{19}$
In-Al4	$1 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{20}$

Tabelle 4.5: Zur Untersuchung der inneren Spannung werden verschiedene Aluminiumdosen in die Proben implantiert. Die resultierenden Peakkonzentrationen werden mit SRIM [BIER80, ZIEG85] simuliert.

Während in den ersten drei Spektren noch die volle Anisotropie zu sehen ist, was auf eine gute Rekristallisierung des Gitters nach der Implantation hindeutet, ist im letzten Spektrum die Anisotropie stark erniedrigt. Hier konnten die Strahlenschäden aufgrund der hohen Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ Al/cm}^2$ nicht zufriedenstellend ausgeheilt werden. Es sollte noch erwähnt werden, dass in den Proben mit den beiden höchsten Al-Konzentrationen jeweils die Löslichkeitsgrenze von $2 \cdot 10^{19} \text{ Al/cm}^3$ [HULL99] weit überschritten wird (vgl. auch Tabelle 4.5).

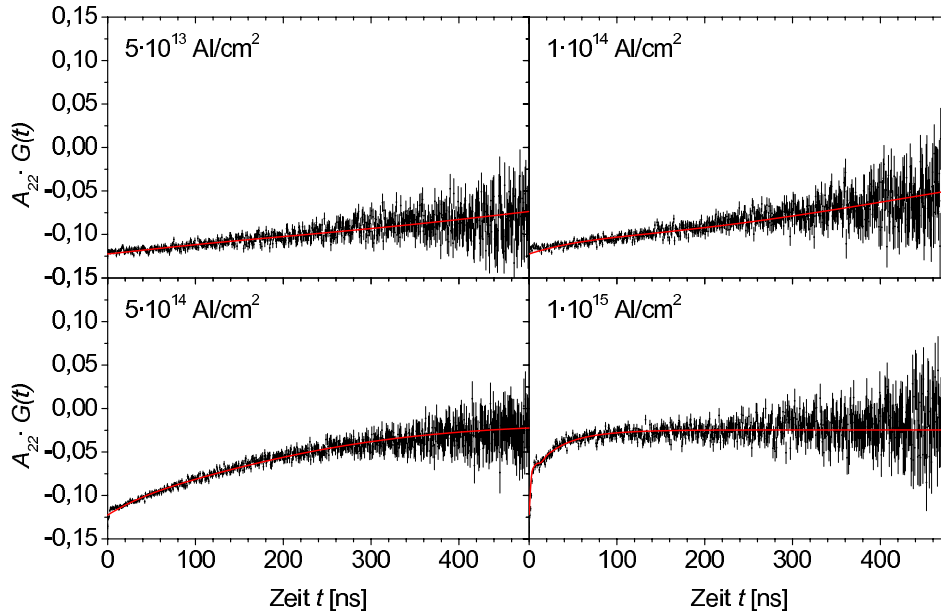


Abbildung 4.8: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Aluminium in unterschiedlichen Konzentrationen.

Wie auch bei den Bor-implantierten Proben ist eine Frequenz ν_{Q0} zu sehen, die mit steigender Implantationsdosis zunimmt. Im direkten Vergleich mit Bor ist diese Frequenz allerdings nicht so schnell und ausgeprägt. Für die niedrigste Dosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ Al/cm}^2$ beträgt sie $0,7 \text{ MHz}$ und wächst für die Probe mit der höchsten Al-Konzentration auf $5,7 \text{ MHz}$ an. In allen Proben ist diese Frequenz stark gedämpft, was bedeutet, dass die zugehörigen Feldgradienten nicht sehr einheitlich sind.

Die Spektren der Proben mit den beiden niedrigsten Implantationsdosen lassen sich mit einem einzigen Anteil f_0 an Sondenkernen beschreiben, die sich auf substitutionellen Gitterplätzen befinden und wie oben beschrieben mittels ν_{Q0} sensitiv auf Verzerrungen der kubischen Ladungssymmetrie in ihrer Umgebung reagieren. Für die beiden anderen Proben mit hoher Al-Konzentration wird noch ein weiterer polykristalliner Anteil f_p angepasst, der diejenigen Sondenkerne beschreibt, die uneinheitlichen Feldgradienten ausgesetzt sind. Eventuell spielt hier wie bei Bor auch wieder der In-H Komplex in unterschiedlichen elektronischen Zuständen eine Rolle [WICH87, SKUD92]. Eine genaue Zuordnung ist jedoch aufgrund einer fehlenden Ausprägung der Frequenz in Verbindung mit einer hohen Dämpfung nicht möglich. Dieser Anteil beträgt 10% bzw. 39% . Für die Probe mit der höchsten Al-Dosis wird noch ein dritter Sondenanteil f_0^* benötigt, der vollkommen ungestört auf substitutionellen Gitterplätzen sitzt ($\nu_{Q0}^* = 0 \text{ MHz}$ und $\delta_0^* = 0$). Demzufolge ist in der lokalen Umgebung der betreffenden Sondenkerne die implantationsbedingte Spannung vollständig relaxiert.

Dosis [Al/cm ²]	5·10 ¹³	1·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴	1·10 ¹⁵
f_0 [%]	100	100	90(2)	51(1)
ν_{Q0} [MHz]	0,7(1)	1,0(1)	3,0(1)	5,7(1)
δ_0 [%]	92(2)	91(2)	85(1)	288(7)
f_p [%]	-	-	10(2)	39(1)
f_0^* [%]	-	-	-	10(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	-	-	-	0,0
δ_0^* [%]	-	-	-	0,0
C_{add}	0,001	0,005	-0,005	0,001

Tabelle 4.6: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit verschiedenen Aluminiumdosen zur Untersuchung der inneren Spannung.

Indium

Nun sollen die Implantationsschäden in Abhängigkeit verschiedener Implantationsdosen von Indium studiert werden. Tabelle 4.7 gibt einen Überblick über die hier verwendeten Siliziumproben. Bei der Probe In-Si10 handelt es sich um die im vorigen Abschnitt diskutierte undotierte Probe, in die nur die radioaktiven Sonden ¹¹¹In implantiert wurden. Bei den restlichen Proben wurde zusätzlich noch das stabile Isotop ¹¹⁵In mit den angegebenen Dosen implantiert. Aufgrund der relativ geringen Löslichkeit der Indiumatome im Silizium von ca. $2 \cdot 10^{18}$ In/cm³ [HULL99] überschreiten alle implantierten Indium-Konzentrationen außer derjenigen in Probe In-Si10 diese Grenze. Die PAC-Spektren sind in Abbildung 4.9 dargestellt und die zugehörigen Fitparameter in Tabelle 4.8 zusammengefasst.

Probe	Indiumdosis [In/cm ²]	max. Konzentration [In/cm ³]
In-Si10	$7 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{18}$
In-In3	$5 \cdot 10^{13}$	$8,0 \cdot 10^{18}$
In-In5	$5 \cdot 10^{14}$	$8,0 \cdot 10^{19}$
In-In6	$1 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{20}$

Tabelle 4.7: Zur Untersuchung der inneren Spannung bzw. der Implantationsschäden werden verschiedene Indiumdosen in die Proben implantiert.

Für die Anpassung der Störfunktion an die Daten sind zwei Anteile von Sondenkernen nötig, die sich in unterschiedlichen Gitterumgebungen befinden. Davon ist ein Anteil f_0 auf substitutionellen Plätzen eingebaut und kann somit Informationen über die umliegenden Spannungsfelder liefern. In allen Proben liegt dieser Anteil zwischen 43% und 75% ohne eine erkennbare Abhängigkeit von der im-

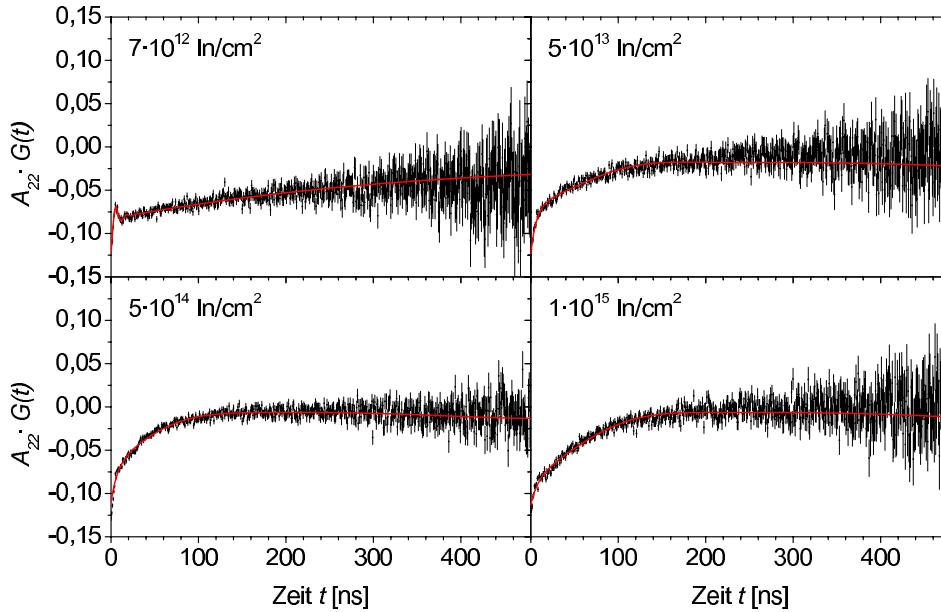


Abbildung 4.9: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Indium in unterschiedlichen Konzentrationen.

plantierten In-Dosis. Zu diesem Anteil gehört eine Frequenz ν_{Q0} von 1,7 MHz in der Probe mit einer Dosis von $7 \cdot 10^{12} \text{ In/cm}^2$. Bei den restlichen Proben schwankt diese Frequenz zwischen 7,0 MHz und 12,2 MHz. Große Unterschiede sind auch in den PAC-Spektren der Proben mit den drei höchsten In-Konzentrationen nicht zu erkennen. Alle drei Proben sind nur unzureichend ausgeheilt, was im Hinblick auf die Löslichkeitsgrenze von Indium in Silizium und der Größe der Indiumatome eigentlich zu erwarten ist.

Außerdem wird noch ein zweiter polykristalliner Anteil angepasst, der diejenigen Sondenkerne beschreibt, die sich auf nicht definierten Plätzen befinden.

Dosis [In/cm^2]	$7 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
f_0 [%]	67(1)	43(2)	51(1)	75(2)
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	7,0(1)	12,2(1)	10,7(1)
δ_0 [%]	80(2)	44(3)	42(2)	129(2)
f_p [%]	33(1)	57(2)	49(1)	25(2)
C_{add}	0,000	0,008	0,012	-0,001

Tabelle 4.8: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit verschiedenen Indiumdosen zur Untersuchung der Implantationsschäden.

Diskussion

Im Rahmen dieser Messreihe konnte gezeigt werden, dass es einen Zusammenhang zwischen der Implantationsdosis von Bor, Aluminium und Indium und der Wechselwirkungsfrequenz ν_{Q0} gibt. Dieser ist in Abbildung 4.10 links für alle drei Fremdatome zusammenfassend dargestellt. Zunächst steigt die Frequenz mit zunehmender Dosis an. Im Falle einer Implantation mit Bor oder Indium sinkt sie jedoch wieder bei den höchsten hier implantierten Dosen ($5 \cdot 10^{15}$ B/cm² und $1 \cdot 10^{15}$ In/cm²). Ein möglicher und zugleich vielversprechender theoretischer Ansatz, diesen Zusammenhang zu interpretieren, ist, diese Frequenz als Maß für eine interne Spannung zu betrachten.

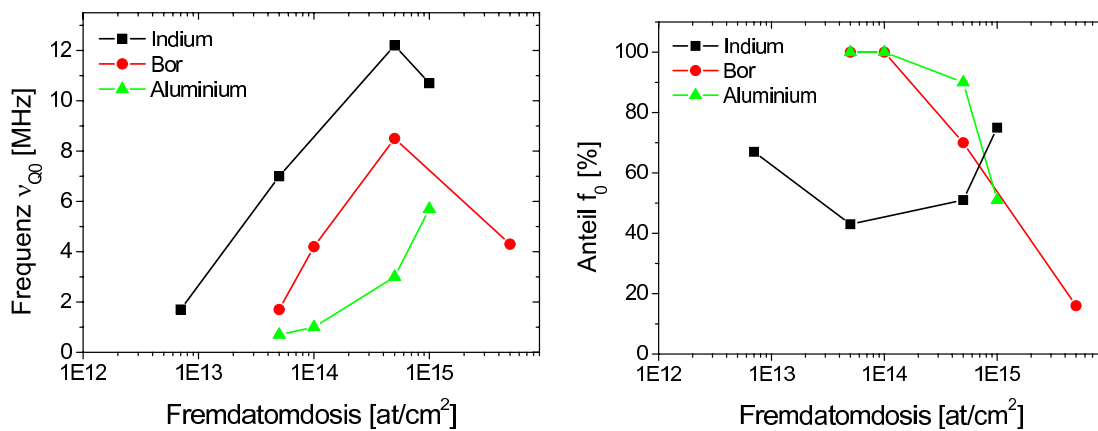


Abbildung 4.10: Variation der Frequenz ν_{Q0} und des zugehörigen Anteils der Sondenkerne f_0 in Abhängigkeit der Implantationsdosis für B, Al und In in Silizium.

Diese interne Spannung wird durch die Ionenimplantation in das Siliziumgitter eingebracht. Der substitutionelle Einbau der Fremdatome nach der Temperung führt zu einer Gitterverzerrung, da die kovalenten Radien sich teilweise deutlich von dem der Wirtsatome unterscheiden (vgl. Tabelle 4.9).

Atom	kovalenter Radius	Verhältnis r_x/r_{Si}
Bor	88 pm	0,75
Aluminium	126 pm	1,08
Indium	144 pm	1,23
Silizium	117 pm	1,00

Tabelle 4.9: Die unterschiedlichen kovalenten Radien [PAUL60] der verwendeten Fremdatome führen im Siliziumkristall zu einer Verspannung innerhalb der implantierten Zone.

Silizium hat einen kovalenten Radius von 117 pm. Wenn man ein kleineres Atom wie z.B. Bor implantiert, dann wird das Gitter kontrahiert und es resultiert eine Zugspannung [HORN55]. Ein Einbau der größeren Indiumatome hingegen führt zu einer Ausdehnung des Gitters (siehe Abb. 4.11). Da die Verteilung der implantierten Indiumatome im Kristall nicht homogen und zudem auf eine dünne Schicht beschränkt ist, kann sich das Gitter nicht beliebig weit ausdehnen, so dass eine Druckspannung in der implantierten Region verbleibt.

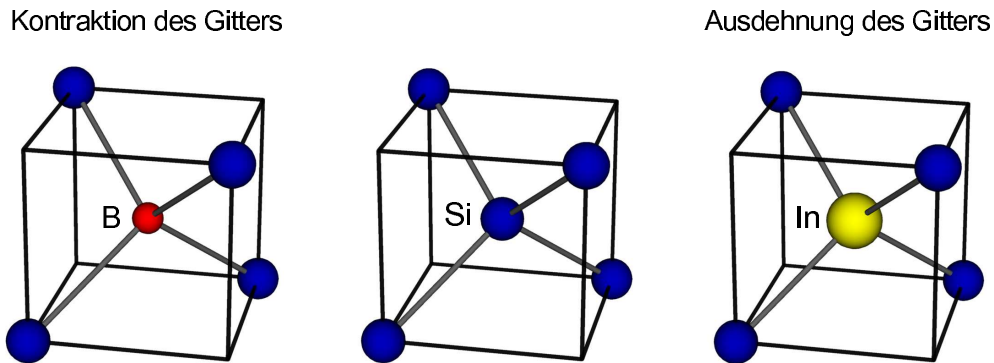


Abbildung 4.11: Der Einbau eines kleineren Atoms wie Bor führt zu einer Kontraktion des Siliziumgitters, während das größere Indiumatom eine Ausdehnung verursacht.

Ein weiterer durch die Atomgröße bedingter Effekt ist die Änderung des Gitterparameters für Silizium mit steigender Konzentration gelöster Fremdatome. So wurde der Einfluss von Boratomen in Silizium auf die Gitterkonstante mittels Röntgendiffraktometrie untersucht [PEAR49, COHE67, KUCY05]. Es konnte gezeigt werden, dass die Gitterkonstante mit zunehmender Konzentration der Boratome linear abnimmt. Auch hier wurde die Kontraktion des Gitters auf den kleineren kovalenten Radius des Boratoms zurückgeführt. Zu beachten ist allerdings, dass Röntgenuntersuchungsmethoden nur mittlere Gitterkonstanten liefern. Bei den hier vorliegenden PAC-Messungen werden jedoch lokale Gitterverzerrungen in der unmittelbaren Umgebung der Sonden registriert.

Doch auch hier ist das Ergebnis, dass die innere Spannung umso größer ist, je höher die implantierte B-, Al- bzw. In-Dosis (siehe Abbildung 4.10 links). Dass die Frequenz bei hohen Konzentrationen wieder zurückgeht, lässt sich dadurch erklären, dass die Spannungen durch umliegende Strahlenschäden oder sonstige Defekte teilweise abgebaut werden.

Bei einem direkten Vergleich zwischen Bor und Aluminium fällt auf, dass die gemessenen Frequenzen ν_{Q0} in den Bor-implantierten Proben jeweils größer sind. Bei Bor ist die Abweichung des kovalenten Radius vom Silizium ziemlich groß ($r_B/r_{Si} = 0,75$), so dass Zugspannung im Kristall hervorgerufen wird (siehe Tabelle 4.9). Aluminiumatome hingegen können gut in das Matrixgitter eingebaut werden ($r_{Al}/r_{Si} = 1,08$).

Bei den Indium-implantierten Proben kann man in den Spektren keine großen Unterschiede für die verschiedenen Indiumdosen sehen. Die Anpassung allerdings zeigt, dass hier die Frequenzen am größten sind. Bei einem substitutionellen Einbau von Indium in Silizium erwartet man auch die größte Gitterverzerrung ($r_{In}/r_{Si} = 1,23$).

Außerdem stellte sich heraus, dass bei den mit Bor und Aluminium implantierten Proben eine Dosisabhängigkeit des Anteils der Sondenkerne besteht, der sensitiv auf umliegende Gitterverzerrungen reagiert (Abbildung 4.10 rechts). Dieser Anteil nimmt mit steigender Implantationsdosis ab, da die Schädigung des Gitters zunimmt und sich somit auch mehrere Sondenkerne in einer gestörten Umgebung befinden. Bei den mit Indium implantierten Proben kann man keine Abhängigkeit des Sondenanteils f_0 erkennen. Da in den meisten der hier verwendeten Proben jedoch die Löslichkeitsgrenze weit überschritten wurde, konnten die Kristalle auch nicht zufriedenstellend ausgeheilt werden.

4.2.2 Ausheilprogramm

Bor

Durch die Ionenimplantation entstehen Strahlenschäden, die durch eine Wärmebehandlung der Probe ausgeheilt werden müssen. Dabei sollte sowohl eine Rekristallisation des Gitters stattfinden als auch die Dotierungsatome auf substitutionelle Gitterplätze eingebaut werden, wo sie elektrisch aktiv sind. In diesem Kapitel soll nun das Ausheilverhalten von Bor-implantiertem Silizium bei bestimmten Temperaturen untersucht werden. Außerdem soll gezeigt werden, dass durch die Wärmezuführung auch die im vorigen Kapitel diskutierten Spannungen teilweise abgebaut werden, die durch die Fremdatome entstehen.

An einer Siliziumprobe implantiert mit einer Bordosis von $4 \cdot 10^{14}$ B/cm² bei 21 keV wird ein isochrones Ausheilprogramm durchgeführt. Dazu wird die Probe mit einem proximity cap für jeweils 600 s unter einer fließenden N₂-Atmosphäre (75 l/h) von 500°C–1100°C in 100°C-Schritten erhitzt. Zwischen den einzelnen Ausheilschritten werden die PAC-Spektren aufgenommen. Dabei wird die Probe jeweils ungebogen und entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Achse gebogen vermessen. Zur Erzeugung der Zugspannung wird der Probenhalter mit einem Krümmungsradius von 50 mm verwendet, so dass eine relative Dehnung $\Delta l/l$ von $10 \cdot 10^{-4}$ in der Probenoberfläche resultiert. Man erhält die PAC-Spektren in Abbildung 4.12. Sie lassen sich hauptsächlich mit zwei Anteilen von Sondenkernen beschreiben, die sich in unterschiedlichen Gitterumgebungen befinden.

Der für diese Arbeit interessante Anteil f_0 beschreibt Sondenkerne, die substitutionell im Siliziumgitter eingebaut sind und somit Informationen über die umliegenden Spannungsfelder liefern können. Im ungebogenen Zustand handelt es

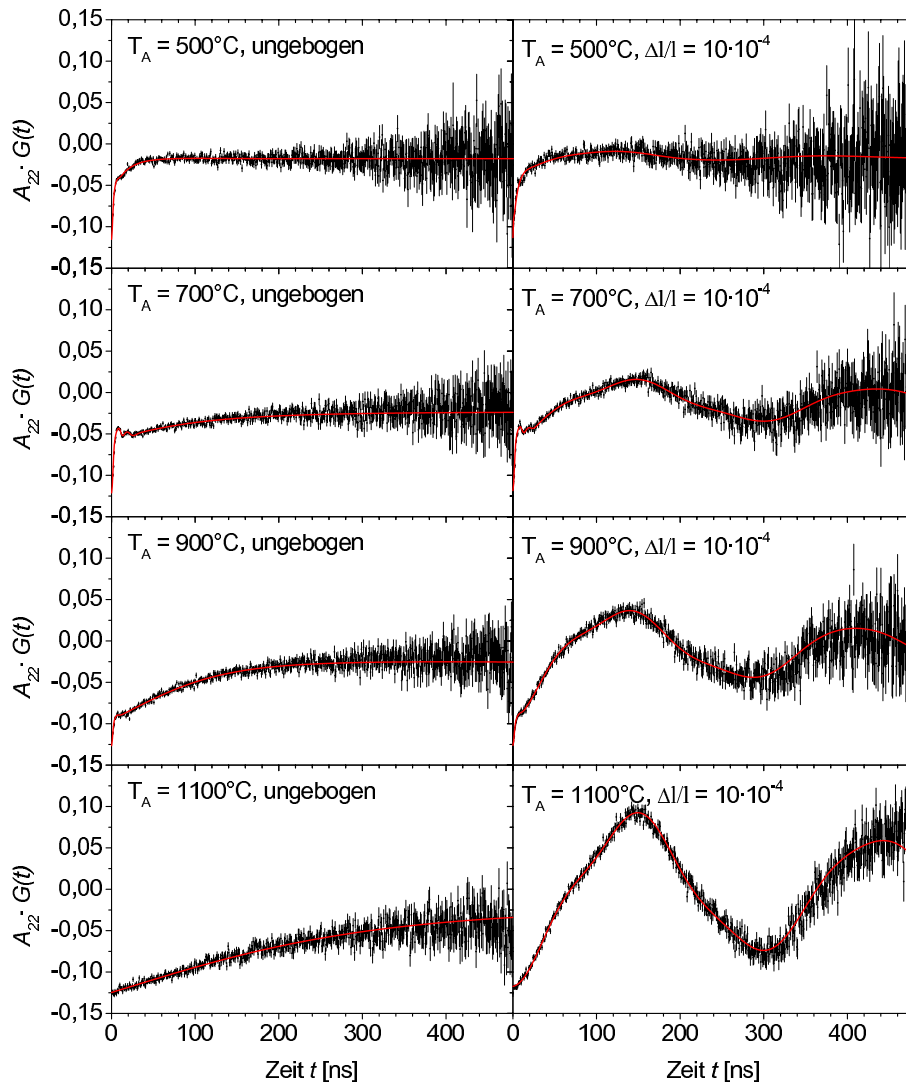


Abbildung 4.12: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $4 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Links wurde die Probe ungebogen vermessen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung gebogen, so dass eine relative Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ resultiert. Die Graphen zum gesamten Ausheilprogramm befinden sich im Anhang A.1.

sich dabei um die im vorigen Kapitel diskutierte interne Spannung, die durch die Implantation hervorgerufen wird. Wird die Probe gebogen, dann nehmen diese Sondenkerne die Verzerrung des Kristallgitters infolge der extern angelegten Spannung wahr. Bei der ungebogenen Probe wird dieser Anteil polykristallin angepasst, bei der gebogenen Probe aufgrund der uniaxialen Zugspannung ein-kristallin. Der zweite Anteil f_p ist polykristallin und beschreibt Sondenkerne, die sich auf nicht definierten Plätzen, sondern in einer gestörten Umgebung befinden. Nach dem Ausheilen der Probe bei 600°C und 700°C tritt noch ein dritter

Anteil auf, bei dem es sich wahrscheinlich um einen In–H Defektkomplex handelt [WICH87, SKUD92]. Dieser verschwindet bei höheren Anlasstemperaturen wieder und ist hier auch nicht weiter von Relevanz. In den betreffenden Spektren ist er vorne als kleine Erhebung sichtbar.

In den Spektren der ungebogenen Probe (Abb. 4.12 links) sieht man, dass mit zunehmender Ausheiltemperatur die beobachtete Anisotropie bis zu ihrem vollen apparativen Wert ansteigt. Dies lässt auf eine schrittweise bessere Ausheilung der Implantationsschäden bis zur perfekten Rekristallisierung schließen. Desweiteren nimmt die Frequenz ν_{Q0} ab einer Ausheiltemperatur von 900°C ab, was auf einen Abbau der implantationsbedingten Spannung zurückgeführt werden kann. Wird die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Achse gebogen (Abb. 4.12 rechts), ist eine spannungsinduzierte Frequenz zu erkennen, deren Amplitude ebenfalls mit steigender Ausheiltemperatur zunimmt.

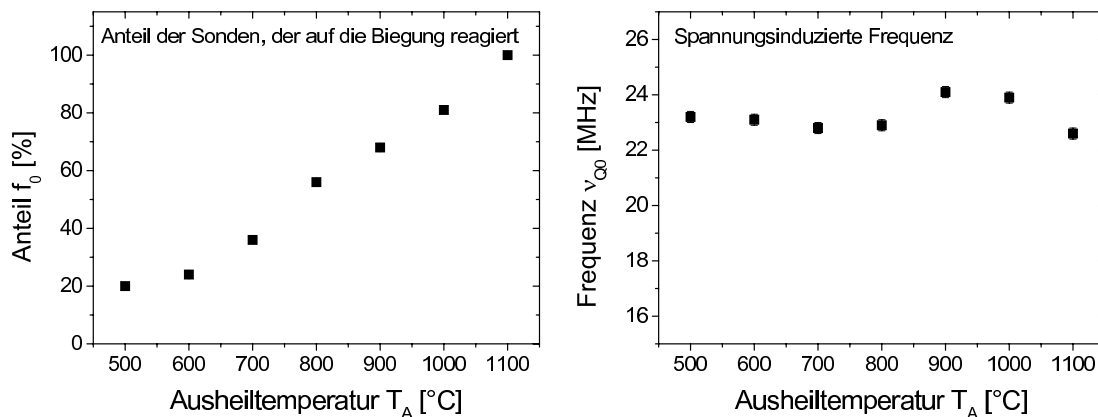


Abbildung 4.13: Anteil f_0 und Frequenz ν_{Q0} für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $4 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$) nach verschiedenen Ausheiltemperaturen T_A für eine Probe, die entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Achse gebogen wurde.

In Abbildung 4.13 sind die Fitparameter graphisch dargestellt, die den Anteil f_0 der ungestörten, substitutionellen Sondenkerne betreffen, die auf die Biegung reagieren. In der Tat ist links zu erkennen, dass dieser Anteil mit steigender Ausheiltemperatur von anfangs 20% auf 100% ansteigt. Folglich werden durch die höheren Temperaturen die Kristallschäden, die bei der Implantation entstehen, sukzessive ausgeheilt. Dementsprechend können auch mehr Sondenkerne die durch Biegespannungen erzeugten uniaxialen Spannungsfelder wahrnehmen, wodurch die Amplitude der spannungsinduzierten Frequenz zunimmt. Die Biegefrequenz selber scheint unabhängig von der Ausheiltemperatur zu sein. Dies entspricht den Erwartungen, da die Probe immer in den gleichen Probenhalter mit einem Krümmungsradius von 50 mm eingespannt wurde. Die geringfügigen Schwankungen der Frequenz sind auf den Probeneinbau in den Halter zurückzuführen. Eventuell wurde die Probe zu vorsichtig in den Probenhalter eingespannt, da ein vorzeitiger Bruch der Probe das aufwendige Messprogramm verhindert hätte.

Für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit ist es wichtig, dass die spannungsinduzierte Frequenz unabhängig von der Ausheiltemperatur ist. Die Proben werden zwar alle dem gleichen Ausheilprogramm unterzogen (900°C für 120 s unter N₂-Fluss). Trotzdem verursachen die verschiedenen Fremdatome in Silizium aufgrund unterschiedlicher Atomgrößen und Implantationsenergien auch unterschiedliche Implantationsschäden. Das Gitter wird somit nicht immer gleich gut ausgeheilt. Mit diesem Ausheilprogramm kann nun sichergestellt werden, dass die zurückbleibenden Defekte in einer Bor-implantierten Probe den spannungsinduzierten elektrischen Feldgradienten nicht beeinflussen. Auch spielt die Anzahl der substitutionell eingebauten Sondenkerne nur eine untergeordnete Rolle, da sie ebenfalls auf die Größe des EFGs keine Auswirkungen zeigt. Ein steigender Anteil f_0 führt lediglich zu einer stärkeren Ausprägung der korrespondierenden spannungsinduzierten Frequenz ν_{Q0} in den Spektren.

4.2.3 Externe Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$

Bor

In diesem Abschnitt soll die Abhängigkeit des spannungsinduzierten Feldgradienten von einer uniaxialen Zugspannung untersucht werden, die entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse verläuft. Zu diesem Zweck werden zuerst die radioaktiven Sondenkerne ¹¹¹In mit 160 keV in eine Siliziumprobe implantiert. Anschließend erfolgt eine Borimplantation mit einer Energie von 21 keV und einer Dosis von $1 \cdot 10^{14}$ B/cm², so dass die beiden Implantationsprofile sich vollständig überlappen. Die Strahlenschäden werden bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss ausgeheilt. Die Probe wird zunächst ungebogen vermessen. Danach wird sie in Probenhalter mit unterschiedlichen Krümmungsradien eingespannt, um verschiedene relative Dehnungen $\Delta l/l$ von bis zu $10,6 \cdot 10^{-4}$ entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse zu erzeugen. Die erhaltenen Spektren werden in Abbildung 4.14 gezeigt, die zugehörigen Parameter für die Anpassung sind in Tabelle 4.10 enthalten.

Die Spektren lassen sich mit einem Anteil f_0 Sondenkerne beschreiben, die substitutionell im Siliziumkristall eingebaut sind. Die volle Anisotropie deutet auf eine gute Rekristallisation des Gitters während der Temperung hin. Bei der ungebogenen Probe im Spektrum oben links ist schon eine relativ stark ausgeprägte Frequenz von 4,2 MHz zu sehen. Dabei handelt es sich um die in Kapitel 4.2.1 diskutierte interne Spannung, die infolge der Implantation von Atomen entsteht, deren Atomradius deutlich von dem der Wirtsatome abweicht.

Wird das Siliziumgitter nun durch eine von außen angelegte Spannung deformiert, tritt ein spannungsinduzierter elektrischer Feldgradient durch die Verzerrung der kubischen Ladungssymmetrie auf. Die Spektren unterscheiden sich kaum von denen der undotierten Siliziumprobe. Die Frequenz wird auch hier mit der durch

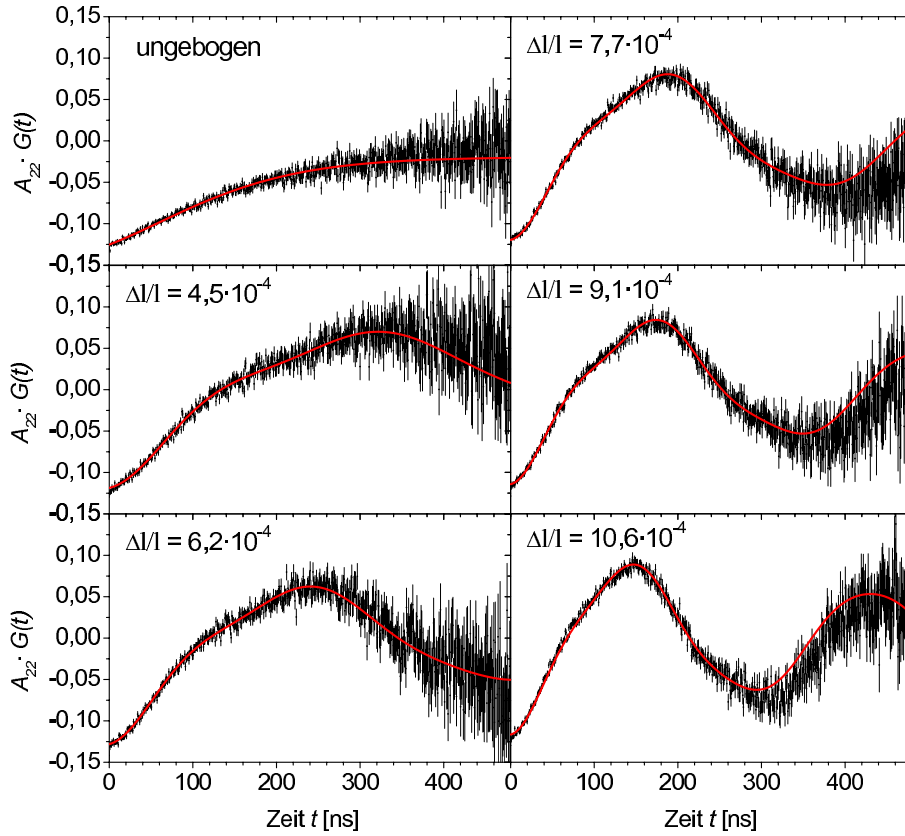


Abbildung 4.14: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$). Die Probe wurde entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen erzeugt wurden. Dabei tritt wieder die spannungsinduzierte Frequenz auf, die mit steigender Verzerrung des Kristallgitters anwächst.

die Biegung erzeugten relativen Dehnung schneller und steigt bis auf 19,9 MHz für $\Delta l/l = 10,6 \cdot 10^{-4}$ an.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	4,2(1)	9,4(1)	12,3(1)	15,6(1)	17,1(2)	18,5(2)	19,9(2)
δ_0 [%]	58(2)	14,2(6)	13,0(4)	9,1(2)	8,3(2)	6,7(1)	7,3(2)
η_0	0,00	0,29(1)	0,34(1)	0,39(1)	0,38(1)	0,40(1)	0,39(1)
C_{add}	-0,003	0,004	-0,006	0,003	0,008	0,003	0,006

Tabelle 4.10: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Aluminium

Das gleiche Messprogramm wird an einer mit Aluminium implantierten Siliziumprobe durchgeführt. Die Implantationsdosis beträgt auch hier $1 \cdot 10^{14}$ Al/cm². Die Einschussenergie von ¹¹¹In beträgt wie üblich 160 keV, die von Aluminium 46 keV, um einen maximalen Überlapp zu erzielen. Nach der Ausheilung der Implantationsschäden wird die Probe ungebogen und entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung gebogen vermessen. Die Spektren sind in Abbildung 4.15 zu sehen und die Parameter für die Anpassung der Störfunktion in Tabelle 4.11 aufgelistet.

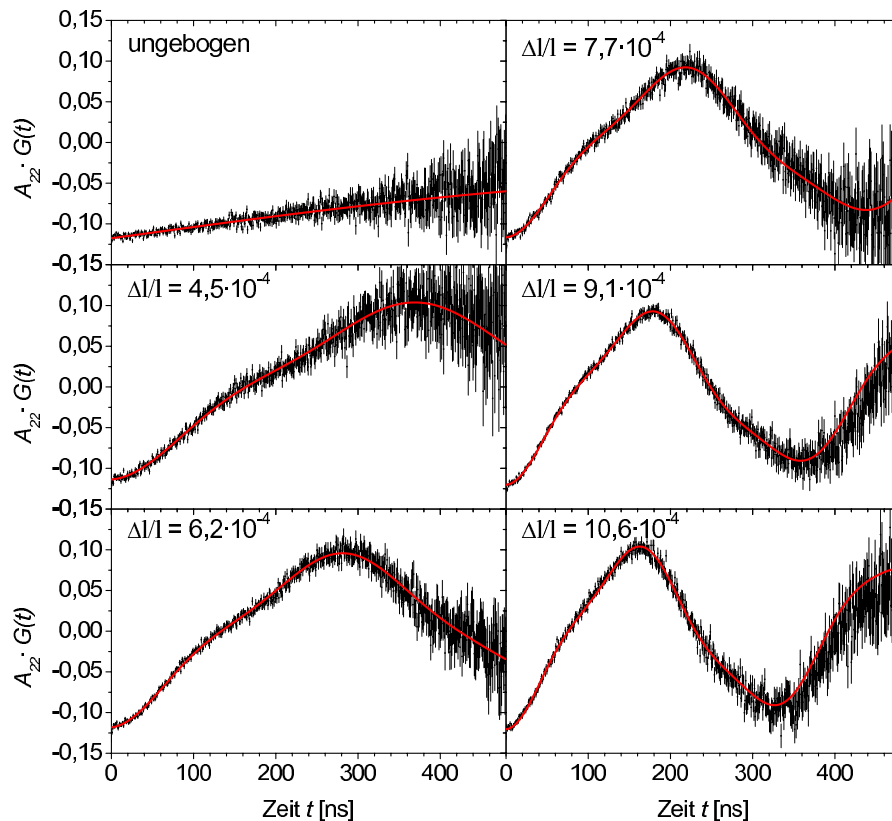


Abbildung 4.15: PAC-Spektren für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit Aluminium (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ Al/cm²). Die Probe wurde entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse gebogen, so dass in der Probenoberfläche die angegebenen relativen Dehnungen induziert wurden.

Auch hier ist für die Anpassung der Störfunktion an die Daten nur ein Anteil f_0 notwendig. Die interne, implantationsbedingte Spannung, die im ungebogenen Zustand gemessen wird, fällt hier nicht ganz so groß aus wie bei der Bor-implantierten Probe. Daher beträgt die Frequenz nur 1,0 MHz. Ansonsten sind in den Spektren keine großen Unterschiede im Vergleich zur intrinsischen und Bor-implantierten Probe zu erkennen. Einzig und allein die Dämpfung der spannungsinduzierten Frequenz fällt hier geringer aus, d.h. dass die Sondenkerne einem sehr einheitlichen Feldgradienten unterliegen.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	1,0(1)	8,6(1)	11,2(1)	14,2(1)	17,1(2)	18,9(2)
δ_0 [%]	91(2)	7,6(5)	7,8(2)	4,2(2)	3,0(1)	2,9(1)
η_0	0,00	0,22(1)	0,22(1)	0,31(1)	0,35(1)	0,34(1)
C_{add}	0,005	0,009	0,004	0,006	0,002	0,002

Tabelle 4.11: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Aluminium (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Indium

Zuletzt soll der Einfluss einer uniaxialen Zugspannung auf den spannungsinduzierten Feldgradienten im Falle einer Indium-dotierten Siliziumprobe untersucht werden. Dazu wird neben dem radioaktiven Isotop ^{111}In auch das stabile ^{115}In mit 160 keV implantiert. Um nicht zu viel Strahlenschäden aufgrund der übergroßen Indiumatome zu erzeugen, wird hier im Vergleich zu Bor und Aluminium eine geringere Dosis von $5 \cdot 10^{13}$ In/cm 2 für das stabile Isotop gewählt. Die Probe wird wieder bei 900°C für 120 s ausgeheilt.

Die aufgezeichneten Spektren in Abbildung 4.16 unterscheiden sich schon deutlich von denen der Proben, die mit Bor oder Aluminium implantiert sind. Zunächst lässt die erniedrigte Anisotropie auf ein nicht gut ausgeheiltes Gitter schließen. Auch ist bei niedrigen Zugspannungen in den Spektren keine Biegefrequenz erkennbar. Sie ist erst ab einer relativen Dehnung von $7,7 \cdot 10^{-4}$ mit bloßem Auge zu beobachten. Die Messungen zeigen auch, dass die Amplitude der spannungsinduzierten Frequenz nach einer Implantation von Indium wesentlich geringer ausfällt als bei Bor oder Aluminium. Dies deutet darauf hin, dass nur wenige Sondenkerne substitutionell und in einer defektfreien Umgebung eingebaut und somit auf die sie umgebenden Spannungsfelder sensitiv sind. Demzufolge erfordert ein gut angepasster Fit an die Daten auch zwei Anteile. Der substitutionelle Anteil f_0 an Sondenkernen beträgt in dieser Probe nur 43%. Der restliche Anteil f_p wird polykristallin angepasst und beschreibt Sondenkerne in einer stark gestörten Umgebung, die uneinheitlichen Feldgradienten ausgesetzt sind. Die Parameter für die Anpassung dieser Messreihe sind in Tabelle 4.12 zusammengefasst.

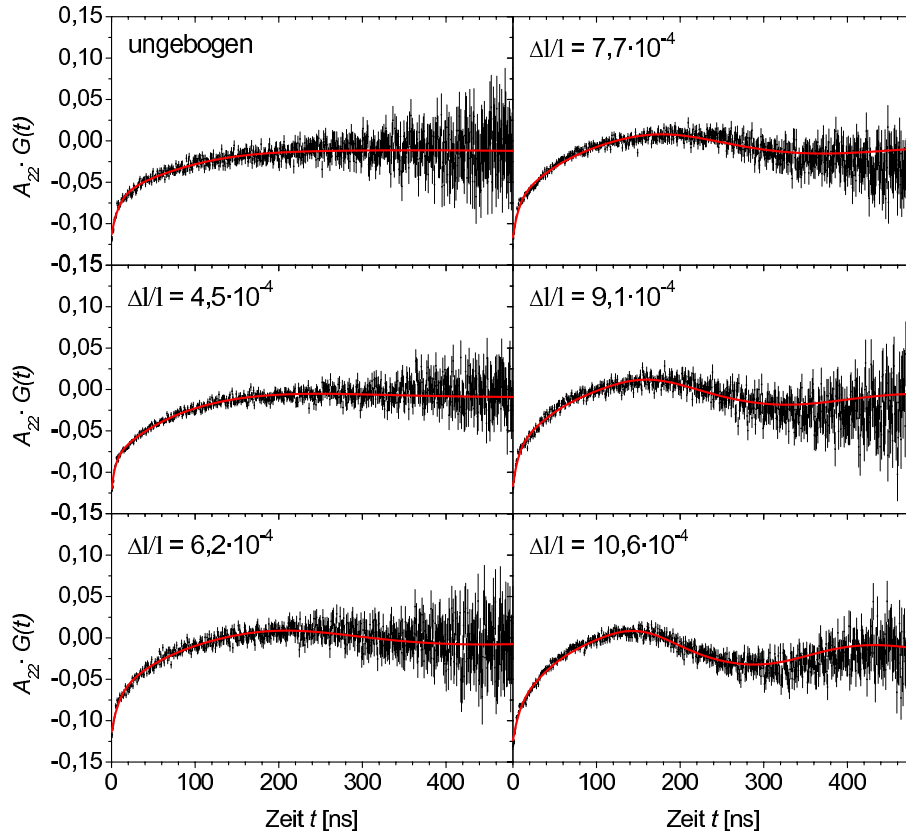


Abbildung 4.16: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit dem stabilen Isotop ^{115}In (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ In/cm}^2$). Die Probe wurde entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Achse gebogen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen in der Probenoberfläche erzeugt wurden.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)
ν_{Q0} [MHz]	7,0(1)	9,8(1)	12,6(1)	15,3(2)	17,8(2)	19,2(2)	19,6(2)
δ_0 [%]	44(3)	47(1)	44(2)	32(1)	26(1)	20(1)	18(1)
η_0	0,00	0,32(2)	0,31(2)	0,34(1)	0,31(1)	0,36(1)	0,40(1)
f_p [%]	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)
C_{add}	0,008	0,003	0,009	0,006	0,006	0,004	-0,001

Tabelle 4.12: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit dem stabilen Isotop ^{115}In (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ In/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Diskussion

In diesem Kapitel wurde der Einfluss von Bor, Aluminium und Indium auf die Verzerrung des Siliziumgitters infolge einer uniaxialen Zugspannung entlang $\langle 110 \rangle$ untersucht. Zur Analyse sind in Abbildung 4.17 die spannungsinduzierten Frequenzen und ihre Dämpfungen als Funktion der über die Biegespannungen erzeugten relativen Dehnungen zusammenfassend für alle drei Atomsorten dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Messwerte der intrinsischen Siliziumprobe, die als Referenzwerte dienen sollen. Aus Gründen der Übersicht werden die ohnehin recht kleinen Fehler der Frequenz nicht mit eingezeichnet. Sie betragen jeweils 1% der Frequenz und resultieren aus der Unsicherheit bei der Zeiteichung der Apparatur.

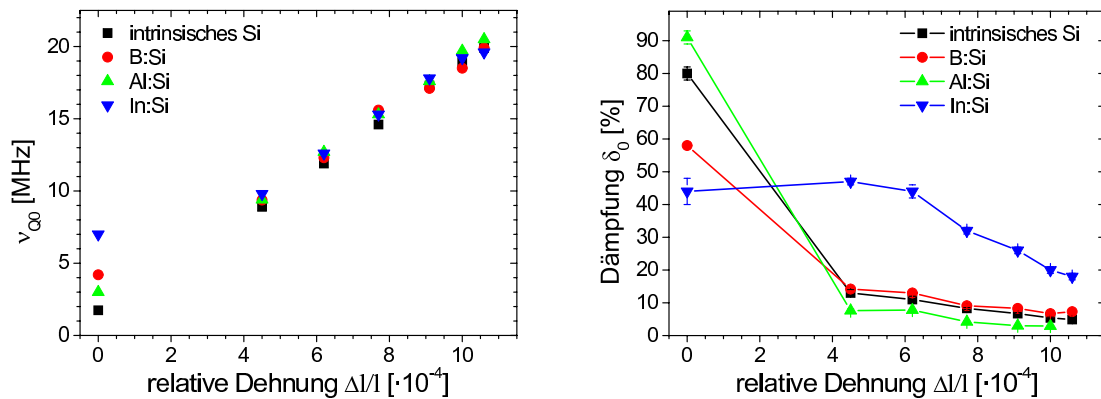


Abbildung 4.17: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz ν_{Q0} und der zugehörigen Dämpfung für intrinsisches Silizium und implantiert mit den Gruppe III-Elementen B, Al und In. Die Implantationsdosis von Bor und Aluminium beträgt jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm², die von Indium nur $5 \cdot 10^{13}$ at/cm².

Man sieht deutlich, dass sich die Messwerte der Frequenz bei allen vier Proben nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Sie weichen lediglich bei den ungebogenen Proben etwas voneinander ab. Die entsprechenden Feldgradienten werden hier hervorgerufen durch die interne Spannung, die durch die Implantation der unterschiedlich großen Fremdatome in den Siliziumkristall eingebracht wird. Nach einer Implantation der besonders großen Indiumatome ist diese Spannung am größten, was durch eine Frequenz von 7 MHz bestätigt wird. Dieser Wert weicht dementsprechend am meisten von denen der anderen Proben ab. Beim Anlegen einer externen Zugspannung in $\langle 110 \rangle$ -Richtung werden in allen Proben nahezu die gleichen spannungsinduzierten Frequenzen gemessen. Dies deutet darauf hin, dass die erzeugten Spannungsfelder sich lokal in der unmittelbaren Umgebung der Sondenkerne nicht voneinander unterscheiden. Somit ist das Ergebnis dieser zugabhängigen Messreihe, dass die Akzeptoren Bor, Aluminium und Indium keinen Einfluss auf das elastische Verhalten von Silizium haben und das Gitter immer dieselbe Reaktion auf eine Zugspannung zeigt.

Die Dämpfung der spannungsinduzierten Frequenz zeigt nach einer Implantation von Bor bzw. Aluminium mehr oder weniger den gleichen Verlauf wie intrinsisches Silizium: Je größer die Gitterverzerrung, desto geringer ist die Dämpfung (siehe Abbildung 4.17 rechts). Dies gilt im wesentlichen auch für die Indium-implantierte Probe. Hier fallen die Dämpfungen allerdings wesentlich höher aus. Dies könnte bedingt sein durch eine weniger defektfreie Sondenumgebung in dieser Probe, hervorgerufen durch große Strahlenschäden. Desweiteren zieht ein zu großes Atom auch Defekte wie z.B. Leerstellen an.

4.2.4 Externe Druckspannungen entlang $\langle 110 \rangle$

Bor

In diesem Abschnitt soll der Einfluss einer uniaxialen Druckspannung auf den spannungsinduzierten Feldgradienten infolge der eintretenden Gitterverzerrung untersucht werden. Bei der hier verwendeten Probe handelt es sich um die in Kapitel 4.2.3 bereits für die Zugabhängigkeit verwendete Bor-dotierte Probe (Dosis: $1 \cdot 10^{14}$ B/cm²). Um eine Druckspannung zu erzeugen, muss die Probe nun in die andere Richtung durchgebogen werden, so dass die Implantationsfläche auf dem Probenhalter aufliegt. Die spannungsinduzierte Frequenz ν_{Q0} ist in Abbildung 4.18 als Funktion der relativen Stauchung (Druckspannung) und Dehnung (Zugspannung) dargestellt.

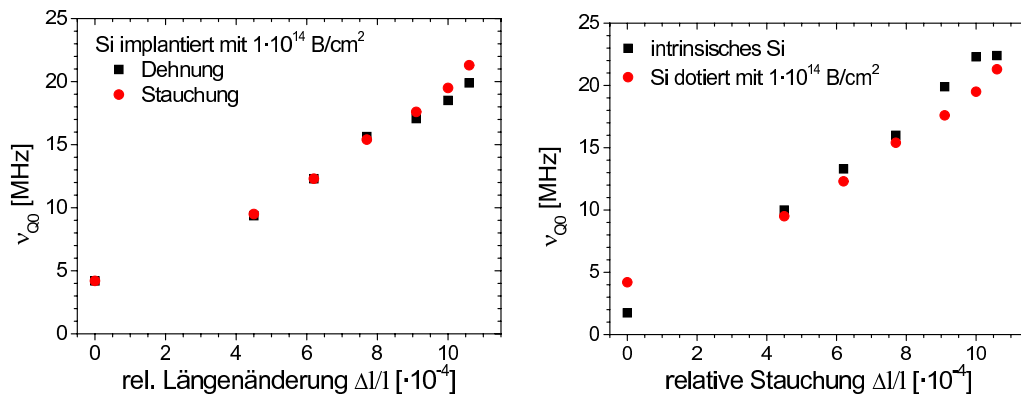


Abbildung 4.18: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz für relative Stauchungen (Druck) und Dehnungen (Zug) entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung in einer Bor-implantierten Siliziumprobe (links) und im Vergleich mit einer intrinsischen Probe (rechts).

Die Messwerte stimmen im wesentlichen miteinander überein. Die Frequenz nimmt in beiden Fällen in etwa linear mit der externen Spannung zu. Der zugehörige Feldgradient sollte bei Druck nur ein anderes Vorzeichen aufweisen als bei Zug. In Abbildung 4.18 rechts wird für uniaxiale Druckspannungen der Vergleich mit intrinsischem Silizium gezeigt. Hier ist eine leichte Tendenz zu höheren Frequenzen

für die intrinsische Probe zu sehen. Dies kann man dadurch erklären, dass durch den Einbau der übergroßen Sondenkerne schon eine Druckspannung im Siliziumgitter existiert. Nach der Implantation der kleineren Boratome hingegen steht der Siliziumkristall unter Zugspannung, so dass hier zunächst beim Anlegen einer Druckspannung ein Nulldurchgang erfolgt. Genau genommen müsste die Frequenz für die ungebogene, Bor-implantierte Probe negativ aufgetragen werden, da der EFG hier ein anderes Vorzeichen besitzt. Die Ergebnisse der Anpassung an die Störfunktion sind im Anhang B.1 zu finden.

Aluminium

Auch bei einer Siliziumprobe implantiert mit $5 \cdot 10^{14} \text{ Al/cm}^2$ wird eine Messreihe durchgeführt, bei der die Probe durch Biegung unterschiedlich starken Druckspannungen ausgesetzt wird. Abbildung 4.19 zeigt den Zusammenhang zwischen der in der Probenoberfläche induzierten relativen Stauchung und der daraus resultierenden spannungsinduzierten Frequenz ν_{Q0} . Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse für eine relative Dehnung eingetragen, die einer Zugspannung entspricht.

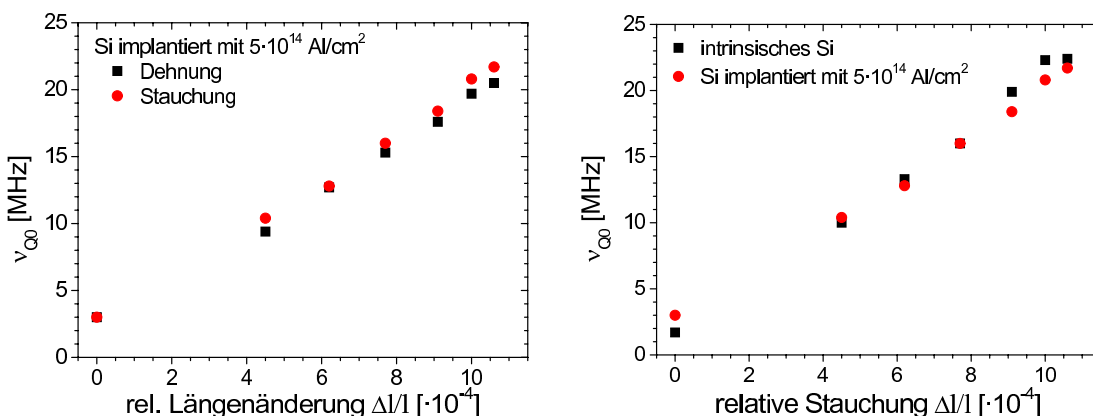


Abbildung 4.19: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz für relative Stauchungen (Druck) und Dehnungen (Zug) entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung in einer Al-implantierten Siliziumprobe (links) und im Vergleich mit einer intrinsischen Probe (rechts).

Wieder besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Gitterverzerrung, die Werte für eine relative Stauchung liegen allerdings etwas höher als bei gleicher Dehnung, da durch die Implantationen von Aluminium und Indium Druckspannung in den Kristall gebracht wird. Auch im direkten Vergleich zwischen intrinsischem und Al-implantiertem Silizium besteht kein wesentlicher Unterschied (Abb. 4.19 rechts). Folglich reagiert der Siliziumkristall auch nach einer Al-Implantation in gleicher Weise auf eine externe, uniaxiale Druckspannung wie intrinsisches Silizium. Die Parameter für die Anpassung der Störfunktion zu dieser Messreihe befinden sich im Anhang B.2.

4.2.5 Dosisabhängige Messungen

Bor

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie das Siliziumgitter auf eine Zugspannung reagiert, wenn es mit Bor verschiedener Konzentrationen implantiert ist. Die Implantationsdosen reichen von $5 \cdot 10^{13} \text{ B/cm}^2$ bis $5 \cdot 10^{15} \text{ B/cm}^2$ und werden mit 21 keV in die Proben implantiert. Nach dem Ausheilen der Strahlenschäden werden die Proben zunächst ungebogen vermessen. Danach werden durch Biegung des Kristalls in der implantierten Fläche Zugspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse erzeugt. Ausgewählte PAC-Spektren sind in Abbildung 4.20 gezeigt.

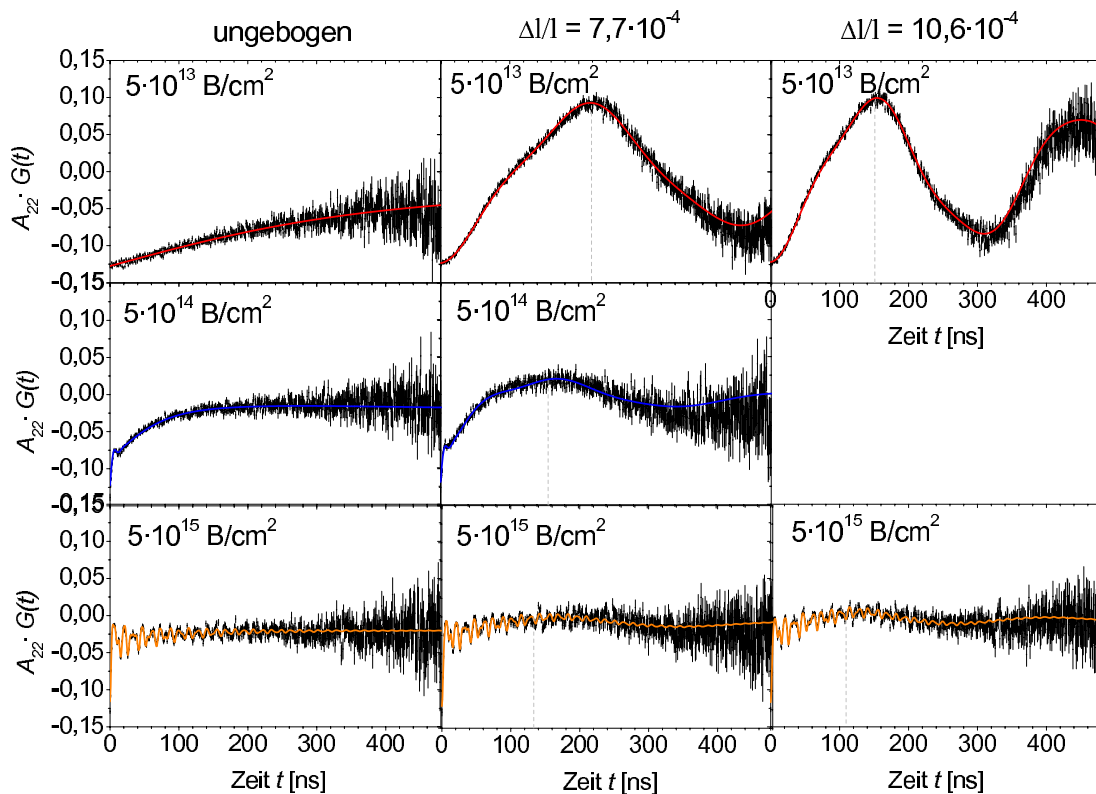


Abbildung 4.20: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium, welches unterschiedlich stark mit Bor implantiert ist. In der linken Spalte sind die Spektren für die ungebogenen Proben gezeigt, in der Mitte und rechts werden die Proben entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung gebogen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen in der Probenoberfläche resultieren. Die Amplitude der Biegefrequenz nimmt mit zunehmender Bordosis ab, während die Zunahme der Biegefrequenz mit der Deformation des Gitters unabhängig von der Bordosis ist.

Anhand der Spektren werden zwei Dinge deutlich: Zum einen hängt die Amplitude der Biegefrequenz und damit der Anteil f_0 der Sonden, der sensitiv auf eine externe Zugspannung reagiert, stark von der implantierten Bordosis ab. Während bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ B/cm}^2$ die Biegefrequenz mit einem Anteil von 100% stark ausgeprägt ist, kann man sie bei einer Si-Probe mit $5 \cdot 10^{15} \text{ B/cm}^2$ kaum erkennen. Hier beträgt der Anteil f_0 nur noch 16%. Der Zusammenhang ist in Abbildung 4.21 links noch einmal verdeutlicht. Je höher die Implantationsdosis, desto geringer ist der Anteil f_0 . Dies liegt wahrscheinlich darin begründet, dass die Strahlenschäden mit höheren Borkonzentrationen zunehmen und die Proben somit nicht alle gleich gut ausgeheilt werden. Diese These wird durch die Spektren in der linken Spalte bekräftigt, da die Anisotropie mit höherer Dosis immer weiter abnimmt. In schlecht ausgeheilten Proben gibt es eine größere Anzahl Sondenkerne, die sich in einer stark gestörten Umgebung befinden und daher nicht in der Lage sind, die Verzerrung des Gitters wahrzunehmen.

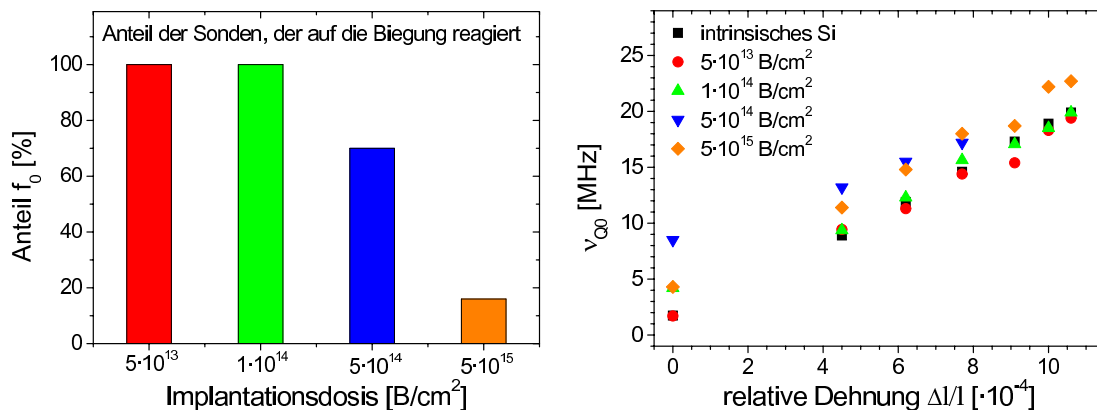


Abbildung 4.21: Der Anteil der Sondenkerne, die sensitiv auf die Biegung reagieren, nimmt mit steigender Implantationsdosis von Bor ab (links). Rechts ist der Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz als Funktion der Gitterdeformation für verschiedene Bordosen gezeigt. Hier entsteht ein Offset durch die implantationsbedingte, interne Spannung.

Eine weitere Information, die diese Messreihe liefert ist, dass das elastische Verhalten von Silizium unabhängig von der implantierten Bordosis ist. Für jede Probe wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Biegefrequenz und der relativen Dehnung gemessen (siehe Abb. 4.21 rechts). Die Steigung einer Geraden durch die Messpunkte ist in allen Fällen fast gleich, so dass man davon ausgehen kann, dass der E-Modul von Silizium durch eine Borimplantation nicht signifikant verändert wird. Es ist allerdings mit steigender Bordosis eine Verschiebung der Messwerte nach oben hin zu beobachten. Hierbei handelt es sich jedoch um einen Offset, da für die ungebogenen Proben die Frequenz ν_{Q0} schon unterschiedlich hoch ausfällt. Dies liegt an der in dieser Arbeit bereits diskutierten inneren Spannung, die durch die Implantation der Fremdatome in den Kristall gebracht wird. Offenbar

verhalten sich die beiden Beiträge der internen und externen Spannung additiv. Die Parameter für die Anpassung der Störfunktion befinden sich im Anhang B.3.

Aluminium

Unterschiedlich hohe Aluminiumdosen von $1 \cdot 10^{14} \text{ Al/cm}^2$ bis $1 \cdot 10^{15} \text{ Al/cm}^2$ werden mit 46 keV in Silizium implantiert, um deren Einfluss auf einen spannungsinduzierten EFG infolge einer Gitterverzerrung zu untersuchen. Einige PAC-Spektren sind in Abbildung 4.22 dargestellt. In der linken Spalte sind die Spektren für die ungebogenen Proben zu sehen, in der Mitte und rechts befinden sich diejenigen für Proben, die entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen werden, so dass ein uniaxiales Spannungsfeld erzeugt wird.

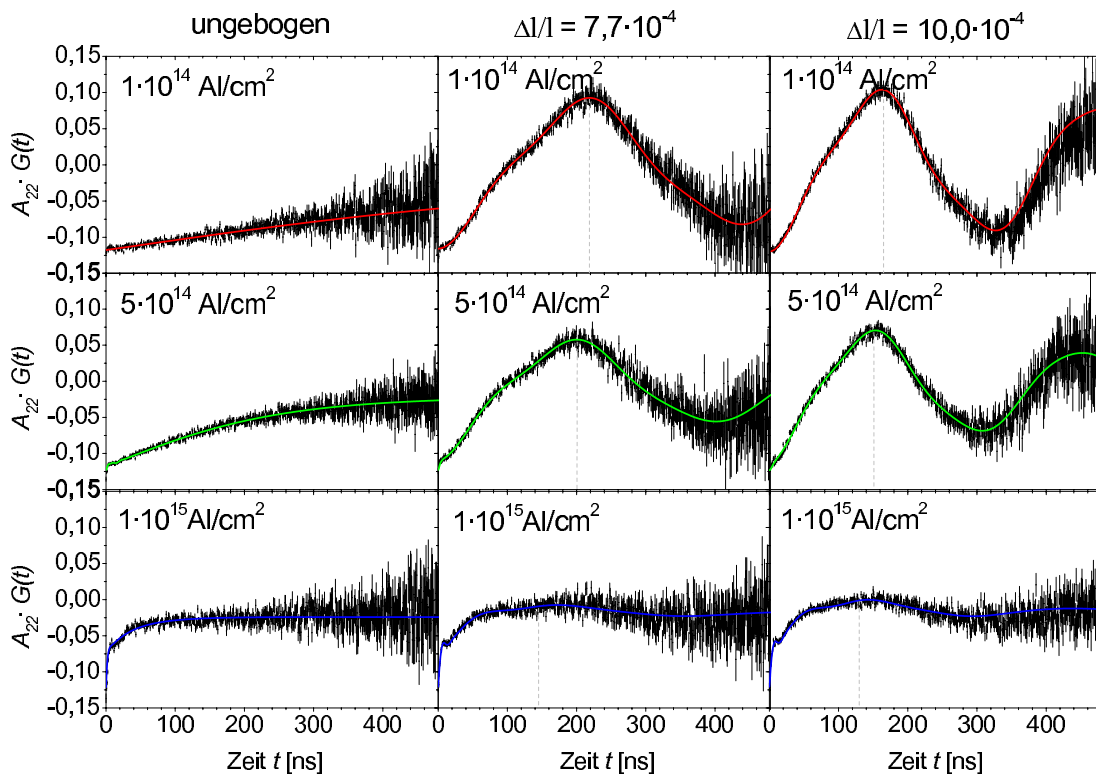


Abbildung 4.22: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium mit unterschiedlich hohen Al-Implantationsdosen. Die Proben werden ungebogen und mit unterschiedlichen Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$ gebogen gemessen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen in der Probenoberfläche induziert werden.

Die Ergebnisse sind denen von Bor-implantiertem Silizium sehr ähnlich: Während für die niedrigste Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ Al/cm}^2$ die Biegefrequenz in den Spektren durch eine große Amplitude stark ausgeprägt ist, sieht man sie bei $1 \cdot 10^{15} \text{ Al/cm}^2$ kaum. Aus Abbildung 4.23 links kann man entnehmen, dass

der Anteil f_0 der Sonden, der die Verzerrung des Gitters aufgrund der extern angelegten Spannung wahrnimmt, mit steigender Al-Dosis abnimmt, da das Gitter zunehmend geschädigt und schlechter ausgeheilt wird.

In Abbildung 4.23 rechts ist zu sehen, dass die Biegefrequenz umso größer wird, je mehr man die Proben durchbiegt. Die Messwerte stimmen mit denen von intrinsischem Silizium nahezu überein. Für die Probe mit der höchsten Al-Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ Al/cm}^2$ misst man für eine gegebene externe Spannung jeweils höhere Frequenzen. Auch dies ist als Offset aufgrund der Vorspannung des Siliziumgitters zu deuten. Die Steigung ist bei allen vier Proben gleich. Die Parameter für die Anpassung der Störfunktion befinden sich im Anhang B.3.

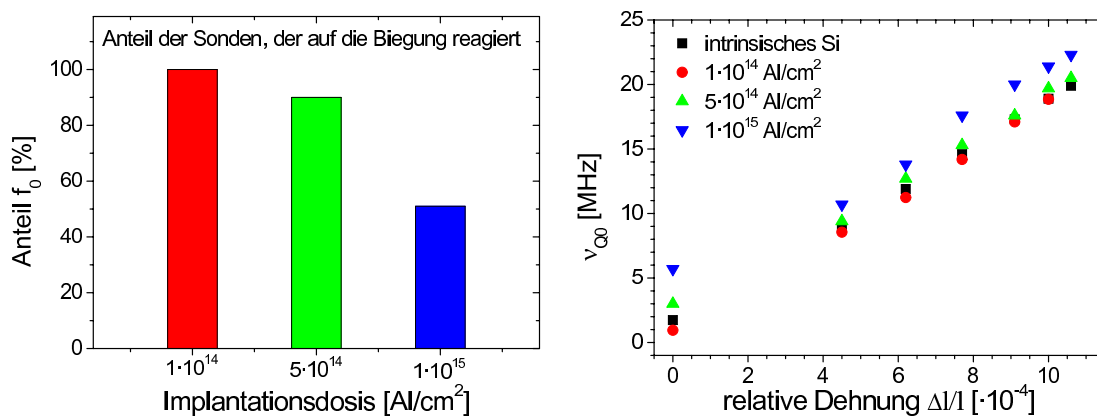


Abbildung 4.23: Links ist zu sehen, wie der Anteil f_0 mit steigender Al-Dosis abnimmt. Rechts ist der lineare Zusammenhang zwischen der spannungsinduzierten Frequenz und der Deformation des Siliziumgitters dargestellt. Auch hier gibt es ein Offset durch die implantationsbedingte Vorspannung bei hohen Al-Konzentrationen.

Indium

Auch für Indium wird ein dosisabhängiges Messprogramm durchgeführt. Zusätzlich zu den radioaktiven Sondenkernen ^{111}In wird das stabile Isotop ^{115}In mit 160 keV implantiert, wobei die Dosen $5 \cdot 10^{13} \text{ In/cm}^2$ bzw. $1 \cdot 10^{15} \text{ In/cm}^2$ betragen. Zum Vergleich werden ebenfalls die Messergebnisse der intrinsischen Probe herangezogen, die nur mit $7 \cdot 10^{12} \text{ In/cm}^2$ des radioaktiven Indiums beschossen wurde.

Den aufgezeichneten PAC-Spektren in Abbildung 4.24 kann man entnehmen, dass der Anteil f_0 der Sonden, der auf die externe Spannung reagiert, wieder extrem von der Implantationsdosis abhängig ist. Bei der intrinsischen Siliziumprobe ist die Biegefrequenz deutlich zu erkennen. Der Anteil f_0 beträgt hier 67%, während er bei der Probe mit $5 \cdot 10^{13} \text{ In/cm}^2$ auf 43% zurückgeht. Die spannungsinduzierte Frequenz ν_{Q0} nimmt in beiden Fällen linear mit der Gitterverzerrung zu und weist vergleichbare Werte auf. Die Probe mit der höchsten Implantationsdosis

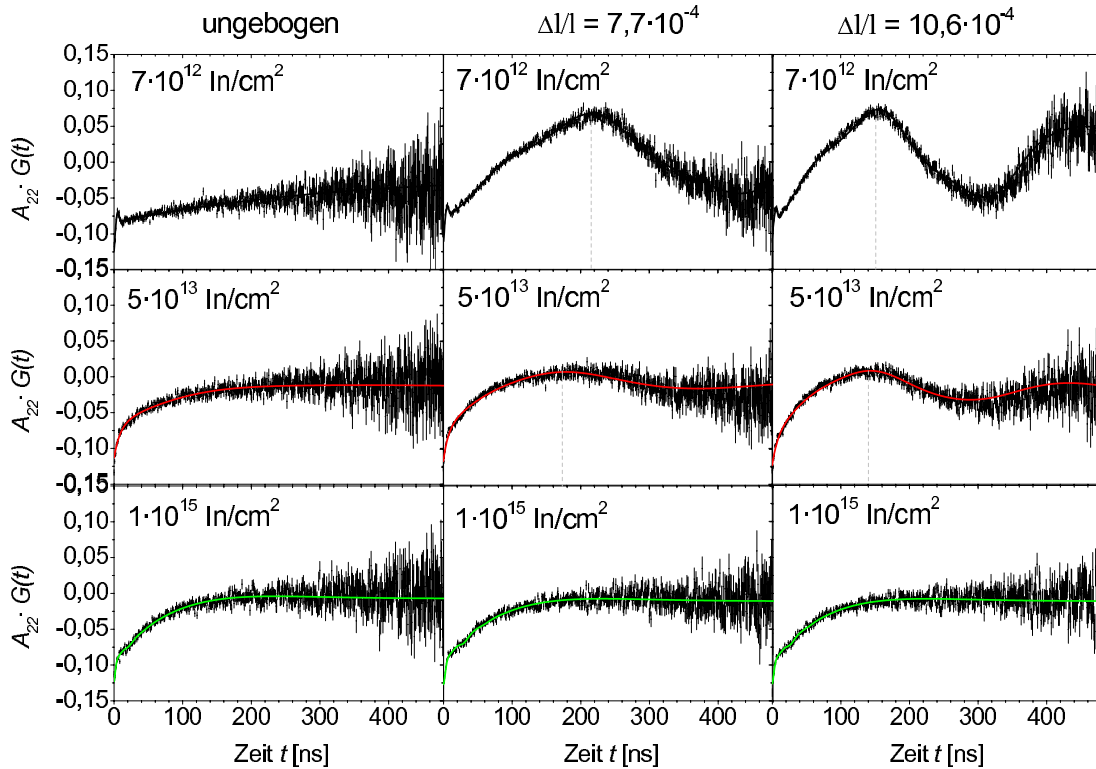


Abbildung 4.24: PAC-Spektren für ^{111}In in intrinsischem Silizium (oben) und Silizium zusätzlich implantiert mit dem stabilen Isotop ^{115}In (Mitte und unten). Die Probe mit der höchsten In-Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ In/cm}^2$ zeigt keinerlei Reaktion auf eine Biegung.

von $1 \cdot 10^{15} \text{ In/cm}^2$ fällt etwas aus dem Rahmen, da kein Unterschied zwischen ungebogenem und gebogenem Zustand in den Spektren zu sehen ist. Da diese Dosis bei weitem die Löslichkeitsgrenze von Indium in Silizium übersteigt und das Indiumatom zudem noch um einiges größer ist als das Siliziumatom ($r_{In} = 144 \text{ pm}$, $r_{Si} = 117 \text{ pm}$), konnten die Kristallschäden nicht zufriedenstellend ausgeheilt werden (vgl. Kapitel 4.2.1). Dies ist der erniedrigten Anisotropie in den Spektren zu entnehmen.

In Abbildung 4.25 sind die Fitergebnisse für den substitutionellen Sondenanteil f_0 graphisch dargestellt. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die Werte für die Messungen mit der höchsten In-Dosis nicht mit den anderen vergleichbar sind, da es sich streng genommen nicht um den Anteil f_0 handelt, der sensitiv auf die externe Zugspannung reagieren würde. In diesem Fall tritt nämlich überhaupt keine Biegefrequenz auf. Somit wäre der Anteil in dieser Probe gar nicht vorhanden. Ob der hier auftretende Feldgradient durch die innere Spannung hervorgerufen wird oder doch eher auf die zurückgebliebenen Implantationsschäden zurückzuführen ist, kann hier nicht beurteilt werden. In Anbetracht seines Verhaltens gegenüber einer extern angelegten Spannung scheint letzteres jedoch wahrscheinlicher. Der

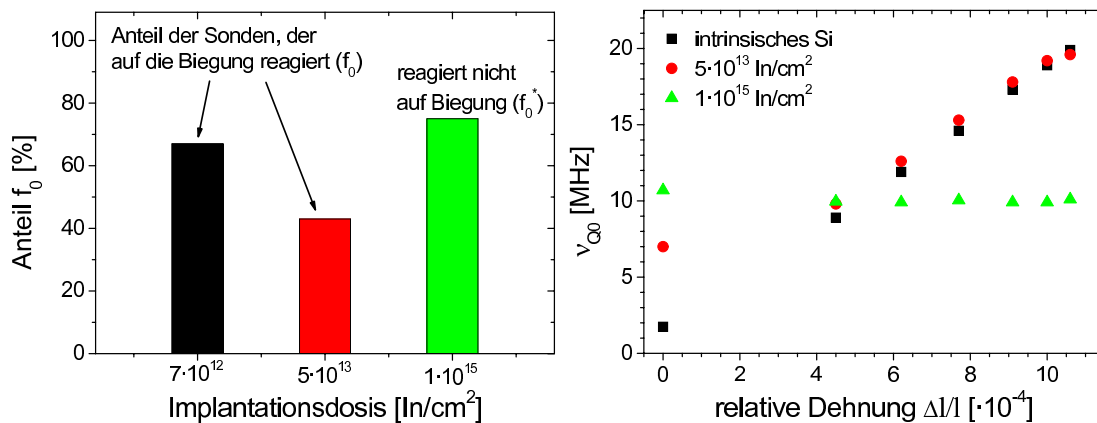


Abbildung 4.25: Anteil f_0 der Sonden, die auf eine extern angelegte Zugspannung entlang $\langle 110 \rangle$ reagieren und Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz für Proben mit unterschiedlichen Indium-Konzentrationen.

Vollständigkeit halber sind die Ergebnisse dieser Probe dennoch im Graphen eingezeichnet. Die Ergebnisse der Anpassung der Störfunktion sind im Anhang B.3 zu finden.

4.2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Einfluss von den Gruppe III-Elementen Bor, Aluminium und Indium auf das elastische Verhalten von Silizium untersucht. Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse nochmals zusammengefasst:

- Durch die Implantation der oben genannten Fremdatome und deren substitutionellen Einbau werden in den Siliziumkristall Spannungen eingebracht, die hier als interne Vorspannungen bezeichnet werden. Dadurch verändern sich auch die Gitterparameter. Besitzt das Fremdatom wie Bor einen kleineren Radius als Silizium, kommt es zu einer Kontraktion des Gitters. Der Einbau von größeren Fremdatomen wie Aluminium oder Indium führt hingegen zu einer Ausdehnung. Je größer die Konzentration der Fremdatome bzw. je größer die Abweichung der Atomgröße von der des Wirtsgitters, desto größer ist die interne Spannung.
- Diese interne Spannung macht sich bei Anlegen einer externen, uniaxialen Spannung als Offset bemerkbar, d.h. dass für diese beiden verschiedenen Spannungen offenbar das Superpositionsprinzip gilt: Je höher die Fremdatomkonzentration und damit die innere Verspannung, desto größere spannungsinduzierte Feldgradienten werden für eine gegebene externe Zugspannung gemessen.

- Die Reaktion des Siliziumgitters auf eine externe uniaxiale Zugspannung in $\langle 110 \rangle$ -Richtung lässt sich weder durch die verschiedenen Elemente Bor, Aluminium oder Indium noch durch deren Konzentration beeinflussen. Wie theoretisch erwartet zeigen die Biegefrequenzen allesamt eine lineare Abhängigkeit von der angelegten Zugspannung. Die Steigung dieses Verlaufs, die ein Maß für den E-Modul ist, ist in allen Proben nahezu gleich. Daraus kann gefolgert werden, dass das elastische Verhalten von Silizium durch eine Implantation der hier aufgeführten Akzeptoren nicht verändert wird.
- Das Ausheilprogramm mit einer Bor-implantierten Siliziumprobe zeigte, dass die Größe des spannungsinduzierten elektrischen Feldgradienten unabhängig von der Ausheiltemperatur ist und demzufolge auch von dem Ausmaß der zurückbleibenden Implantationsschäden. Voraussetzung dafür ist allerdings, dass das Gitter nicht zu stark geschädigt ist und es einen nicht zu geringen Anteil f_0 substitutioneller Sondenkerne in einer defektfreien Umgebung gibt, der eine Verzerrung des Gitters wahrnehmen kann. Mit zunehmender Ausheiltemperatur nimmt dieser Anteil zu, so dass die zugehörige Biegefrequenz deutlich ausgeprägter in den Spektren zu beobachten ist.

4.3 Silizium implantiert mit Kohlenstoff

In diesem Kapitel soll der Einfluss von Kohlenstoff auf die elastischen Eigenschaften von Silizium untersucht werden. Dieses Atom aus der IV. Hauptgruppe ist in Verbindung mit Silizium von technologischer Relevanz, da z.B. SiC in der Halbleitertechnik Verwendung findet [YEO07]. Durch den Einbau dieses Materials in die Source/Drain-Region eines Transistors wird aufgrund von Gitterfehlpassung eine Verspannung in den Kanal eingebaut, was zu einer höheren Ladungsträgerbeweglichkeit und verbesserten Schalteigenschaften führt.

4.3.1 Untersuchung der inneren Spannung

Um den Einfluss der Kohlenstoffkonzentration auf die interne Spannung in Silizium zu untersuchen, werden unterschiedliche Dosen von $5 \cdot 10^{13}$ bis $5 \cdot 10^{14}$ C/cm² mit einer Energie von 24 keV in die Proben implantiert (Tabelle 4.13). Die Implantation der Sondenkerne ¹¹¹In findet bei 160 keV statt, so dass sich beide Implantationsprofile überlappen (siehe Tab. 3.1). Nach dem Ausheilen der Implantationsschäden bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss werden die PAC-Spektren aufgenommen, welche in Abbildung 4.26 zu finden sind.

Probe	Kohlenstoffdosis [C/cm^2]	max. Konzentration [C/cm^3]
In-C1	$5 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{18}$
In-C2	$1 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
In-C3	$5 \cdot 10^{14}$	$6,0 \cdot 10^{19}$

Tabelle 4.13: Zur Untersuchung der inneren Spannung werden verschiedene Kohlenstoffdosen in die Proben implantiert. Die maximalen Peakkonzentrationen ergeben sich aus einer SRIM-Simulation.

Zur Anpassung der Störfunktion an die Daten ist in allen Fällen nur ein einziger Anteil nötig. Dieser beschreibt Sondenkerne, die substitutionell in den Siliziumkristall eingebaut wurden. Die angepassten Parameter sind in Tabelle 4.14 aufgelistet. Die Spektren unterscheiden sich untereinander kaum. Zunächst ist für alle drei Proben die volle Anisotropie zu beobachten, was für eine sehr gute Ausheilung der Strahlenschäden spricht. Dennoch ist ein leichter Anstieg in den Spektren zu sehen. Dieser wird mit einer Frequenz ν_{Q0} von 0,8–0,9 MHz angepasst.

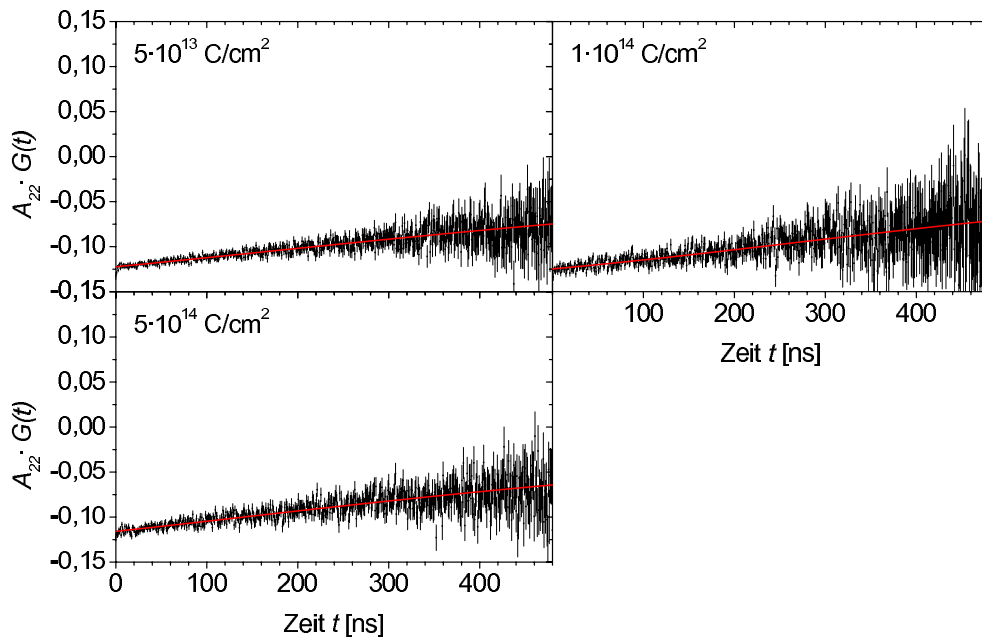


Abbildung 4.26: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit verschiedenen Kohlenstoffdosen.

Extrapoliert man die Messergebnisse von z.B. Bor-implantiertem Silizium, dann würde man auch nach Einbringen der Kohlenstoffatome in das Siliziumgitter eine implantationsbedingte Vorspannung erwarten, die abhängig von der Implantationsdosis ist. Da Kohlenstoff im Vergleich zum Wirtsatom ein sehr kleines Atom ist ($r_C = 77 \text{ pm}$ und $r_{Si} = 117 \text{ pm}$ [PAUL60]), führt ein substitutioneller Einbau zu

Dosis [C/cm ²]	5·10 ¹³	1·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴
f_0 [%]	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	0,8(1)	0,9(1)	0,9(1)
δ_0 [%]	75(1)	78(3)	76(2)
C_{add}	0,000	-0,003	0,007

Tabelle 4.14: Parameter für die Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit verschiedenen Kohlenstoffdosen zur Untersuchung der inneren Spannung.

einer Kontraktion des Gitters. Die Bindungslängen bei einer einfachen Kovalenz von Si–Si und Si–C betragen dementsprechend 2,34 bzw. 1,88 Å [HOLL95]. Bei der vorliegenden Messreihe ist allerdings eine im Vergleich zu Bor vernachlässigbare Vorspannung zu erkennen (vgl. Tabelle 4.15). Ein elastischer Effekt, d.h. eine Kompensation zwischen den übergroßen Indiumatomen ($r_{In} = 144$ pm) und den kleinen Kohlenstoffatomen, wäre eine mögliche Erklärung für die Spannungsrelaxation. Es kann jedoch ausgeschlossen werden, dass sich die Kohlenstoffatome in nächster Nachbarschaft zu den Sondenkernen befinden, da sonst ein Feldgradient beobachtet werden müsste.

Dosis [at/cm ²]	5·10 ¹³	1·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴
Bor	1,7(1) MHz	4,2(1) MHz	8,5(1) MHz
Kohlenstoff	0,8(1) MHz	0,9(1) MHz	0,9(1) MHz

Tabelle 4.15: Vergleich der Frequenzen ν_{Q0} für die implantationsbedingte Spannung in Silizium implantiert mit Bor und Kohlenstoff in verschiedenen Dosen.

4.3.2 Externe Zug- und Druckspannungen entlang $\langle 110 \rangle$

Um die Auswirkungen von Kohlenstoff auf das elastische Verhalten von Silizium zu studieren, wird in eine Siliziumprobe $5 \cdot 10^{13}$ C/cm² mit einer Energie von 24 keV implantiert. Nach einer Kurzzeittemperung wird die Probe verschiedenen Zug- und Druckspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse ausgesetzt, so dass der Kristall in der implantierten Fläche gedehnt bzw. gestaucht wird. Die erhaltenen Spektren sind in Abbildung 4.27 aufgeführt. Die verwendeten Parameter zur Anpassung der Störfunktion an die Daten sind in den Tabellen 4.16 und 4.17 aufgelistet.

In den aufgezeichneten Spektren kommt beim Biegen des Kristalls wieder eine spannungsinduzierte Frequenz ν_{Q0} zum Vorschein. Diese nimmt ungefähr linear mit der Gitterverzerrung zu (siehe Abb. 4.28 links).

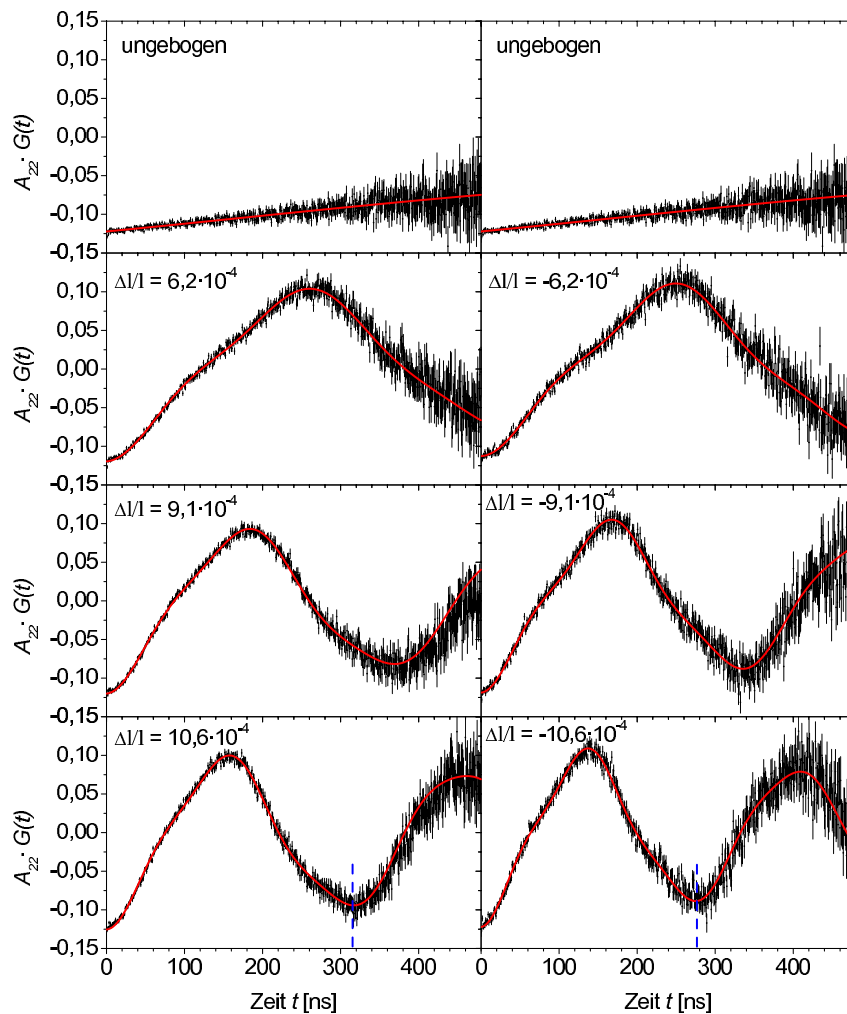


Abbildung 4.27: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit $5 \cdot 10^{13} \text{ C/cm}^2$. Oben sind die Spektren einer ungebogenen Probe zu sehen, anschließend wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen. Die spannungsinduzierte Frequenz nimmt mit steigender Deformation des Gitters zu und ist bei Stauchung größer als bei entsprechender Dehnung (siehe blaue Markierung unten).

Auffällig ist, dass die Frequenz bei einer Stauchung des Gitters um einiges größer ist als bei gleicher Dehnung. Diese Tatsache ist nicht damit zu erklären, dass die Probe durch die kleineren Kohlenstoffatome eventuell schon im ungebogenen Zustand unter Zugspannung steht. Dann würde man nämlich höhere Frequenzen für eine Dehnung erwarten. Zur weiteren Analyse werden aus den Frequenzen die entsprechenden Feldgradienten berechnet und gegen die Gitterverformung aufgetragen (Abbildung 4.28 rechts). Für Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$ besitzt der EFG ein positives Vorzeichen, für Druckspannungen hingegen ein negatives [MARX95]. Legt man durch die Datenpunkte eine Regressionsgerade, so würde ein negativer EFG für die ungebogene Probe auf dieser Geraden liegen, wäh-

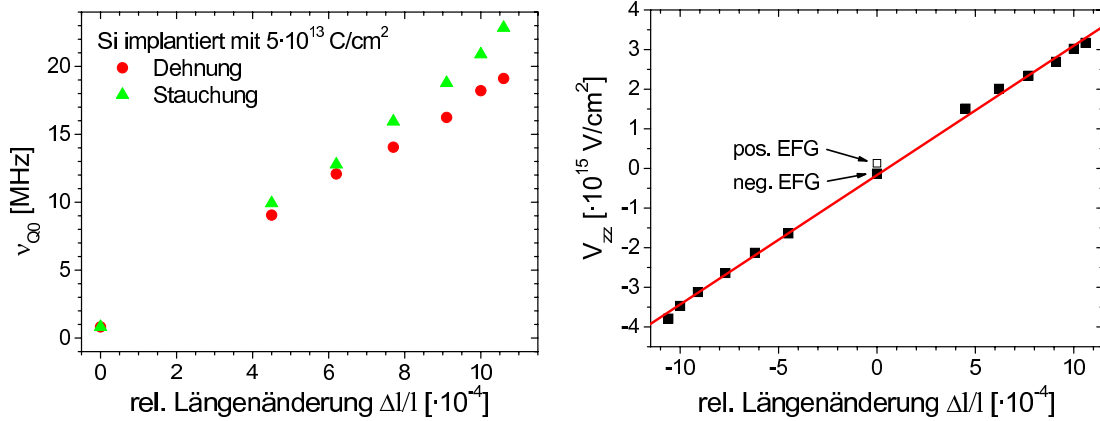


Abbildung 4.28: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz einer C-implantierten Probe für Dehnung (Zug) und Stauchung (Druck) des Gitters (links). Rechts ist der zugehörige Feldgradient dargestellt, der für Zug und Druck unterschiedliche Vorzeichen besitzt. Ein negativer EFG für die ungebogene Probe liegt auf der Regressionsgeraden.

rend ein positiver EFG etwas darüber liegen würde. Dies deutet auf eine negative Vorspannung, d.h. Druck, in der lokalen Sondenumgebung hin, welche auf die Implantation der großen Indiumatome zurückzuführen ist. Da die Feldgradienten in der unmittelbaren Umgebung der Indiumsonden gemessen werden, ist eine Druckspannung durchaus nachvollziehbar, was höhere Frequenzen bei extern induzierter Gitterstauchung zur Folge hat. Die kleineren Kohlenstoffatome führen zwar global zu einer Zugspannung und letztendlich zu einer Gitterkontraktion, können aber die Druckspannung in der lokalen Sondenumgebung trotz ihrer Überzahl nicht kompensieren (Implantationsdosen: $6 \cdot 10^{12}$ In/cm² und $5 \cdot 10^{13}$ C/cm²). Für eine Relaxation der Druckspannung wäre eine unmittelbare Nachbarschaft von In- und C-Atomen erforderlich. Diese kann allerdings ausgeschlossen werden, da dies zu einer einheitlichen Wechselwirkungsfrequenz führen müsste.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	0,8(1)	9,1(1)	12,1(1)	14,1(1)	16,2(1)	18,2(1)	19,1(1)
δ_0 [%]	75(1)	3,8(5)	5,1(2)	3,6(2)	4,2(1)	2,7(2)	2,8(1)
η_0	0,00	0,16(2)	0,25(1)	0,30(1)	0,38(1)	0,36(1)	0,37(1)
C_{add}	0,000	0,009	0,003	0,001	0,002	0,001	-0,003

Tabelle 4.16: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit Kohlenstoff ($5 \cdot 10^{13}$ C/cm²) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	-4,5	-6,2	-7,7	-9,1	-10,0	-10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	0,8(1)	9,9(1)	12,8(1)	15,9(1)	18,8(1)	20,9(1)	22,8(1)
δ_0 [%]	75(1)	6,5(5)	3,2(2)	2,8(3)	3,6(2)	3,3(1)	3,8(1)
η_0	0,00	0,13(1)	0,23(1)	0,28(1)	0,27(1)	0,26(1)	0,28(1)
C_{add}	0,000	-0,001	0,010	0,003	0,004	0,004	0,000

Tabelle 4.17: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Kohlenstoff ($5 \cdot 10^{13} \text{ C/cm}^2$) für verschiedene relative Stauchungen entlang $\langle 110 \rangle$.

4.3.3 Dosisabhängige Messungen

Zur Untersuchung einer Abhängigkeit des spannungsinduzierten Feldgradienten von der Kohlenstoffkonzentration wird noch eine weitere Probe vermessen, die mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ C/cm}^2$ implantiert wird. Die Probe wird nach dem Ausheilen der Strahlenschäden durch Anlegen verschiedener Zugspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung gebogen. Die PAC-Spektren unterscheiden sich nicht von denjenigen der Probe mit der geringeren Kohlenstoffdosis. Die angepassten Parameter befinden sich in Tabelle 4.18.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	0,9(1)	9,2(1)	12,0(1)	14,3(1)	15,8(1)	18,2(1)	19,0(1)
δ_0 [%]	78(3)	6,5(4)	6,0(3)	2,5(2)	2,2(2)	2,5(1)	2,7(1)
η_0	0,00	0,20(1)	0,24(1)	0,33(1)	0,36(1)	0,37(1)	0,37(1)
C_{add}	-0,003	-0,001	0,002	0,005	-0,001	0,003	0,003

Tabelle 4.18: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Kohlenstoff ($1 \cdot 10^{14} \text{ C/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

In Abbildung 4.29 werden zum Vergleich die spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} der beiden mit Kohlenstoff implantierten Proben als Funktion der durch Biegespannung induzierten relativen Dehnung gezeigt. Als Referenzwerte dienen wieder die Ergebnisse der intrinsischen Probe. Die spannungsinduzierten Frequenzen zeigen in allen drei Proben den gleichen Verlauf. Auch die implantationsbedingten Vorspannungen bei den ungebogenen Proben weichen untereinander kaum ab. Folglich ist auch kein Offset wie bei Bor oder Aluminium zu beobachten.

Aus den Ergebnissen der vorliegenden Messreihen kann man ableiten, dass die Reaktion eines Siliziumkristalls auf eine externe, uniaxiale Zug- und Druckspannung unabhängig davon ist, ob sich Kohlenstoff im Gitter befindet oder nicht.

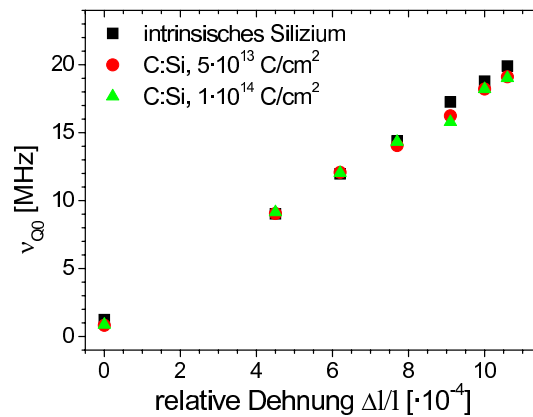


Abbildung 4.29: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz der beiden Kohlenstoff-implantierten Proben in Abhängigkeit der Gitterverzerrung. Zum Vergleich sind ebenfalls die Messwerte von intrinsischem Silizium gezeigt.

Somit hat auch Kohlenstoff keinerlei Auswirkungen auf das elastische Verhalten von Silizium.

4.4 Si implantiert mit Elementen der Gruppen V und VI

In diesem Kapitel wird der Einfluss von Elementen der V. und VI. Hauptgruppe auf das elastische Verhalten von Silizium untersucht. Die Fremdatome P, As und Sb aus der V. Hauptgruppe werden substitutionell im Siliziumgitter eingebaut [FAHE89, PICH04]. Sie werden in der Halbleitertechnik häufig für eine n-Dotierung verwendet und fungieren als einfache Donatoren. Ebenso werden Messungen mit Stickstoff durchgeführt, welcher sich vorwiegend auf Zwischengitterplätzen niederlässt [MITC75] und somit nicht als Dotieratom in Frage kommt. Tellur aus der VI. Hauptgruppe ist ein Doppeldonor und kann sowohl substitutionelle als auch interstitielle Gitterplätze in Silizium einnehmen [MEYE70, GYUL71, NIKL83]. Mit zunehmender Implantationsdosis nimmt der substitutionelle Anteil jedoch ab. [LEE75].

In der Vergangenheit wurde der Einfluss einer von außen angelegten, uniaxialen Zugspannung auf diverse Indium-Donator-Komplexe in Silizium mit der PAC-Methode ausführlich studiert [TESSE03]. Dabei wurde festgestellt, dass eine Biegung der Probe keinerlei Einfluss auf die Wechselwirkung in dem Komplex hat, der aus einem ^{111}In -Sondenkern und einem Donatoratom gebildet wird. Die Untersuchungen haben allerdings auch einen weiteren interessanten Effekt hervorgebracht, der dann in den Mittelpunkt des Interesses rückte: Am Ort der substitutionellen, donatorfreien Sondenkerne (hier: f_0) konnte ein spannungsinduzierter

elektrischer Feldgradient beobachtet werden, der linear mit der externen Zugspannung ansteigt, wobei der Proportionalitätsfaktor der entsprechenden Wechselwirkungsfrequenz offensichtlich von der Art der implantierten Donatoren abhängt (siehe Abb. 4.30).

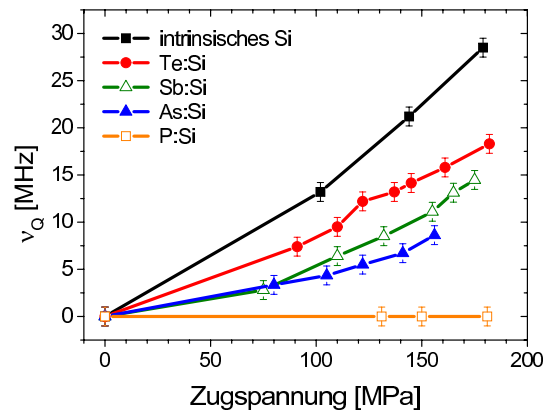


Abbildung 4.30: Verlauf der spannungsinduzierten Frequenz als Funktion einer externen, uniaxialen Zugspannung entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse, nach der Implantation verschiedener Donatoren in Silizium.

Ziel dieser Arbeit ist es, die genaue Ursache für das unterschiedliche Verhalten des Siliziumkristalls nach einer Implantation der oben genannten Fremdatome zu finden. So ist es beispielsweise interessant, warum in Phosphor-implantiertem Silizium bei extern angelegter Zugspannung überhaupt keine spannungsinduzierten Frequenzen auftreten.

4.4.1 Untersuchung der inneren Spannung

Phosphor

Zunächst soll die interne Spannung untersucht werden, die durch die Implantation unterschiedlich hoher Phosphordosen in Silizium hervorgerufen wird. Die hier verwendeten Implantationsdosen reichen von $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$ bis $1 \cdot 10^{15} \text{ P/cm}^2$ (siehe Tabelle 4.19). Die Implantation der radioaktiven Sondenkerne findet bei 160 keV statt, während Phosphor mit 60 keV in die Proben geschossen wird, um einen maximalen Überlapp beider Implantationsprofile zu erreichen. Nach dem Ausheilen der Strahlenschäden bei 900°C für 120 s unter N_2 -Fluss werden die PAC-Spektren aufgenommen, welche in Abbildung 4.31 zu sehen sind.

Bis zu einer Implantationsdosis von $4 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$ können die aufgezeichneten Spektren mit drei verschiedenen Sondenanteilen beschrieben werden, die sich in unterschiedlichen Gitterumgebungen befinden. Die Aufteilung dieser Anteile ist für die unterschiedlich stark implantierten Proben in Abbildung 4.32 zu sehen.

Probe	Phosphordosis [P/cm^2]	max. Konzentration [P/cm^3]
In-P22	$5 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{18}$
In-P23	$1 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
In-P19	$4 \cdot 10^{14}$	$4,6 \cdot 10^{19}$
In-P12	$1 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{20}$

Tabelle 4.19: Zur Untersuchung der inneren Spannung werden verschiedene Phosphordosen in die Proben implantiert. Die resultierenden theoretischen Peakkonzentrationen sind ebenfalls aufgelistet.

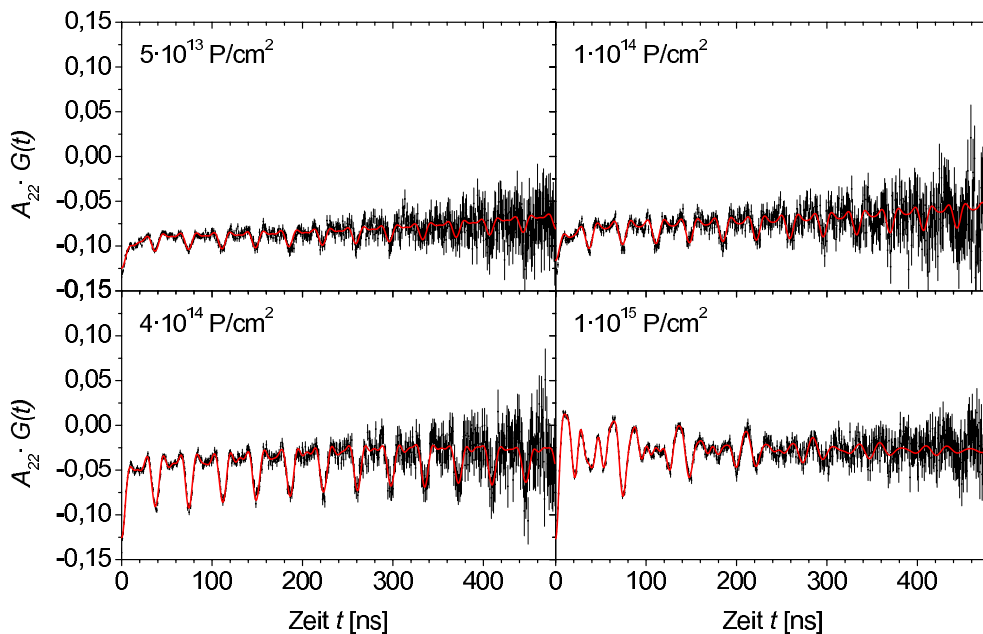


Abbildung 4.31: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor in unterschiedlichen Konzentrationen.

Der in dieser Arbeit relevante Anteil f_0 beschreibt Sondenkerne, die substitutionell im Gitter eingebaut sind und auf Gitterverzerrungen reagieren, die durch den Einbau unterschiedlich großer Atome im Vergleich zum Wirtsatom entstehen. Dieser Anteil nimmt mit zunehmender Phosphordosis ab und ist gekoppelt an eine geringe Wechselwirkungsfrequenz ν_{Q0} von anfangs 0,6 MHz bis 2,4 MHz für eine Dosis von $4 \cdot 10^{14} \text{ P}/\text{cm}^2$. Folglich nimmt die implantationsbedingte Spannung in diesem Bereich mit der Phosphordosis zu. Bei der höchsten Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ P}/\text{cm}^2$ sinkt die Frequenz jedoch auf einen Wert von 0,5 MHz, was auf eine Spannungsrelaxation hindeutet.

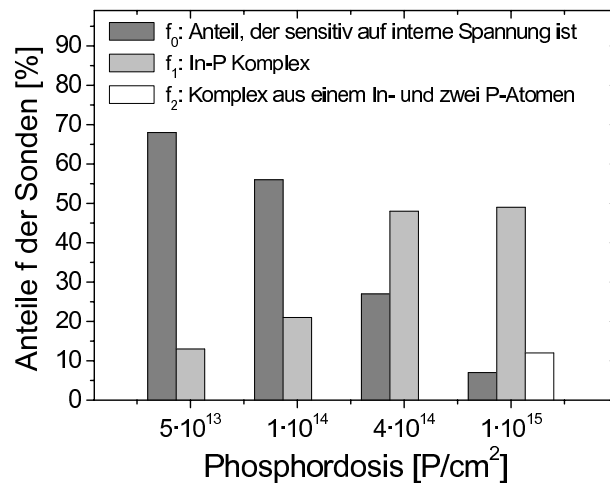


Abbildung 4.32: Die einzelnen Anteile der Sonden in verschiedenen Umgebungen für unterschiedlich hohe Phosphordotierungen in Silizium. Nicht dargestellt ist der polykristalline Anteil.

Ein weiterer Anteil f_1 ist auf substitutionelle Sondenatome zurückzuführen, die aufgrund der Coulombwechselwirkung mit einem benachbarten, substitutionellen Phosphoratom einen Komplex bilden. Dieser In-P Komplex ist ausführlich von Wichert et al. beschrieben worden [WICH89]. Er besitzt $\langle 111 \rangle$ -Symmetrie und ist charakterisiert durch eine gut definierte Frequenz ν_{Q1} von 179 MHz, die in den ersten drei Spektren als schnelle Oszillation sichtbar ist. Die zugehörige Amplitude und damit auch der Sondenanteil f_1 nimmt stetig mit steigender Phosphordosis zu (siehe auch Abb. 4.32). Durch die steigende Pärchenbildung geht natürlich ein beträchtlicher Anteil von f_0 verloren, der Informationen über die Spannungsfelder in der implantierten Region liefern könnte. Ein dritter Anteil wird polykristallin angefügt und beschreibt Sondenkerne in stark gestörter Umgebung.

Für die Probe mit der höchsten Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{15}$ P/cm² ist für die Anpassung der Störfunktion an die Daten noch ein weiterer Anteil f_2 nötig. Dieser gilt für 32% der Sonden und beschreibt einen einheitlichen Defektkomplex aus einem substitutionellen Indiumatom und zwei benachbarten, substitutionellen Phosphoratom [WICH92]. Für diese Defektkonfiguration wird eine Frequenz ν_{Q2} von 194 MHz angepasst. Wie in einem solchen Fall zu erwarten ist der Feldgradient für einen In-P₂ Komplex nicht-axialsymmetrisch ($\eta = 0,65$). Eine axialsymmetrische Anordnung von P-In-P im Siliziumgitter ist aus geometrischen Gründen nicht möglich. Die verwendeten Parameter für diese Messreihe können in Tabelle 4.20 eingesehen werden.

Dosis [P/cm ²]	5·10 ¹³	1·10 ¹⁴	4·10 ¹⁴	1·10 ¹⁵
f_0 [%]	68(1)	56(1)	27(1)	7(1)
ν_{Q0} [MHz]	0,6(2)	0,7(1)	2,4(1)	0,5(1)
δ_0 [%]	52(3)	51(4)	65(4)	43(20)
f_1 [%]	13(1)	21(1)	48(1)	24,5(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0	0,01(4)	0,22(3)	4,0(2)
η_1	0	0	0	0
f_{1b} [%]	-	-	-	24,5(1)
ν_{Q1b} [MHz]	-	-	-	179(1)
δ_{1b} [%]	-	-	-	4,0(2)
η_{1b}	-	-	-	0,74(1)
f_2 [%]	-	-	-	32(1)
ν_{Q2} [MHz]	-	-	-	194(2)
δ_2 [%]	-	-	-	1,62(5)
η_2	-	-	-	0,65(1)
f_p	19(1)	23(1)	25(1)	12(1)
C_{add}	-0,003	-0,004	0,003	-0,002

Tabelle 4.20: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit verschiedenen Phosphordosen zur Untersuchung der inneren Spannung.

Arsen

Nun werden zwei Siliziumproben mit 1·10¹⁴ As/cm² und 4·10¹⁴ As/cm² bei einer Energie von 120 keV implantiert (Tabelle 4.21). Die Implantation der Sondenkerne findet wie üblich bei 160 keV statt. Im Anschluss an eine Kurzzeittemperung werden die PAC-Spektren aufgenommen, die in Abbildung 4.33 dargestellt sind. Die angepassten Parameter sind in Tabelle 4.22 zusammengefasst.

Probe	Arsendosis [As/cm ²]	max. Konzentration [As/cm ³]
In-As28	1·10 ¹⁴	1,3·10 ¹⁹
In-As27	4·10 ¹⁴	5,4·10 ¹⁹

Tabelle 4.21: Zur Untersuchung der inneren Spannung werden zwei verschiedene Arsendosen in die Proben implantiert.

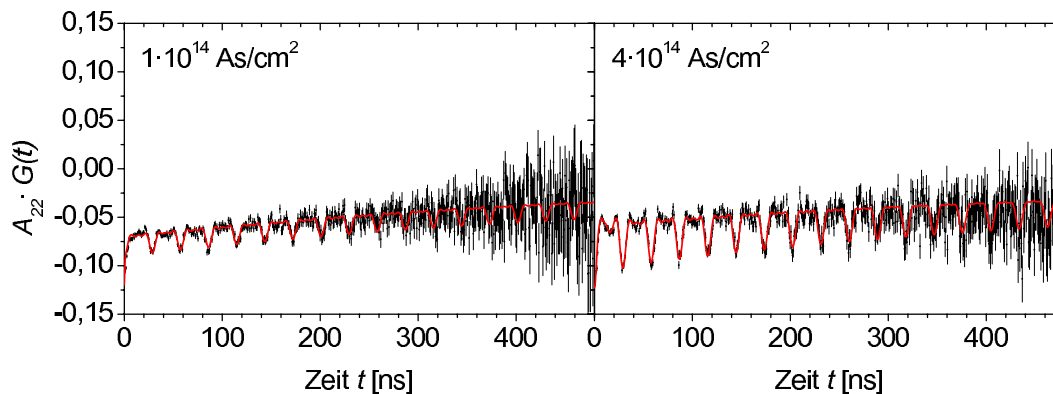


Abbildung 4.33: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Arsen in unterschiedlichen Konzentrationen.

Die aufgezeichneten Spektren können mit drei Sondenanteilen beschrieben werden. Der Anteil f_0 beträgt in der ersten Probe 52% und in der zweiten 44%. Die zugehörige Frequenz ν_{Q0} ist in beiden Fällen 1,1 MHz und deutet auf eine geringe Verspannung durch die Ionenimplantation hin.

Die gut sichtbare schnelle Frequenz in den beiden Spektren wird mit 231 MHz angepasst und ist dem Anteil f_1 zugeordnet, der analog wie bei Phosphor In-As Pärchen beschreibt. Dieser Defektkomplex ist axialsymmetrisch und ebenfalls von Wichert ausführlich charakterisiert worden [WICH86]. In der Probe mit einer Arsendosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ As/cm}^2$ bilden 16% der Indiumsonden einen Komplex mit einem benachbarten Arsenatom, während es bei der Probe mit höherer Arsenkonzentration sogar 37% sind. Dies spiegelt sich auch in der höheren Amplitude im Spektrum rechts wieder. Die Zunahme des Anteils f_1 mit steigender Arsenkonzentration ist schon aus früheren PAC-Messungen von Wichert bekannt. Mittels PAC-Messungen konnten für hoch As-dotiertes Silizium auch In-As₂ Komplexe beobachtet werden, die aus einem In-Atom und zwei benachbarten As-Atomen bestehen. Diesen wird eine Frequenz von 238 MHz zugeordnet, wobei der Asymmetrieparameter wie bei den im vorigen Abschnitt beschriebenen In-P₂ Komplexen ebenfalls 0,65 beträgt [WICH86]. Solche In-As₂ Defektkomplexe tauchen hier aufgrund der geringen As-Konzentration jedoch nicht auf. Die restlichen Sonden (f_p) befinden sich in einer stark gestörten Umgebung, wo sie uneinheitlichen Feldgradienten ausgesetzt sind.

Dosis [As/cm ²]	1·10 ¹⁴	4·10 ¹⁴
f_0 [%]	52(1)	44(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,1(1)	1,1(1)
δ_0 [%]	112(3)	93(2)
f_1 [%]	16(1)	37(1)
ν_{Q1} [MHz]	231(2)	231(2)
δ_1 [%]	0,11(7)	0,36(4)
f_p	32(1)	19(1)
C_{add}	0,001	0,000

Tabelle 4.22: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit verschiedenen Arsendosen zur Untersuchung der inneren Spannung.

Vergleich zwischen verschiedenen Fremdatomen

In diesem Abschnitt werden die inneren Spannungen in Silizium untersucht, die durch die Implantation verschiedener Fremdatome aus der V. und VI. Hauptgruppe verursacht werden. Es konnte schon in mehreren Untersuchungen gezeigt werden, dass durch den Einbau von verschiedenen Donatoratomen Gitterverzerungen im Siliziumkristall hervorgerufen werden [PAJO87, COHE67, ERBI86]. Mit den vorliegenden PAC-Messungen soll nun ein Zusammenhang zwischen implantationsbedingter Spannung und Größe der Fremdatome hergestellt werden.

Isotop	Energie [keV]	kov. Radius [pm]	r_x/r_{Si}
¹¹¹ In (intr.)	160	144	1,23
¹⁴ N	28	70	0,60
³¹ P	60	110	0,94
⁷⁵ As	120	118	1,01
¹²¹ Sb	160	136	1,16
¹³⁰ Te	160	132	1,13

Tabelle 4.23: Verschiedene Fremdatome aus der V. und VI. Hauptgruppe werden mit den angegebenen Energien in die Siliziumproben implantiert, um die implantationsbedingte Spannung als Funktion der Atomgröße zu untersuchen. Rechts ist das Verhältnis der Atomradien von Fremdatom zu Wirtsatom aufgelistet (kov. Radien aus [PAUL60]). Die Dosis beträgt jeweils 1·10¹⁴ at/cm², nur bei der mit Indium implantierten Probe („intrinsisch“) ist die Dosis 7·10¹² In/cm².

Zu diesem Zwecke werden N, P, As, Sb und Te in die Proben implantiert (siehe Tab. 4.23). Die Energie wird so angepasst, dass der Schwerpunkt der Implantationsprofile in ca. 80 nm Tiefe liegt und ein maximaler Überlapp mit den Indiumsonden entsteht. Um auszuschließen, dass ein messbarer Effekt auf die unterschiedlichen Atomgrößen und nicht auf die Fremdatomkonzentration zurückzuführen ist, wird eine Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{14}$ at/cm² für alle Elemente gewählt. Zum Vergleich wird auch die intrinsische Probe herangezogen, wo die Dosis der radioaktiven Sondenkerne $7 \cdot 10^{12}$ In/cm² beträgt.

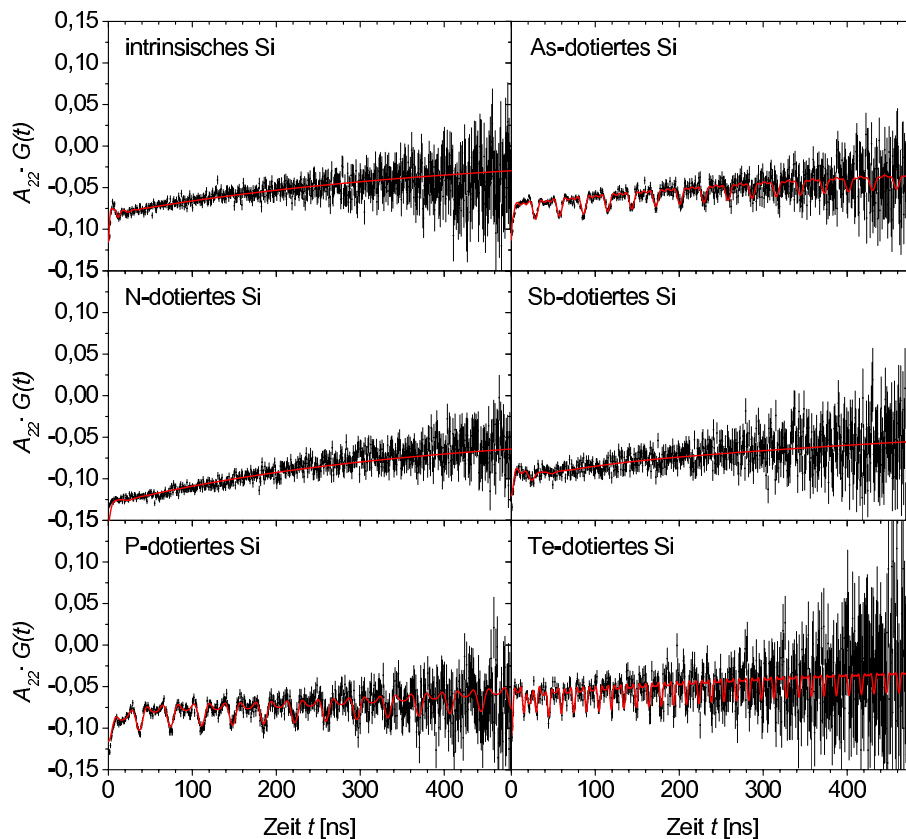


Abbildung 4.34: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit unterschiedlichen Fremdatomen aus der V. und VI. Hauptgruppe (Dosis jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm²).

In Abbildung 4.34 sind die Spektren dargestellt und in Tabelle 4.24 die angepassten Parameter für den Anteil f_0 zusammengefasst. Es ist klar zu erkennen, dass der leichte Anstieg in den Spektren, der die implantationsbedingte Spannung repräsentiert, für die einzelnen Fremdatome unterschiedlich stark ausfällt. So ist die zugehörige Frequenz in der intrinsischen Probe und nach einer Implantation von Stickstoff am größten ($\nu_{Q0} = 1,7$ MHz bzw. 2,0 MHz). Dies ist aufgrund der großen Abweichungen der jeweiligen Atomgrößen im Vergleich zum Siliziumatom auch zu erwarten. Indium besitzt einen größeren kovalenten Radius als Silizium ($r_{\text{In}}/r_{\text{Si}} = 1,23$) und führt somit bei substitutionellem Einbau zu ei-

ner Druckspannung. Stickstoff befindet sich in Silizium auf Zwischengitterplätzen [MITC75] und verursacht dort ebenfalls Druckspannungen, obwohl es wesentlich kleiner ist ($r_N/r_{Si} = 0,60$, vgl. auch Tab. 4.23).

Dotiertyp	In:Si	N:Si	Sb:Si	P:Si	As:Si	Te:Si
f_0 [%]	67(1)	79(1)	79(1)	56(1)	52(1)	42(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	2,0(1)	1,2(1)	0,7(1)	1,1(1)	1,3(1)
δ_0 [%]	80(2)	63(2)	72(3)	51(4)	112(3)	83(7)

Tabelle 4.24: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit verschiedenen Fremdatomen zur Untersuchung der inneren Spannung.

Fremdatome mit vergleichbaren kovalenten Radien wie Phosphor ($r_P/r_{Si} = 0,94$) und Arsen ($r_{As}/r_{Si} = 1,01$) verursachen hingegen kaum Verzerrungen des Gitters in der unmittelbaren Umgebung der Sondenkerne. Dies sieht man in den Spektren an einer vergleichsweise geringen bis nicht vorhandenen Steigung. Dementsprechend fällt die Frequenz ν_{Q0} mit 0,7 MHz bzw. 1,1 MHz gering aus.

Theoretisch würde man nach einer Implantation der großen Atome Antimon und Tellur auch erwarten, dass der Siliziumkristall unter einer Druckspannung steht. In den PAC-Spektren hingegen ist kaum eine Steigung zu erkennen. In diesen Proben scheint also eine Spannungsrelaxation stattgefunden zu haben, deren mögliche Ursachen in Kapitel 6 erläutert werden.

Die schnellen Oszillationen in den Spektren für die Siliziumproben implantiert mit Phosphor, Arsen, Antimon und Tellur spiegeln im übrigen den Anteil f_1 der Sondenkerne wieder, die mit den jeweiligen Fremdatomen Defektkomplexe bilden (siehe Kap. 2.4.3). In Tabelle 4.25 ist eine Übersicht über die Wechselwirkungsfrequenzen ν_{Q1} der einzelnen Indium-Donator-Komplexe zu finden.

Komplex	In-P ₁	In-As ₁	In-Sb ₁	In-Te ₁
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	231(2)	271(3)	446(4)

Tabelle 4.25: Quadrupolfrequenzen ν_{Q1} für verschiedene Indium-Donator-Komplexe.

4.4.2 Ausheilprogramm

Phosphor

Zur Analyse des durch eine Phosphorimplantation verursachten Schadens im Kristallgitter und dessen Ausheilverhalten wird ein isochrones Ausheilprogramm durchgeführt. Zu diesem Zweck wird eine Siliziumprobe mit einer Phosphordosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$ bei 60 keV implantiert. Danach wird die Probe mit einem proximity cap für jeweils 600 s unter N_2 -Fluss ($75 \text{ l}\cdot\text{h}^{-1}$) von $400\text{--}1100^\circ\text{C}$ in 100°C -Schritten erhitzt. Zwischen den einzelnen Ausheilschritten werden die PAC-Spektren aufgenommen. Dabei wird die Probe jeweils ungebogen vermessen und entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Achse gebogen. Zur Erzeugung einer Zugspannung wird die Probe in den Halter mit einem Krümmungsradius von 50 mm eingespannt, so dass eine relative Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ in der Implantationsfläche resultiert. Man erhält die PAC-Spektren in Abbildung 4.35. Die verwendeten Parameter für die Anpassung sind im Anhang B.4 zu finden.

Nach einer Temperung bei 400°C befinden sich alle Sonden in einer gestörten Umgebung. In den PAC-Spektren der linken Spalte erkennt man, dass die Strahlenschäden bei höheren Ausheilschritten kontinuierlich ausgeheilt werden. Das Siliziumgitter rekristallisiert und die Sondenkerne werden nach und nach substitutionell eingebaut, bis sich ein Großteil (83%) nach dem Ausheilschritt bei 1100°C in einer komplett ungestörten und defektfreien Umgebung befindet.

In Abbildung 4.36 links sind die einzelnen Sondenanteile für die ungebogene Probe dargestellt, die für die Anpassung der Störfunktion an die Daten benötigt werden. Auch hier ist zu erkennen, dass der Anteil substitutioneller Sonden in defektfreier Umgebung f_0 mit steigender Ausheiltemperatur zunimmt. Gleichzeitig nimmt der Anteil f_p ab, der sich auf nicht definierten Gitterplätzen befindet und uneinheitlichen Feldgradienten ausgesetzt ist. Dieser Anteil beträgt nach einer Temperung bei 1100°C noch 17%.

Ab einer Ausheiltemperatur von 600°C muss noch ein dritter Anteil angepasst werden. Dieser beschreibt substitutionelle Sondenkerne, die aufgrund der Coulombwechselwirkung mit einem benachbarten substitutionellen Phosphoratom einen Defektkomplex bilden. Diese In-P Paare werden mit einer Frequenz von 179 MHz charakterisiert und sind in den Spektren deutlich als schnelle Frequenz zu erkennen. Ihr Anteil erreicht nach dem Tempern bei 700°C mit 23% sein Maximum und nimmt ab 800°C wieder ab. Bei einer thermischen Behandlung über 1000°C verschwindet dieser Anteil vollständig. Eine Diskussion über die thermische Stabilität dieser In-P Komplexe ist z.B. in [WICH89] zu finden.

Vergleicht man in Abbildung 4.35 die Spektren der ungebogenen Probe (linke Spalte) mit denjenigen, bei denen die Probe einer uniaxialen Zugspannung ausgesetzt wurde (rechte Spalte), dann ist bis zu einer Ausheiltemperatur von 900°C

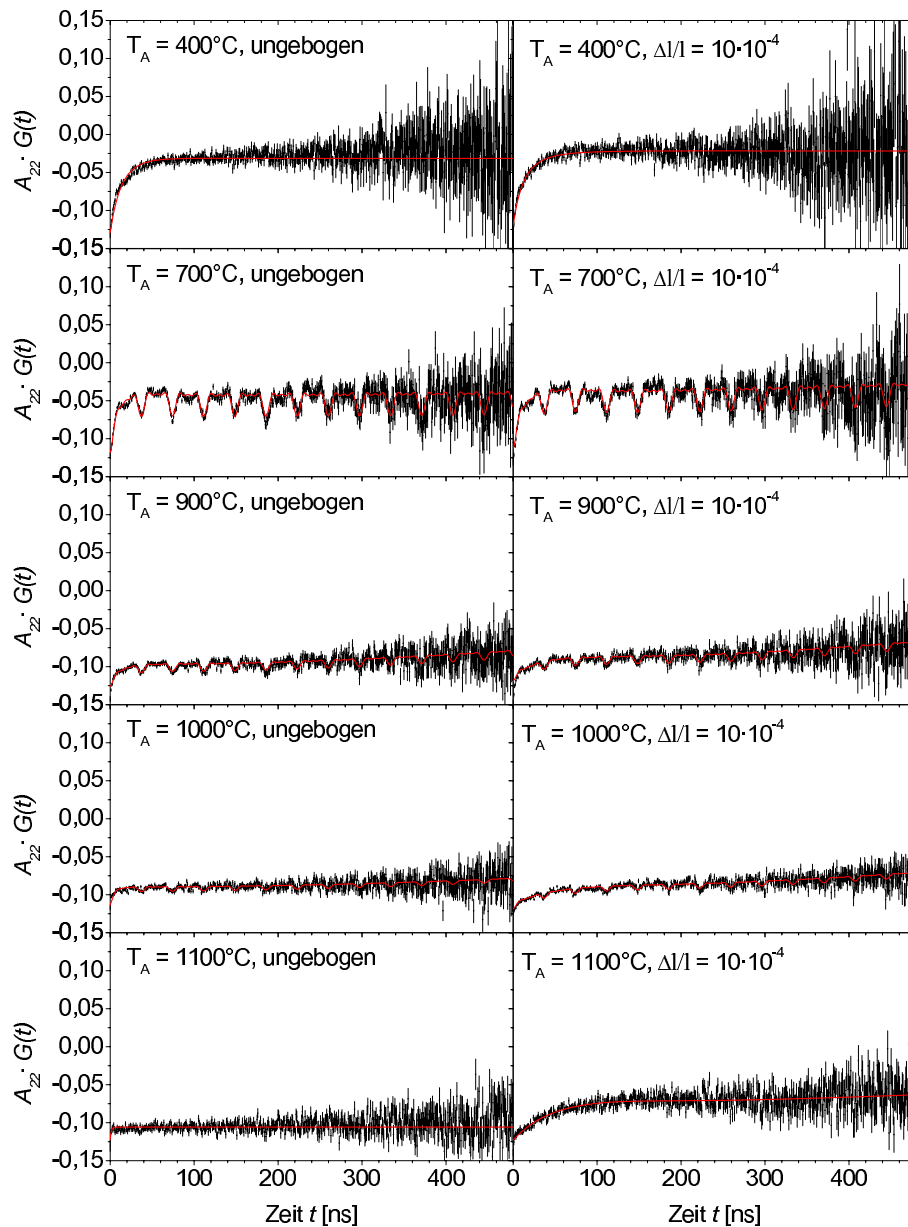


Abbildung 4.35: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Links wurde die Probe ungebogen vermessen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung gebogen, so dass eine relative Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ in der Oberfläche induziert wird. Die Graphen zum gesamten Ausheilprogramm befinden sich im Anhang A.2.

kein Unterschied zu erkennen. Daraus kann man schließen, dass eine äußere Spannung keinen Einfluss auf die elektrischen Feldgradienten hat, die in der lokalen Sondenumgebung auftreten. Insbesondere ist kein spannungsinduzierter EFG zu erkennen. Erst ab dem Tempern bei 1000°C sieht man in den ersten 50 ns im

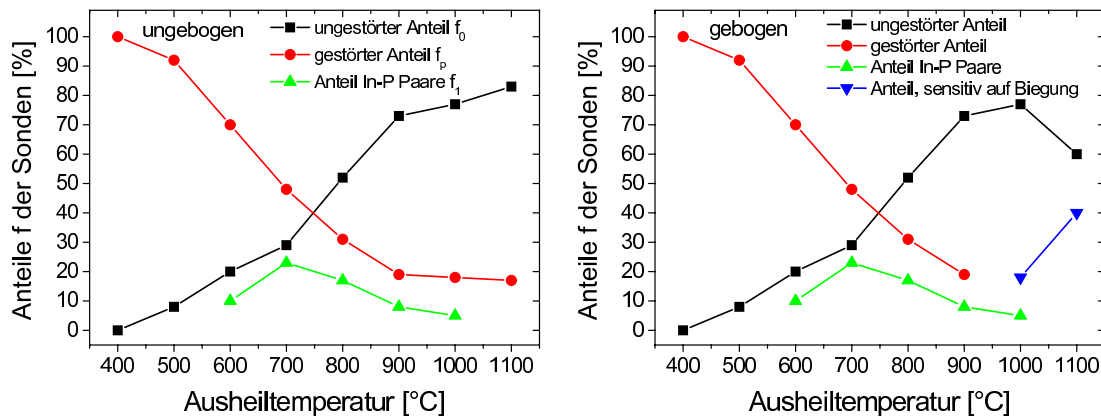


Abbildung 4.36: Verschiedene Anteile der Sonden für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$) nach verschiedenen Ausheiltemperaturen. Links sind die Fitergebnisse für die ungebogene Probe dargestellt, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Achse gebogen.

Spektrum einen Unterschied zwischen ungebogener und gebogener Probe. Bei 1100°C wird dieser Unterschied noch deutlicher, man könnte dies als Biegefrequenz deuten. Diese beträgt $14,9 \text{ MHz}$ und ist sehr stark gedämpft.

Dennoch unterscheiden sich die Spektren der gebogenen P-implantierten Probe signifikant von denjenigen der intrinsischen Probe. Obwohl das Gitter offensichtlich gut in der unmittelbaren Umgebung der Sonden rekristallisiert und defektfrei ist, scheint eine extern angelegte Zugspannung nicht bis an die Sonden vorzudringen. Es ist denkbar, dass entferntere Defekte zu einer Spannungsrelaxation führen. Dies soll in Kapitel 6 diskutiert werden.

4.4.3 Externe Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$

Stickstoff

In diesem Kapitel soll der Einfluss von Stickstoff auf einen spannungsinduzierten Feldgradienten untersucht werden, der durch eine externe, uniaxiale Zugspannung erzeugt wird. Dazu wird Stickstoff mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ N/cm}^2$ bei 28 keV in eine Probe implantiert. Nach dem Ausheilen der Strahlenschäden wird die Probe zunächst ungebogen vermessen. Anschließend wird die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse unterschiedlich stark gebogen. Man erhält die PAC-Spektren in Abbildung 4.37, die angepassten Parameter sind in Tabelle 4.26 zu finden.

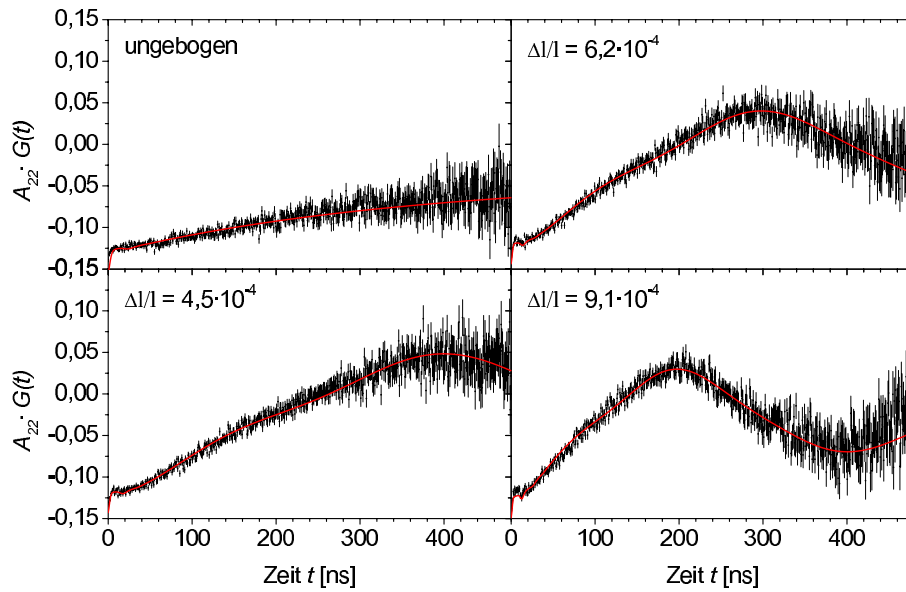


Abbildung 4.37: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Stickstoff (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ N/cm}^2$). Oben links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen. Anschließend wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass die angegebenen relativen Dehnungen in der Probenoberfläche induziert wurden.

Die Spektren unterscheiden sich nicht wesentlich von denen für intrinsisches Silizium. Für die Anpassung der Störfunktion an die Daten werden zwei Anteile von Sondenkernen verwendet. Der erste Anteil f_0 beträgt in dieser Probe 79% und reagiert auf umliegende Spannungsfelder, die durch das Biegen der Probe entstehen. Die spannungsinduzierte Wechselwirkungsfrequenz ν_{Q0} nimmt wie erwartet etwa linear mit der Gitterverzerrung zu (siehe Abb. 4.38). Im direkten Vergleich mit den Messwerten von intrinsischem Silizium liegen die Frequenzen jedoch nach einer Implantation mit Stickstoff systematisch etwas niedriger.

Der zweite Anteil f_0^* beschreibt substitutionell eingebaute Indiumsonden, die offenbar nicht auf eine äußere Verformung des Siliziumkristalls reagieren. Im ungebogenen Zustand beträgt die zugehörige Frequenz 0,6 MHz. Diese ist komplett ungedämpft. Wenn man die Probe biegt, so dass eine relative Dehnung von $4,5 \cdot 10^{-4}$ erzeugt wird, steigt die Frequenz nur unwesentlich auf 1,1 MHz an. Bei einer weiteren Erhöhung der Dehnung bleibt sie innerhalb der Fehler konstant. Es scheint so, als ob die betreffenden Sonden nur die innere Verspannung des Siliziumgitters aufgrund der Ionenimplantation verspüren. Auf eine globale, äußere Biegung des Kristalls sind sie nicht sensitiv. Demzufolge kann man auf eine Relaxation der Verspannung in der lokalen Umgebung dieses Sondenanteils schließen.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1
f_0 [%]	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)
ν_{Q0} [MHz]	2,0(1)	8,0(1)	10,6(1)	13,2(1)	15,8(1)
δ_0 [%]	63(2)	11,5(5)	13,3(4)	13,0(4)	12,1(1)
η_0	0,00	0,05(1)	0,12(1)	0,17(1)	0,19(1)
f_0^* [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	0,6(2)	1,1(1)	1,0(1)	1,1(1)	1,3(1)
δ_0^* [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
C_{add}	-0,005	0,001	-0,002	0,005	0,007

Tabelle 4.26: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Stickstoff ($1 \cdot 10^{14} \text{ N/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

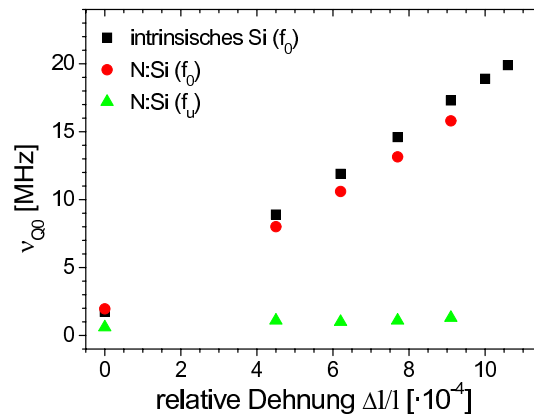


Abbildung 4.38: Verlauf der Frequenzen der beiden Sondenumgebungen in Silizium implantiert mit Stickstoff (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ N/cm}^2$). Der Anteil f_0 reagiert sensitiv auf eine äußere Verspannung, die Frequenz steigt hier linear an. Ein weiterer Anteil f_0^* hingegen wird nicht durch eine Biegung des Kristalles beeinflusst, die Frequenz bleibt bei ca. 1,1 MHz konstant und resultiert wahrscheinlich durch implantationsbedingte Verspannungen im Siliziumgitter. Zum Vergleich sind die Messwerte von intrinsischem Silizium hinzugefügt.

Phosphor

Nun soll der Einfluss von Phosphor auf das elastische Verhalten von Silizium untersucht werden. Zu diesem Zweck wird in eine Probe zusätzlich zu den Indiumsonden noch Phosphor mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$ bei 60 keV implantiert. Nach dem Ausheilen der Implantationsschäden bei 900°C für 120 s wird die Probe unterschiedlich starken Zugspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse ausgesetzt. In Abbildung 4.39 links ist das PAC-Spektrum der ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe in den Probenhalter mit dem größten Krümmungs-

radius von 47 mm eingespannt, so dass eine relative Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ in der implantierten Schicht erzeugt wird.

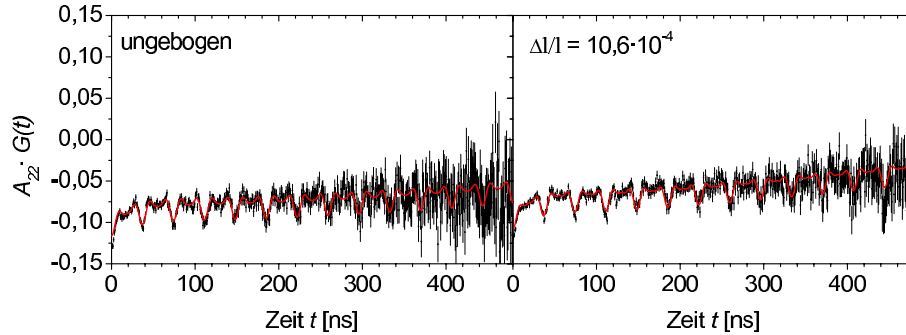


Abbildung 4.39: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium dotiert mit Phosphor (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$). Links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen.

Auf den ersten Blick ist kein Unterschied zwischen den beiden Spektren zu erkennen. Bei einer Durchbiegung der Probe wird entgegen den Erwartungen keine Frequenz induziert. Die Anpassung der Störfunktion an die Daten liefert für einen ungestörten Sondenanteil f_0 von 56% eine Wechselwirkungsfrequenz von 0,7 MHz in der ungebogenen Probe. Diese Frequenz steigt nur geringfügig auf 1,3 MHz für die stärkste hier verwendete Dehnung des Kristalles ($10,6 \cdot 10^{-4}$) an (siehe Abb. 4.40). Für intrinsisches Silizium hingegen erhält man bei dieser Gitterverzerung (entspricht für intrinsisches Silizium einer Zugspannung von 180 MPa) einen Wert von 19,9 MHz. Das bedeutet, dass nach einer Implantation mit Phosphor die Verspannung in der lokalen Sondenumgebung aus bisher noch unbekanntem Gründen relaxiert.

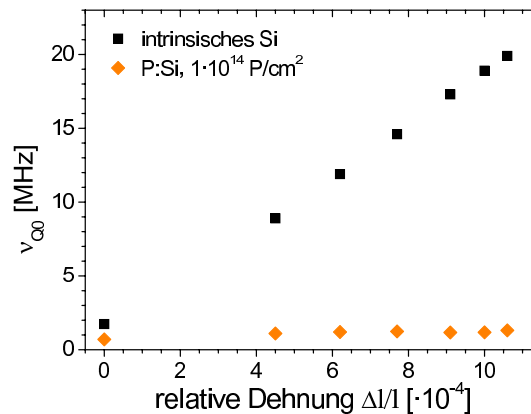


Abbildung 4.40: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$) als Funktion der über Biegespannung induzierten Gitterverformung entlang $\langle 110 \rangle$. Im Gegensatz zu intrinsischem Silizium tritt hier keine spannungsinduzierte Frequenz auf.

Für die Anpassung sind noch zwei weitere Anteile nötig. In dieser Probe haben 21% der Sonden Phosphoratome eingefangen und bilden mit ihnen stabile Komplexe. Die ihnen zugeordnete Frequenz ν_{Q1} beträgt 179 MHz, ist nahezu unge-dämpft und in den Spektren gut sichtbar. Aus früheren Messungen von Tessema ist bekannt, dass solche Indium-Donator Komplexe von einer externen Zugspannung nicht beeinflusst werden, was man der unveränderlichen Frequenz entnehmen kann [TESSE03].

Die restlichen Sonden bilden einen polykristallinen Anteil f_p und befinden sich auf nicht definierten Gitterplätzen. Die angepassten Parameter sind in Tabelle 4.27 zusammengefasst.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)
ν_{Q0} [MHz]	0,7(1)	1,1(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,3(1)
δ_0 [%]	51(4)	51(2)	48(2)	43(2)	47(2)	47(2)	44(2)
f_1 [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,01(4)	0,17(7)	0,11(8)	0,04(7)	0,2(1)	0,01(4)	0,04(4)
f_p [%]	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)
C_{add}	-0,004	-0,002	0,004	0,003	-0,006	-0,002	0,005

Tabelle 4.27: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor ($1 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Arsen

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung einer Arsenimplantation auf spannungs-induzierte Feldgradienten studiert, die durch eine externe, uniaxiale Zugspannung hervorgerufen werden. Die Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ As/cm}^2$ wird dabei mit 120 keV in eine Siliziumprobe eingebracht. Nach einer Kurzzeittemperung wird die Probe zunächst ungebogen vermessen. Danach wird sie unterschiedlich stark entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Richtung gebogen. Die Spektren für die Probe im ungebogenen und am stärksten gebogenen Zustand ($\Delta l/l = 10 \cdot 10^{-4}$) sind in Abbildung 4.41 dargestellt.

Genau wie bei Phosphor ist auch hier kein Unterschied zwischen den Spektren der ungebogenen und gebogenen Probe zu sehen. Es werden für die Anpassung der Störfunktion an die Daten wieder drei Anteile für die verschiedenen Sonden-umgebungen verwendet.

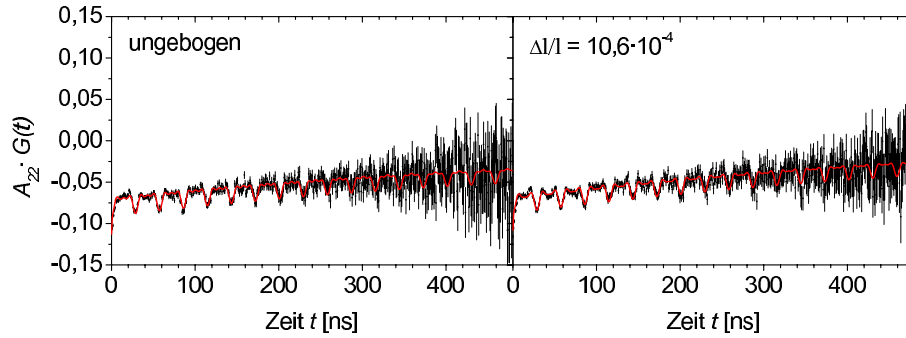


Abbildung 4.41: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium dotiert mit Arsen (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ As/cm}^2$). Links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen.

Der für diese Arbeit relevante Anteil f_0 gilt für 52% der Sonden, die nach der Temperung substitutionell eingebaut werden und sich in einer nahezu defektfreien Umgebung befinden. Die zugehörige Frequenz von 1,1 MHz im ungebogenen Zustand der Probe deutet auf eine Verspannung hin, die durch die Ionenimplantation hervorgerufen wird. Auch bei der stärksten hier verwendeten Zugspannung steigt sie kaum merklich auf 1,4 MHz an (vgl. Abb. 4.42). Eine zusätzliche Frequenz wie bei intrinsischem Silizium wird jedoch durch die Biegung der Probe nicht induziert. Folglich ist nach einer Arsen-Implantation die Struktur des Siliziums derart verändert, dass die Verspannung an den Indiumsonden relaxiert.

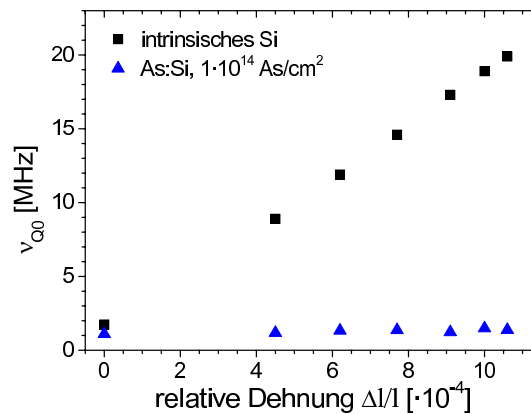


Abbildung 4.42: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Arsen (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ As/cm}^2$). Durch die Biegespannungen resultiert im Gegensatz zu intrinsischem Silizium keine spannungsinduzierte Frequenz.

Der zweite Anteil f_1 beträgt 16% und beschreibt Defektkomplexe aus einem substitutionellen Indiumatom und einem benachbarten Arsenatom, welche aufgrund einer Coulombwechselwirkung gebildet werden. Diese In-As Pärchen werden durch eine gut definierte Frequenz von 231 MHz charakterisiert, welche auch

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,1(1)	1,2(1)	1,3(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,5(1)	1,4(1)
δ_0 [%]	112(3)	108(5)	110(5)	100(2)	118(3)	110(4)	110(2)
f_1 [%]	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)
ν_{Q1} [MHz]	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)
δ_1 [%]	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)
f_p [%]	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)
C_{add}	0,001	-0,009	0,006	-0,007	-0,002	0,001	0,004

Tabelle 4.28: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Arsen ($1 \cdot 10^{14}$ As/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

bei angelegter Zugspannung unverändert bleibt. Der dritte Anteil ($f_p = 32\%$) beschreibt Sonden in stark gestörter Umgebung. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.28 zu finden.

Antimon

Das gleiche Messprogramm wird an einer mit Antimon implantierten Siliziumprobe durchgeführt. Die Implantationsdosis beträgt auch hier $1 \cdot 10^{14}$ Sb/cm 2 . Sowohl Antimon als auch die radioaktiven Indiumsonden werden mit 160 keV implantiert, um einen maximalen Überlapp der beiden Profile zu erreichen. Nach dem Ausheilen der Implantationsschäden wird die Probe unterschiedlichen, uniaxialen Zugspannungen entlang $\langle 110 \rangle$ ausgesetzt. Zwei der erhaltenen PAC-Spektren sind in Abbildung 4.43 zu finden, die verwendeten Parameter zur Beschreibung der Störfunktion sind in Tabelle 4.29 aufgelistet.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,2(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,1(1)	1,2(1)
δ_0 [%]	72(3)	74(2)	76(3)	73(2)	76(2)	76(1)	77(2)
f_1 [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q1} [MHz]	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)
δ_1 [%]	10(2)	12(3)	15(5)	11(2)	16(4)	15(4)	13(3)
C_{add}	0,005	-0,004	0,005	-0,002	0,005	0,008	0,003

Tabelle 4.29: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Antimon ($1 \cdot 10^{14}$ Sb/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

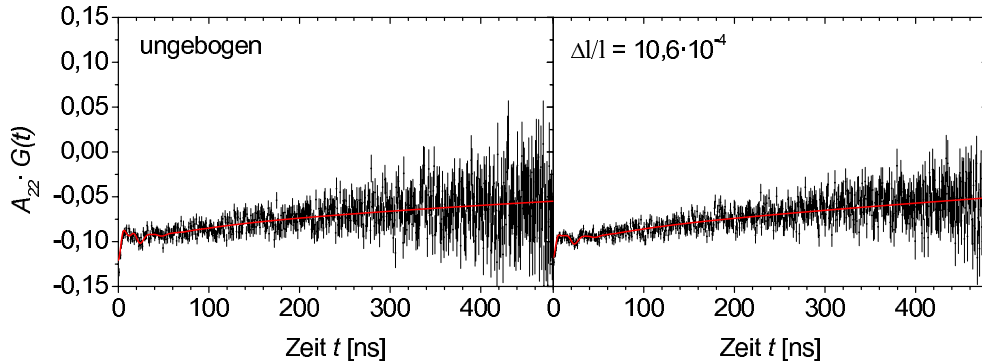


Abbildung 4.43: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium dotiert mit Antimon (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ Sb/cm}^2$). Links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass eine relative Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ resultiert.

Die aufgezeichneten Spektren lassen sich mit nur zwei Anteilen von Sonden in verschiedenen Gitterumgebungen beschreiben. Der Anteil f_0 macht in dieser Probe 79% aus. Jedoch reagieren auch diese Sonden nicht auf externe Zugspannungen. So scheint die durch die Biegung erzeugte Gitterverzerrung lokal in der unmittelbaren Umgebung der Sonden zu relaxieren, so dass kein spannungsinduzierter Feldgradient auftritt. Die Frequenz ν_{Q0} bleibt innerhalb der Fehlergrenzen konstant bei ca. 1,3 MHz (siehe Abb. 4.44), weshalb die PAC-Spektren der ungebogenen und gebogenen Probe nahezu identisch aussehen.

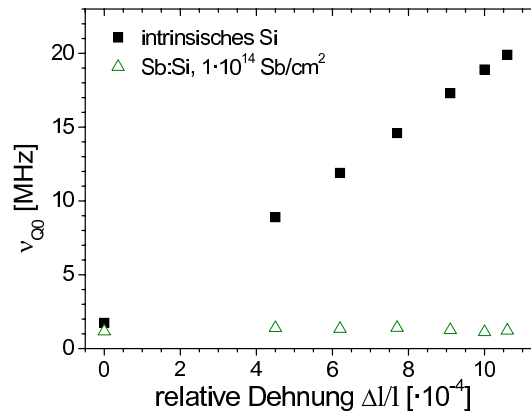


Abbildung 4.44: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Antimon (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ Sb/cm}^2$) in Abhängigkeit der durch Biegung resultierenden Gitterdehnung. Trotz Verzerrung des Kristalls wird im Gegensatz zu der intrinsischen Probe nach einer Antimon-Implantation keine Frequenz induziert.

Ein weiterer Anteil f_1 der Sonden beschreibt In-Sb Pärchen, welche von 21% der Sonden gebildet werden. Die dafür typische Wechselwirkungsfrequenz von 271 MHz [WICH89] ist relativ stark gedämpft (δ im Mittel 13%). Dies deutet

darauf hin, dass die Wechselwirkung nicht einheitlich ist und sich einige Defekte in der Umgebung befinden. So ist die Frequenz auch nur in den ersten 50 ns im Spektrum zu erkennen.

Tellur

Zuletzt soll der Einfluss des Gruppe-VI Elements Tellur auf den spannungsinduzierten Feldgradienten untersucht werden. Die Implantation von Tellur wird mit 160 keV durchgeführt, die Implantationsdosis beträgt dabei wie bei den vorherigen Proben $1 \cdot 10^{14} \text{ Te/cm}^2$. In Abbildung 4.45 sind die PAC-Spektren der ungebogenen und entlang $\langle 110 \rangle$ gebogenen Probe dargestellt.

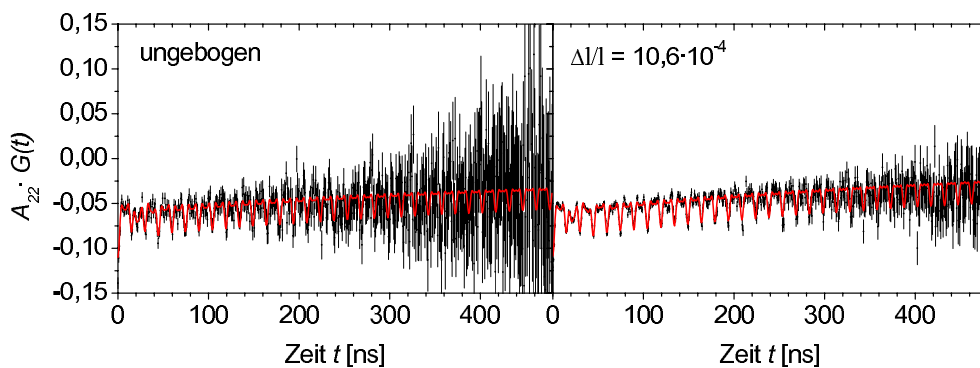


Abbildung 4.45: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium dotiert mit Tellur (Dosis $1 \cdot 10^{14} \text{ Te/cm}^2$). Links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass eine uniaxiale Zugspannung erzeugt wird.

Wie auch bei allen mit Gruppe-V Elementen implantierten Siliziumproben wird hier nach einer Tellur-Implantation ebenfalls kein EFG durch das Biegen des Kristalls erzeugt. So weisen die beiden PAC-Spektren untereinander keine Unterschiede auf.

Die Anpassung an die Daten setzt sich aus drei verschiedenen Sondenanteilen zusammen. Der substitutionelle Anteil f_0 der Sonden, der nur von Siliziumatomen umgeben ist, beträgt 42%. Bei der ungebogenen Probe wird eine Frequenz ν_{Q0} von 1,3 MHz angepasst. Wenn die Probe gebogen wird, variiert diese Frequenz geringfügig und steigt bis auf 2,0 MHz an, jedoch ohne erkennbare, systematische Abhängigkeit von der Verformung des Gitters (siehe Abb. 4.46).

In dieser Probe bilden 23% der Indiumsonden einen Defektkomplex mit einem Telluratom, welcher in den Spektren sehr gut zu erkennen ist und durch eine Frequenz ν_{Q1} von 446 MHz angepasst wird. Aus Orientierungsmessungen von Tessema ergibt sich eine $\langle 100 \rangle$ -Symmetrie des EFGs, was darauf hindeutet, dass das betreffende Telluratom nicht substitutionell eingebaut ist [TESSE03]. Deshalb

wurde aufgrund des großen Atomradius von Tellur ein oktaedrischer Zwischen-
gitterplatz in nächster Nachbarschaft angenommen, da dieser den meisten Zwi-
schenraum im Siliziumkristall bietet. Dies würde auch mit der Orientierung des
EFG übereinstimmen. Der Rest Sonden von 35% befindet sich auf undefinierten
Gitterplätzen in einer stark gestörten Umgebung. Die verwendeten Fitparameter
sind in Tabelle 4.30 zusammengefasst.

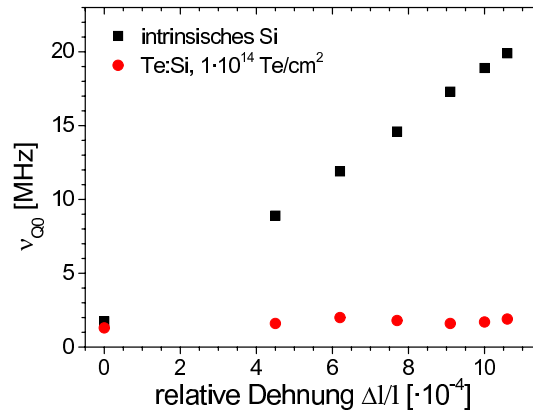


Abbildung 4.46: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Tellur (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ Te/cm²). Im Gegensatz zu der intrinsischen Siliziumprobe wird hier kein EFG an den Sondenkernen durch das Biegen der Probe erzeugt.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	42(2)	42(2)	42(1)	42(1)	42(4)	42(1)	42(2)
ν_{Q0} [MHz]	1,3(1)	1,6(1)	2,0(1)	1,8(1)	1,6(1)	1,7(1)	1,9(1)
δ_0 [%]	83(7)	82(3)	79(2)	80(4)	82(3)	80(2)	79(2)
f_1 [%]	23(2)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,05(6)	0,01(1)	0,04(4)	0,01(1)	0,09(3)	0,04(3)	0,03(2)
f_p [%]	35(1)	35(1)	35(2)	35(2)	35(3)	35(1)	35(3)
C_{add}	0,000	0,003	0,000	0,001	0,005	0,001	0,000

Tabelle 4.30: Anpassung der Störfunktion für ¹¹¹In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14}$ Te/cm²) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Erzeugung eines rechteckähnlichen Phosphor-Implantationsprofils

Bisher waren alle verwendeten Implantationsprofile gaußförmig. Dies hatte zur Folge, dass im Messbereich der Indiumsonden die Verteilung der zusätzlich implantierten Fremdatome nicht gleichmäßig war, sondern mit der Tiefe variierte. Eine höhere Homogenität der Fremdatomkonzentration erreicht man z.B. durch die Implantation eines Rechteckprofils. Dieses ergibt sich aus einem Überlappen von z.B. drei normalen gaußförmigen Implantationsprofilen. Das entstehende „Rechteckprofil“ ist insgesamt breiter und die Implantation somit über den zu untersuchenden Bereich homogener.

Für die Implantation eines Rechteckprofils muss man sowohl die Einschussenergien als auch die zugehörigen Implantationsdosen anpassen. Eine Simulation mit dem Programm SRIM 2008 [BIER80, ZIEG85] zeigt, dass man durch folgende Implantationsparameter ein relativ gutes Ergebnis erzielt:

Implantationsparameter		Simulationsergebnisse	
Implantationsenergie	Dosis [P/cm ²]	Reichweite [nm]	Straggle [nm]
30 keV	$5,0 \cdot 10^{13}$	44,4	19,1
60 keV	$1,5 \cdot 10^{14}$	84,4	33,1
100 keV	$1,5 \cdot 10^{14}$	135,7	48,2

Tabelle 4.31: Implantationsenergien und -dosen sowie die zugehörigen Simulationsergebnisse von SRIM zur Erzeugung eines Rechteckprofils für Phosphor in Silizium.

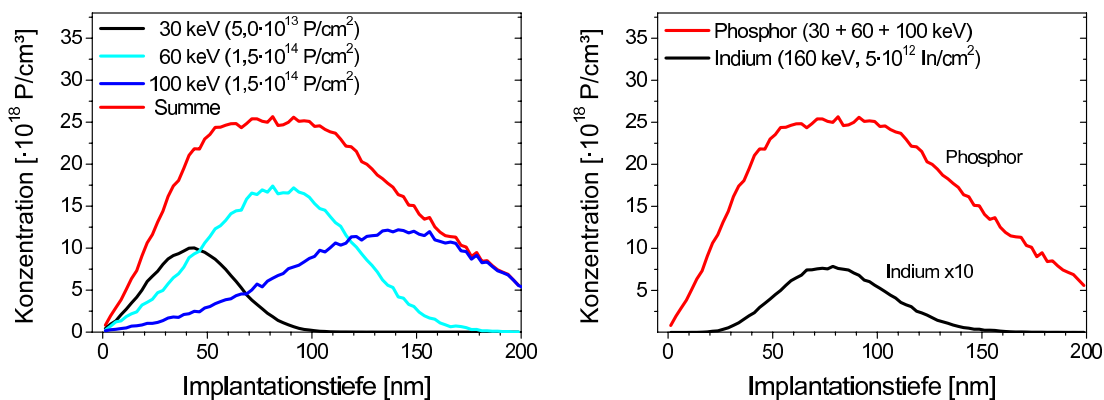


Abbildung 4.47: SRIM-Simulation des Rechteckprofils für Phosphor. Um ein Rechteckprofil zu erhalten, wird Phosphor mit 30 keV (Dosis $5,0 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$), 60 keV und 100 keV (jeweils $1,5 \cdot 10^{14} \text{ P/cm}^2$) in Silizium implantiert (links). Zusätzlich wird Indium mit einer Energie von 160 keV (Dosis $5,0 \cdot 10^{12} \text{ In/cm}^2$) implantiert (rechts). Durch die größere Breite des Rechteckprofils ergibt sich eine insgesamt homogenere Phosphorverteilung im Messgebiet der Sonden.

Das resultierende Rechteckprofil ist in Abbildung 4.47 zu sehen. Zwar zieht sich die oberflächennahe Flanke über 50 nm hin und die hintere Flanke über einen noch größeren Bereich; die Phosphorkonzentration ist jedoch im Messbereich der Indiumsonden durch das breite Plateau von ca. 60 nm insgesamt homogener geworden (Abb. 4.47 rechts). Im Vergleich dazu weist ein einzelnes Phosphor-Gaußprofil für eine Energie von 60 keV eine Plateaubreite von nur ca. 25 nm auf.

Im Anschluss an die Ionenimplantationen werden die Strahlenschäden bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss ausgeheilt. Die Probe wird danach unterschiedlichen uniaxialen Zugspannungen entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse ausgesetzt. Die PAC-Spektren der ungebogenen und mit einer relativen Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ gebogenen Probe sind in Abbildung 4.48 dargestellt.

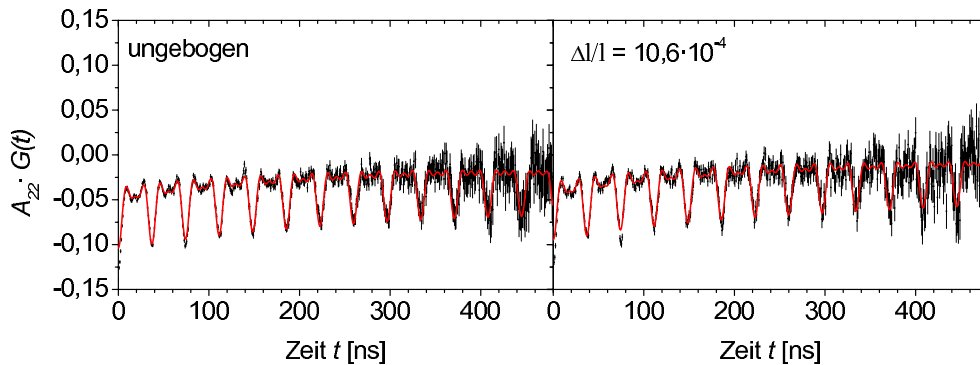


Abbildung 4.48: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit einem Phosphor-Rechteckprofil. Links ist das Spektrum einer ungebogenen Probe zu sehen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallrichtung gebogen.

Aus den Spektren kann man entnehmen, dass auch bei einer höheren Homogenität der Phosphorkonzentration keine Frequenz durch das Biegen der Probe hervorgerufen wird. Der substitutionelle, defektfreie Sondenanteil f_0 beträgt 31%. Die ihm zugeordnete Frequenz ν_{Q0} beträgt bei der ungebogenen Probe 1,6 MHz und weist auf eine innere Verspannung durch die Indiumsonden hin. Wie in Abbildung 4.49 gezeigt ist bei dieser Frequenz keine Abhängigkeit von der Gitterverzerrung erkennbar. Sie steigt bei einer relativen Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ nur unwesentlich auf 2,0 MHz an.

Der überwiegende Anteil von 46% beschreibt Sonden, die einen Komplex mit einem benachbarten Phosphoratom bilden. Dies ist auf den insgesamt sehr hohen Phosphoranteil in dieser Probe zurückzuführen. Die für diese Messreihe verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.32 zusammengefasst.

Abschließend lässt sich sagen, dass die Reaktion eines mit Phosphor-dotierten Siliziumgitters auf eine externe Zugspannung unabhängig davon ist, ob das Phosphor-Implantationsprofil gaußförmig oder rechteckig ist.

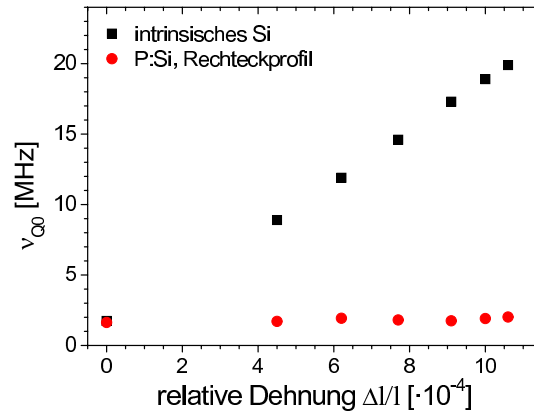


Abbildung 4.49: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit einem Phosphor-Rechteckprofil. Auch durch die homogenere Phosphorverteilung aufgrund des Rechteckprofils im Vergleich zu einem Gaußprofil lässt sich keine spannungsinduzierte Frequenz erzeugen.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	31(2)	31(1)	31(2)	31(2)	31(1)	31(2)	31(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,6(1)	1,7(1)	1,9(1)	1,8(1)	1,8(1)	1,9(1)	2,0(1)
δ_0 [%]	146(4)	151(5)	158(3)	150(4)	151(4)	151(3)	153(5)
f_1 [%]	46(2)	46(1)	46(2)	46(1)	46(1)	46(2)	46(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,01(1)	0,04(3)	0,23(2)	0,03(2)	0,03(3)	0,06(3)	0,05(3)
f_p [%]	23(2)	23(1)	23(2)	23(2)	23(1)	23(1)	23(1)
C_{add}	0,000	0,005	0,001	0,005	0,006	0,002	0,006

Tabelle 4.32: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit einem Phosphor-Rechteckprofil für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

Diskussion und Vergleich mit früheren Messungen

Die Messungen in diesem Kapitel haben gezeigt, dass die Reaktion eines Siliziumgitters auf eine externe, uniaxiale Zugspannung für einen undotierten Kristall und nach einer Implantation mit Stickstoff die gleiche ist. Durch die Verformung der kubischen Ladungssymmetrie wird jeweils eine Wechselwirkungsfrequenz bzw. ein elektrischer Feldgradient induziert, der mit steigender Zugspannung zunimmt. Jedoch gibt es bei der mit Stickstoff implantierten Probe auch einen nicht zu vernachlässigenden Sondenanteil von 21%, der überhaupt nicht auf eine Biegung der Probe reagiert.

Die erhaltenen Messergebnisse zeigen auch, dass die Struktur des Siliziumgitters durch die Implantation bestimmter Fremdatome aus der V. und VI. Hauptgruppe derart verändert wird, dass der Kristall im Bereich der Messsonden anders auf eine externe Zugspannung reagiert als intrinsisches Silizium. So tritt nach einer Implantation mit Phosphor, Arsen, Antimon und Tellur kein spannungsinduzierter Feldgradient auf, wie man ihn bei einer Verformung des Kristalls aufgrund der Abweichung von der kubischen Symmetrie erwarten würde (siehe Abb. 4.50 links).

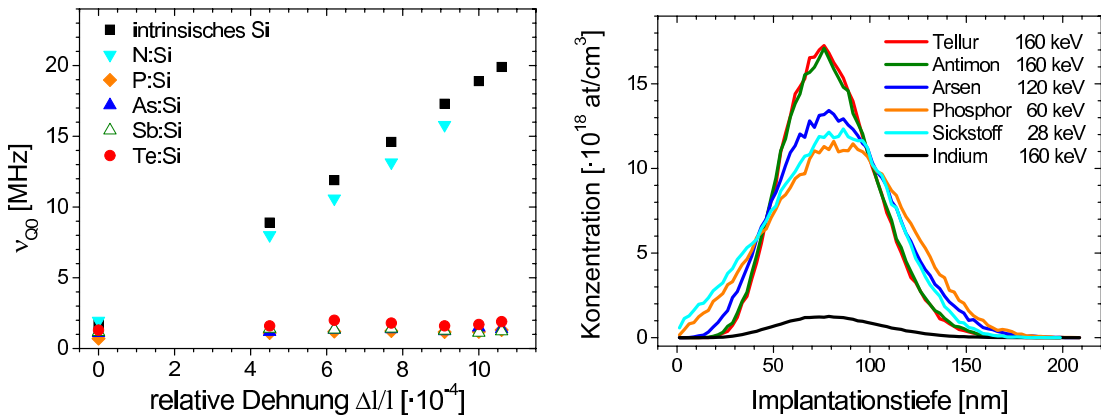


Abbildung 4.50: Links: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} für Silizium implantiert mit den angegebenen Fremdatomen, wobei die Dosis jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm² beträgt. Rechts sind die mit SRIM simulierte Implantationsprofile der einzelnen Fremdatome für die hier verwendeten Einschussenergien abgebildet.

Diese Ergebnisse stehen im Widerspruch zu früheren PAC-Messungen von Tessema [TESSE03]. Übereinstimmend ist nur, dass auch dort nach einer Phosphorimplantation kein spannungsinduzierter EFG gemessen werden konnte. Im Falle einer Implantation von Tellur, Arsen und Antimon in Silizium traten jedoch Frequenzen auf, die eindeutig durch eine extern angelegte Spannung hervorgerufen wurden. In allen drei Fällen waren die Wechselwirkungsfrequenzen zwar geringer als diejenigen in intrinsischem Silizium, es bestand allerdings auch hier ein mehr oder weniger linearer Zusammenhang mit der Gitterverzerrung (vgl. Abb. 4.51 links). Die Resultate jener Arbeit erwecken den Anschein, als ob die Art des Donators für die Größe des spannungsinduzierten Feldgradienten verantwortlich wäre.

Da dort das Hauptinteresse dem Einfluss einer Zugspannung auf Indium-Donator-Komplexe galt, wollte er einen möglichst hohen Anteil dieser Komplexe erhalten. Dies konnte durch einen maximalen Überlapp der Implantationsprofile von den Sondenkernen und den Donatoren erreicht werden. Eine erneute Analyse der Implantationsparameter ergibt allerdings, dass sich die Profile keineswegs in allen Fällen maximal überlappen (siehe Abb. 4.51 rechts). Dies war nur für die Siliziumproben implantiert mit Phosphor und Arsen der Fall. Das Implantationsprofil

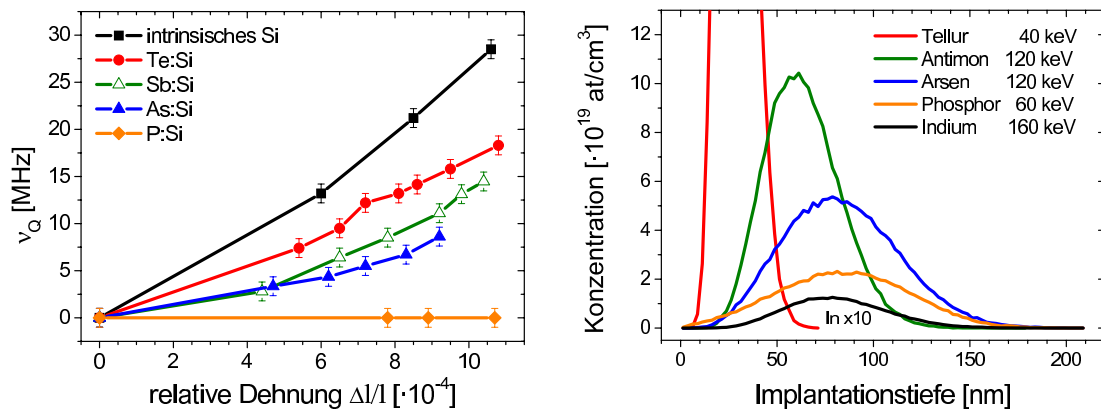


Abbildung 4.51: Links: Verlauf der Frequenz ν_{Q0} für diverse Fremdatome implantiert in Silizium in Abhängigkeit der Gitterdehnung in früheren Messungen von Tessema [TESSE03]. Fraglich ist, ob die Unterschiede von der Art des Donators abhängen, wie dort interpretiert, oder ob eher eine Verschiebung der Fremdatomprofile relativ zu dem Indiumprofil dafür verantwortlich ist (rechts). Je weiter weg sich die Sonden vom koinplantierten Bereich befinden, desto mehr nähern sich die spannungsinduzierten Frequenzen denen von intrinsischem Silizium an.

von Tellur befindet sich jedoch viel näher an der Probenoberfläche, während die Indiumatome in tieferen Schichten des Kristalls zur Ruhe kommen. Dies hat zur Folge, dass sich ein Großteil der Sondenkerne gar nicht im Tellur-implantierten Bereich befindet, sondern im intrinsischen Silizium. Bei einer erneuten Betrachtung der Messergebnisse könnte man zu dem Schluss kommen, dass die spannungsinduzierten Frequenzen sich umso mehr denjenigen vom intrinsischen Silizium annähern, je weniger die Implantationsprofile der Sonden und Donatoren sich überlappen. Dann befinden sich nämlich auch umso mehr Sondenkerne im nicht implantierten Bereich und geben Auskunft über die dort vorherrschenden elektrischen Feldgradienten.

Weiterhin bleibt unklar, warum für Arsen-implantiertes Silizium in früheren Messungen von Tessema [TESSE03] ein spannungsinduzierter EFG gemessen wurde und in der vorliegenden Arbeit nicht, obwohl die gleichen Implantationsenergien verwendet wurden. Dies soll an späterer Stelle diskutiert werden.

Bei den bisher vorgestellten Messungen wurden die Implantationsparameter so aufeinander abgestimmt, dass es zu einem maximalen Überlapp zwischen den Sondenkernen und den zusätzlich implantierten Fremdatomen kam (siehe Abb. 4.50 rechts). So war es möglich Spannungsfelder zu untersuchen, die sich im implantierten Bereich befinden und dadurch auch von den Fremdatomen beeinflusst werden können. Sind alle Indiumsonden im Implantationsgebiet der Fremdatome eingebaut, werden keine spannungsinduzierten Feldgradienten beobachtet.

Ziel des folgenden Kapitels ist es nun herauszufinden, ob die Größe des spannungsinduzierten Feldgradienten tatsächlich wie von Tessema vorgeschlagen von der Art der Donatoren abhängt oder aber von einer Verschiebung der Implantationstiefe von den Sonden und Fremdatomen relativ zueinander.

4.4.4 Verschiedene Implantationsbereiche

Die Diskrepanz bei der Erzeugung eines spannungsinduzierten Feldgradienten zwischen früheren und den vorliegenden Messergebnissen geben Anlass, Messungen durchzuführen, bei denen unterschiedliche Bereiche implantiert werden, in denen sich die Indium- und Co-Implantation der Fremdatome nicht überlappen. So befinden sich die Indiumsonden zwar teilweise in intrinsischem Silizium, aber es kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Einfluss der Fremdatome auch außerhalb des Implantationsbereiches spürbar ist.

Um diesen Aspekt genauer zu untersuchen, gibt es zwei Möglichkeiten: Einmal kann man mittels diverser Masken unterschiedliche Bereiche der Probenfläche implantieren. Zum anderen kann man wie bei Tessema [TESSE03] die Sondenkerne und die diversen Fremdatome unterschiedlich tief in den Kristall implantieren, indem die Einschussenergie variiert wird. Für beide Methoden sollen im folgenden Messungen vorgestellt werden.

Implantation verschiedener Flächenbereiche

Für diese Messreihe werden unterschiedliche Bereiche der Probenfläche implantiert. Bei allen hier verwendeten Proben werden die radioaktiven Indiumisotope zunächst wie üblich mittig auf eine Fläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ implantiert. Anschließend findet die Phosphorimplantation statt, wobei die Implantationsflächen mithilfe diverser Masken auf unterschiedlich große Bereiche eingeschränkt werden (siehe Abbildung 4.52). So entstehen sowohl „intrinsische“ Bereiche (hellgrün), in denen sich nur Sondenkerne aufhalten, als auch koimplantierte Bereiche von Indium und Phosphor (dunkelgrün).

Bei einer Probe beträgt die Implantationsfläche von Phosphor nur 50% derjenigen von Indium (Abb. 4.52 b), bei einer weiteren Probe ca. 67% (Abb. 4.52 c). Diese beiden Proben unterscheiden sich nicht nur in der Größe des koimplantierten Bereiches auf der Probenfläche, sondern sie besitzen auch verschieden große Grenzflächen. So beträgt die Grenzfläche zwischen intrinsischem und koimplantiertem Bereich bei der erstgenannten Probe 7 mm, bei der zweiten ist sie jedoch doppelt so groß. Außerdem wird einerseits die in dieser Arbeit bereits diskutierte intrinsische Probe als Vergleich herangezogen (Abb. 4.52 a), aber auch die Siliziumprobe aus Kapitel 4.4.3, bei der Phosphor uneingeschränkt auf der gesamten Implantationsfläche von Indium implantiert wurde (Abb. 4.52 d).

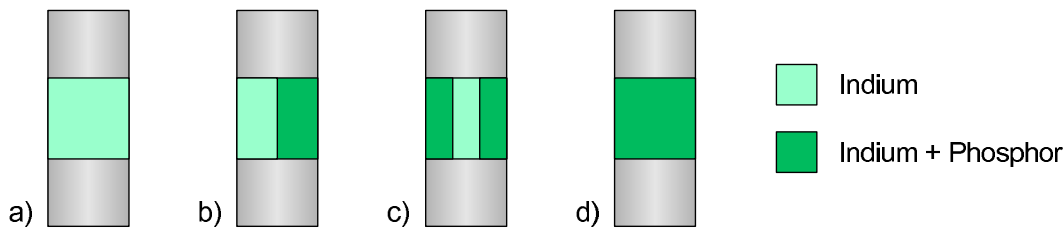


Abbildung 4.52: Implantation verschiedener Bereiche der Probenfläche. Bei der intrinsischen Probe wird mittig eine Fläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ mit der Indiumsonde ^{111}In implantiert (a). In drei weitere Proben wird zusätzlich zu den Indiumsonden Phosphor implantiert, wobei die implantierte Fläche 50% (b), 67% (c) und 100% (d) der Implantationsfläche von Indium beträgt.

Die Proben werden zuerst ungebogen vermessen, anschließend werden sie entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse gebogen, so dass in der Probenoberfläche unterschiedliche Dehnungen induziert werden. Ausgewählte Spektren werden in Abbildung 4.53 gezeigt, die angepassten Parameter befinden sich im Anhang B.5.

Zunächst fällt auf, dass in Proben mit intrinsischen Bereichen, wo die Phosphorimplantation ausgespart wurde, eine Frequenz ν_{Q0} induziert wird, die mit zunehmender Gitterverzerrung ansteigt. An der zugehörigen Amplitude sieht man, dass der Anteil f_0 der Sonden, die sensitiv auf eine Verformung des Kristalls reagieren, korreliert ist mit der Größe des intrinsischen Bereiches.

Bei der intrinsischen Probe beträgt dieser Anteil leider nur 67%, da sich hier an einigen Indiumsonden ein Defekt angelagert hat (siehe Kapitel 4.1). Bei der Probe, die nur auf der einen Hälfte mit Phosphor implantiert wurde (intrinsischer Flächenanteil 50%), reagieren auch nur 50% der Sonden auf die Biegung des Kristalls. Schließlich wird für die Probe mit ca. $1/3$ Flächenaussparung der Phosphorimplantation ein Anteil f_0 von 36% gemessen. Wenn die gesamte Fläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ in der Probenmitte sowohl mit den Sonden als auch mit Phosphor implantiert wird, so wird in den PAC-Spektren gar keine Biegefrequenz beobachtet. Der Zusammenhang zwischen dem Anteil f_0 der Sonden, die sensitiv auf eine Verformung des Siliziumkristalls reagieren, und dem Flächenanteil von intrinsischem Silizium ist in Abbildung 4.54 links verdeutlicht.

Man sieht eindeutig, dass nur die Sonden aus dem intrinsischen Bereich, d.h. wo die Phosphorimplantation ausgespart wurde, auf die Biegung reagieren. Umgekehrt sind die Sondenkerne im Phosphor-implantierten Bereich nicht sensitiv auf eine externe Zugspannung bzw. die dadurch resultierenden Verspannungen relaxieren durch bisher unbekannte Prozesse in der unmittelbaren Umgebung der Sondenkerne.

Vergleicht man die auftretenden spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} für die einzelnen Proben untereinander, so stellt man fest, dass sie in den beiden Proben

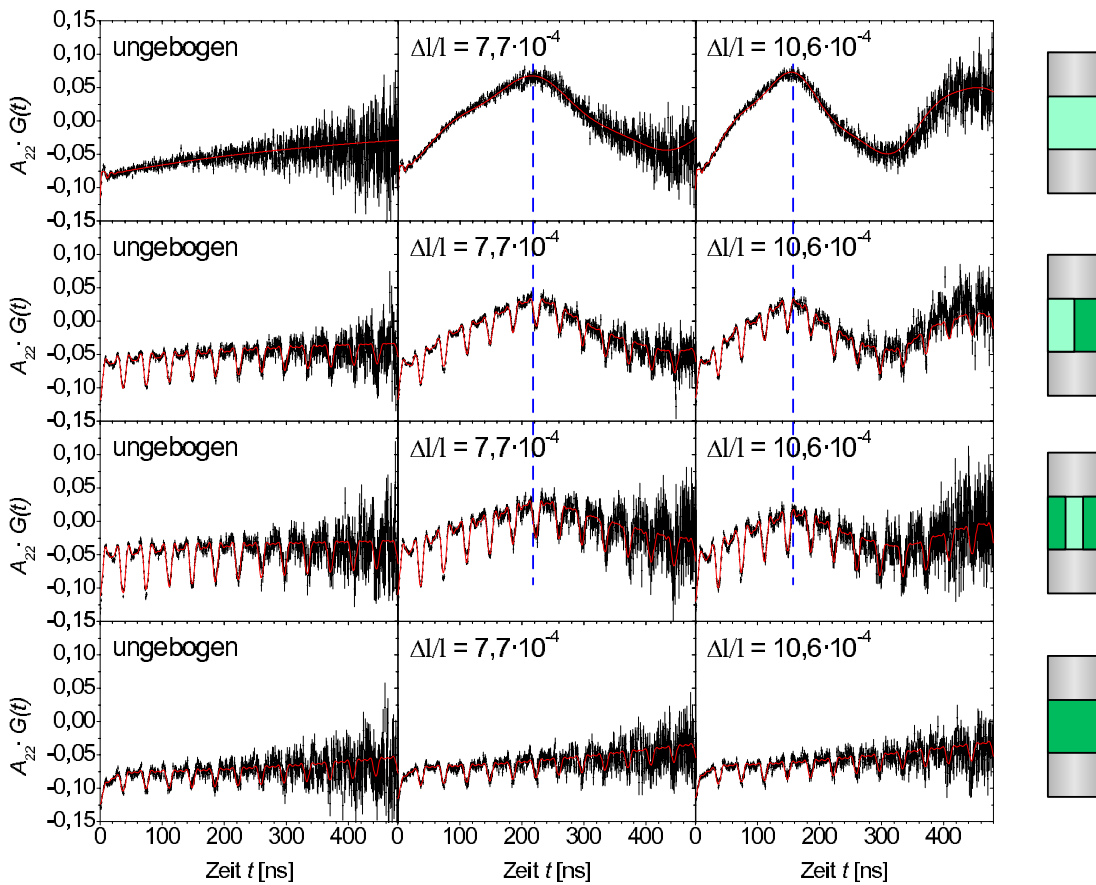


Abbildung 4.53: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor auf verschiedenen Bereichen der Probenfläche (siehe rechts; hellgrün: In, dunkelgrün: In+P). Für die Proben mit intrinsischen Bereichen werden spannungsinduzierte Frequenzen beobachtet. Die zugehörige Amplitude ist dabei korreliert mit der Größe des intrinsischen Bereiches ohne Phosphor. Die gestrichelte Linie soll andeuten, dass die Frequenzen – sofern vorhanden – in allen Proben für eine gegebene Gitterdeformation gleich sind.

mit teilweise intrinsischem Flächenanteil nahezu den gleichen Wert haben wie für intrinsisches Silizium (siehe Abb. 4.54 rechts). Dies würde man auch theoretisch erwarten, wenn nur die Sonden aus dem intrinsischen Bereich auf die Biegung reagieren. Demzufolge hat das Implantieren von unterschiedlichen Bereichen auf der Probenfläche keinen Einfluss auf die Größe des spannungsinduzierten EFGs. Auch scheint die Größe der Grenzfläche zwischen intrinsischem und koimplantiertem Bereich keine Rolle zu spielen. So sind die Gitterfehlpassungen aufgrund der Phosphoratome und die daraus resultierenden Verspannungen an den Grenzflächen zum nicht-implantierten Bereich nicht messbar. Sie gehen wohl nicht in den intrinsischen Bereich über bzw. sind gegenüber der externen Zugspannung vernachlässigbar.

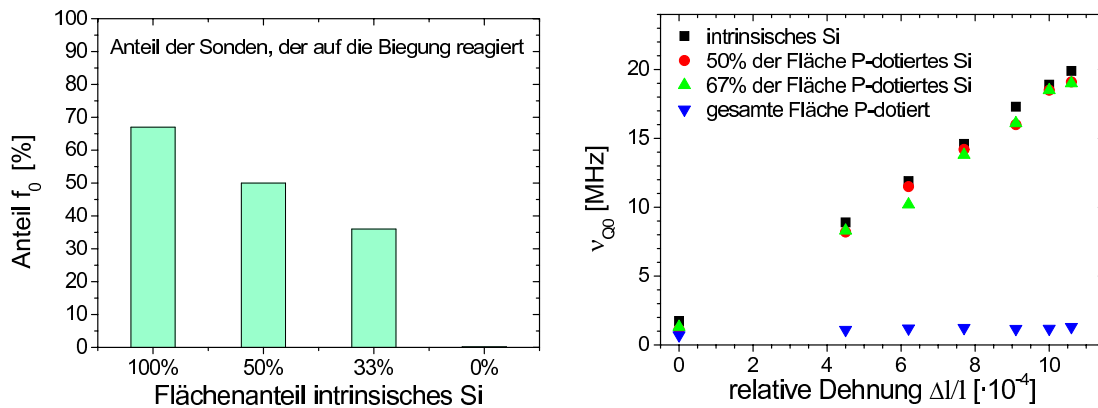


Abbildung 4.54: Links: Nur die Sonden aus dem intrinsischen Bereich in Silizium (d.h. nicht mit Phosphor implantiert) reagieren auf eine extern angelegte Zugspannung. Rechts ist der Verlauf der Biegefrequenz als Funktion der durch die Biegung induzierten Dehnung zu sehen, wobei unterschiedliche Flächenbereiche mit Phosphor implantiert sind. Wenn eine spannungsinduzierte Frequenz gemessen wird, ist sie fast so groß wie in intrinsischem Silizium. Überlappen die Implantationsflächen von Indium und Phosphor vollständig, so tritt keine Frequenz auf.

Unterschiedliche Tiefen der Implantationsprofile

Die Messungen aus dem vorigen Kapitel haben gezeigt, dass nur dann ein spannungsinduzierter Feldgradient durch die Verformung des Siliziumgitters erzeugt wird, wenn es einen Teil der Indiumsonden gibt, der sich außerhalb des koinplantierten Bereiches befindet. Nun sollen die radioaktiven Indiumatome und Fremdatome aus der V. und VI. Hauptgruppe unterschiedlich tief in den Kristall implantiert werden, so dass der Überlapp beider Implantationsprofile variiert. So entstehen Bereiche, in denen sich die Indiumsonden bei einigen Proben näher zur Oberfläche befinden als die jeweiligen Fremdatome, bei anderen Proben werden sie allerdings tiefer in den Kristall geschossen. Ziel ist es, unterschiedliche Messumgebungen der Sonden zu realisieren, sodass die Reichweite des Einflusses der Fremdatome P, As, Sb und Te auf das elastische Verhalten von Silizium untersucht werden kann.

Phosphor

Es werden zwei Siliziumproben mit den radioaktiven Indiumsonden und Phosphoratomen mit verschiedenen Einschussenergien und Dosen derart implantiert, dass die beiden Atomsorten in unterschiedlichen Tiefen zur Ruhe kommen. Die verwendeten Implantationsparameter sind in Tabelle 4.33 aufgelistet. Mit dem Programm SRIM [BIER80, ZIEG85] werden die daraus resultierenden Implantationsprofile simuliert und in Abbildung 4.55 dargestellt. Für die Probe In-P23 erhält man demnach einen maximalen Überlapp beider Implantationsprofile, wäh-

rend sich die Indiumsonden in Probe In-P33 näher an der Probenoberfläche befinden als Phosphor.

Probe	Implantationsenergie		Dosis [at/cm ²]		Reichweite [nm]	
	Indium	Phosphor	Indium	Phosphor	Indium	Phosphor
In-P23	160 keV	60 keV	$5,8 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	81,7	84,4
In-P33	80 keV	160 keV	$1,9 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	47,1	210,2

Tabelle 4.33: Bei den beiden hier gemessenen Proben werden die Implantationsenergien und Dosen von Indium und Phosphor in Silizium so angepasst, dass sich die resultierenden Profile in der Tiefe unterschiedlich stark überlappen.

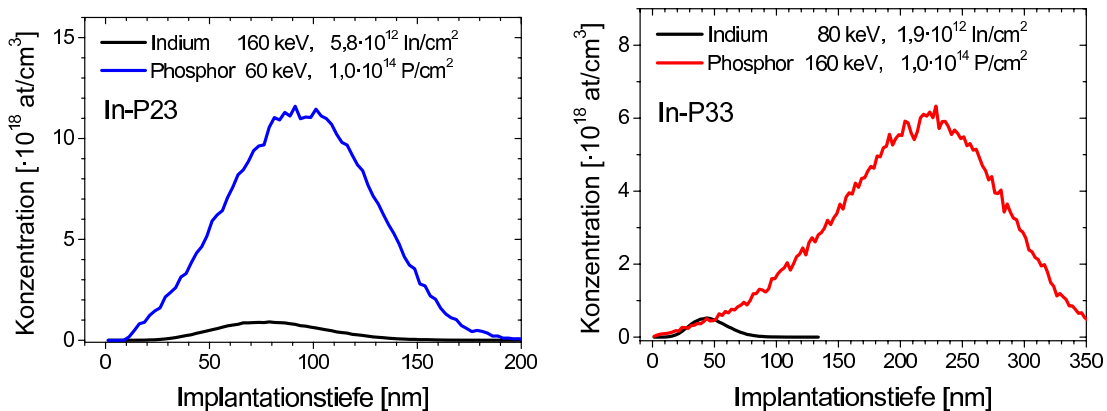


Abbildung 4.55: Die mittels SRIM simulierten Implantationsprofile für Indium und Phosphor in Silizium für die angegebenen Energien und Dosen. Bei Probe In-P23 überlagern sich die Profile maximal (links), während sich in Probe In-P33 die Indiumkerne näher an der Probenoberfläche befinden (rechts).

Ausgewählte PAC-Spektren dieser Messreihe sind in Abbildung 4.56 zu sehen. Zum Vergleich werden ebenfalls die Spektren der intrinsischen Probe hinzugefügt (ganz oben). Man sieht, dass nur dann eine spannungsinduzierte Frequenz beobachtet wird, wenn sich einige Sonden im nicht-implantierten Bereich befinden wie es bei der Probe In-P33 mit unterschiedlichen Implantationsbereichen in der Tiefe der Fall ist (Spektren in der mittleren Reihe). Bei vollständigem Überlapp der Implantationsprofile von Indium und Phosphor wird kein EFG durch eine Biegung des Kristalls erzeugt (Abb. 4.56 unten).

Während in der intrinsischen Siliziumprobe 67% der Sondenkerne auf eine Deformation des Gitters reagieren, sind es bei der Probe In-P33 mit unterschiedlichen Implantationstiefen von Indium und Phosphor nur 35% (Anteil f_0). Wenn man die zugehörigen Implantationsprofile dieser Probe in Abbildung 4.55 rechts genauer betrachtet, so fällt auf, dass über die gesamte Tiefe kein Bereich vorliegt,

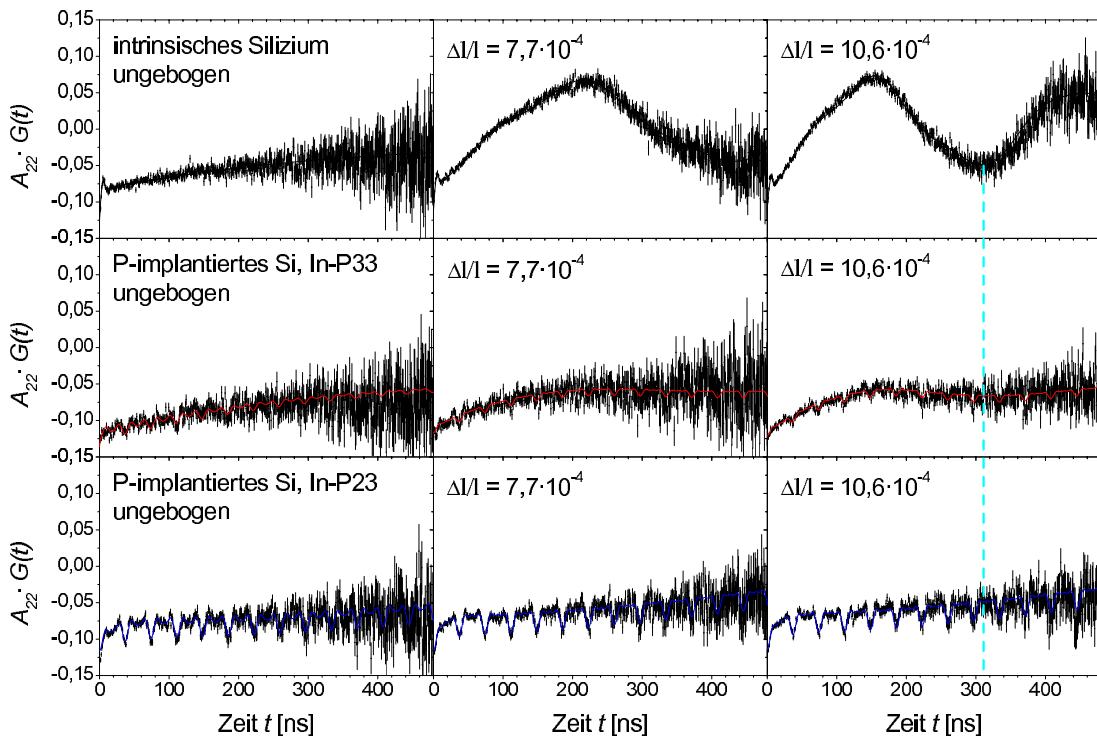


Abbildung 4.56: PAC-Spektren für ^{111}In in intrinsischem Silizium (oben), darunter Phosphor-implantiertes Silizium für verschiedene uniaxiale Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$. Bei den Spektren in der Mitte wurden die Phosphoratome tiefer ins Silizium implantiert als die radioaktiven Sonden, bei den Spektren unten befindet sich der Schwerpunkt der Implantationsprofile beider Atomsorten in gleicher Tiefe. Die gestrichelte Linie soll die Veränderung der Biegefrequenz verdeutlichen.

in dem nur Indiumatome im Gitter eingebaut sind. D.h. laut Simulation müssten sich alle Sonden im Phosphor-implantierten Bereich befinden. Die Messergebnisse schließen jedoch einen vollständigen Überlapp aus. Es ist möglich, dass die Phosphoratome durch Gitterführungseffekte bei der Implantation viel tiefer in den Kristall eingedrungen sind. Die simulierten Profile müssen also nicht unbedingt mit der Realität übereinstimmen. Somit kann es durchaus sein, dass die beiden Profile weniger überlappen, als es laut Simulation den Anschein hat. Für diese Annahme spricht außerdem, dass nur 7% (f_1) der Sondenatome einen Komplex mit einem benachbarten P-Atom bilden, belegt durch die geringe Amplitude der schnellen Frequenz in den mittleren Spektren. Nach Referenzmessungen (Probe In-P23) müsste dieser Anteil bei vollständigem Überlapp mit rund $f_1 = 21\%$ höher sein (siehe Abb. 4.56 untere Spektren).

In Abbildung 4.57 sind die spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} der einzelnen Proben als Funktion der relativen Dehnung aufgetragen. Bei der Probe In-P33 mit partiellem Überlapp der Implantationsbereiche sind die Frequenzen systematisch

niedriger als bei intrinsischem Silizium, zeigen aber auch eine lineare Abhängigkeit von der mechanischen Belastung der Probe. So wird für die höchste hier verwendete Dehnung nur eine Frequenz von 16,6 MHz gemessen, während sie bei intrinsischem Silizium 19,9 MHz beträgt. Für die Sonden im an die Phosphor-implantierte Region angrenzenden intrinsischen Bereich ergeben sich demnach geringere Feldgradienten als in einer komplett intrinsischen Probe. Dies ist ein Hinweis darauf, dass dort geringere Spannungsfelder vorherrschen, was auf eine Spannungsrelaxation zurückzuführen ist, die in Verbindung mit der Phosphorimplantation steht. Über die Ursachen für diese partielle Spannungsrelaxation kann mittels PAC-Messungen keine Information gewonnen werden. Jedoch kann man schlussfolgern, dass sich der Einfluss der Phosphoratome auf das elastische Verhalten auch bis in Regionen erstreckt, in denen kein Phosphor vorhanden ist.

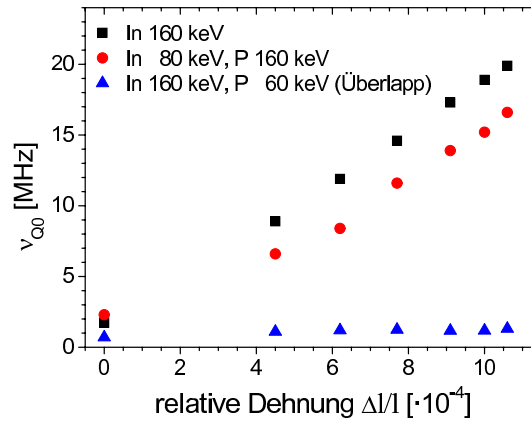


Abbildung 4.57: Variation der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Phosphor in Abhängigkeit einer Dehnung des Gitters. Befindet sich ein Teil der Sonden in einem Bereich, der nicht mit Phosphor implantiert ist, so wird im Vergleich zu intrinsischem Silizium eine etwas geringere spannungsinduzierte Frequenz gemessen. Bei vollständigem Überlapp beider Profile wird keine Frequenz beobachtet, wenn die Probe gebogen wird.

Bei der Anpassung der Störfunktion wird noch ein weiterer Sondenanteil benötigt, der sich offenbar nicht durch eine mechanische Spannung beeinflussen lässt. Dieser Anteil f_0^* beträgt in der Probe In-P23 mit vollständigem Überlapp der Implantationsbereiche von Indium und Phosphor 56%. Diesem Anteil kann eine Frequenz von 0,7 MHz für eine relative Dehnung von $4,5 \cdot 10^{-4}$ zugeordnet werden. Bei $10,6 \cdot 10^{-4}$ steigt sie nur unwesentlich auf 1,3 MHz an (siehe auch Abb. 4.57). Dies ist auf eine Verspannung infolge der unterschiedlichen Atomgrößen der Fremdatome zurückzuführen. Eine externe Zugspannung zeigt auf diese Wechselwirkung keinen Einfluss, obwohl die kubische Ladungssymmetrie des Siliziums durch die Gitterverzerrung aufgehoben wird. Das bedeutet, dass im Phosphor-implantierten Bereich die Verspannungen in der lokalen Umgebung der Sondenkerne vollständig relaxieren.

Auch bei der Probe mit unterschiedlichen Implantationstiefen von Indium und Phosphor reagieren die Sondenkerne in der P-implantierten Region nicht auf eine Biegung der Probe. Hier wird eine Frequenz von durchschnittlich 0,7 MHz für einen Anteil f_0^* von 58% beobachtet. Die an die Daten angepassten Parameter sind im Anhang B.6 aufgelistet.

Arsen

Um die Reichweite des Einflusses von Arsen in angrenzende, nicht-implantierte Bereiche im Hinblick auf das elastische Verhalten von Silizium zu untersuchen, werden insgesamt drei Proben verwendet. Dabei werden durch Variation der Einschussenergien unterschiedliche Tiefenregionen mit Arsen und den Indiumsonden implantiert. Die für diese Messreihe verwendeten Implantationsparameter inklusive Reichweiten im Kristall sind in Tabelle 4.34 aufgelistet. Mit SRIM werden die zugehörigen Implantationsprofile für die einzelnen Proben simuliert und in Abbildung 4.58 graphisch dargestellt.

Probe	Implantationsenergie		Dosis [at/cm ²]		Reichweite [nm]	
	Indium	Arsen	Indium	Arsen	Indium	Arsen
In-As28	160 keV	120 keV	$3,5 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	81,7	83,6
In-As30	60 keV	160 keV	$3,4 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	38,0	107,6
In-As31	160 keV	40 keV	$4,8 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	81,7	33,5

Tabelle 4.34: Die Implantationsenergien und -dosen von Indium und Arsen werden so angepasst, dass der Überlappungsbereich beider Atomsorten in der Tiefe in Silizium unterschiedlich groß ist.

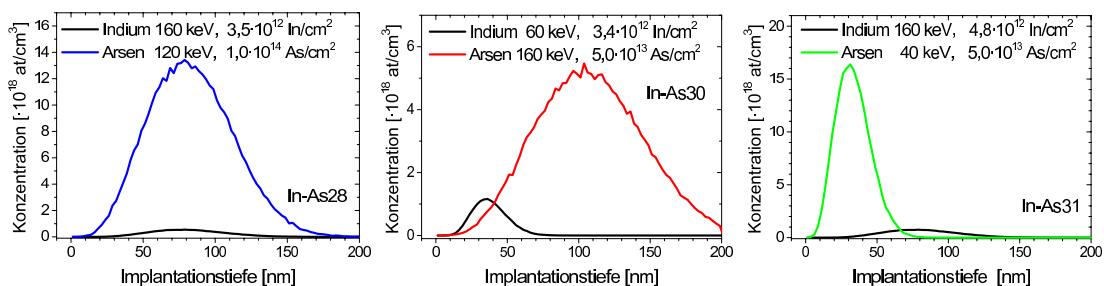


Abbildung 4.58: Die Implantationsprofile für Indium und Arsen in Silizium wurden mit SRIM für die angegebenen Implantationsparameter simuliert. Bei der Probe In-As28 liegt der Schwerpunkt beider Profile in der gleichen Tiefe, während die Implantationstiefen bei den Proben In-As30 und In-As31 relativ zueinander verschoben sind.

Während bei der Probe In-As28 die Energien so aufeinander abgestimmt werden, dass die Sonden sich vollständig im Arsen-implantierten Bereich befinden,

werden die Implantationstiefen beider Atomsorten in den anderen Proben relativ zueinander variiert. Bei In-As30 befinden sich die Indiumsonden näher an der Oberfläche als die Arsenatome. So sind sie in der Lage Informationen über den Einfluss der tieferliegenden Arsenatome auf die dortigen Spannungsfelder zu liefern. Bei der Probe In-As31 hingegen werden die Indiumsonden tiefer in den Kristall geschossen, damit die spannungsinduzierten Feldgradienten in tieferen Schichten studiert werden können.

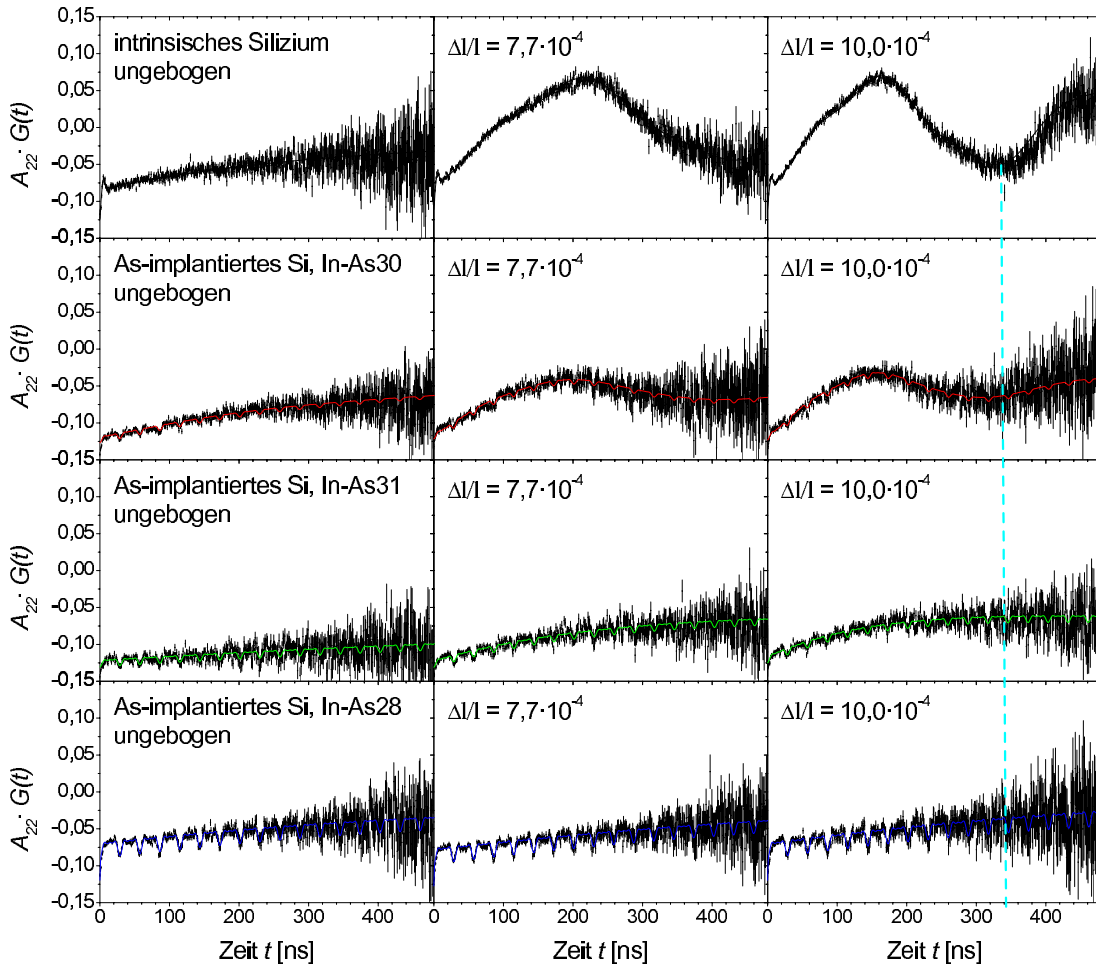


Abbildung 4.59: PAC-Spektren für ^{111}In in intrinsischem Silizium (oben) und implantiert mit Arsen für verschiedene uniaxiale Dehnungen. Bei den Spektren in der zweiten Reihe wurden die Arsenatome tiefer ins Silizium implantiert als die radioaktiven Sonden, in der dritten Reihe ist es umgekehrt. Bei den Spektren unten befindet sich der Schwerpunkt der Implantationsprofile beider Atomsorten in gleicher Tiefe.

Einige PAC-Spektren sind in Abbildung 4.59 gezeigt, als Vergleich dienen wieder die Spektren der intrinsischen Probe (oben). Die zugehörigen Parameter für die Anpassung der Störfunktion sind im Anhang B.6 zu finden. Die Messergebnisse ähneln denjenigen für Phosphor-implantiertes Silizium. Es wird durch eine exter-

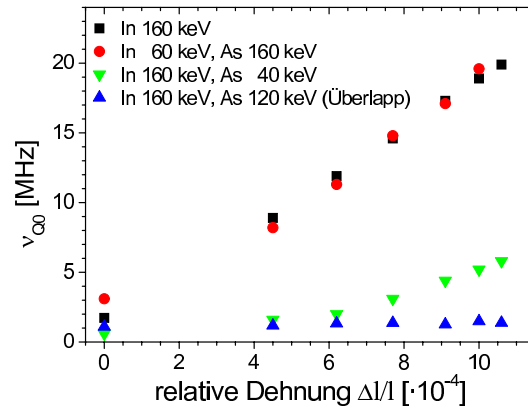


Abbildung 4.60: Variation der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Arsen in Abhängigkeit der durch die Biegung induzierten Dehnung. Für die Sonden in Probe In-As30 (rot), die sich näher an der Oberfläche aufhalten als die Arsenatome, werden nahezu die gleichen spannungsinduzierten Frequenzen wie in intrinsischem Silizium gemessen. Befinden sich einige Sonden in einem tiefergelegenen Bereich, der nicht mit Arsen implantiert ist, so wird eine vergleichsweise niedrige Frequenz beobachtet (grün). Bei vollständigem Überlapp beider Profile wird durch die Biegung kein EFG erzeugt.

ne Zugspannung nur dann ein elektrischer Feldgradient erzeugt, wenn ein Teil der Sondenkerne sich im nicht-koimplantierten Bereich aufhält oder doch zumindest in größerer Konzentration vorliegt als die Arsenatome (Spektren in den ersten drei Reihen). Befinden sich die Sonden ausschließlich im Arsen-implantierten Silizium, wird keine spannungsinduzierte Frequenz beobachtet (untere Spektren).

Der Anteil f_0 der Sonden, die sich nach einer Kurzzeitemperatur auf substitutionellen Gitterplätzen im intrinsischen Silizium befinden, reagiert sensitiv auf eine externe, uniaxiale Zugspannung. In der Probe In-As30 beträgt dieser Anteil 44%. Vergleicht man die zugehörigen spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} mit denjenigen, die in einer komplett intrinsischen Probe auftreten, so sieht man, dass sich die Frequenzen in beiden Proben kaum voneinander unterscheiden (siehe Abb. 4.60). Daraus kann man schließen, dass in der Nähe der Oberfläche (dort wo sich die Sonden befinden) die gleichen Spannungsfelder auftreten wie in nicht-implantiertem Silizium. Die Auswirkungen der tieferliegenden Arsenatome scheint also nicht bis in diesen Bereich vorzudringen.

Die Hälfte der Sonden in dieser Probe befindet sich auf substitutionellen Gitterplätzen in sehr gut ausgeheilten Umgebung, reagieren aber trotzdem nicht auf eine Biegung der Probe (Anteil f_0^*). Diese Sonden sind komplett ungestört ($\nu_{Q0}^* = 0$ MHz, $\delta = 0\%$). Es ist wahrscheinlich, dass sich diese Sonden im Implantationsbereich von Arsen aufhalten und die Verspannungen dort komplett relaxiert. Etwa 6% der Sonden bilden einen Defektkomplex mit einem benachbarten Arsenatom, welcher mit einer Frequenz von 231 MHz charakterisiert wird und in den Spektren gut sichtbar ist.

In der Probe In-As31 sieht die Verteilung der Sondenanteile ähnlich aus. Der Anteil f_0 beträgt 47% und reagiert auf eine Gitterverzerrung durch die mechanische Spannung. Die spannungsinduzierten Frequenzen zeigen zwar einen linearen Zusammenhang mit der Gitterverzerrung, sind jedoch wesentlich kleiner als diejenigen vom intrinsischen Silizium (siehe Abb. 4.60). So wird für die höchste hier verwendete relative Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ nur eine Frequenz von 5,8 MHz für die Arsen-implantierte Probe angepasst, im Vergleich zu 19,9 MHz für die intrinsische Probe. Folglich sind die spannungsinduzierten Feldgradienten in tieferen Bereichen der Probe signifikant geringer. Ein Zusammenhang mit der Implantationstiefe der Indiumatome selber ist unwahrscheinlich. Bei der Probe In-As31 wurde Indium mit 160 keV in den Kristall geschossen, bei der Probe In-As30 jedoch nur mit 60 keV. Demnach befinden sich letztere näher an der Oberfläche, so dass es möglich wäre, dass in oberflächennäheren Schichten mehr Zugspannung durch das Biegen erzeugt wird. Da der Implantationsbereich der Sondenkerne allerdings gegenüber der Probendicke und des Krümmungsradius vernachlässigbar ist, kann die Zugspannung über dem Implantationsvolumen als konstant angenommen werden. Desweiteren wäre der Effekt nicht so groß wie der gemessene Unterschied in den Frequenzen. Die Ursache für die Veränderung der spannungsinduzierten Feldgradienten müsste somit in den Implantationsbereichen der Indium- und Arsenatome relativ zueinander begründet liegen.

Für die Probe In-As31 wird ein weiterer Anteil f_0^* angepasst, der vollkommen ungestört im Siliziumgitter eingebaut ist. In der unmittelbaren Umgebung dieser Sonden treten aber trotzdem keine spannungsinduzierten Frequenzen auf, wie man sie bei einer externen Zugspannung erwarten würde. Dieser Anteil befindet sich demzufolge im Arsen-implantierten Bereich von Silizium, wo die Verspannung lokal in der unmittelbaren Umgebung der Sondenkerne vollständig relaxiert. Der Anteil f_1 der In-As Pärchen mit einer Frequenz von 231 MHz beträgt in dieser Probe 7%.

Antimon

Für Antimon wird ein ähnliches Messprogramm durchgeführt, bei dem die Implantationstiefen von Indium und Antimon relativ zueinander variiert werden. Die verwendeten Implantationsparameter sind in Tabelle 4.35 zusammengefasst und die resultierenden Implantationsprofile in Abbildung 4.61 zu sehen.

Die Implantation von Indium wird in allen drei Proben mit 160 keV durchgeführt, so dass der Messbereich der Sonden jeweils in gleicher Tiefe gelegen ist. Bei einer Probe stimmen die Implantationstiefen von Indium und Antimon miteinander überein (In-Sb2), bei zwei weiteren befinden sich die Sondenkerne wesentlich tiefer im Kristall als Antimon. Nun soll untersucht werden, ob nur in oberflächennahen Schichten so große Biegefrequenzen wie bei der intrinsischen Probe auftauchen, wie es bei einer As-implantierten Probe im vorigen Kapitel der Fall war, oder ob

Probe	Implantationsenergie		Dosis [at/cm ²]		Reichweite [nm]	
	Indium	Antimon	Indium	Antimon	Indium	Antimon
In-Sb2	160 keV	160 keV	$1,0 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	81,7	80,2
In-Sb3	160 keV	60 keV	$3,4 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	81,7	37,8
In-Sb4	160 keV	40 keV	$5,4 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	81,7	28,6

Tabelle 4.35: Indium und Antimon werden mit unterschiedlichen Energien und Dosen in drei Siliziumproben implantiert. Ziel ist es, verschieden große Anteile von Sondenkernen zu erhalten, die sich nicht im Sb-implantierten Bereich befinden.

es doch auf die relative Abweichung der unterschiedlichen Implantationstiefen zurückzuführen ist. Einige PAC-Spektren dieser Messreihe für die Sb-implantierten Proben werden in Abbildung 4.62 gezeigt, die angepassten Parameter können im Anhang B.6 eingesehen werden.

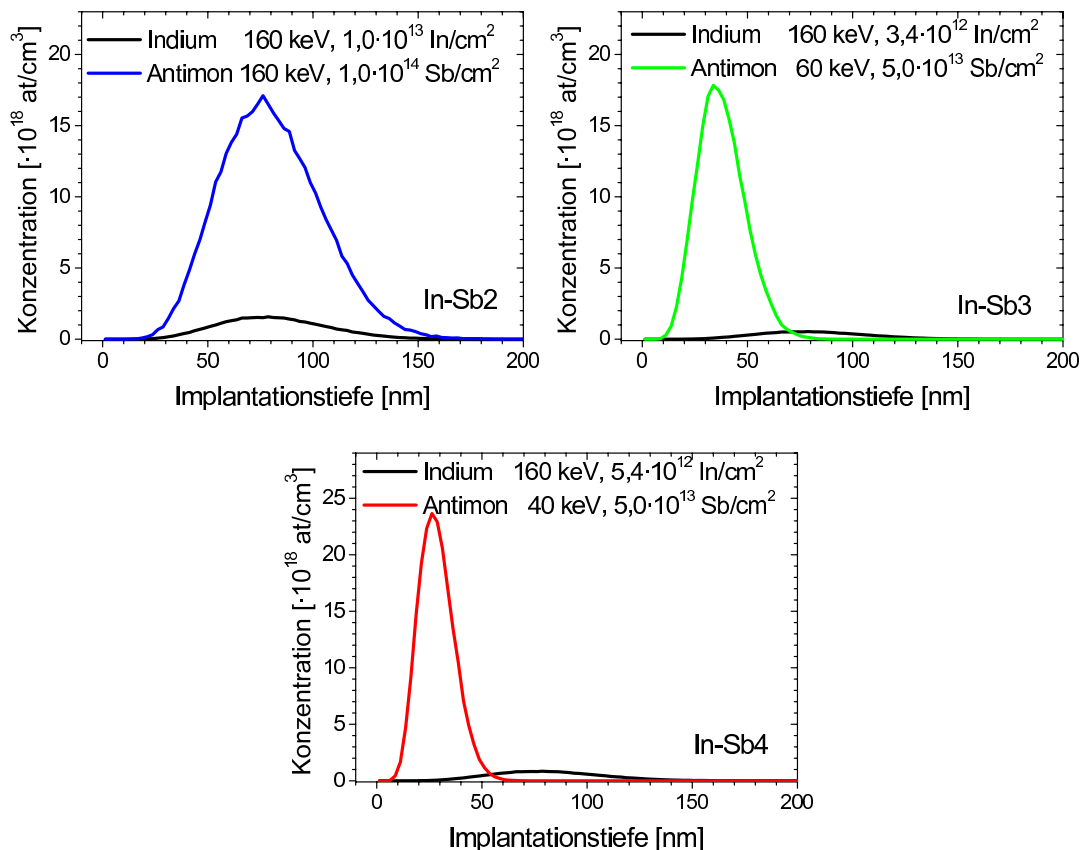


Abbildung 4.61: Für die hier verwendeten Implantationsparameter erhält man die abgebildeten Implantationsprofile von Indium und Antimon in Silizium. Die einzelnen Proben unterscheiden sich in den Implantationstiefen der beiden Atomsorten relativ zueinander.

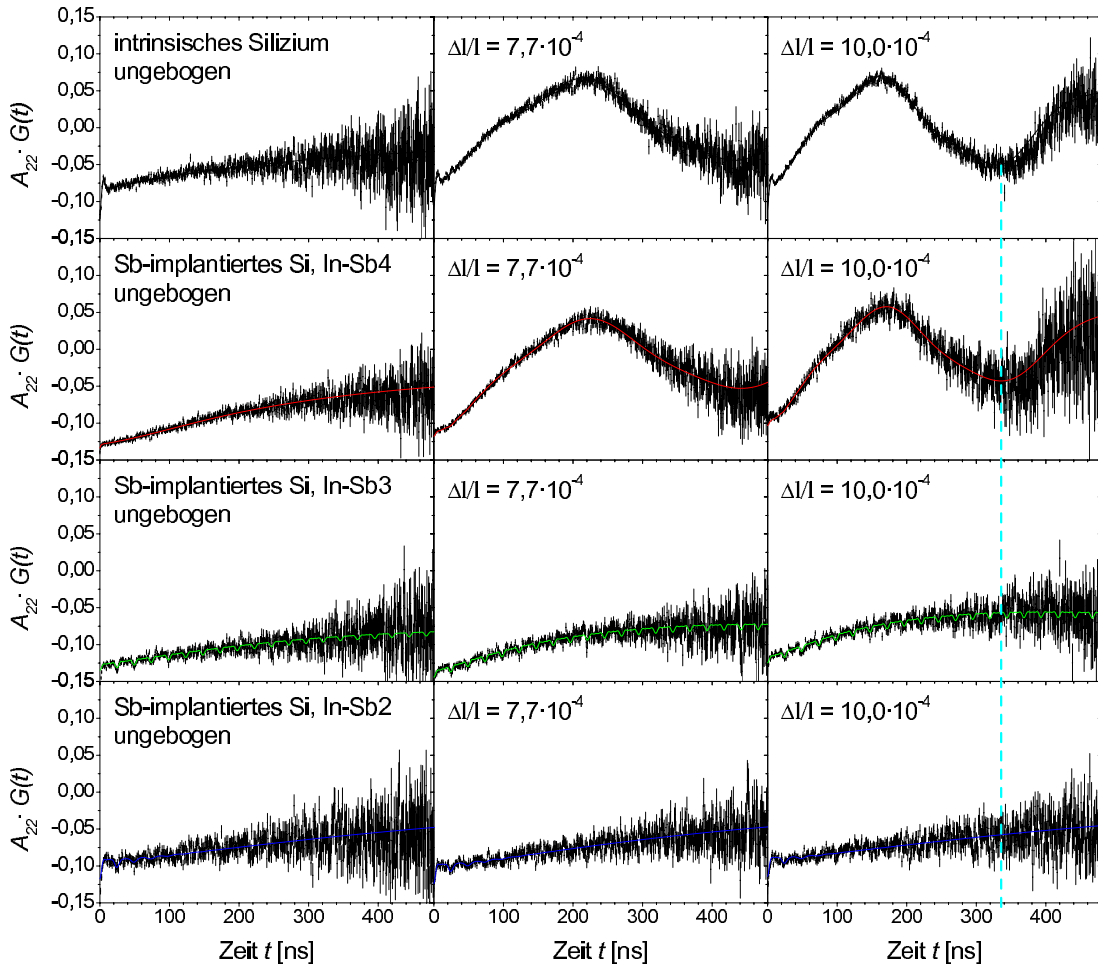


Abbildung 4.62: PAC-Spektren für ^{111}In in intrinsischem Silizium (oben) und implantiert mit Antimon für verschiedene uniaxiale Dehnungen. Bei den Spektren in der zweiten und dritten Reihe wurden die Indiumatome tiefer ins Silizium implantiert als die Antimonatome. Bei den Spektren unten befindet sich der Schwerpunkt der Implantationsprofile beider Atomsorten in gleicher Tiefe.

Das Ergebnis ist das gleiche wie für die Proben implantiert mit Phosphor und Arsen: Bei einer externen Zugspannung entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse taucht nur dann eine spannungsinduzierte Frequenz in den Spektren auf, wenn die Implantationstiefen der beiden Atome sich voneinander in dem Maße unterscheiden, dass es einen Anteil Sondenkerne im nicht-koimplantierten Bereich gibt (siehe Abb. 4.62, die ersten drei Reihen). Befinden sich alle Sonden in der Sb-implantierten Region, wird keine Biegefrequenz beobachtet (untere Reihe).

Bei vollständigem Überlapp der Implantationsprofile (In-Sb2) befinden sich 79% der Sonden auf substitutionellen Plätzen, wo sie einem sehr kleinen Feldgradienten ausgesetzt sind. Die zugehörige Frequenz ν_{Q0}^* beträgt im Mittel 1,3 MHz

und ist unabhängig von der externen Zugspannung (siehe Abb. 4.63). Verschiebt man beide Implantationsbereiche in der Tiefe relativ zueinander wie bei der Probe In-Sb3, so befindet sich nur noch ein Teil der Sonden im Sb-implantierten Bereich. Dieser Anteil von 44% ist mit einer Frequenz von 0 MHz vollständig ungestört und verspürt scheinbar ebenfalls keine Spannungsfelder in seiner nächsten Umgebung. In diesem Bereich hat demnach eine vollständige Spannungsrelaxation stattgefunden, die wahrscheinlich auf die Implantation von Antimon zurückzuführen ist. In der Probe In-Sb3 gibt es allerdings auch einige radioaktive Sonden in intrinsischen Regionen, wo es kein Antimon gibt. Dieser Anteil f_0 beträgt 50% und ist sensitiv auf umliegende Gitterverzerrungen. Somit wird beim Biegen der Probe eine Frequenz induziert, die linear mit der Gitterdeformation zunimmt (siehe Abb. 4.62, dritte Reihe). Diese ist jedoch in den Spektren nicht stark ausgeprägt und beträgt nur ca. ein Drittel des Wertes von den Frequenzen der komplett intrinsischen Probe (vgl. Abb. 4.63). Bei einer relativen Dehnung von $10,6 \cdot 10^{-4}$ z.B. steigt ν_{Q0} in der Sb-implantierten Probe auf 7,1 MHz an, bei gleicher Gitterverzerrung beträgt sie für die intrinsische Probe jedoch 19,9 MHz. Also gibt es in Bereichen, die sich nahe der Implantationsregion von Antimon befinden, eine nicht zu vernachlässigende Spannungsrelaxation, die von der Implantationsregion von Antimon ausgeht und eine Reichweite von einigen Nanometern aufweist.

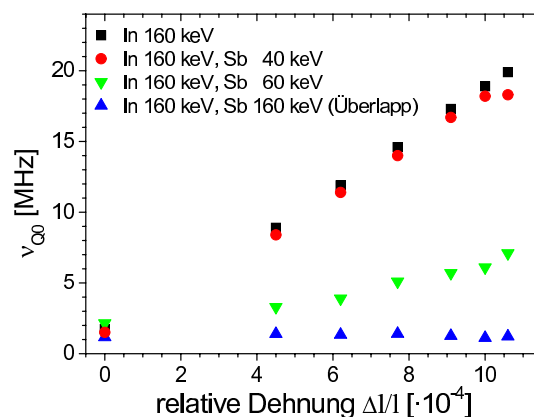


Abbildung 4.63: Variation der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Antimon in Abhängigkeit der Gitterdeformation für Proben, die unterschiedliche Implantationstiefen von Antimon und Indium haben. Bei vollständigem Überlapp beider Profile wird durch die Biegung der Probe kein EFG erzeugt. Je weiter sich die Sonden vom Implantationsbereich von Antimon entfernen, desto mehr nähern sich die spannungsinduzierten Frequenzen denjenigen von intrinsischem Silizium an.

Bei der Probe In-Sb4 liegen die Implantationsbereiche von Indium und Antimon noch weiter auseinander. Demzufolge gibt es einen größeren Anteil f_0 von 65%, der auf eine Biegung der Probe reagiert. Somit ist die Frequenz in den Spektren in Abbildung 4.62 (zweite Reihe) auch durch ihre größere Amplitude besser sichtbar. Aus einer Anpassung der Störfunktion an die Daten kann man ent-

nehmen, dass die spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} genauso groß sind wie in der intrinsischen Probe (siehe Abb. 4.63). Je größer also die Entfernung der spannungssensitiven Sonden von dem Implantationsbereich von Antimon ist, desto weniger haben die Antimonatome Einfluss auf die elastischen Eigenschaften des Kristalls. Befindet man sich außerhalb der Reichweite des Einflusses von den Fremdatomen, so verhält sich auch implantiertes Silizium wie intrinsisches.

Mittels dieser Messergebnisse können keine Angaben über die genaue Distanz zwischen den Indiumsonden und den Fremdatomen gemacht werden, ab der sich die letztgenannten nicht mehr spürbar auf die spannungsinduzierten Feldgradienten auswirken und der Kristall somit das Verhalten von intrinsischem Silizium zeigt. Dies liegt hauptsächlich daran, dass die tatsächlichen Abweichungen zwischen Simulation und Realität nur schwer quantifizierbar sind.

Tellur

Zuletzt werden diverse Proben mit Indium und Tellur implantiert, bei denen die Implantationstiefe relativ zueinander variiert wird. Die verwendeten Proben und die zugehörigen Implantationsparameter sind in Tabelle 4.36 aufgelistet. Die mittels SRIM simulierten Implantationsprofile werden in Abbildung 4.64 gezeigt.

Probe	Implantationsenergie		Dosis [at/cm ²]		Reichweite [nm]	
	Indium	Tellur	Indium	Tellur	Indium	Tellur
In-Te6	160 keV	160 keV	$5,3 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	81,7	80,1
In-Te1	160 keV	40 keV	$8,3 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	81,7	28,9
In-Te8	160 keV	80 keV	$2,8 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	81,7	46,9
In-Te3	40 keV	160 keV	$1,2 \cdot 10^{13}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	28,6	80,1
In-Te7	60 keV	160 keV	$3,2 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	38,0	80,1

Tabelle 4.36: Die Implantationsenergien und -dosen von Indium und Tellur werden so angepasst, dass der Überlappungsbereich beider Atomsorten in Silizium unterschiedlich groß ist.

Die PAC-Spektren der einzelnen Proben sind in Abbildung 4.65 dargestellt, die zugehörigen Parameter für die Anpassung sind im Anhang B.6 zusammengefasst. Deutlich ist bei Biegung der Probe In-Te3 eine spannungsinduzierte Frequenz zu erkennen, die fast so ausgeprägt ist wie in der intrinsischen Probe. Der zugehörige Sondenanteil beträgt 43% und befindet sich gemäß der Messergebnisse der vorigen Kapitel außerhalb des Implantationsbereiches von Tellur. Die Biegefrequenz ν_{Q0} ist in dieser Probe fast identisch mit der von intrinsischem Silizium (siehe Abb. 4.66). Betrachtet man nochmals die beiden Implantationsprofile der betreffenden Probe in Abbildung 4.64, so sieht man, dass sich ein Großteil der

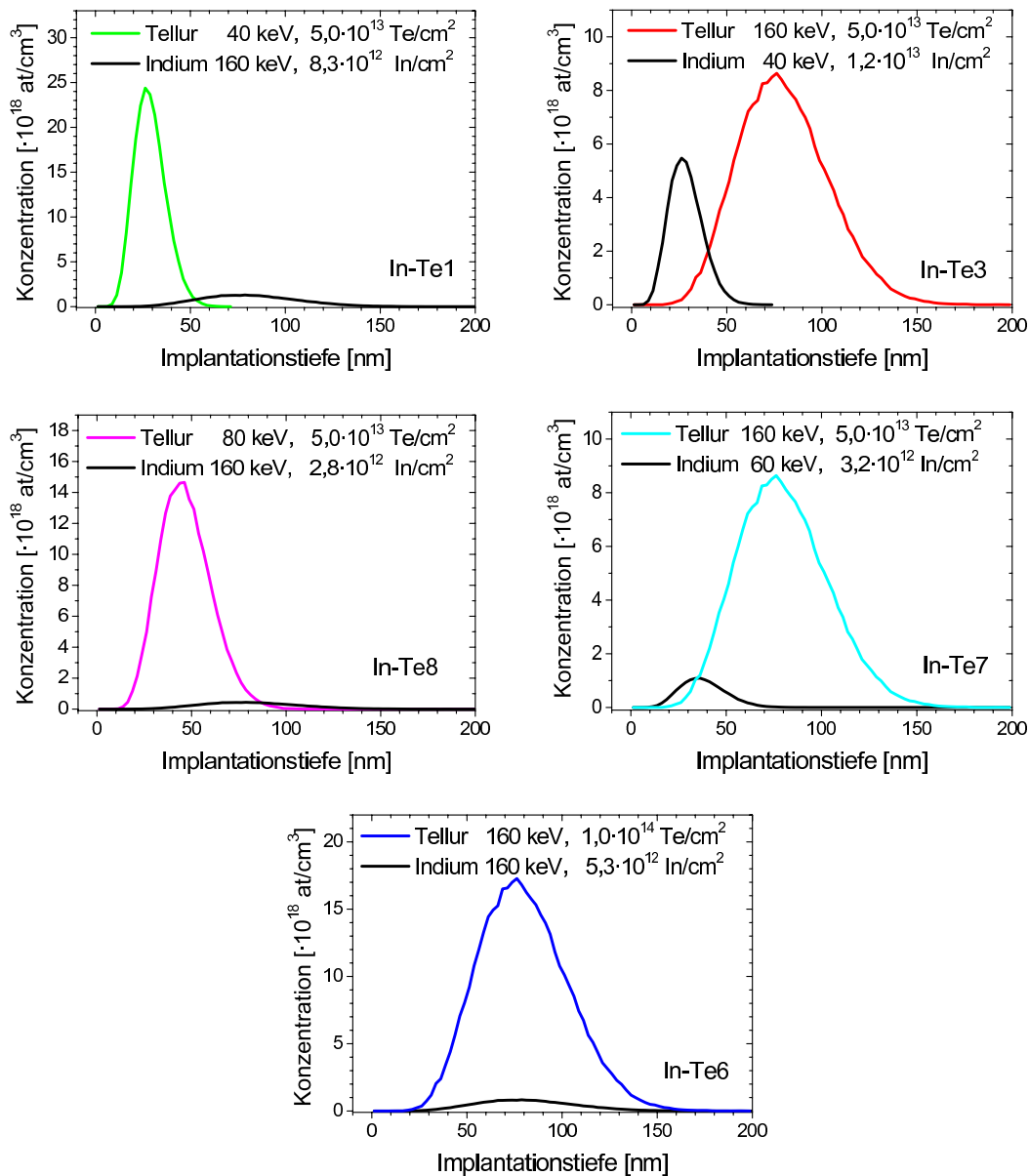


Abbildung 4.64: Für die hier verwendeten Implantationsparameter werden mittels SRIM Implantationsprofile für Indium und Tellur in Silizium simuliert. Die einzelnen Proben unterscheiden sich in den Implantationstiefen der beiden Atomsorten relativ zueinander, so dass unterschiedliche Messumgebungen der Sonden realisiert werden.

Sonden in relativ großem Abstand zum Tellurbereich befindet und somit im intrinsischen Silizium eingebaut ist. So sind die dortigen Spannungsfelder, die durch das Biegen der Probe hervorgerufen werden, auch denen in der intrinsischen Probe ähnlich. Es fällt allerdings auf, dass das Spektrum der ungebogenen Probe eine relativ große Frequenz von 5,6 MHz aufweist, was ein Hinweis für eine hohe implantationsbedingte Vorspannung sein könnte.

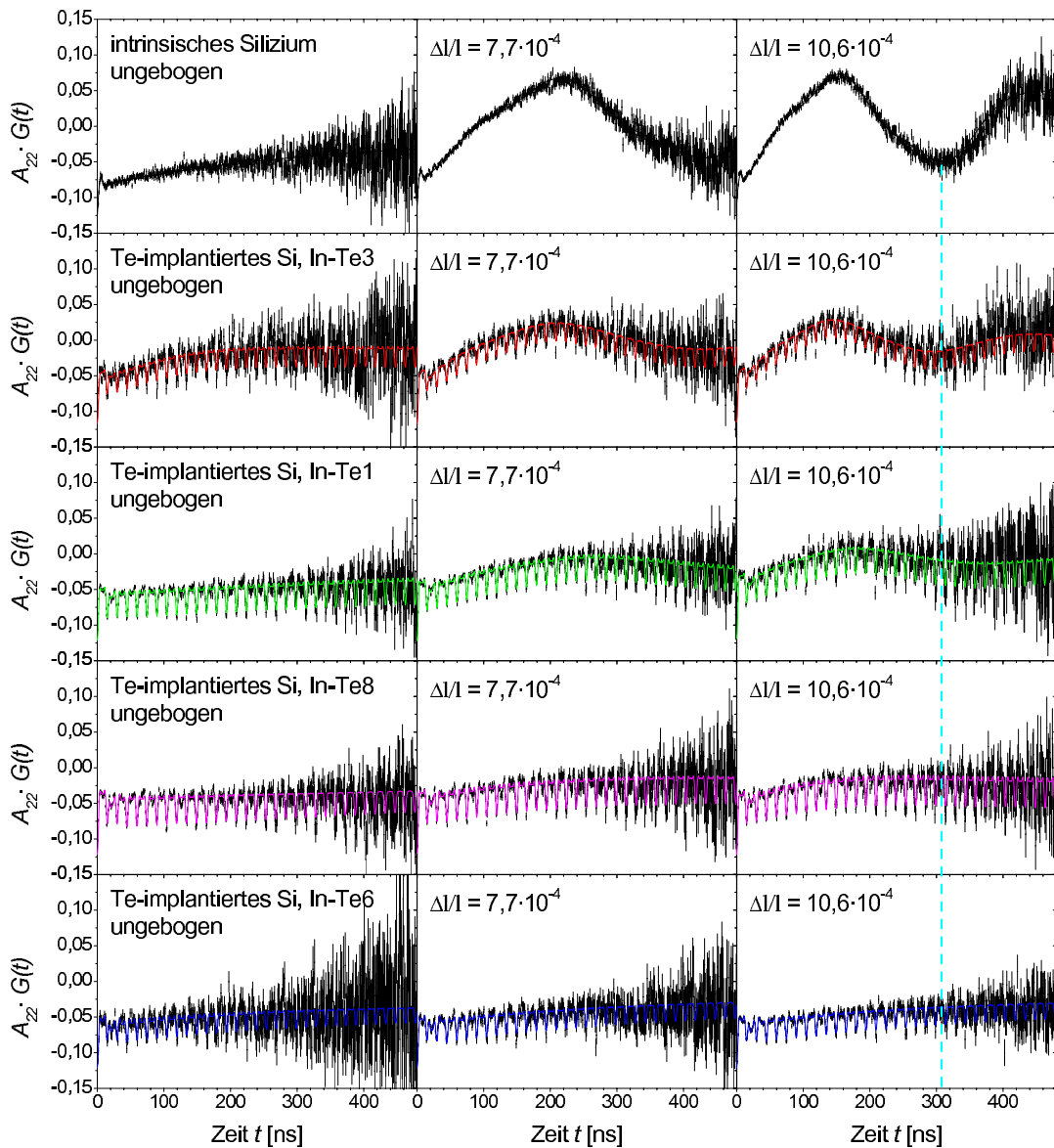


Abbildung 4.65: PAC-Spektren für ^{111}In in intrinsischem Silizium (oben), darunter Tellur-implantiertes Silizium für verschiedene uniaxiale Dehnungen. Bei den Spektren in der zweiten Reihe wurden die Telluratome tiefer ins Silizium implantiert als die radioaktiven Sonden, in der dritten und vierten Reihe befindet sich Tellur näher an der Probenoberfläche. Bei den Spektren unten befindet sich der Schwerpunkt der Implantationsprofile beider Atomsorten in gleicher Tiefe.

Ansonsten erhält man die gleichen Resultate wie bei den Messungen mit Phosphor, Arsen und Antimon. Je größer der Abstand zwischen Messbereich der Sonden und dem Implantationsbereich von Tellur ist, desto mehr Sonden reagieren auf eine externe Zugspannung. Die Wechselwirkungen der Sonden innerhalb der Te-implantierten Zone lassen sich nicht von einer Verformung des Kristalls

beeinflussen, die Spannung relaxiert hier vollständig. Überlappen sich die beiden Implantationsprofile von Tellur und Indium nur teilweise in der Tiefe, so sind die spannungsinduzierten Feldgradienten in der unmittelbaren Umgebung der Sonden, die sich außerhalb des Implantationsbereiches befinden, nicht so groß wie in intrinsischem Silizium. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass es auch in angrenzenden Gebieten zu einer partiellen Spannungsrelaxation aufgrund der Fremdatome kommt. Je weiter sich die Indiumsonden vom Tellur-Implantationsgebiet entfernen, desto mehr wird das Verhalten von reinem Silizium beobachtet. Dies ist eindrucksvoll in Abbildung 4.66 zu sehen.

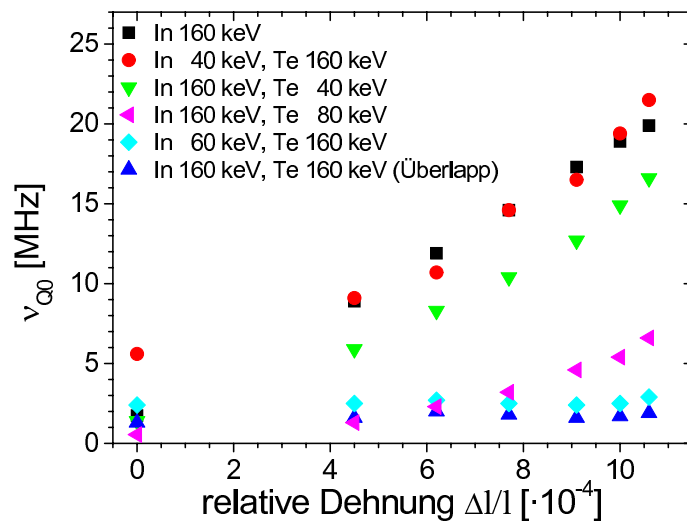


Abbildung 4.66: Variation der Frequenz ν_{Q0} in Silizium implantiert mit Tellur in Abhängigkeit der Gitterdeformation für Proben, die unterschiedliche Implantationstiefen von Tellur und Indium haben. Bei vollständigem Überlapp beider Profile wird trotz Biegung der Probe kein EFG erzeugt. Je größer der Abstand zwischen dem Messgebiet der Sonden und dem Implantationsbereich von Tellur ist, desto mehr nähern sich die spannungsinduzierten Frequenzen denjenigen von intrinsischem Silizium an.

Diese Messserie widerlegt eindeutig die Annahme aus früheren Messungen von Tessema [TESSE03], dass die verschiedenen Atomsorten bzw. Atomgrößen als Ursache für die unterschiedlichen spannungsinduzierten Frequenzen in Betracht kommen.

Kapitel 5

TEM-Aufnahmen

Die mechanischen Eigenschaften von Festkörpern werden zu einem wesentlichen Teil von den Defekten in ihrer Kristallstruktur bestimmt. Dabei spielen insbesondere ausgedehntere Defektkomplexe wie z.B. Versetzungen eine entscheidende Rolle. Diese können mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) mit hoher räumlicher Auflösung abgebildet werden, da die Spannungsfelder um den Versetzungskern zu einem Beugungskontrast führen. Ergänzend zu den PAC-Messungen wurden deshalb TEM-Aufnahmen erstellt¹.

Für die Probenpräparation wurden mit einem Ultraschallbohrer aus den Proben zunächst Scheiben mit 3 mm Durchmesser ausgebohrt. Mit einem Muldenschleifgerät (*Dimpler*) wurde ausgehend von der nicht implantierten Seite eine Mulde in die Mitte der Probenscheibchen geschliffen, so dass die verbleibende Dicke ca. 30 μm beträgt. Anschließend wurde in einer Ionendünnanlage mit Argonionen ein Loch in die Probenmitte geätzt, an dessen Rand die Probe so dünn ist, dass sie von Elektronen durchstrahlt werden kann.

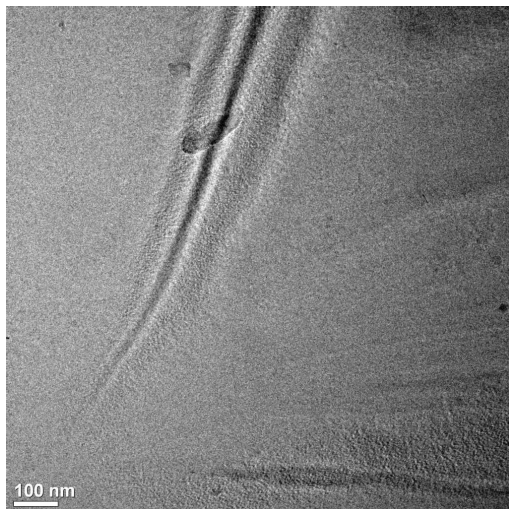


Abbildung 5.1: TEM-Aufnahme einer unbehandelten Siliziumprobe.

¹ Probenpräparation und TEM-Aufnahmen von Sven-Martin Hühne, Arbeitsgruppe Prof. Dr. Mader, Institut für Anorganische Chemie der Universität Bonn

Für die Aufnahmen wurde ein Philips CM300 FEG/UT STEM mit einer Beschleunigungsspannung von 300 kV verwendet. In Abbildung 5.1 ist eine unbehandelte Siliziumprobe dargestellt. Die Gitterstruktur sieht insgesamt sehr homogen aus. Die schwarzen Linien sind entweder auf Ätzspuren oder auf Unebenheiten der Probenoberfläche zurückzuführen.

In Abbildung 5.2 sind TEM-Aufnahmen von Siliziumproben zu sehen, die mit Phosphor bzw. Arsen (Dosis jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm²) implantiert wurden. Desweiteren wurden die radioaktiven PAC-Sonden ¹¹¹In implantiert. Im Anschluss wurden die Strahlenschäden bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss ausgeheilt. Bei diesen Proben handelt es sich um die in Kapitel 4.4.4 diskutierten Proben In-P23 und In-As28, bei denen mittels PAC-Messungen kein elektrischer Feldgradient beim Anlegen einer äußeren Zugspannung beobachtet werden konnte.

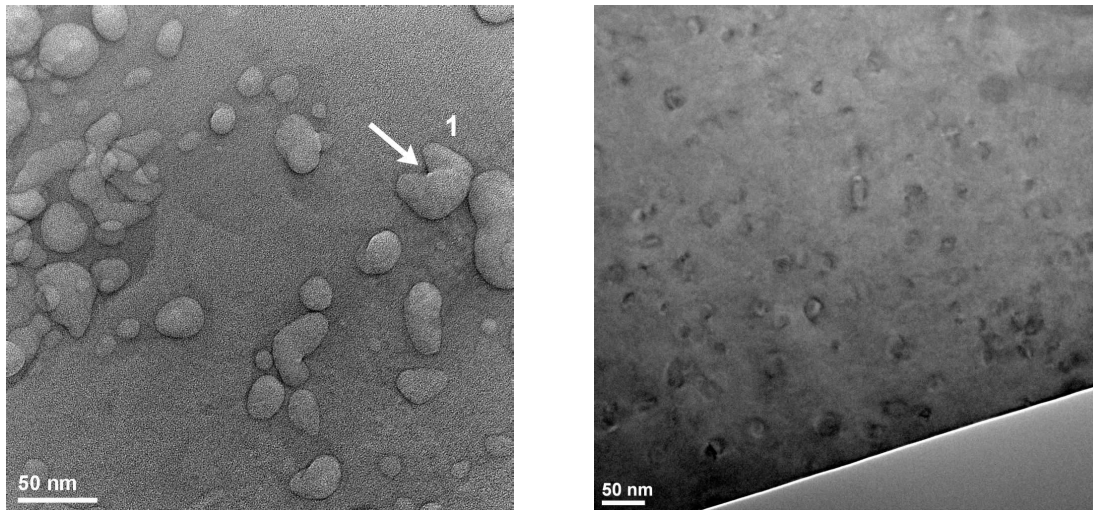


Abbildung 5.2: TEM-Aufnahmen von Silizium implantiert mit Phosphor (links) und Arsen (rechts) mit einer Dosis von jeweils $1 \cdot 10^{14}$ at/cm². Außerdem wurde die PAC-Sonde ¹¹¹In implantiert (Dosis ca. $5 \cdot 10^{12}$ In/cm²). Anschließend wurden die Proben bei 900°C für 120 s unter N₂-Fluss ausgeheilt.

Im Vergleich zu der unbehandelten Siliziumprobe sind in beiden implantierten Proben deutlich Veränderungen in der Struktur zu erkennen. Es sind Versetzungsringe zu sehen, deren Durchmesser in der Phosphor-implantierten Probe im Bereich von ca. 10–65 nm liegen, wobei die Verteilung der Versetzungsringe ziemlich inhomogen ist. Im Falle der Arsen-implantierten Probe sind die Versetzungsringe kleiner (mittlerer Durchmesser ca. 15–20 nm). Prussin *et al.* [PRUS87, JONE87] untersuchten mittels TEM das Ausheilverhalten von Defekten in Silizium, welches mit verschiedenen Atomsorten implantiert war. Sie fanden heraus, dass die Größe und die Verteilung von Versetzungsringen von der Ausheildauer abhängen. So werden die Versetzungsringe von P- und As-implantiertem Silizium mit längerer Ausheildauer größer und deren Konzentration nimmt signifikant ab. Auch

spielen diverse Implantationsparameter wie z.B. Energie und Dosis bei der Entstehung von Versetzungsringen während des Tempervorgangs eine entscheidende Rolle [JONE88, MILO08]. So entstehen mit höheren Implantationsenergien in der Regel auch größere Versetzungsringe.

In der P-implantierten Siliziumprobe in Abbildung 5.2 links ist eine Versetzungsverankerung zu beobachten (Kennzeichnung 1). Bei dem Hindernis handelt es sich wahrscheinlich um Waldversetzungen [MAIE09]. Bei genügend großen Schubspannungen in duktilen Metallen kommt es zur Ablösung eines Versetzungsringes, so dass durch diesen Mechanismus Versetzungsmultiplikation ausgelöst wird (*Frank-Read-Quelle*) [KOPI02].

In Silizium tritt keine plastische Verformung auf. Es kommt nicht zur Versetzungsmultiplikation und nicht zu einer makroskopischen Versetzungsbewegung. Bei den in diesem Experiment vorliegenden elastischen Spannungen wölben sich an Hindernissen verankerte Versetzungen aus (siehe Pfeil). Aufgrund der spannungsinduzierten Verlängerung der Versetzungslinie wird die elastische Verzerung des Gitters durch die inneren Spannungen effektiv abgebaut, so dass kein spannungsinduzierter Feldgradient beobachtet werden kann [MAIE09]. Dies wird in Kapitel 6 näher erläutert.

Kapitel 6

Diskussion

In den in Kapitel 4 vorgestellten Messungen konnte gezeigt werden, dass p-dotiertes und n-dotiertes Silizium unterschiedlich auf eine externe, uniaxiale Zugspannung reagieren. Nach einer Implantation mit den Akzeptoren B, Al und In wird beim Biegen der Siliziumprobe ein spannungsinduzierter Feldgradient erzeugt, der etwa linear mit der Gitterdeformation ansteigt. Auch bei Kohlenstoff (IV. Hauptgruppe) und Stickstoff (V. Hauptgruppe) zeigte der Kristall die mechanischen Eigenschaften von intrinsischem Silizium. Wurde das Silizium hingegen mit den Donatoren P, As, Sb und Te implantiert, so war in den PAC-Spektren zwischen ungebogener und entlang $\langle 110 \rangle$ gebogener Probe kein Unterschied zu erkennen. Obwohl über Biegespannung relative Dehnungen von bis zu $10,6 \cdot 10^{-4}$ in der implantierten Probenoberfläche induziert wurden, konnte kein spannungsinduzierter Feldgradient beobachtet werden, wie man ihn bei einer Verzerrung des kubischen Siliziumkristalls erwarten würde. D.h., dass die Spannung in der implantierten Schicht vollständig abgebaut wurde.

Die hier untersuchten Fremdatome wurden mittels Ionenimplantation in den Siliziumkristall eingebracht. Hierbei entstehen Gitterschäden, deren Ausmaß von verschiedenen Implantationsparametern wie z.B. Dosis und Energie, aber auch vom Massenverhältnis vom implantierten Atom zum Targetatom abhängt. Diese Strahlenschäden müssen durch eine Wärmebehandlung ausgeheilt werden, was in der vorliegenden Arbeit bei 900°C für 120 s geschah. Während des Ausheilvorgangs können die bei der Implantation primär erzeugten Punktdefekte durch Diffusionsprozesse agglomerieren und schließlich ausgedehntere Objekte wie z.B. Versetzungsringe bilden [CLAV03]. Solche komplexe Defektstrukturen können die mechanischen Eigenschaften von Silizium entscheidend beeinflussen.

Die in Kapitel 5 abgebildeten TEM-Aufnahmen zeigen eindeutig, dass es während des Ausheilens der Implantationsschäden in den mit Phosphor und Arsen implantierten Siliziumproben zu einer Bildung von Versetzungsringen gekommen ist, die durch die Agglomeration von intrinsischen Fehlstellen entstanden sind. Wird die Probe gebogen, so kommt es zu einer Verformung dieser Versetzungen. Die an Hindernissen verankerten Versetzungen wölben sich aus (siehe Abb. 5.2 links).

Aufgrund der spannungsinduzierten Verlängerung der Versetzungslinien wird die elastische Verzerrung des Gitters durch die inneren Spannungen effektiv abgebaut [MAIE09]. Folglich bleibt die kubische Ladungssymmetrie in der unmittelbaren Umgebung der substitutionell eingebauten Sondenkerne (Anteil f_0^*) erhalten, so dass kein spannungsinduzierter Feldgradient auftritt. Da in Silizium jedoch keine plastische Verformung auftritt, kommt es weder zu einer Versetzungsmultiplikation noch zu einer makroskopischen Versetzungsbewegung.

Obwohl keine TEM-Aufnahmen von Sb- und Te-implantiertem Silizium vorliegen, ist es wahrscheinlich, dass es auch nach einer Implantation von Antimon und Tellur und anschließendem Ausheilen dieser Proben zu einer Bildung von Versetzungsringen gekommen ist. Durch deren Aufnahme der elastischen Energie können diese ebenfalls für die vollständige Relaxation der äußeren Spannung im n-implantierten Bereich verantwortlich gemacht werden.

In Kapitel 4.4.4 wurden PAC-Messungen vorgestellt, bei denen die relative Implantationstiefe der Sondenkerne und der Frematome aus der V. bzw. VI. Hauptgruppe variiert wurde. So wurden verschiedene Sondenumgebungen realisiert: Einige befanden sich im n-dotierten Bereich, während ein anderer Teil im intrinsischen Silizium eingebaut wurde. Es zeigte sich, dass die Sonden im n-dotierten Bereich keinem spannungsinduzierten Feldgradienten unterliegen, was auf die oben beschriebene komplette Spannungsrelaxation durch die vorhandenen Versetzungsringe zurückgeführt werden kann. Diejenigen Sonden allerdings, die sich im intrinsischen Bereich befinden, nehmen Spannungsfelder in ihrer unmittelbaren Umgebung wahr. Die zugehörigen spannungsinduzierten Frequenzen ν_{Q0} sind jedoch für alle hier verwendeten Biegespannungen systematisch niedriger als in einer komplett intrinsischen Probe. Das bedeutet, dass es im intrinsischen Bereich, der an die n-implantierte Zone angrenzt, zu einer partiellen Spannungsrelaxation kommt, die ebenfalls durch eine Verformung der Versetzungsringe resultiert. Je weiter sich die Sonden von der n-dotierten Region entfernen, desto geringer ist der Einfluss der Versetzungsringe und desto weniger Spannung kann effektiv durch die Versetzungsumformung abgebaut werden. Demzufolge kann die durch die Biegung erzeugte elastische Verzerrung des Kristalls bis zur lokalen Sondenumgebung vordringen, was zu einem größeren spannungsinduzierten Feldgradienten führt. Wird der Abstand der spannungssensitiven Sonden von dem n-implantierten Bereich zu groß, so nähern sich die Werte der spannungsinduzierten Frequenzen denjenigen von intrinsischem Silizium, d.h. das elastische Verhalten von undotiertem Silizium wird beobachtet. Der zugehörige Feldgradient zeigt in diesem Fall ein von der Gitterdeformation linear abhängiges Verhalten.

Anhand der vorliegenden Messungen konnten also frühere Annahmen von Tessema [TESSE03] widerlegt werden, dass die Größe des spannungsinduzierten Feldgradienten in n-dotiertem Silizium von der implantierten Donatorsorte abhängt (vgl. Abb 4.30). Die Größe des EFG und somit die der assoziierten Dehnungsfelder

in der unmittelbaren Umgebung der Sondenkerne hängt nur davon ab, inwieweit die vorhandenen Versetzungsringe durch ihre Bewegung die Spannung im Kristall abbauen können und wie langreichweitig dieser Relaxationsmechanismus ist.

Bei dem isochronen Ausheilprogramm einer Phosphor-implantierten Probe (siehe Kap. 4.4.2) war erst bei einer Ausheiltemperatur von 1000°C ein Unterschied in den PAC-Spektren zwischen gebogenem und ungebogenem Zustand der Probe sichtbar, wenn auch nur gering. TEM-Untersuchungen zeigen, dass die Versetzungsringe mit höherer Ausheiltemperatur aufgrund eines Ostwaldreifungsprozesses größer werden [CLAV03]. Dadurch nimmt auch die Versetzungsdichte mit steigender Ausheiltemperatur signifikant ab. Somit kann vermutlich auch weniger Spannung abgebaut werden, so dass ein Teil noch zu den Sondenkernen vordringen kann. Trotzdem müssen noch viele Versetzungsringe vorhanden gewesen sein, weil das Verhalten des P-implantierten Kristalles auf eine externe Zugspannung auch nach einer Ausheiltemperatur von 1000°C immer noch deutliche Unterschiede im Vergleich zu undotiertem Silizium aufweist.

Während es im n-implantierten Bereich zu einer Relaxation der äußeren Spannung aufgrund eines dichten Netzwerks von Versetzungsringen gekommen ist, konnten in p-implantiertem Silizium bei einer Biegung des Kristalls spannungsinduzierte Feldgradienten gemessen werden, die linear mit der elastischen Verzerrung des Gitters zunahmten. TEM-Untersuchungen von anderen Autoren zeigen, dass sich auch nach einer Implantation von Bor und Aluminium während des Ausheilvorgangs Versetzungsringe in Silizium bilden [JONE88, TAMU89]. Die Größe der Versetzungsringe hängt dabei von den Implantations- und Ausheilparametern sowie vom Massenverhältnis von Projektil und Target ab. Letzteres bedeutet, dass auch das Fremdatom selber eine Rolle spielt, in welchem Ausmaß sich ausgedehnte Defektstrukturen bilden. Zu beachten ist auch, dass die Dotierung an sich das Ausheilverhalten von Silizium beeinflussen kann. Dies liegt daran, dass durch die Dotierung die Lage des Fermi-niveaus verändert wird, was sich auf die Beweglichkeit von intrinsischen Fehlstellen auswirkt. So diffundieren Störstellen abhängig von ihrem Ladungszustand unterschiedlich schnell [FAHE89, BOUR73] und rekombinieren folglich mit anderen Defekten auf unterschiedliche Art.

Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse der PAC-Messungen kann man folgern, dass mit der Art der Dotierungsatome verschiedene Versetzungen erzeugt werden, die sich unter einer externen Zugspannung unterschiedlich verhalten. So ist es möglich, dass die Versetzungsringe durch eine n-Dotierung beweglicher werden und sich unter Belastung besser umformen können, um Spannung abzubauen. In p-implantierten Siliziumproben hingegen kommt es nicht zu einer Spannungsrelaxation, unabhängig von der Art der Fremdatome (B, Al, In) und deren Konzentration. Es ist möglich, dass sich Fremdatome bzw. andere Defekte an die Versetzungsringe anlagern, was zu ihrer Immobilisierung führt [HULL99].

Kapitel 7

Zusammenfassung

Für die Herstellung von Halbleiterbauelementen wie Transistoren und integrierten Schaltungen wird das sog. *strained silicon*, also gedehntes Silizium, schon seit einigen Jahren erfolgreich eingesetzt. Diese Technik ermöglicht es, die Ladungsträgerbeweglichkeit und damit die Schaltgeschwindigkeiten von Transistoren zu erhöhen und eine Verbesserung der Gesamtleistung zu erreichen. Um weitere Fortschritte auf diesem Gebiet zu erzielen, ist es von großer technologischer Relevanz, Verspannungen jeglicher Art in Silizium systematisch zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluss einer Dotierung auf das elastische Verhalten von Silizium. Dafür wird die gestörte γ - γ -Winkelkorrelation (PAC) mit dem Sondenkern ^{111}In verwendet. Diese nukleare Messmethode ist bestens für die Untersuchung von lokalen Verspannungen in dünnen Schichten von Silizium geeignet, da sie Informationen über die direkte Umgebung von Sondenatomen auf atomarer Skala liefert. Auf diese Weise können zum einen die Auswirkungen extern angelegter Zug- und Druckspannungen auf die Umgebung der Sonden untersucht werden, aber auch Gitterverzerrungen, wie sie durch Fremdatome in implantierten Bereichen auftreten.

Alle hier verwendeten Fremdatome wurden mittels Ionenimplantation in den Siliziumkristall eingebracht. Anschließend wurden die dabei entstandenen Strahlenschäden bei 900°C für 120 s unter N_2 -Fluss ausgeheilt. Durch einfaches Biegen der $100\ \mu\text{m}$ dicken Proben wurden relative Dehnungen bzw. Stauchungen $\Delta l/l$ von bis zu $10,6 \cdot 10^{-4}$ in der implantierten Schicht erzeugt, die ca. 80 nm unter der Probenoberfläche lag und ca. 100 nm breit war. Die resultierende Spannung verlief dabei entlang einer $\langle 110 \rangle$ -Kristallrichtung.

Zunächst wurde der Einfluss von externen, uniaxialen Zug- und Druckspannungen in intrinsischem Silizium untersucht, in welches nur die radioaktiven Sondenkerne implantiert wurden. Dabei konnte das Auftreten eines spannungsinduzierten, elektrischen Feldgradienten (EFG) aus früheren Messungen bestätigt werden [MARX95]. Dieser entsteht durch die spannungsbedingte Verzerrung der ursprünglich kubischen Ladungssymmetrie um einen substitutionellen ^{111}In -Sondenkern und nimmt wie erwartet linear mit der Gitterdeformation zu.

Um eine Veränderung der elastischen Eigenschaften infolge einer Dotierung zu untersuchen, wurden als nächstes PAC-Messungen an Silizium durchgeführt, welches zusätzlich zu den PAC-Sonden mit diversen Fremdatomen aus den Hauptgruppen III–VI implantiert wurde. Als Referenzwerte wurden hier die Ergebnisse von intrinsischem Silizium herangezogen. Es zeigte sich, dass p-implantiertes und n-implantiertes Silizium unterschiedlich auf externe Spannungen reagieren.

Nach Implantation der Akzeptoren B, Al oder In aus der III. Hauptgruppe zeigten die Proben das gleiche elastische Verhalten wie intrinsisches Silizium. Das bedeutet, dass durch die Biegung ein spannungsinduzierter Feldgradient erzeugt wird, der linear mit der Deformation des Gitters ansteigt. Die Steigung dieses Verlaufs, die ein Maß für den E-Modul ist, war in allen hier untersuchten Proben gleich. Um einen Einfluss der Fremdatomkonzentration auf den Feldgradienten zu untersuchen, wurden außerdem verschiedene Dosen von $5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$ implantiert. Auch hier konnte das elastische Verhalten von Silizium nicht verändert werden. Eine Ausnahme bildete die Implantation von stabilem Indium mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ In/cm}^2$. In diesem Fall wurde keine elastische Verzerrung des Gitters infolge der Biegung beobachtet, was durch ein schlecht ausgeheiltes Gitter und Überschreiten der Löslichkeitsgrenze erklärt werden kann.

Auch im ungebogenen Zustand der Proben wurde im PAC-Spektrum eine Wechselwirkungsfrequenz beobachtet, die jeweils mit zunehmender Implantationsdosis ansteigt. Dies wurde auf eine innere Spannung zurückgeführt, die bei substitutionellem Einbau der Fremdatome durch die unterschiedlichen Atomradien der Fremd- und Wirtsatome hervorgerufen wird. Aus Röntgendiffraktometriemessungen ist bekannt, dass der substitutionelle Einbau von kleinen Atomen wie z.B. Bor zu einer Kontraktion des Gitters führt, während größere Atome wie Indium eine Aufweitung zur Folge haben. Während mit dieser Methode allerdings die Gitterkonstante global bestimmt wird, werden bei den hier vorliegenden PAC-Messungen lokale Gitterverzerrungen in der unmittelbaren Umgebung der Sonden registriert. Ein Vergleich mit den durch externe Zug- und Druckspannungen hervorgerufenen Effekten in der intrinsischen Siliziumprobe liefert ein negatives Vorzeichen des EFG, was auf eine Druckspannung um die Indiumsonden hindeutet. Da die Verteilung der implantierten Sonden im Kristall nicht homogen und zudem auf eine dünne Schicht beschränkt ist, kann das Gitter nicht beliebig ausgedehnt werden, so dass eine restliche Spannung zurückbleibt.

Als besonders interessant erweist sich das elastische Verhalten von n-implantiertem Silizium. Nach Implantation der Donatoren P, As, Sb oder Te war in den PAC-Spektren zwischen ungebogenen und gebogenen Proben kein Unterschied zu erkennen. Trotz externer Zugspannung konnte kein spannungsinduzierter EFG beobachtet werden, d.h. dass die Spannungen in der lokalen Umgebung der Sonden komplett relaxiert sind. Ergänzende TEM-Aufnahmen von P- und As-implantiertem Silizium zeigen, dass sich während des Ausheilens intrinsische Fehlstellen zu

Versetzungsringen zusammengelagert haben. Bei den in diesem Experiment vorliegenden elastischen Spannungen kommt es zu einer Verlängerung dieser Versetzungslinien, wodurch die elastische Verzerrung des Gitters durch die inneren Spannungen effektiv abgebaut wird, was zu einem Verschwinden des EFG führt.

Um die Reichweite der Spannungsrelaxation aufgrund der Umformung der Versetzungsringe zu ermitteln, wurden Messungen durchgeführt, bei denen die Implantationstiefe der Sondenkerne und der Fremdatome P, As, Sb und Te relativ zueinander variiert wurde. Befindet sich ein Teil der Sondenkerne im intrinsischen Bereich, der an die n-implantierte Schicht angrenzt, so kann durch eine externe Zugspannung eine Wechselwirkungsfrequenz induziert werden, die linear mit der Gitterdeformation ansteigt. Es stellte sich jedoch heraus, dass die zugehörigen Feldgradienten systematisch kleiner sind als in einer intrinsischen Siliziumprobe, was auf eine partielle Spannungsrelaxation zurückzuführen ist. Es konnte gezeigt werden, dass die Spannungsfelder in der lokalen Sondenumgebung und damit die Größe des EFGs entscheidend davon abhängen, in welcher Entfernung sich die Sondenkerne von der n-dotierten Implantationsschicht befinden. In größeren Entfernungen von der n-implantierten Zone nimmt der Einfluss der Versetzungsringe ab, so dass die durch die Biegung des Kristalls erzeugten Spannungen weniger abgebaut werden. Dadurch sind relativ große Feldgradienten zu beobachten. Ab einem bestimmten Abstand der spannungssensitiven Sonden vom n-implantierten Bereich wird das elastische Verhalten von reinem Silizium beobachtet.

Die unterschiedliche Reaktion des Siliziumkristalls auf eine externe Zugspannung zwischen p- und n-implantiertem Silizium hängt unmittelbar mit dem Verhalten der Versetzungsringe zusammen. Während der Ausheilung der Strahlenschäden werden infolge der Diffusion von intrinsischen Fehlstellen und anschließender Agglomeration Versetzungsringe gebildet, deren Größe und Dichte wesentlich von den Implantationsparametern, aber auch von der Art der Fremdatome abhängt. Die vorliegenden Ergebnisse der PAC-Messungen zeigen, dass sich diese Versetzungsringe unter einer externen Zugspannung in p-implantiertem Silizium anders verhalten als in n-implantiertem. Während nach der Implantation von den hier untersuchten Akzeptoren die Proben ein elastisches Verhalten aufweisen, ist nach einer Implantation mit Donatoren eine komplette Spannungsrelaxation zu beobachten. So kann man davon ausgehen, dass die Versetzungsringe aufgrund einer höheren Beweglichkeit in n-Silizium durch eine Umformung eine äußere mechanische Spannung abbauen können.

Die vorgestellten PAC-Messungen zeigen, dass sich diese Methode gut für die Untersuchung von lokalen Spannungsfeldern in dünnen Implantationsschichten in Halbleitern eignet. Desweiteren stellte sich heraus, dass das Ausheilverhalten von Defekten, die bei der Implantation entstehen, und sich daraus ergebende komplexe Defektstrukturen das mechanische Verhalten von Silizium entscheidend beeinflussen.

Anhang A

Spektren

A.1 Ausheilprogramm Bor-implantiertes Silizium

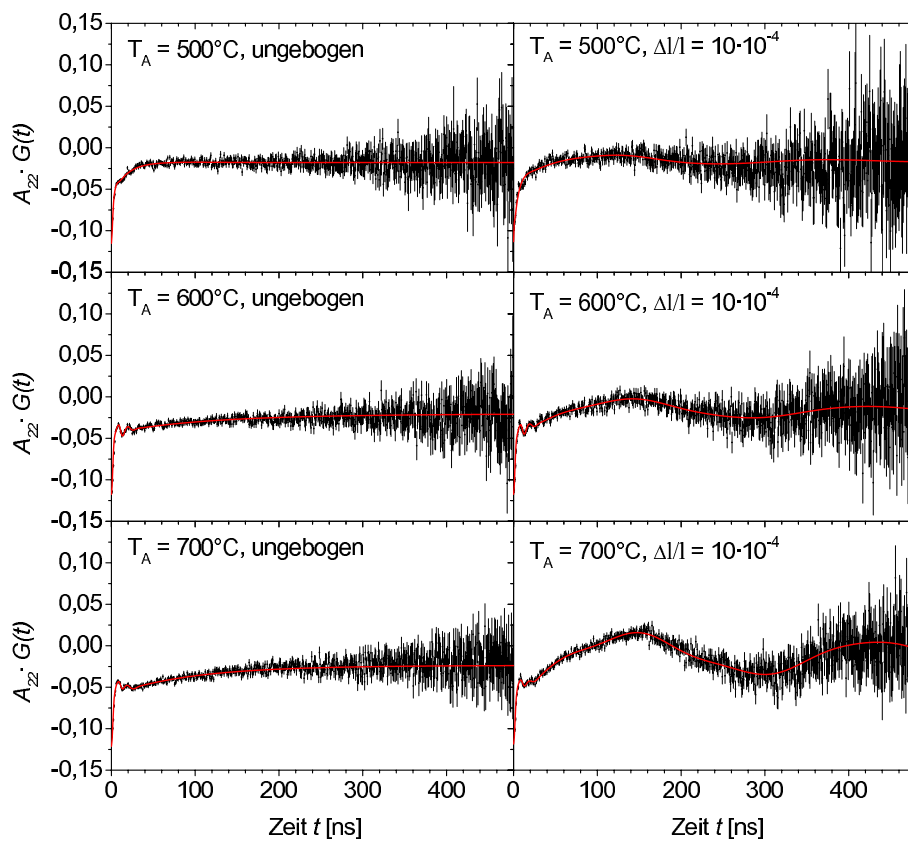


Abbildung A.1: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $4 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Links wurde die Probe ungebogen vermessen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung gebogen, so dass eine relative Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ resultiert.

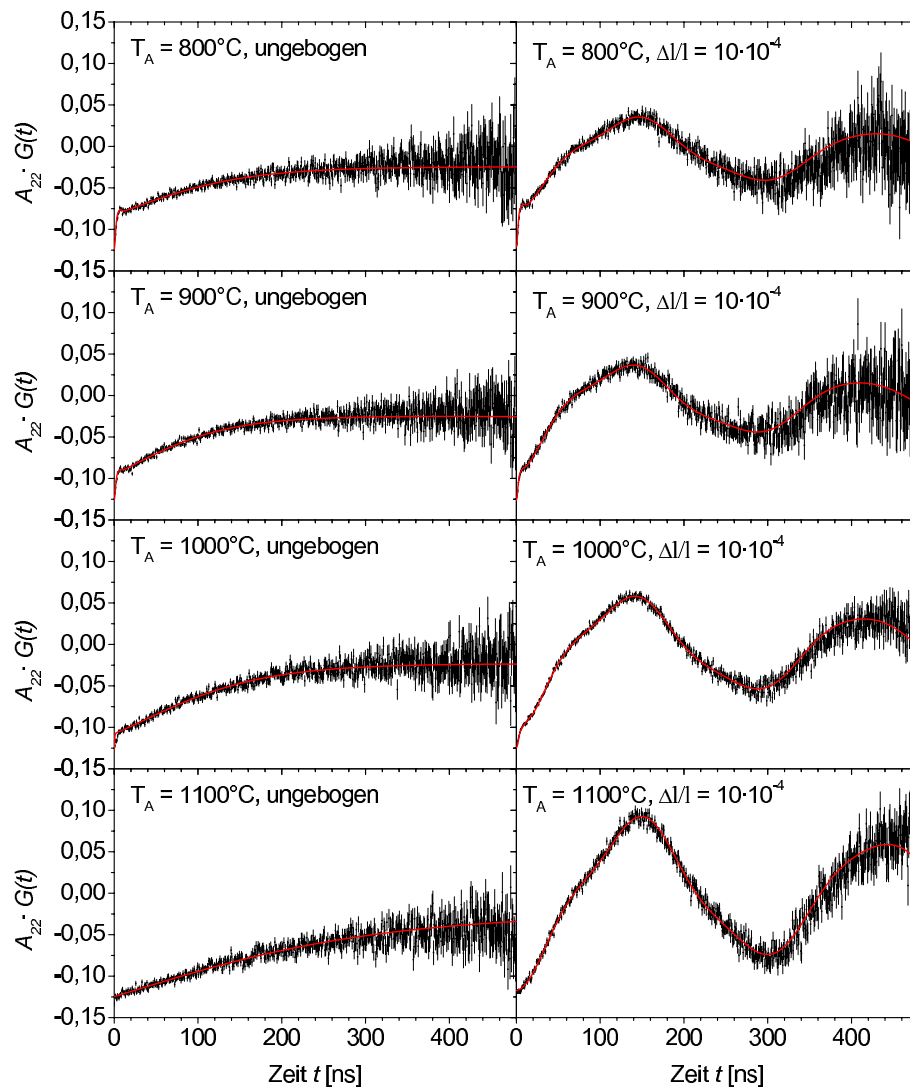


Abbildung A.2: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $4 \cdot 10^{14} \text{ B/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A , Fortsetzung.

A.2 Ausheilprogramm Phosphor-implantiertes Silizium

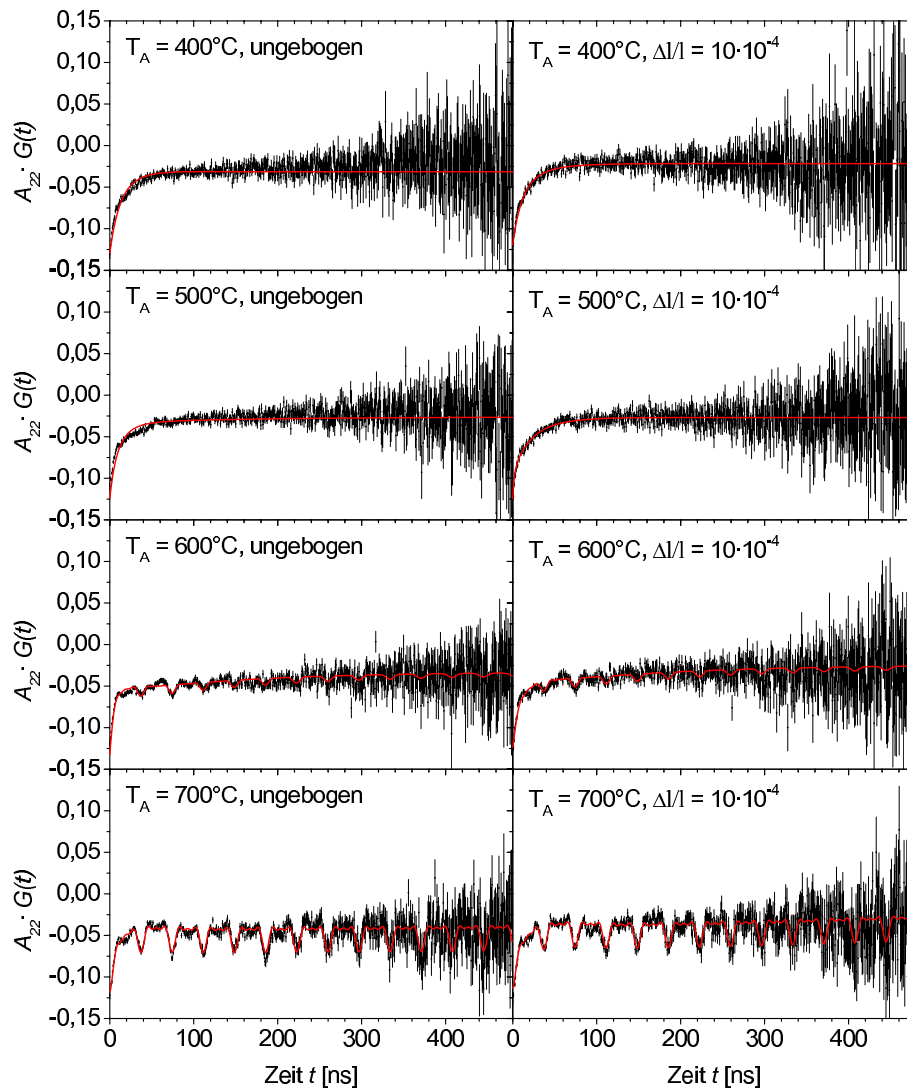


Abbildung A.3: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Links wurde die Probe ungebogen vermessen, rechts wurde die Probe entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung gebogen, so dass eine relative Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ resultiert.

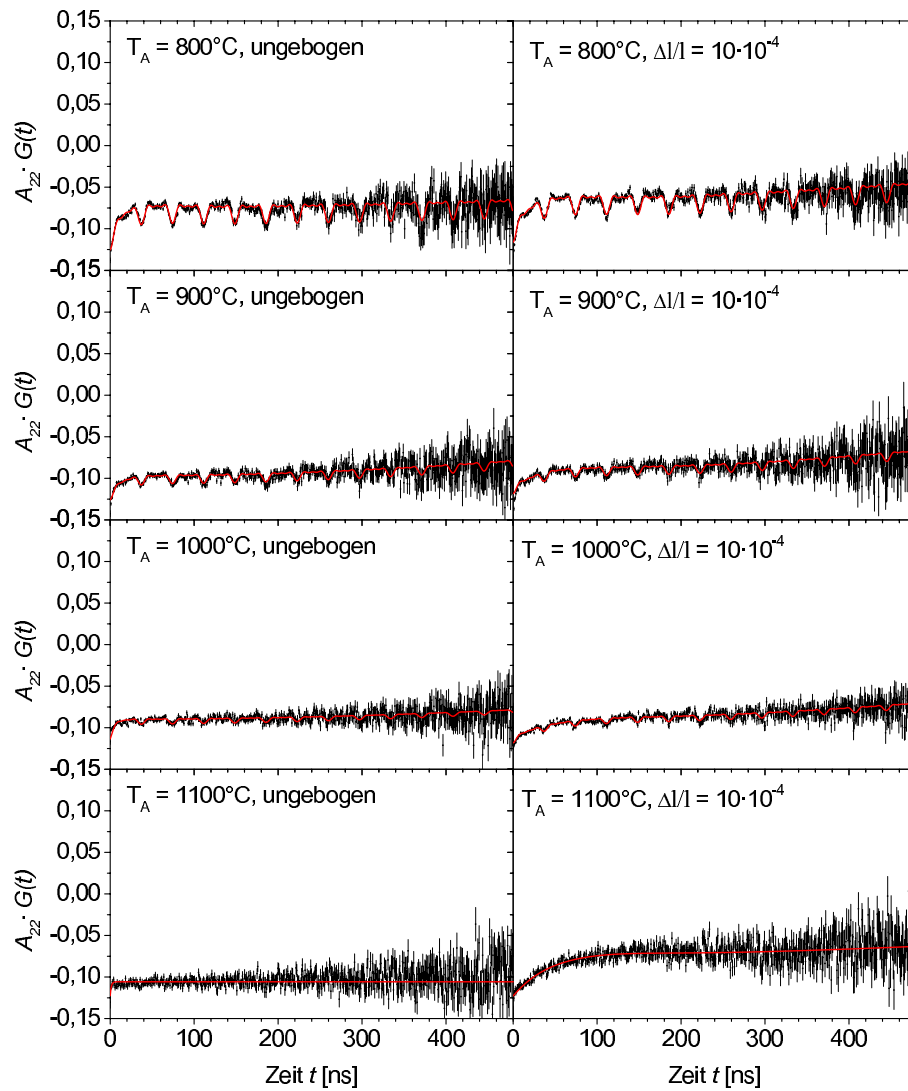


Abbildung A.4: PAC-Spektren für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13} \text{ P/cm}^2$) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A , Fortsetzung.

Anhang B

Tabellen

B.1 Zug- und Druckspannung B-implantiertes Silizium

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	4,2(1)	9,4(1)	12,3(1)	15,6(1)	17,1(2)	18,5(2)	19,9(2)
δ_0 [%]	58(2)	14,2(6)	13,0(4)	9,1(2)	8,3(2)	6,7(1)	7,3(2)
η_0	0,00	0,29(1)	0,34(1)	0,39(1)	0,38(1)	0,40(1)	0,39(1)
C_{add}	-0,003	0,004	-0,006	0,003	0,008	0,003	0,006

Tabelle B.1: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ B/cm²) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	-4,5	-6,2	-7,7	-9,1	-10,0	-10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	4,2(1)	9,5(1)	12,3(1)	15,4(2)	17,6(2)	19,5(2)	21,3(2)
δ_0 [%]	58(2)	11,9(3)	9,7(3)	5,3(3)	5,9(2)	5,3(1)	6,0(1)
η_0	0,00	0,31(1)	0,35(1)	0,36(1)	0,39(1)	0,39(1)	0,39(1)
C_{add}	-0,003	0,001	0,010	0,009	0,004	0,006	0,008

Tabelle B.2: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ B/cm²) für verschiedene relative Stauchungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.2 Zug- und Druckspannung Al-implantiertes Silizium

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)
ν_{Q0} [MHz]	3,0(1)	9,4(1)	12,7(1)	15,3(2)	17,6(2)	19,7(2)	20,5(2)
δ_0 [%]	85(1)	25(1)	18,1(3)	12,8(3)	8,1(2)	7,3(2)	7,2(2)
η_0	0,00	0,24(1)	0,23(1)	0,29(1)	0,35(1)	0,34(1)	0,34(1)
f_p [%]	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)
C_{add}	-0,005	0,001	0,000	0,003	0,001	-0,001	-0,002

Tabelle B.3: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Aluminium (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	-4,5	-6,2	-7,7	-9,1	-10,0	-10,6
f_0 [%]	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)
ν_{Q0} [MHz]	3,0(1)	10,4(1)	12,8(1)	16,0(2)	18,4(2)	20,8(2)	21,7(2)
δ_0 [%]	85(1)	26,8(6)	20,3(3)	12,8(3)	8,9(3)	8,7(3)	9,4(2)
η_0	0,00	0,29(1)	0,27(1)	0,31(1)	0,36(1)	0,36(1)	0,35(1)
f_p [%]	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)
C_{add}	-0,005	-0,002	0,003	0,001	0,002	0,000	0,000

Tabelle B.4: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Aluminium (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Stauchungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.3 Dosisabhängige Messungen

B.3.5 Bor

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	1,7(1)	9,4(1)	11,3(1)	14,4(1)	15,4(2)	18,3(2)	19,4(2)
δ_0 [%]	93(1)	7,9(4)	7,8(2)	7,2(1)	5,7(2)	4,1(1)	3,9(1)
η_0	0,00	0,27(1)	0,27(1)	0,26(1)	0,34(1)	0,38(1)	0,38(1)
C_{add}	-0,005	-0,006	0,002	0,000	0,002	0,003	0,001

Tabelle B.5: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $5 \cdot 10^{13}$ B/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	4,2(1)	9,4(1)	12,3(1)	15,6(1)	17,1(2)	18,5(2)	19,9(2)
δ_0 [%]	58(2)	14,2(6)	13,0(4)	9,1(2)	8,3(2)	6,7(1)	7,3(2)
η_0	0,00	0,29(1)	0,34(1)	0,39(1)	0,38(1)	0,40(1)	0,39(1)
C_{add}	-0,003	0,004	-0,006	0,003	0,008	0,003	0,006

Tabelle B.6: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ B/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7
f_0 [%]	70(1)	70(1)	70(1)	70(1)
ν_{Q0} [MHz]	8,5(1)	13,2(1)	15,5(2)	17,2(2)
δ_0 [%]	89(2)	81(2)	63(1)	23(1)
η_0	0,00	0,21(3)	0,26(2)	0,35(1)
f_{In-H} [%]	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)
ν_{In-H} [MHz]	463(1)	463(1)	463(1)	463(1)
C_{add}	0,000	-0,001	0,002	0,003

Tabelle B.7: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ B/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	16(2)	16(2)	16(2)	16(2)	16(2)	16(2)	16(2)
ν_{Q0} [MHz]	4,3(2)	11,4(4)	14,8(4)	18,0(2)	18,7(2)	22,2(2)	22,7(3)
δ_0 [%]	180(10)	49(6)	45(5)	25(2)	22(2)	20(2)	17(1)
η_0	0,00	0,10(8)	0,11(8)	0,19(1)	0,19(4)	0,20(2)	0,26(2)
f_2 [%]	34(2)	34(2)	34(2)	34(2)	34(2)	34(2)	34(2)
ν_{Q2} [MHz]	407(1)	407(1)	407(1)	407(1)	407(1)	407(1)	407(1)
δ_2 [%]	1,6(1)	1,5(1)	1,6(1)	1,7(1)	1,4(1)	1,6(1)	1,6(1)
η_2	0,47(1)	0,47(1)	0,47(1)	0,47(1)	0,47(1)	0,47(1)	0,47(1)
f_{In-H} [%]	50(2)	50(2)	50(2)	50(2)	50(2)	50(2)	50(2)
ν_{In-H} [MHz]	463(1)	463(1)	463(1)	463(1)	463(1)	463(1)	463(1)
C_{add}	0,006	-0,002	-0,001	0,001	0,003	0,001	0,005

Tabelle B.8: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Bor (Dosis $5 \cdot 10^{15}$ B/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.3.6 Aluminium

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0
f_0 [%]	100	100	100	100	100	100
ν_{Q0} [MHz]	1,0(1)	8,6(1)	11,2(1)	14,2(1)	17,1(2)	18,9(2)
δ_0 [%]	91(2)	7,6(5)	7,8(2)	4,2(2)	3,0(1)	2,9(1)
η_0	0,00	0,22(1)	0,22(1)	0,31(1)	0,35(1)	0,34(1)
C_{add}	0,005	0,009	0,004	0,006	0,002	0,002

Tabelle B.9: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium dotiert mit Aluminium (Dosis $1 \cdot 10^{14}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)	90(2)
ν_{Q0} [MHz]	3,0(1)	9,4(1)	12,7(1)	15,3(2)	17,6(2)	19,7(2)	20,5(2)
δ_0 [%]	85(1)	25(1)	18,1(3)	12,8(3)	8,1(2)	7,3(2)	7,2(2)
η_0	0,00	0,24(1)	0,23(1)	0,29(1)	0,35(1)	0,34(1)	0,34(1)
f_p [%]	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)	10(2)
C_{add}	-0,005	0,001	0,000	0,003	0,001	-0,001	-0,002

Tabelle B.10: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium dotiert mit Aluminium (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	51(1)	51(1)	51(1)	51(1)	51(1)	51(1)	51(1)
ν_{Q0} [MHz]	5,7(1)	10,7(1)	13,8(1)	17,6(2)	20,0(2)	21,4(2)	22,3(2)
δ_0 [%]	288(7)	163(3)	86(2)	31(2)	27(1)	25(1)	20(1)
η_0	0,00	0,08(4)	0,10(7)	0,14(2)	0,14(1)	0,18(2)	0,19(2)
f_0^* [%]	10(1)	10(1)	10(1)	10(1)	10(1)	10(1)	10(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
δ_0^* [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_p [%]	39(1)	39(1)	39(1)	39(1)	39(1)	39(1)	39(1)
C_{add}	0,001	-0,003	0,001	0,002	0,001	0,002	-0,003

Tabelle B.11: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium dotiert mit Aluminium (Dosis $1 \cdot 10^{15}$ Al/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.3.7 Indium

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)	43(1)
ν_{Q0} [MHz]	7,0(1)	9,8(1)	12,6(1)	15,3(2)	17,8(2)	19,2(2)	19,6(2)
δ_0 [%]	44(3)	47(1)	44(2)	32(1)	26(1)	20(1)	18(1)
η_0	0,00	0,32(2)	0,31(2)	0,34(1)	0,31(1)	0,36(1)	0,40(1)
f_p [%]	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)	57(1)
C_{add}	0,008	0,003	0,009	0,006	0,006	0,004	-0,001

Tabelle B.12: Fitergebnisse für ^{111}In in Silizium dotiert mit dem stabilen Isotop ^{115}In (Dosis $5 \cdot 10^{13}$ In/cm²) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	75(2)	75(2)	75(2)	75(2)	75(2)	75(2)	75(2)
ν_{Q0} [MHz]	10,7(1)	10,0(1)	9,9(1)	10,0(1)	9,9(1)	9,9(1)	10,1(1)
δ_0 [%]	129(2)	124(1)	126(1)	124(2)	126(2)	124(2)	124(2)
η_0	0,00	0,16(1)	0,14(2)	0,16(2)	0,18(1)	0,10(2)	0,18(1)
f_p [%]	25(2)	25(2)	25(2)	25(2)	25(2)	25(2)	25(2)
C_{add}	-0,001	-0,008	-0,006	-0,004	-0,004	-0,004	-0,004

Tabelle B.13: Fitergebnisse für ^{111}In in Silizium dotiert mit dem stabilen Isotop ^{115}In (Dosis $1 \cdot 10^{15}$ In/cm²) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.4 Ausheilprogramm von P-implantiertem Si

B.4.8 ungebogen

T_A [°C]	400	500	600	700	800	900	1000	1100
f_0 [%]	-	8(1)	20(1)	29(1)	52(1)	73(1)	77(1)	83(1)
ν_{Q0} [MHz]	-	1,9(1)	2,2(1)	0,5(1)	0,7(1)	0,9(1)	0,7(1)	0,0
δ_0 [%]	-	209(20)	198(7)	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	-	-	10(1)	23(1)	17(1)	8(1)	5(1)	-
ν_{Q1} [MHz]	-	-	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	-
δ_1 [%]	-	-	1,0(2)	0,0	0,0	0,0	0,0	-
f_p [%]	100	92(1)	70(1)	48(1)	31(1)	19(1)	18(1)	17(1)
C_{add}	-0,007	-0,002	-0,010	0,004	-0,003	-0,003	0,009	0,000

Tabelle B.14: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13}$ P/cm²) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Die Probe wurde im ungebogenen Zustand vermessen.

B.4.9 Zugspannung entlang $\langle 111 \rangle$

T_A [°C]	400	500	600	700	800	900	1000	1100
f_0 [%]	-	8(1)	20(1)	29(1)	52(1)	73(1)	77(1)	60(1)
ν_{Q0} [MHz]	-	1,8(1)	1,8(1)	1,0(1)	1,1(1)	1,0(1)	0,9(1)	0,7(1)
δ_0 [%]	-	38(9)	206(12)	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	-	-	10(1)	23(1)	17(1)	8(1)	5(1)	-
ν_{Q1} [MHz]	-	-	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	-
δ_1 [%]	-	-	1,0(5)	0,0	0,0	0,0	0,0	-
f_p [%]	100	92(1)	70(1)	48(1)	31(1)	19(1)	18(1)	40(1)
C_{add}	0,001	0,002	-0,001	0,009	0,006	0,004	0,004	0,000

Tabelle B.15: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{13}$ P/cm²) nach den angegebenen Ausheiltemperaturen T_A . Die Probe wurde entlang einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung mit einer relativen Dehnung von $10 \cdot 10^{-4}$ gebogen.

B.5 Implantation verschiedener Flächenbereiche

B.5.10 50% Flächenanteil mit Phosphor implantiert

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,1(1)	8,2(1)	11,5(1)	14,2(1)	16,0(2)	18,5(2)	19,1(2)
δ_0 [%]	111(2)	11(1)	11,1(5)	8,9(3)	9,5(4)	7,3(3)	6,7(3)
η_0	0,00	0,03(2)	0,12(2)	0,27(1)	0,27(1)	0,31(1)	0,38(1)
f_1 [%]	34(1)	34(1)	34(1)	34(1)	34(1)	34(1)	34(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,11(4)	0,06(5)	0,08(2)	0,10(3)	0,11(4)	0,19(4)	0,16(4)
f_p [%]	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)
C_{add}	0,003	-0,003	0,006	-0,004	-0,007	0,000	-0,002

Tabelle B.16: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium dotiert mit Aluminium (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ P/cm 2) auf 50% der Implantationsfläche von den Sondenkernen für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.5.11 67% Flächenanteil mit Phosphor implantiert

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	36(1)	36(1)	36(1)	36(1)	36(1)	36(1)	36(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,3(1)	8,3(1)	10,2(1)	13,8(1)	16,1(2)	18,5(2)	19,0(2)
δ_0 [%]	101(4)	14(2)	14(2)	13(1)	9(1)	14(1)	14(1)
η_0	0,00	0,08(6)	0,04(5)	0,13(1)	0,25(1)	0,27(1)	0,27(1)
f_1 [%]	49(1)	49(1)	49(1)	49(1)	49(1)	49(1)	49(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,22(3)	0,38(6)	0,30(6)	0,30(4)	0,25(5)	0,25(3)	0,27(5)
f_p [%]	15(1)	15(1)	15(1)	15(1)	15(1)	15(1)	15(1)
C_{add}	-0,001	0,001	0,001	0,002	0,000	-0,012	-0,011

Tabelle B.17: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium dotiert mit Phosphor (Dosis $5 \cdot 10^{14}$ P/cm 2) auf 67% der Implantationsfläche von den Sondenkernen für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$.

B.6 Unterschiedliche Implantationstiefen

B.6.12 Phosphor

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0^* [%]	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)	56(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	0,7(1)	1,1(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,2(1)	1,3(1)
δ_0^* [%]	51(4)	51(2)	48(2)	43(2)	47(2)	47(2)	44(2)
f_1 [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,01(4)	0,17(7)	0,11(8)	0,04(7)	0,2(1)	0,01(4)	0,04(4)
f_p [%]	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)
C_{add}	-0,004	-0,002	0,004	0,003	-0,006	-0,002	0,005

Tabelle B.18: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor ($1 \cdot 10^{14}$ P/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-P23).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	35(1)	35(1)	35(1)	35(1)	35(1)	35(1)	35(1)
ν_{Q0} [MHz]	2,3(1)	6,6(1)	8,4(1)	11,6(3)	13,9(2)	15,2(2)	16,6(2)
δ_0 [%]	241(10)	86(3)	78(3)	61(2)	53(2)	40(2)	39(1)
η_0	0,00	0,01(1)	0,03(2)	0,02(2)	0,04(2)	0,24(2)	0,24(1)
f_0^* [%]	58(1)	58(1)	58(1)	58(1)	58(1)	58(1)	58(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	0,4(1)	0,4(1)	0,6(1)	0,6(1)	0,6(1)	0,8(1)	0,9(1)
δ_0^* [%]	0	0	0	0	0	0	0
f_1 [%]	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)
ν_{Q1} [MHz]	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)	179(2)
δ_1 [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
C_{add}	0,000	0,010	0,007	0,005	0,005	0,007	0,001

Tabelle B.19: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Phosphor ($1 \cdot 10^{14}$ P/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-P33).

B.6.13 Arsen

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0^* [%]	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)	52(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	1,1(1)	1,2(1)	1,3(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,5(1)	1,4(1)
δ_0^* [%]	112(3)	108(5)	110(5)	100(2)	118(3)	110(4)	110(2)
f_1 [%]	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)	16(1)
ν_{Q1} [MHz]	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)
δ_1 [%]	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)	0,1(1)
f_p [%]	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)	32(1)
C_{add}	0,001	-0,009	0,006	-0,007	-0,002	0,001	0,004

Tabelle B.20: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Arsen ($1 \cdot 10^{14}$ As/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-As28).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)
ν_{Q0} [MHz]	3,1(1)	8,3(1)	11,3(1)	14,9(1)	17,2(2)	19,6(2)	19,1(2)
δ_0 [%]	80(2)	28(2)	26(1)	30(1)	24(1)	20(1)	20(1)
η_0	0,00	0,07(2)	0,06(2)	0,18(2)	0,19(1)	0,23(1)	0,22(1)
f_0^* [%]	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)
ν_0^* [MHz]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
δ_0^* [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)
ν_{Q1} [MHz]	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)
δ_1 [%]	0,4(2)	0,1(1)	0,1(1)	0,3(3)	0,1(1)	0,3(3)	0,1(1)
C_{add}	-0,004	0,007	0,002	0,001	-0,004	0,000	-0,002

Tabelle B.21: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Arsen ($1 \cdot 10^{14}$ As/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-As30).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	47(1)	47(1)	47(1)	47(1)	47(1)	47(1)	47(1)
ν_{Q0} [MHz]	0,6(1)	1,6(1)	2,0(1)	3,1(1)	4,4(1)	5,2(1)	5,8(1)
δ_0 [%]	130(6)	141(3)	140(4)	124(3)	103(3)	104(3)	105(3)
η_0	0,00	0,02(2)	0,04(4)	0,04(2)	0,1(1)	0,35(2)	0,34(2)
f_0^* [%]	46(1)	46(1)	46(1)	46(1)	46(1)	46(1)	46(1)
ν_0^* [MHz]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
δ_0^* [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)	7(1)
ν_{Q1} [MHz]	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)	231(2)
δ_1 [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
C_{add}	-0,008	-0,003	-0,007	-0,008	-0,005	-0,002	-0,006

Tabelle B.22: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Arsen ($1 \cdot 10^{14}$ As/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-As31).

B.6.14 Antimon

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0^* [%]	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)	79(1)
ν_{Q0}^* [MHz]	1,2(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,4(1)	1,3(1)	1,1(1)	1,2(1)
δ_0^* [%]	72(3)	74(2)	76(3)	73(2)	76(2)	76(1)	77(2)
f_1 [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q1} [MHz]	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)
δ_1 [%]	10(2)	12(3)	15(5)	11(2)	16(4)	15(4)	13(3)
C_{add}	0,005	-0,004	0,005	-0,002	0,005	0,008	0,003

Tabelle B.23: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Antimon ($1 \cdot 10^{14}$ Sb/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Sb2).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)	50(1)
ν_{Q0} [MHz]	2,2(1)	3,3(1)	3,9(1)	5,1(1)	5,7(1)	6,1(1)	7,1(1)
δ_0 [%]	76(1)	73(2)	72(1)	69(1)	67(2)	61(2)	57(1)
η_0	0,00	0,02(2)	0,04(2)	0,30(3)	0,38(2)	0,41(2)	0,41(2)
f_0^* [%]	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)	44(1)
ν_0^* [MHz]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
δ_0^* [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)	6(1)
ν_{Q1} [MHz]	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)
δ_1 [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
C_{add}	-0,012	-0,017	-0,007	-0,021	-0,005	-0,002	-0,007

Tabelle B.24: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Antimon ($1 \cdot 10^{14}$ Sb/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Sb3).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	65(1)	65(1)	65(1)	65(1)	65(1)	65(1)	65(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,5(1)	8,4(1)	11,4(1)	14,0(1)	16,7(2)	18,2(2)	18,3(2)
δ_0 [%]	97(2)	12(1)	8,3(7)	7,3(3)	6,6(4)	6,4(4)	6,2(2)
η_0	0,00	0,14(1)	0,28(1)	0,29(1)	0,31(1)	0,32(1)	0,34(1)
f_0^* [%]	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)
ν_0^* [MHz]	1,8(1)	1,6(1)	2,1(1)	1,9(1)	1,5(1)	1,8(1)	1,4(1)
δ_0^* [%]	205(5)	210(10)	199(10)	202(6)	206(11)	203(6)	204(7)
f_1 [%]	5(1)	5(1)	5(1)	5(1)	5(1)	5(1)	5(1)
ν_{Q1} [MHz]	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)	271(3)
δ_1 [%]	20(18)	8(5)	7(4)	17(9)	16(16)	18(16)	16(7)
C_{add}	-0,011	0,002	-0,007	0,005	-0,011	0,019	0,002

Tabelle B.25: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Antimon ($1 \cdot 10^{14}$ Sb/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Sb4).

B.6.15 Tellur

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0^* [%]	42(2)	42(2)	42(1)	42(1)	42(4)	42(1)	42(2)
ν_{Q0}^* [MHz]	1,3(1)	1,6(1)	2,0(1)	1,8(1)	1,6(1)	1,7(1)	1,9(1)
δ_0^* [%]	83(7)	82(3)	79(2)	80(4)	82(3)	80(2)	79(2)
f_1 [%]	23(2)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)	23(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,05(6)	0,01(1)	0,04(4)	0,01(1)	0,09(3)	0,04(3)	0,03(2)
f_p [%]	35(1)	35(1)	35(2)	35(2)	35(3)	35(1)	35(3)
C_{add}	0,000	0,003	0,000	0,001	0,005	0,001	0,000

Tabelle B.26: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14} \text{ Te/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Te6).

$\Delta l/l [\cdot 10^{-4}]$	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	30(4)	30(1)	30(3)	30(1)	30(1)	30(1)	30(1)
ν_{Q0} [MHz]	1,4(4)	5,9(1)	8,3(2)	10,4(1)	12,7(2)	14,9(1)	16,6(2)
δ_0 [%]	83(2)	45(4)	40(4)	42(2)	34(2)	34(1)	31(2)
η_0	0,00	0,00(1)	0,04(5)	0,03(1)	0,01(1)	0,00	0,00(2)
f_1 [%]	28(1)	28(1)	28(2)	28(1)	28(1)	28(1)	28(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_{Defekt} [%]	42(4)	42(1)	42(4)	42(2)	42(2)	42(1)	42(1)
C_{add}	-0,011	-0,004	-0,004	-0,004	-0,009	-0,013	0,004

Tabelle B.27: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14} \text{ Te/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Te1).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	43(1)	43(4)	43(2)	43(1)	43(2)	43(2)	43(2)
ν_{Q0} [MHz]	5,6(2)	9,1(1)	10,7(1)	14,6(1)	16,5(2)	19,4(2)	21,5(2)
δ_0 [%]	52(3)	35(2)	30(1)	22(1)	20(1)	20(1)	18(1)
η_0	0,00	0,12(3)	0,13(3)	0,14(1)	0,16(2)	0,17(2)	0,16(2)
f_1 [%]	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)	21(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_{Defekt} [%]	36(1)	36(4)	36(2)	36(1)	36(2)	36(2)	36(2)
C_{add}	0,007	0,002	0,010	0,007	-0,002	0,004	0,008

Tabelle B.28: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14}$ Te/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Te3).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	25(3)	25(2)	25(1)	25(1)	25(1)	25(1)	25(2)
ν_{Q0} [MHz]	2,4(1)	2,5(1)	2,7(1)	2,5(1)	2,4(1)	2,5(1)	2,9(1)
δ_0 [%]	229(10)	230(4)	231(9)	221(5)	243(6)	256(8)	249(8)
η_0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
f_1 [%]	27(1)	27(1)	27(1)	27(1)	27(1)	27(1)	27(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,09(2)	0,13(1)	0,06(3)	0,04(1)	0,07(1)	0,02(2)	0,05(2)
f_{Defekt} [%]	48(3)	48(1)	48(1)	48(1)	48(1)	48(1)	48(1)
C_{add}	0,008	-0,003	-0,004	0,002	0,003	0,004	0,002

Tabelle B.29: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14}$ Te/cm 2) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Te7).

$\Delta l/l$ [$\cdot 10^{-4}$]	0	4,5	6,2	7,7	9,1	10,0	10,6
f_0 [%]	31(2)	31(2)	31(2)	31(2)	31(2)	31(2)	31(2)
ν_{Q0} [MHz]	0,6(1)	1,3(1)	2,3(1)	3,2(1)	4,6(1)	5,4(1)	6,6(1)
δ_0 [%]	125(8)	101(7)	114(5)	134(4)	110(4)	129(5)	138(4)
f_1 [%]	32(3)	32(1)	32(2)	32(2)	32(2)	32(2)	32(1)
ν_{Q1} [MHz]	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)	446(4)
δ_1 [%]	0,06(2)	0,0	0,07(3)	0,0	0,01(3)	0,0	0,0
f_{Defekt} [%]	37(2)	37(2)	37(2)	37(2)	37(2)	37(2)	37(2)
C_{add}	0,002	0,012	-0,004	0,001	-0,005	-0,023	-0,004

Tabelle B.30: Anpassung der Störfunktion für ^{111}In in Silizium implantiert mit Tellur ($1 \cdot 10^{14} \text{ Te/cm}^2$) für verschiedene relative Dehnungen entlang $\langle 110 \rangle$ (Probe In-Te8).

Literaturverzeichnis

- [AREN80] A.R. Arends, C. Hohenemser, F. Pleiter, H. de Waard, L. Chow, R.M. Suter; *Data reduction methodology for perturbed angular correlation experiments*; Hyp. Int. 8 (1980) 191–213
- [BARR92] N.P. Barradas; *NNfit, the PAC MANual*; Lissabon (1992)
- [BARR93] N.P. Barradas, M. Rots, A.A. Melo, J.C. Soares; *Magnetic anisotropy and temperature dependence of the hyperfine fields of Cd-111 in single crystalline cobalt*; Phys. Rev. B 47 (1993) 8763–8768
- [BART02] J. Bartels; *Fremdatome in Silizium-Kavitäten untersucht mit der gestörten Winkelkorrelation*; Dissertation, Universität Bonn, 2002
- [BIER80] J.P. Biersack, L.G. Haggmark; *A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets*; Nucl. Instr. Meth. 174 (1980) 257–269
- [BOUR73] J.C. Bourgoin, J.W. Corbett, H.L. Frisch; *Ionization enhanced diffusion*; J. Chem. Phys. 59 (1973) 4042–4046
- [BUTZ89] T. Butz; *Analytic Perturbation Functions for Static Interactions in Perturbed Angular Correlations of γ -Rays*; Hyp. Int. 52 (1989) 189–228
- [CHID06] P.R. Chidambaram, C. Bowen, S. Chakravarthi, C. Machala, R. Wise; *Fundamentals of silicon material properties for successful exploitation of strain engineering in modern CMOS manufacturing*; IEEE Trans. Electron Devices 53 (2006) 944–964
- [CLAV03] A. Claverie, B. Colombeau, B. De Mauduit, C. Bonafos, X. Hebras, G. Ben Assayag, F. Cristiano; *Extended defects in shallow implants*; Appl. Phys. A 76 (2003) 1025–1033
- [COHE67] B.G. Cohen; *X-ray measurement of elastic strain and lattice constant of diffused silicon*; Solid-St. Electron. 10 (1967) 33–37

- [ERBI86] A. Erbil, W. Weber, G.S. Cargill III, R.F. Boehme; *Lattice distortions for arsenic in single-crystal silicon*; Phys. Rev. B 34 (1986) 1392–1394
- [FAHE89] P.M. Fahey, P.B. Griffin, J.D. Plummer; *Point defects and dopant diffusion in silicon*; Rev. Mod. Phys. 61/2 (1989) 289–388
- [FRAU65] H. Frauenfelder, R.M. Steffen; *Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*; Vol. 2, Hrsg. K. Siegbahn, Amsterdam (1965)
- [GYUL71] J. Gyulai, O. Meyer, R.D. Pashley, J.W. Mayer; *Lattice location and dopant behavior of group II and VI elements implanted in silicon*; Radiation Effects 7 (1971) 17–24
- [HALL67] J.J. Hall; *Electronic effects in the elastic constants of n-type silicon*; Phys. Rev. 161/3 (1967) 756–761
- [HILL08] U. Hilleringmann; *Silizium-Halbleitertechnologie*; Vieweg und Teubner, 5. Auflage, Wiesbaden (2008)
- [HOLL95] A.F. Holleman, E. Wiberg, N. Wiberg; *Lehrbuch der anorganischen Chemie*; de Gruyter, 101. Auflage, Berlin (1995)
- [HORN55] F.H. Horn; *Densitometric and electrical investigation of boron in silicon*; Phys. Rev. 97/6 (1955) 1521–1525
- [HULL99] R. Hull (ed.); *Properties of Crystalline Silicon*; INSPEC, London, 2nd edition (1999)
- [JONE87] K.S. Jones, S. Prussin, E.R. Weber; *The effect of implant species on defect anneal kinetics part II: arsenic and germanium implantation*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 21 (1987) 499–502
- [JONE88] K.S. Jones, S. Prussin, E.R. Weber; *A systematic analysis of defects in ion-implanted silicon*; Appl. Phys. A 45 (1988) 1–34
- [KEYE82] R.W. Keyes; *Device implications of the electronic effect in the elastic constants of silicon*; IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, Vol. SU-29/2 (1982) 99–104
- [KNIC95] W. Knichel; *Monte-Carlo-Simulation der Öffnungswinkelkorrektur der Detektoren der Zwölf-Detektor-Apparatur*; VAX Quellcode Version vom 09. Oktober 1995
- [KOPI02] K. Kopitzki, P. Herzog; *Einführung in die Festkörperphysik*; Teubner-Verlag, 4. Auflage (2002)

- [KUCY05] J. Kucytowski, K. Wokulska; *Lattice parameter measurements of boron doped Si single crystals*; Cryst. Res. Technol. 40, No. 4/5 (2005) 424–428
- [LANG92] G. Langouche, editor; *Hyperfine Interaction of Defects in Semiconductors*; Elsevier, Amsterdam (1992)
- [LEE75] T.F. Lee, R.D. Pashley, T.C. McGill, J.W. Mayer; *Investigation of tellurium-implanted silicon*; J. Appl. Phys. 46 (1975) 381–388
- [LEE05] M.L. Lee, E.A. Fitzgerald, M.T. Bulsara, M.T. Currie, A. Lochtefeld; *Strained Si, SiGe, and Ge channels for high-mobility metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors*; J. Appl. Phys. 97 (2005) 011101
- [LIND86] G. Lindner, H. Hofsäss, S. Winter, B. Besold, E. Recknagel, G. Weyer, J.W. Petersen; *Direct evidence for substitutional ion-implanted indium dopants in silicon*; Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2283–2286
- [MAIE09] K. Maier; Universität Bonn; Private Mitteilung, Dezember 2009
- [MARX90] G. Marx; *Aufbau und Test einer RTA - Kurzzeit-Temper-Anlage*; Diplomarbeit, Universität Bonn, 1990
- [MARX95] G. Marx; *Akzeptor - Wasserstoff - Komplexe und spannungsinduzierte elektrische Feldgradienten in Silizium und Germanium*; Dissertation, Universität Bonn, 1995
- [MEYE70] O. Meyer, N.G.E. Johansson, S.T. Picreux, J.W. Mayer; *Lattice location and dopant behavior of group II and VI elements implanted in silicon*; Solid State Communications 8 (1970) 529–531
- [MILO08] M. Milosavljevic, M.A. Lourenco, G. Shao, R.M. Gwilliam K.P. Homewood; *Formation of dislocation loops in silicon by ion irradiation for silicon light emitting diodes*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008) 2470–2474
- [MITC75] J.B. Mitchell, P.P. Pronko, J. Shewchun, D.A. Thompson, J.A. Davies; *Nitrogen-implanted silicon. I. Damage annealing and lattice location*; J. Appl. Phys. 46 (1975) 332–334
- [MÖLL92] A. Möller; *Aufbau und Test eines elektronischen Temperaturreglers für die RTA-Kurzzeit-Temper-Anlage*; Diplomarbeit, Universität Bonn, 1992
- [NEDE02] R. Nédélec; *Rückstoßimplantation von ^{48}Cr und erste PAC Messungen mit der Sonde $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$* ; Diplomarbeit, Universität Bonn, 2002

- [NEDE07] R. Nédélec; *Seltene Erden in GaN und ZnO untersucht mit der PAC-Methode*; Dissertation in Physik, Universität Bonn, 2007
- [NIKL83] J.R. Niklas, J.M. Spaeth; *ENDOR investigation of tellurium donors in silicon*; Solid State Communications 46 (1983) 121–126
- [NYE85] J.F. Nye; *Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices*; Oxford University Press (1985)
- [PAJO87] B. Pajot, A.M. Stoneham; *A spectroscopic investigation of the lattice distortion at substitutional sites for groups V and VI donors in silicon*; J. Phys. C: Solid State Phys. 20 (1987) 5241–5252
- [PAUL60] L. Pauling; *The nature of the chemical bond*; Cornell University Press, Ithaca, NY, 3rd edition (1960), p. 246
- [PEAR49] G.L. Pearson, J. Bardeen; *Electrical Properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus*; Phys. Rev. 75 (1949) 865–883
- [PICH04] P. Pichler; *Intrinsic point defects, impurities, and their diffusion in silicon*; Springer-Verlag, Wien (2004)
- [PRUS87] S. Prussin, K.S. Jones; *The effect of implant species on defect anneal kinetics part I: silicon and phosphorus implantation*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B21 (1987) 496–498
- [RUSK01] F. Ruske; *Indiumimplantation in Galliumnitrid untersucht mit der γ - γ Winkelkorrelationsmethode*; Diplomarbeit in Physik, Universität Bonn, 2001
- [SCHA92] T. Schaefer; *Donator-Defektkomplexe in GaAs untersucht mit der γ - γ Winkelkorrelation unter Einsatz der Sonden ^{73}Se und ^{77}Br* ; Dissertation, Universität Bonn, 1992
- [SCHA97] G. Schatz, A. Weidinger; *Nukleare Festkörperphysik*; B. G. Teubner, 3. Auflage (1997)
- [SIFF04] P. Siffert, E.F. Krimmel (Eds.); *Silicon: Evolution and Future of a Technology*; Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2004)
- [SKUD92] H. Skudlik, M. Deicher, R. Keller, R. Magerle, W. Pfeiffer, D. Steiner, E. Recknagel, Th. Wichert; *Influence of electronic parameters on the electric-field gradients induced by H at the probe atom $^{111}\text{In}/^{111}\text{Cd}$ in Si*; Phys. Rev. B 46 (1992) 2159–2171

- [SZE81] S.M. Sze; *Physics of Semiconductor Devices*; John Wiley and Sons, New York (1981)
- [TAMU89] M. Tamura, K. Ohyu; *Residual defects in high-energy B-, P- and As-implanted Si by rapid thermal annealing*; Appl. Phys. A 49 (1989) 149–155
- [TESSE03] G. Tessema Mola; *Indium-impurity pairs in semiconductors and the study of the influence of uniaxial stress on defect complexes in silicon*; Dissertation, Universität Bonn, 2003
- [THOM04] S.E. Thompson, M. Armstrong, C. Auth et al; *A logic nanotechnology featuring strained-silicon*; IEEE Electr. Device Lett. 25 (2004) 191–193
- [WICH86] Th. Wichert; *Formation of In-As Complexes in Silicon Observed by the Perturbed-Angular-Correlation Technique*; Phys. Rev. Lett. 57/14 (1986) 1757–1760
- [WICH87] Th. Wichert, H. Skudlik, M. Deicher, G. Grübel, R. Keller, E. Recknagel, L. Song; *Passivation of shallow acceptors by H in Si: A microscopic study by perturbed angular correlations*; Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2087–2090
- [WICH89] Th. Wichert, M.L. Swanson; *Perturbed angular correlation studies of dopant atom interactions in silicon*; J. Appl. Phys. 66 (1989) 3026–3037
- [WICH92] Th. Wichert, N. Achtziger, H. Metzner, R. Sielemann; *Perturbed angular correlation*; Kapitel 2 aus [LANG92], Elsevier, Amsterdam (1992)
- [WIDM96] Dietrich Widmann, Hermann Mader, Hans Friedrich; *Technologie hochintegrierter Schaltungen*; Springer-Verlag, 2. Auflage, Berlin (1996)
- [WORT65] J.J. Wortman, R.A. Evans; *Young's Modulus, Shear Modulus and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium*; J. Appl. Phys. 36 (1965) 153–156
- [YEO07] Y.-C. Yeo; *Enhancing CMOS transistor performance using lattice-mismatched materials in source/drain regions*; Semicond. Sci. Technol. 22 (2007) 177–182
- [ZANG03] N.R. Zangenberg et al; *Boron and phosphorus diffusion in strained and relaxed Si and SiGe*; J. Appl. Phys. 94/6 (2003) 3883–3890

- [ZIEG85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark; *The stopping and range of ions in solids*; Pergamon Press, New York (1985)

Abbildungsverzeichnis

0.1	TEM-Aufnahmen von 45 nm p- und n-MOSFETs	1
1.1	Czochralski-Verfahren und Siliziumeinkristall	5
1.2	Die kubische Einheitszelle der Diamantstruktur	6
1.3	Energieniveaus für Donatoren und Akzeptoren in Silizium	7
1.4	Die Resistivität von Silizium als Funktion der Dotierstoffkonzentration	8
1.5	Die Verformung eines Festkörpers durch Dehnung	8
1.6	Die Spannungskomponenten σ_{ij}	10
1.7	Die elastischen Konstanten von n-dotiertem Silizium	11
2.1	Prinzip der γ - γ -Winkelkorrelation	14
2.2	Koordinatensystem zur Beschreibung der γ - γ -Winkelkorrelation	16
2.3	Quadrupolaufspaltung für ein Niveau mit $I = 5/2$	17
2.4	Zerfallsschema des Sondenkerns 111-In	19
2.5	Aufbau der 3-Detektor-Apparatur	20
2.6	Schematische Darstellung der Lebensdauerspektren	21
2.7	Effektive Anisotropiekoeffizienten	24
3.1	Lage der Kristallachsen und Laue-Aufnahme	28
3.2	Schematischer Aufbau des Bonner Isotopenseparators	29
3.3	SRIM-Simulation der Implantationsprofile	30
3.4	Erzeugung von uniaxialen Spannungen durch Biegen der Probe	33
3.5	Der Probenhalter zur Erzeugung von Spannungen	34
4.1	Detektoranordnung	36

4.2	PAC-Spektren für intrinsisches Silizium unter verschiedenen Zug- und Druckspannungen	37
4.3	Spannungsinduzierte Frequenz für intrinsisches Silizium	38
4.4	Spannungsinduzierter EFG für intrinsisches Silizium	39
4.5	Asymmetrieparameter und Dämpfung für intrinsisches Silizium . .	40
4.6	PAC-Spektren für Silizium implantiert mit verschiedenen B-Dosen	43
4.7	Implantationsprofil von Bor in Silizium	45
4.8	PAC-Spektren für Silizium implantiert mit verschiedenen Al-Dosen	46
4.9	PAC-Spektren für Silizium implantiert mit verschiedenen In-Dosen	48
4.10	Frequenz ν_{Q0} und Anteil f_0 für verschiedene Dosen von B, Al und In	49
4.11	Kontraktion bzw. Dehnung des Gitters durch Fremdatome	50
4.12	PAC-Spektren des Ausheilprogramms von Si implantiert mit Bor .	52
4.13	Ergebnisse des Ausheilprogramms für Bor-implantiertes Silizium .	53
4.14	PAC-Spektren für Si implantiert mit Bor unter Zugspannungen .	55
4.15	PAC-Spektren für Si implantiert mit Al unter Zugspannungen . .	56
4.16	PAC-Spektren für Si implantiert mit In unter Zugspannungen . .	58
4.17	Frequenz ν_{Q0} und Dämpfung δ_0 für Si implantiert mit B, Al und In	59
4.18	Frequenz ν_{Q0} für Si implantiert mit B unter Zug und Druck . . .	60
4.19	Frequenz ν_{Q0} für Si implantiert mit Al unter Zug und Druck . . .	61
4.20	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen B-Dosen unter externer Zugspannung	62
4.21	Ergebnisse für Si implantiert mit verschiedenen B-Dosen	63
4.22	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen Al-Dosen unter externer Zugspannung	64
4.23	Ergebnisse für Si implantiert mit verschiedenen Al-Dosen	65
4.24	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen In-Dosen unter externer Zugspannung	66
4.25	Ergebnisse für Si implantiert mit verschiedenen In-Dosen	67
4.26	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen C-Dosen . . .	69
4.27	PAC-Spektren für C-implantiertes Si unter verschiedenen Zug- und Druckspannungen	71

4.28	Spannungsinduzierte Frequenz und EFG für Si implantiert mit C	72
4.29	Spannungsinduzierte Frequenz für Si implantiert mit versch. C-Dosen	74
4.30	Spannungsinduzierte Frequenz für n-dotiertes Silizium	75
4.31	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen P-Dosen . . .	76
4.32	Verschiedene Sondenanteile als Funktion der P-Implantationsdosis	77
4.33	PAC-Spektren für Si implantiert mit verschiedenen As-Dosen . . .	79
4.34	PAC-Spektren für Si implantiert mit Elementen aus der V. und VI. Hauptgruppe	81
4.35	PAC-Spektren des Ausheilprogramms für Si implantiert mit P . .	84
4.36	Ergebnisse des Ausheilprogramms für Si implantiert mit P	85
4.37	PAC-Spektren für Si implantiert mit N unter Zugspannungen . . .	86
4.38	WW-Frequenzen für Si dotiert mit N als Funktion der Gitterdehnung	87
4.39	PAC-Spektren für Si implantiert mit P unter Zugspannungen . . .	88
4.40	Frequenz ν_{Q0} für Si implantiert mit P als Funktion der Gitterdehnung	88
4.41	PAC-Spektren für Si implantiert mit As unter Zugspannungen . .	90
4.42	Frequenz ν_{Q0} für Si dotiert mit As als Funktion der Gitterdehnung	90
4.43	PAC-Spektren für Si implantiert mit Sb unter Zugspannungen . .	92
4.44	Frequenz ν_{Q0} für Si dotiert mit Sb als Funktion der Gitterdehnung	92
4.45	PAC-Spektren für Si implantiert mit Te unter Zugspannungen . .	93
4.46	Frequenz ν_{Q0} für Si dotiert mit Te als Funktion der Gitterdehnung	94
4.47	Simulation eines Rechteckprofils für Phosphor	95
4.48	PAC-Spektren für Si implantiert mit einem rechteckigen P-Profil .	96
4.49	Frequenz ν_{Q0} für Si implantiert mit einem rechteckigen P-Profil .	97
4.50	Frequenz ν_{Q0} für n-dotiertes Silizium und Implantationsprofile . .	98
4.51	Frequenz ν_{Q0} für n-dotiertes Silizium und Implantationsprofile aus früheren Messungen	99
4.52	Implantation verschiedener Bereiche der Probenfläche	101
4.53	PAC-Spektren für Si mit verschiedenen P-Implantationsflächen . .	102
4.54	Ergebnisse für Si mit verschiedenen P-Implantationsflächen	103
4.55	Variation der Implantationstiefe für Indium und Phosphor	104

4.56	PAC-Spektren für verschiedene Implantationstiefen von In und P	105
4.57	Frequenz ν_{Q0} für verschiedene Implantationstiefen von In und P	106
4.58	Variation der Implantationstiefe für Indium und Arsen	107
4.59	PAC-Spektren für verschiedene Implantationstiefen von In und As	108
4.60	Frequenz ν_{Q0} für verschiedene Implantationstiefen von In und As	109
4.61	Variation der Implantationstiefe für Indium und Antimon	111
4.62	PAC-Spektren für verschiedene Implantationstiefen von In und Sb	112
4.63	Frequenz ν_{Q0} für verschiedene Implantationstiefen von In und Sb	113
4.64	Variation der Implantationstiefe für Indium und Tellur	115
4.65	PAC-Spektren für verschiedene Implantationstiefen von In und Te	116
4.66	Frequenz ν_{Q0} für verschiedene Implantationstiefen von In und Te	117
5.1	TEM-Aufnahme einer unbehandelten Siliziumprobe	119
5.2	TEM-Aufnahmen von Phosphor- und Arsen-implantiertem Silizium	120
A.1	PAC-Spektren des Ausheilprogramms von Si dotiert mit Bor	131
A.2	PAC-Spektren des Ausheilprogramms von Si dotiert mit Bor	132
A.3	PAC-Spektren des Ausheilprogramms von Si dotiert mit Phosphor	133
A.4	PAC-Spektren des Ausheilprogramms von Si dotiert mit Phosphor	134

Veröffentlichungen zu dieser Arbeit

1. N. Santen, R. Vianden
Doped silicon under uniaxial tensile strain investigated by PAC
Journal of Materials Science: Materials and Electronics 18/7 (2007) 715–719
2. N. Santen, R. Vianden
Phosphorus-doped silicon under uniaxial tensile strain investigated by PAC
Hyperfine Interactions 177 (2007) 21–25
3. N. Santen, R. Vianden
Effects of doping on the elastic properties of silicon
Materials Science and Engineering B 154–155 (2008) 126–128
4. N. Santen, R. Vianden
Effects of group-V impurities on the elastic properties of silicon
Physica B: Condensed Matter 404/23–24 (2009) 4622–4625