

**Funktionalisierung von
III/V-Halbleiterheterostrukturen
durch Selbstorganisation und
Nanostrukturierung**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Holger Welsch
aus Zweibrücken

Hamburg
2007

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Hansen
Prof. Dr. U. Merkt

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Hansen
Prof. Dr. D. Heitmann

Datum der Disputation:

13. September 2007

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Dr. A. Chudnovskiy

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. G. Huber

Departmentleiter Physik:

Prof. Dr. R. Klanner

Abstract

The following thesis presents new concepts to functionalize III/V-semiconductor-heterostructures by strain-induced nanostructuring. In order to reach this objective the properties of epitaxial heterostructures were tailor-made according to our demands and afterwards grown by molecular beam epitaxy.

The first part of the thesis covers the one-dimensional alignment of self-assembled indium arsenide quantum dots by a strain-induced misfit dislocation network. This technique does not require lithography and aligns the quantum dots along the misfit directions $[110]$ and $[\bar{1}10]$. To investigate these one-dimensional aligned quantum dots by microphotoluminescence we blue-shifted the emission energies of the quantum dots with the indium flush technique to allow measurements by the high sensitive silicon detector. For the first time, microphotoluminescence measurements with spot sizes down to $0.8 \mu\text{m}$ in diameter enabled us to perform a spatial mapping of the structures and reveal different emission energies for quantum dots aligned along $[110]$ and $[\bar{1}10]$ as well as for the free standing quantum dots on one and the same sample.

Another example of strain-induced nanostructuring are the self-scrolled microtubes. With these structures we built a microtube ring resonator by embedding optically active material, i.e. quantum dots and quantum well, inside the microtube's wall. In this novel microtube ring resonator we found a spectrum of sharp modes. Furthermore, a concept to build microcoils and microtransformers based on these self-scrolled microtubes is presented.

The last part embraces the development and the construction of a UHV-scanning tunnelling microscope. This UHV-scanning tunnelling microscope is to be integrated into the UHV cluster of the molecular beam epitaxy system with the great advantage of being able to combine STM nanostructuring with strain-induced epitaxial growth. The construction of the STM scanner as well as the UHV chamber in which the STM scanner is to be integrated was successfully accomplished. First measurements under ambient conditions are presented.

Inhaltsangabe

In der vorliegenden Arbeit werden Konzepte zur Funktionalisierung von III/V-Halbleiterheterostrukturen durch verspannungsinduzierte Nanostrukturierung vorgestellt. Dafür wurden die Eigenschaften epitaktischer Schichtsysteme für die entsprechenden Anforderungen maßgeschneidert und die Strukturen mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt.

Zuerst behandeln wir die linienförmige Anordnung von Indiumarsenid-Quantenpunkten entlang von Misfit-Versetzungen, die in $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtung verlaufen. Durch Kombination von verspannungsinduzierten Quantenpunkten und verspannungsinduzierten Misfit-Versetzungen, lassen sich eindimensionale Quantenpunktkristalle ohne jegliche Lithografie herstellen. Zur Untersuchung solcher eindimensionaler Quantenpunktkristalle mit Mikrophotolumineszenz haben wir die Emissionsenergie der Quantenpunkte durch Optimierung der Wachstumsparameter angehoben. Dadurch konnten wir die besonders empfindlichen Silizium-Detektoren für unsere Messungen einsetzen. Wir können hier erstmals die Quantenpunkte entlang der $[110]$ -Richtung, der $[\bar{1}10]$ -Richtung und zwischen den Versetzungen getrennt an ein und derselben Probe mit Photolumineszenz untersuchen. Wir finden unterschiedliche Emissionsenergien für alle drei Arten von Quantenpunkten.

Ein weiteres Beispiel für verspannungsinduzierte Strukturierung sind die selbstaufrollende, verspannte $\text{In}(\text{Al,Ga})\text{As}$ -Strukturen zur Herstellung von Mikroröllchen. Mit diesen Mikroröllchen haben wir optische Mikroringresonatoren gebaut. Hierbei wird der Resonator durch die Röllchenwand selbst gebildet, in der gleichzeitig das optisch aktive Material eingebettet ist. Wir haben in Strukturen sowohl mit Indiumarsenid-Quantenpunkten als auch mit Quantenfilmen als optisch aktives Material optische Moden nachgewiesen. Des Weiteren wurde mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Design demonstriert, dass es möglich sein sollte, mit diesen Röllchen Mikrospulen und Mikrotransformatoren herzustellen. Dabei fungiert die Rolle als Trägersubstrat für vorher aufgedampfte, metallische Leiterbahnen.

Abschließend wird die Entwicklung und der Aufbau eines UHV-Rastertunnelmikroskops beschrieben, welches insbesondere zur Kombination von rastertunnelmikroskopischer Nanostrukturierung in Verbindung mit verspannungsinduzierter Nanostrukturierung dienen soll. Die Strukturierung soll zukünftig an MBE-Proben in eine Wachstumspause stattfinden. Dafür wurde eine UHV-Kammer, die in den UHV-Verbund der MBE integriert werden kann, konstruiert und fertig gestellt. Der STM-Scanner wurde zur Aufnahme von MBE-Probenhaltern inkl. der Probe konzipiert und fertig gestellt. Erste Messungen an Atmosphäre zeigen die Funktionsfähigkeit.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Inhaltsangabe	ii
1 Einleitung	1
2 MBE-Heterostrukturen	3
2.1 Molekularstrahlepitaxie	3
2.2 Wachstumsmodi	4
2.3 Wachstum von Heteroschichten	5
2.3.1 Gitterangepasste, unverspannte Schichten	6
2.3.2 Verspannte, indiumhaltige Schichten	6
2.3.2.1 Pseudomorph verspannte Schichten	7
2.3.2.2 InAs-Quantenpunkte	7
2.3.3 Galliumarsenid-Tröpfchenepitaxie	7
3 Anordnung von InAs-Quantenpunkten durch ein Misfit-Versetzungsnetzwerk - 1D-QP-Kristalle	8
3.1 Misfit-Versetzungsnetzwerk	9
3.2 Mechanismus der QP-Anordnung an Misfit-Versetzungen	10
3.3 Erzeugung eines Versetzungsnetzwerks	11
3.4 Anpassung der QP-Dichte	13
3.5 Überwachsen der angeordneten QP	15
3.6 PL-Messungen an angeordneten QP	16
3.6.1 Einführung in die Photolumineszenz-Messmethode	17
3.6.2 PL-Messungen mit $d_{spot} \approx 100 \mu\text{m}$	18
3.6.3 PL an geflushten QP mit $d_{spot} \approx 100 \mu\text{m}$	19
3.6.3.1 Indium-Flush Technik	19
3.6.4 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{spot} \approx 9 \mu\text{m}$	21
3.6.5 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{spot} \approx 1.8 \mu\text{m}$	24
3.6.5.1 Anregungsenergieabhängige Messungen	26
3.6.6 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{spot} \approx 0.8 \mu\text{m}$	28
3.6.6.1 Polarisationsabhängige Messungen	31

4	Selbstaufrollende In(Ga,Al)As-Schichten	36
4.1	Aufrollprinzip nach Prinz	36
4.2	Präparation	38
4.3	Mikroröllchen-Ringresonatoren	40
4.3.1	Grundidee	40
4.3.2	Strukturdesign	41
4.3.3	Probenserie mit QP	41
4.3.3.1	Messungen an QP-Proben	43
4.3.4	Probenserie mit Quantenfilmen	45
4.3.4.1	Messungen an Quantenfilm-Proben	47
4.4	Mikrospulen	48
4.4.1	Designregeln	48
4.4.1.1	Induktivitäten und Felder	49
4.4.2	Präparierte Strukturen, Maske	51
4.4.3	Messungen an Mikrospulen	52
4.5	Mikrotransformatoren	53
4.5.1	Designregeln	54
4.5.1.1	Realer Transformator	54
4.5.2	Präparierte Strukturen, Maske	56
4.5.3	Charakterisierung der Strukturen	58
4.5.3.1	Supraleiter als Leiterbahnen	59
4.5.4	Feldgradienten	62
5	Aufbau eines Rastertunnelmikroskops für in-vacuo Charakterisierung und Strukturierung	64
5.1	Rastertunnelmikroskopie (STM)	65
5.1.1	Konstantstrommodus	66
5.1.2	Konstanthöhenmodus	66
5.2	Theorie des Tunnelstroms	67
5.2.1	Strukturierungsmöglichkeiten	70
5.3	STM-Aufbau	72
5.3.1	Ansteuerung	73
5.3.1.1	xyz-Feinansteuerung	73
5.3.1.2	z-Grobansteuerung	73
5.3.1.3	xy-Grobansteuerung	74
5.3.2	Feinpositionierung	75
5.3.3	Grobpositionierung	76
5.3.4	UHV-Kammer	79
5.4	Erste STM-Messungen unter Atmosphärendruck	84
5.5	Langzeitstabilität	88
6	Zusammenfassung und Ausblick	89

Anhang	94
Fourierspektrometer	94
Gitterspektrometernaufbau	96
Messprinzip für orts aufgelöste PL-Messungen	97
Kupfer-Akzeptoren in GaAs	99
Eigene Veröffentlichungen	101

Kapitel 1

Einleitung

Selbstorganisation ist ein vielversprechender Ansatz, um die etablierten lithografischen Methoden in ihrem Grenzbereich zu ergänzen. Der Vorteil der Selbstorganisation liegt in der Möglichkeit, beliebig kleine, nahezu perfekte Strukturen herzustellen, ohne hierarchisch auf jede einzelne Struktur einwirken zu müssen. Das System selbst entscheidet, wie es sich anordnet. Die Molekularstrahlepitaxie nutzt die Selbstordnung, um Einkristalle, in unserem Fall aus III/V-Halbleitern, herzustellen. Dafür müssen nur geeignete, globale Umgebungsbedingungen geschaffen werden, die hier auszugswise die richtige Substrattemperatur und ein Überflussangebot des Gruppe-V-Elements wären. Dadurch werden angebotene Gruppe-III-Elemente selbstorganisiert in das Kristallgitter eingebaut. Durch Steuerung des Gruppe-III-Angebots lassen sich atomar scharfe Übergänge in Wachstumsrichtung erreichen.

Seit einigen Jahren kann man mit der Molekularstrahlepitaxie aber auch dreidimensionale Nanostrukturen, z. B. die verspannungsinduzierten Indiumarsenid-Quantenpunkte, herstellen [Leo93]. Diese tauchen statistisch verteilt auf der Oberfläche auf. Die statistische Verteilung anderer Quantenpunkteigenschaften wie Größe und Form ist aber erstaunlich scharf. Ein weiteres Beispiel für verspannungsinduzierte Nanostrukturierung ist die Herstellung dreidimensionaler, selbstaufrollender Mikroröllchen aus epitaktisch gewachsenen, verspannten In(Ga,Al)As-Schichten. Deren Rollradius kann durch die Wahl des Indiumanteils und der Schichtdicken eingestellt werden. Dieses Prinzip wurde 1998 von Prinz et al. entwickelt und erfordert eine Kombination mit konventioneller Lithografie [Pri98, Pri00], um den Prozess des Selbstaufrollens zu starten. Integriert man nun Indiumarsenid-Quantenpunkte in die Röllschicht, erhält man nach dem Aufrollen eine nahezu perfekte, dreidimensionale Anordnung der Quantenpunkte entlang des Röllchenumfangs. Eine weitere Möglichkeit der verspannungsinduzierten Nanostrukturierung ist die Bildung von Misfit-Versetzungen [Mat74]. Diese Misfit-Versetzungen entstehen beim epitaktischen Wachstum von verspannten Schichten ab einer gewissen Gesamtverspannung von selbst. Die Kristallversetzungen können zur eindimensionalen Anordnung von Indiumarsenid-Quantenpunkten genutzt werden [Lee01], ohne Notwendigkeit lithografischer Methoden. Dies stellt eine vielversprechende Technik zur Herstellung von eindimensionalen Quantenpunktkristallen aus 2,3... n -Quantenpunkten

dar. Solche Strukturen sind zur Untersuchung der Kopplung von Quantenpunkten besonders interessant. Die Möglichkeit einer deterministischen Anordnung epitaktischer Nanostrukturen bietet die Strukturierung mittels eines Rastertunnelmikroskops. Wenn diese Strukturierung innerhalb des Ultrahochvakuums während einer Molekularstrahlepitaxie-Wachstumspause stattfindet, können bei fortgesetztem Wachstum - geeignete Umgebungsbedingungen vorausgesetzt - die vorherigen Strukturen als verspannungsinduzierte Nukleationskeime für Quantenpunkte dienen.

In dieser Arbeit zeigen wir Möglichkeiten der Funktionalisierung von III/V-Halbleiterheterostrukturen durch verspannungsinduzierte Nanostrukturierung. Zuerst erläutern wir im zweiten Kapitel die Funktionsweise der Molekularstrahlepitaxie. Im dritten Kapitel diskutieren wir die Anordnung von Quantenpunkten entlang von Misfit-Versetzungen und zeigen orts aufgelöste Photolumineszenzmessungen an den Strukturen. Die Herstellung optischer Mikroringresonatoren durch Integration von optisch aktivem Material in die Röllchenwände von Mikroröllchen wird in Kapitel 4 behandelt. In diesem Kapitel stellen wir auch ein Konzept zum Bau von Mikrospulen und Mikrotransformatoren mittels dieser Mikroröllchen vor. Kapitel 5 beschäftigt sich mit dem Aufbau eines Selbstbau-Rastertunnelmikroskop und einer Ultrahochvakuumkammer zur Integration in den Ultrahochvakuumverbund der Molekularstrahlepitaxieanlage. Im letzten Kapitel fassen wir die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit zusammen und geben einen Ausblick für zukünftige Experimente.

Kapitel 2

MBE-Heterostrukturen

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Schichtstrukturen wurden mittels einer Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen. Dieses Kapitel erläutert kurz die fundamentalen Prozesse beim MBE-Wachstum. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens sowie des Betriebs der hier verwendeten Anlage findet sich in [Her96, Far95, Cho94, BF99]. Danach wird kurz auf verschiedene Wachstumsmodi und die daraus resultierenden Eigenschaften der gewachsenen Schichten eingegangen. Die konkreten Details und Probedesigns der in dieser Arbeit verwendeten MBE-Proben werden in den jeweiligen Kapiteln diskutiert.

2.1 Molekularstrahlepitaxie

Mit der Molekularstrahlepitaxie wird ein einkristallines Substrat epitaktisch weitergewachsen, d. h., die aufgewachsene Schicht übernimmt die Kristallstruktur der Unterlage. Dazu wird in der MBE-Wachstumschamber, in der Ultrahochvakuum (ca. 10^{-11} mbar) herrscht, das gewünschte Material aus Effusionszellen verdampft (siehe Abb. 2.1). Die Effusionszellen enthalten beheizte Bornitridtiegel, in denen sich das jeweilige Material in elementarer Form befindet. Die Tiegel sind mit ihrer Öffnung zur Probe gerichtet und emittieren bei entsprechender Beheizung einen gerichteten, homogenen, atomaren oder molekularen Strahl. Jede Effusionszelle kann durch einen Shutter geöffnet und geschlossen werden, so dass nur die gewünschten Materialien zur Probe gelangen. Die Shutter haben eine Schaltzeit von ca. 0.2 Sekunden.

In dieser Arbeit wurde eine MBE-Anlage *32p* von *RIBER* verwendet. Die aufgewachsenen Schichten werden als III/V-Verbindungshalbleiter entsprechend der Hauptgruppenzugehörigkeit der Elemente bezeichnet. Als Substratmaterial wird GaAs-(100) verwendet. In der Anlage stehen als Gruppe-III-Elemente Aluminium, Indium und Gallium und als Gruppe-V-Element Arsen bereit. Dadurch besteht die Möglichkeit binäre (GaAs, AlAs, InAs), ternäre (z.B. InAlAs oder GaAlAs) oder quarternäre (InAlGaAs) Schichtsysteme zu wachsen. Des Weiteren steht Silizium als Gruppe-IV-Element zur Verfügung, das bei dem verwendeten GaAs-(100) als Donator eingebaut wird. Die Arsenverbindungen haben die Eigenschaft, bei angebotenen As-Überschuss immer stöchiometrisch aufzuwachsen. Deswegen ist der As-Druck in

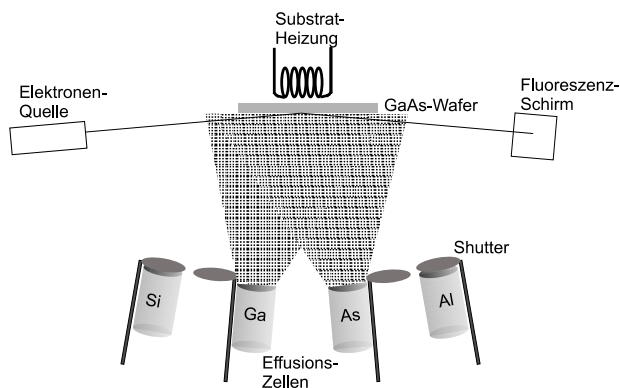


Abb. 2.1: Schema einer MBE-Anlage. Im unteren Bereich sind auszugsweise vier Zellen gezeichnet, wobei die Shutter der Ga- und As-Zelle geöffnet und die anderen beiden geschlossen sind. Hinter dem Substrat befindet sich ein Strahlungsheizer. Mit RHEED kann das Wachstum in-situ kontrolliert werden (aus [Sch01]).

der Regel etwa 4-mal höher als der entsprechende Partialdruck des Elements der III-Hauptgruppe. Der Shutter der As-Zelle im Normalfall während des gesamten Wachstums geöffnet, um das As-Überangebot ständig zu gewährleisten.

Das Substrat selbst wird in der Regel während des Wachstums rotiert, um Inhomogenitäten im Molekularstrahl auszugleichen. Das Substrat wird von der Rückseite durch einen Strahlungsheizer auf die sogenannte Wachstumstemperatur gebracht. Bei GaAs beträgt die für einkristallines Wachstum günstigste Temperatur ca. 600°C [Hey97].

Während des Wachstums im Frank-Van der Merwe Modus (siehe unten) kann mit RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) die Entwicklung der einzelnen Monolagen beobachtet werden [Nea83]. Dies geschieht über die Intensität des auf der Probe gebeugten und auf einen Leuchtschirm auftreffenden Elektronenstrahls. Die Intensität des RHEED-Spiegelreflexes ist bei einer komplett abgeschlossenen Monolage am höchsten und bei einer unvollständigen vermindert. Bei Darstellung der Intensität über die Zeit ergibt sich ein periodisches Signal. Die Periodendauer entspricht dabei der für das Wachstum einer Monolage (ML) benötigten Zeit. Typische GaAs-Wachstumsraten betragen ca. $F \approx 1 \text{ ML/s}$.

2.2 Wachstumsmodi

Beim epitaktischen Wachstum in der MBE treten drei klassische Modi auf, welche schematisch in Abb. 2.2 dargestellt sind und im Folgenden kurz erläutert werden.

Frank-Van der Merwe

Der Frank-Van der Merwe-Modus [Fra49], auch Schicht- bzw. Lagenwachstum genannt, tritt auf, wenn die deponierten Teilchen stärker zur Substratoberfläche gebunden sind als untereinander. Dabei wird im Idealfall jede Monolage erst komplettiert, bevor sich die nächste bildet.

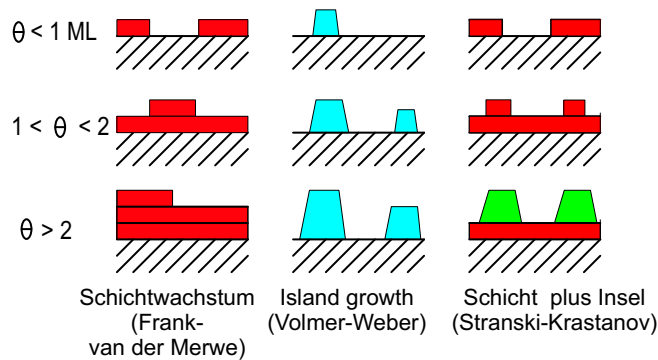


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der drei möglichen Wachstumsmodi für verschieden starke Bedeckungen θ (aus [Hey]).

Volmer-Weber

Im Volmer-Weber-Modus [Vol26] entstehen anfangs keine zusammenhängenden Schichtlagen, sondern es bilden sich von Beginn an Inseln. Grund dafür ist, dass die Bindungsenergie der deponierten Teilchen untereinander stärker ist als zur Substratoberfläche.

Stranski-Krastanov

Eine Mischung aus den beiden bereits vorgestellten Modi bildet der Stranski-Krastanov-Modus [Str39]. Dabei ist die Bindungsenergie der deponierten Teilchen zur Substratoberfläche, wie im Frank-Van der Merwe-Modus, größer als untereinander. Wenn die Gitterkonstante der deponierten Schicht größer ist als die des Substrats, entsteht beim Wachstum zunächst eine verspannte Schicht, die Wetting Layer (WL) genannt wird. Ab einer sogenannten kritischen Bedeckung $\theta_{C,QP}$ bilden sich spontan Inseln. Grund dafür ist, dass bei Erreichen dieser kritischen Bedeckung die Schicht auch eine kritischen Verspannungsenergie überschreitet. Durch die Inselbildung wird die Verspannungsenergie der Schicht reduziert.

2.3 Wachstum von Heteroschichten

Das epitaktische Wachstum von GaAs- und AlAs-Schichten auf GaAs-Substrat findet im Frank-Van der Merwe-Modus statt. Das Wachstum von InAs, welches gegenüber GaAs eine größerer Gitterkonstante hat, findet unter geeigneten Bedingungen im Stranski-Krastanov-Modus statt. Gleiches gilt für indiumhaltige Verbindungen mit Indiumanteilen von mehr als 40%. Wenn der As-Shutter während des Wachstums geschlossen wird, besteht die Möglichkeit, beispielsweise Galliumtröpfchen im Volmer-Weber Modus zu deponieren. Die Zusammenhänge zwischen Wachstumsparametern und auftretendem Wachstumsmodus werden im Folgenden kurz erläutert.

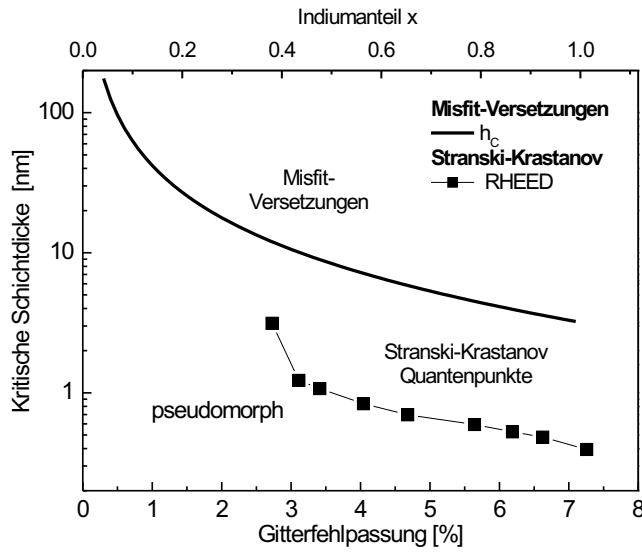


Abb. 2.3: Theoretische Kurve von $\theta_{C, \text{Misfit}}$ nach [Mat74] (durchgezogene Linie). Experimentelle Ermittlung [Hey01] von $\theta_{C, \text{QP}}$ in Abhängigkeit der Gitterfehlpassung bzw. des Indiumanteils (Quadrate).

2.3.1 Gitterangepasste, unverspannte Schichten

Alle im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen wurden auf GaAs-Substraten gewachsen. Durch die nahezu identische Gitterkonstante von AlAs ($a = 0.566 \text{ nm}$) und GaAs ($a = 0.565 \text{ nm}$) [Lev99] lassen sich fast beliebige Schichtdicken der beiden Materialien spannungsfrei aufeinander aufwachsen. Die beiden Materialien wachsen bei geeigneten Wachstumsparametern im Frank-Van der Merwe-Modus auf.

2.3.2 Verspannte, indiumhaltige Schichten

Aufgrund der größeren Gitterkonstante von InAs ($a_{\text{InAs}} = 0.606 \text{ nm}$) im Vergleich zum GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 0.565 \text{ nm}$), haben indiumhaltige Schichten ebenfalls eine größere Gitterkonstante als das GaAs-Substrat (a_{sub}). Die resultierende Gitterkonstante lässt sich in guter Näherung durch die Vegard'sche Regel berechnen. Diese beschreibt die lineare Abhängigkeit der Gesamtgitterkonstante a_{ges} von den Einzelgitterkonstanten. Bei einem ternären Mischkristall wie $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit einem Indiumanteil x , berechnet sich die Gesamtgitterkonstante zu

$$a_{\text{ges}} = a(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = a_{\text{InAs}} \cdot x + a_{\text{GaAs}} \cdot (1 - x) . \quad (2.1)$$

Die resultierende Gitterfehlpassung $a_{\text{ges}}/a_{\text{sub}}$ ist entscheidend für den auftretenden Wachstumsmodus. Bis zu einem Indiumanteil von 40% bzw. einer Gitterfehlpassung von 3% tritt pseudomorph verspanntes Wachstum im Frank-Van der Merwe-Modus auf (siehe Abb. 2.3 [Hey01, Pet94]). Ab einem Indiumanteil von $x > 40\%$ bilden sich sogenannte selbstorganisierte Quantenpunkte im Stranski-Krastanov-Modus. Auf beide Fälle wird nun kurz eingegangen.

2.3.2.1 Pseudomorph verspannte Schichten

Wie bereits erwähnt, wachsen Schichten bis zu einem Indiumanteil von 40% auf GaAs-Substrat im Frank-Van der Merwe-Modus auf. Die aufwachsende Schicht nimmt die laterale Substratgitterkonstante an, was zu einer Verspannung führt. Man spricht in diesem Fall von pseudomorpher Verspannung. Nach Matthews und Blakeslee [Mat74] wachsen pseudomorphe Schichten versetzungsfrei, solange man unter einer von der Gitterfehlpassung abhängigen kritischen Schichtdicke $\theta_{C,Misfit}$ bleibt. Die nach Matthews und Blakeslee theoretisch berechnete $\theta_{C,Misfit}$ ist als durchgezogene Linie in Abb. 2.3 dargestellt. Liu et al. zeigten jedoch, dass auch unterhalb von $\theta_{C,Misfit}$ die Versetzungsdichte nicht gleich Null ist [Liu99]. Die Entstehung dieser Misfit-Versetzungen, die Verspannung abbauen, steigt bei Überschreiten von $\theta_{C,Misfit}$ schlagartig an. Dieser sprunghafte Anstieg der Versetzungsdichte bei Überschreiten von $\theta_{C,Misfit}$ in Abhängigkeit von Schichtdicke und Indiumanteil wurde experimentell von [Kav88] untersucht.

2.3.2.2 InAs-Quantenpunkte

Das Wachstum von indiumhaltigen Schichten $In_xGa_{1-x-y}Al_yAs$ mit $x > 40\%$ auf einem Substrat mit GaAs-Gitterkonstante findet im Stranski-Krastanov Modus statt. Dabei bildet sich zuerst eine geschlossene, verspannte zweidimensionale Schicht, die Wetting Layer (WL). Ab einer gewissen Gesamtverspannung bilden sich spontan dreidimensionale Inseln, auch Quantenpunkte genannt [Leo93, Leo94], welche einen Großteil der Verspannung versetzungsfrei abbauen. Die Abhängigkeit von der kritischen Schichtdicke $\theta_{C,QP}$ zur Bildung von Quantenpunkten in Zusammenhang mit dem Indiumanteil wurde von Heyn untersucht [Hey01]. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.3 als schwarze Quadrate dargestellt. Man sieht, dass bei ca. 40 % Indiumanteil ($\approx 2.5\%$ Gitterfehlpassung) $\theta_{C,QP} \approx 3$ nm beträgt. Bei den in dieser Arbeit hergestellten QP aus reinem InAs ($\approx 7\%$ Gitterfehlpassung) liegt der Wert bei $\theta_{C,QP} \approx 0.48$ nm und entspricht 1.7 ML.

2.3.3 Galliumarsenid-Tröpfchenepitaxie

Eine alternative Methode zur Herstellung von Quantenpunkten ist die Galliumarsenid-Tröpfchenepitaxie. Dabei wird nicht wie in Kap. 2.1 beschrieben Arsen im Überfluss angeboten, sondern der As-Shutter wird während der Abscheidung von Gallium geschlossen. Des Weiteren erniedrigt man die Substrattemperatur auf $T_{sub} = 140^\circ - 260^\circ C$. Beim Öffnen des Ga-Shutters bilden sich dann auf der Substratoberfläche kleine, separierte Galliumtropfen im Volmer-Weber-Modus. Nach Beendigung der Galliumdeposition und einer Wartezeit von etwa 60 Sekunden wird der Arsenshutter geöffnet. Die Galliumtropfen rekristallisieren innerhalb von etwa 120 Sekunden zu GaAs-Inseln. Die Rekristallisation kann im RHEED-Bild in-situ beobachtet werden [Hey07a, Hey07b].

Kapitel 3

Anordnung von InAs-Quantenpunkten durch ein Misfit-Versetzungsnetzwerk - 1D-QP-Kristalle

Die Position von Indiumarsenid-Quantenpunkten (QP) auf der Oberfläche ist normalerweise statistisch verteilt. Eine kontrollierte Anordnung ist jedoch für viele Anwendungen wünschenswert [Sch07a]. Eine laterale Anordnung von QP kann z.B. durch (i) Wachstum auf vorstrukturierten Substraten [Mui95, Kon98, Lee01, Kir05], (ii) Wachstum auf Bruchkanten von zuvor epitaktisch gewachsenen Heterostrukturen [Bau04], (iii) Wachstum auf Oberflächen mit leichter Fehlorientierung [Kit95], (iv) Wachstum von QP-Multilagern [Man02, Wan04b] oder durch (v) Wachstum auf Strukturen mit Misfit-Versetzungen oder Oberflächenmodulationen aufgrund von Verspannungsrelaxierung [Shi97, Xie97, Pan98, Leo02] erreicht werden.

In diesem Kapitel behandeln wir die verspannungsinduzierte Erzeugung von angeordneten Nanostrukturen ohne jeglichen Einsatz von Lithografie auf Grundlage der in (v) genannten Arbeiten. Bei Wahl der richtigen Wachstumsparameter lässt sich die Relaxation des Kristalls durch sogenannte Misfit-Versetzungen derart mit der Relaxation des Kristalls durch Quantenpunktbildung kombinieren, dass sich die Quantenpunkte entlang der Versetzungen linienförmig anordnen. Auf diese Weise werden Indiumarsenid-Quantenpunkte (QP) durch ein Misfit-Versetzungsnetzwerk (engl.: Misfit-Dislocation-Network (MDN)) angeordnet [Leo02]. Durch Optimierung der verspannten Schicht und somit der MDN-Dichte sowie der QP-Wachstumsparameter ist uns im Vergleich zu vorhergehenden Arbeiten mit dieser Technik Folgendes gelungen: Erstens hat sich die Oberflächenrauigkeit trotz der integrierten verspannten Schicht im Vergleich zu reinen GaAs-Oberflächen kaum erhöht. Zweitens erreichten wir eine langreichweitige Anordnung der QP entlang der Versetzungen und konnten gleichzeitig die Bildung von QP zwischen den Versetzungen (im Folgenden bezeichnet mit: freistehende QP) nahezu vollständig unterdrücken. Mit unseren Proben war es erstmals möglich, orts aufgelöste Mikro-Photolumineszenzmessungen an ein und

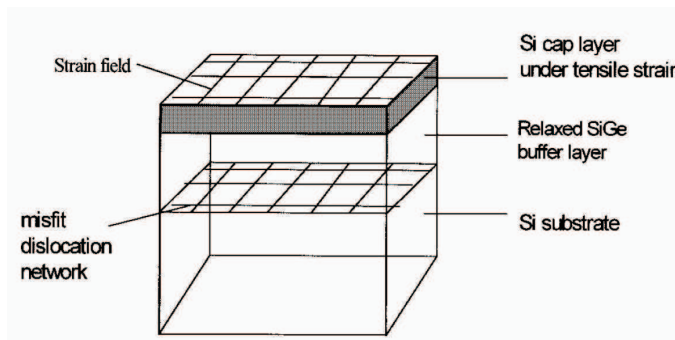


Abb. 3.1: Schema des Verlaufs eines Misfit-Versetzungsnetzwerk am Beispiel eines Silizium-/Germanium-Materialsystems.

Die Versetzungen verlaufen in der Grenzschicht zwischen dem (100)-Siliziumsubstrat und der verspannten Si/Ge-Schicht mit größerer Gitterkonstante. Das Spannungsfeld wird durch die aufgewachsenen Schichten bis an die Oberfläche übertragen (aus [Xie97]).

derselben Probe durchzuführen, die eine Unterscheidung der Spektren von angeordneten QP entlang $[\bar{1}10]$, entlang $[110]$ und von freistehenden QP zulassen. Solche Systeme lassen sich insbesondere auch als eindimensionale QP-Kristalle auffassen. Zur Untersuchung der Kopplung von kettenförmig angeordneten QP der Anzahl n mit $n=2\ldots\infty$, sind eindimensionale QP-Kristalle von hohem Interesse [Sch07a]. Hier zeigen wir die erste Optimierung der Wachstumsparameter, die relevanten Entwicklungsschritte sowie PL-Messungen an den Strukturen.

3.1 Misfit-Versetzungsnetzwerk

Wie in Kap. 2.3.2.1 beschrieben, kommt es beim Wachstum von indiumhaltigen Schichten auf GaAs zur Bildung von Versetzungen. Die Versetzungen verlaufen bei dem hier verwendeten (100)-Substrat entlang der $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtungen [Hol66] und bilden ein sogenanntes Misfit-Versetzungsnetzwerk (engl.: Misfit Dislocation Network). Dieses verläuft innerhalb der Grenzschicht von Substrat und verspannter Schicht [vdM64]. Abbildung 3.1 zeigt dies schematisch am Silizium-Germanium-Materialsystem (aus[Xie97]), in dem die Verhältnisse äquivalent zu dem hier verwendeten GaAs/InAs-System sind. Auf dem (100)-Silizium Substrat wird eine verspannte SiGe-Schicht mit größerer Gitterkonstante aufgewachsen. Das Spannungsfeld des MDN wird durch die aufgewachsenen Schichten bis an die Oberfläche übertragen. Abbildung 3.2 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme eines solchen Versetzungsnetzwerks im GaAs/InAs-Materialsystem (aus [Men05]). Die Versetzungslinien sind normalerweise im Lichtmikroskop nicht zu erkennen und wurden hier durch Anätzen mit einer Phosphorsäurelösung sichtbar gemacht. Die Phosphorsäure besitzt entlang der Versetzungen eine etwas höhere Ätzrate. Die dadurch entstehenden Vertiefungen sind im Lichtmikroskop erkennbar. Experimentelle Untersuchungen der Entstehungsmechanismen von MDN an InGaAs/GaAs-Grenzflächen wurden von Kui et al. und Chang et al. [Kui94, Cha89] durchgeführt. Die Versetzungsdichte nimmt oberhalb der kritischen Schichtdicke $\theta_{C,Misfit}$ nicht-

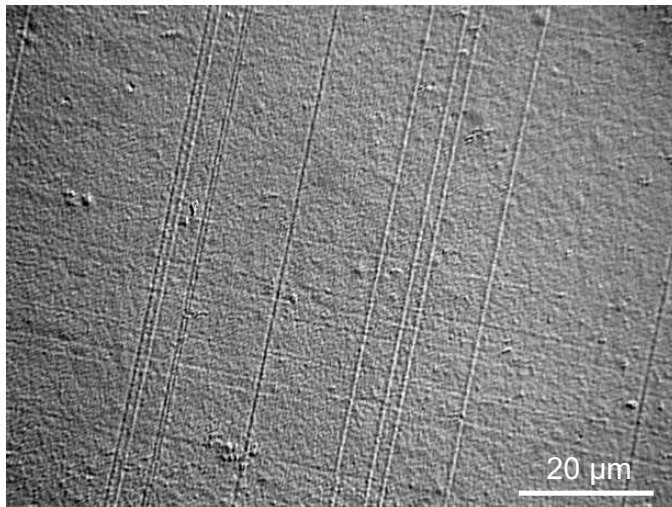


Abb. 3.2: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Misfit-Dislocation-Netzwerkes eines InGaAs/GaAs-Schichtsystems. Die InGaAs-Schicht wurde mit einer Phosphorsäurelösung angeätzt. Durch die erhöhte Ätzrate entlang der Versetzungen entstehen Vertiefungen, die dann mit dem Lichtmikroskop zu sehen sind (aus [Men05]).

linear zu. Wenn $\theta_{C, \text{Misfit}}$ stark überschritten wird, leidet die Qualität des Kristalls und es kommt durch die hohe Dichte der Versetzungen zu starken Oberflächenflächenmodulationen in Form eines Kreuzschraffurmusters (engl.: Crosshatch) [And04, And02, Men01]. Diese liegen je nach Schichtdicke im Bereich von ± 10 nm und darüber.

3.2 Mechanismus der QP-Anordnung an Misfit-Versetzungen

Die Anordnung der QP entlang von Misfit-Versetzungen geht auf folgende Ursache zurück: Die bei Wachstum einer Schicht mit Gitterfehlpassung entstehende Verspannung wird, abhängig von der Gesamtverspannung der Schicht, d. h. Indiumanteil und Schichtdicke, teilweise durch Misfit-Versetzungen abgebaut. Dies führt zu einer plastischen Verformung der Oberfläche entlang der Versetzung. Es kommt zu einer Oberflächenmodulation in Vielfachen von monoatomaren Stufen. Die Höhe einer monoatomaren Stufe beträgt bei GaAs die Hälfte der Gitterkonstante, also 2.82 \AA . Die Oberflächenmodulation durch Stufenkanten und auch das damit einhergehende Verspannungsfeld aufgrund der Verformung, ist senkrecht zur Versetzungslinie asymmetrisch [And04, And02, Fuk89, Häu96, Lut94]. Häusler et al. zeigten an einem (100)-GaAs/InGaP-Materialsystem durch Messungen mit dem Rasterkraftmikroskop (engl.: Atomic Force Microscope, AFM), dass auf der Oberfläche entlang der Misfit-Versetzungen Stufenkanten verlaufen [Häu96]. Abbildung 3.3 zeigt ihre AFM-Messung senkrecht zur Versetzung (untere Kurve, linke Skala) sowie eine theoretische Berechnung des Verspannungsfeldes senkrecht zur Versetzung (obere Kurve, rechte Skala). Die Höhe der Stufenkante bei ca. 3600 nm beträgt in diesem Fall vier Monostufen und wird von Häusler et al. auf eine Ansammlung von vier Versetzungen zurückgeführt. Die Stufenkante ist hier im AFM-Bild nur zu erkennen, weil es sich um eine Ansammlung von vier Versetzungen handelt. Eine einzelne Ver-

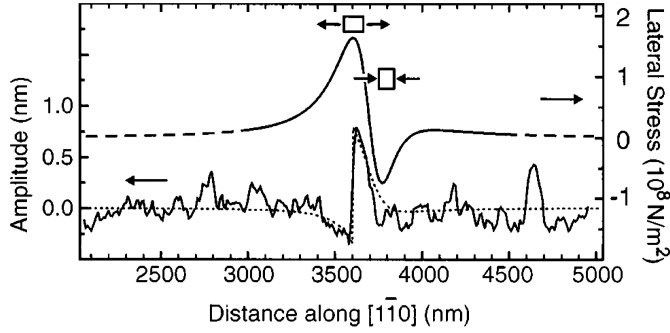


Abb. 3.3: AFM-Messung senkrecht zu einer $[110]$ -Versetzung (untere Kurve) sowie das berechnete Verspannungsfeld an dieser Stelle (obere Kurve). Die AFM-Messung zeigt bei etwa 3600 nm eine vier Monostufen hohe Stufenkante. Die Schicht weist rechts der Stufenkante Druck- und links davon Zugspannung auf (aus [Häu96]).

setzung mit einer Stufenhöhe, die einer monoatomaren Stufe entspricht, wäre vom Rauschen der AFM-Messung nicht zu unterscheiden. Das berechnete Verspannungsfeld (obere Kurve, rechte Skala) aufgrund der durch die Versetzung abgebauten Verspannungsenergie ergibt links der Versetzung und somit links der Stufenkante Zugspannung und rechts davon Druckspannung. Für die Anordnung der QP gibt es nun zwei konkurrierende Prozesse: Zum einen ist bekannt, dass sich auf Substraten mit *gleichmäßigem* Verspannungsfeld und somit *homogener* Gitterkonstante (z.B. reines GaAs), die QP bevorzugt an Stufenkanten bilden [Leo94]. Das würde dazu führen, dass sich die QP genau auf der Versetzung bilden. Zum anderen ist auch bekannt, dass sich die QP bei Substraten mit *inhomogenem* Verspannungsfeld und somit lokalen Fluktuationen der Gitterkonstante, bevorzugt an Stellen bilden, die ihrer intrinsischen Gitterkonstante am nächsten kommen [Kim04, Ler02, Yam02, Xie97, Häu96]. Dies hätte zur Folge, dass sich die QP neben der Versetzung bilden würden, in Abbildung 3.3 also links neben der Versetzung im Bereich der Zugspannung. Shiryaev et al. haben gezeigt, dass nicht die Stufenkanten für die Anordnung verantwortlich sind, sondern dass die Verspannung die dominierende Rolle spielt [Shi97].

3.3 Erzeugung eines Versetzungsnetzwerks

Der erste Schritt bei der Probenentwicklung galt der Bufferschicht zur Erzeugung eines Netzwerks aus Misfit-Versetzungen. Da die Stufenkanten einzelner Versetzungen nicht im AFM nachzuweisen sind (siehe Kap. 3.2), haben wir QP auf die Probenoberfläche gewachsen. Diese ordnen sich, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, entlang der Versetzungen an. Die mit QP dekorierten Versetzungen des MDN können so indirekt mit dem AFM nachgewiesen werden. Wir wissen aus eigener Erfahrung, dass Quantenpunkte, die direkt auf indiumhaltigen Schichten gewachsen werden, im Vergleich zu solchen auf GaAs, ihre Form verändern. Um dies zu vermeiden, sind die QP in den hier hergestellten Proben durch 15 nm GaAs von der verspannten Schicht getrennt. Die Versetzungsdichte liegt idealerweise zwischen $\frac{1}{1} \mu\text{m}^{-1}$ und $\frac{1}{50} \mu\text{m}^{-1}$. Dadurch ist gewährleistet, dass man innerhalb eines AFM-Scanfeldes (max. $100 \times 100 \mu\text{m}^2$) verlässlich Versetzungen findet. Gleichzeitig ist deren Abstand groß genug, um an einzelnen Versetzungen Mikro-PL-Messungen

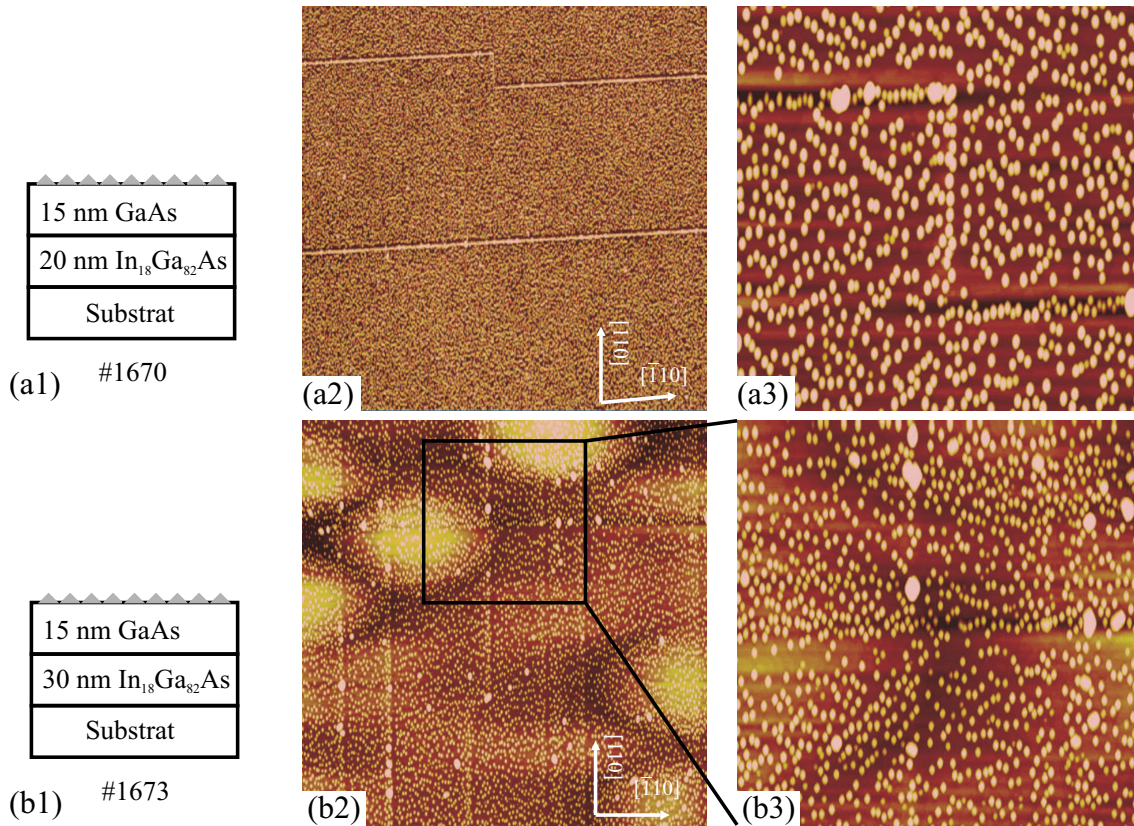


Abb. 3.4: Einfluss der Variation der Schichtdicke der verspannten Schicht auf die Anordnung der QP. (a1) Schichtstruktur der Probe #1670 mit einer InGaAs-Schichtdicke von $\theta = 20 \text{ nm} \lesssim \theta_{C,\text{Misfit}}$, (a2) $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme von #1670, (a3) $2.5 \times 2.5 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme von #1670, (b1) Schichtstruktur der Probe #1673 mit einer InGaAs-Schichtdicke von $\theta = 30 \text{ nm} > \theta_{C,\text{Misfit}}$, (b2) $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme von #1673, (b3) $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme von #1673.

durchführen zu können. Um PL-Messungen an angeordneten QP an einzelnen Versetzungen durchführen zu können, muss deren Abstand größer sein als der minimale Mikro-PL-Spotdurchmesser von 1-2 μm . Weiteres Ziel war es, trotz der Erzeugung von Versetzungen die Entstehung eines Kreuzschraffurmusters auf der Oberfläche zu vermeiden. Dadurch können die so hergestellten Proben als virtuelle Substrate verwendet werden, die bis auf die angeordneten QP die gleiche Oberflächenrauigkeit wie Standard GaAs-Wafer aufweisen.

Um den Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und Gesamtverspannung empirisch zu ermitteln, wurden Probenserien mit variierender InGaAs-Schichtdicke und variierendem Indiumanteil gewachsen. Im Folgenden werden anhand zweier Schichtstrukturen die gewonnenen Erkenntnisse erläutert. Die Schichtfolge der ersten Probe ist in Abb. 3.4 (a1) zu sehen und besteht aus 20 nm $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$, 15 nm GaAs und Oberflächen-QP mit einer InAs-Bedeckung von 2.5 ML. Die Dicke der verspannten Schicht liegt im Bereich der kritischen Schichtdicke $\approx \theta_{C,\text{Misfit}}$. Die Teilbilder (a2) und (a3) zeigen AFM-Aufnahmen der Probenoberfläche. Die AFM-Aufnahme

in (a2) stellt eine Fläche von $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ dar und zeigt die Anordnung der QP an zwei Misfit-Versetzungen, wobei die obere einen Doppelknick aufweist. Dessen Vergrößerung ($2.5 \times 2.5 \mu\text{m}^2$) ist in (a3) zu sehen und veranschaulicht, dass es jeweils direkt neben der Linie Bereiche mit sehr wenigen QP gibt, hier über der Linie bzw. rechts im Bereich des Doppelknicks. Dies stützt die Aussage von Shiryaev et al., dass nicht die Stufenkanten für die Anordnung verantwortlich sind, sondern dass die Verspannung die dominierende Rolle spielt [Shi97], die, wie in Kap. 3.2 erläutert, asymmetrisch ist. Die Probe zeigte außer den QP keine Oberflächenmodulationen. Anhand der zweiten Probe wird nun gezeigt, wie sich ein Überschreiten von $\theta_{C,\text{Misfit}}$ auswirken kann. Die Schichtfolge ist in Abb. 3.4 (b1) gezeigt und weist, im Vergleich zur ersten, bis auf die dickere 30 nm $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ -Schicht keine Änderungen auf. Die Teilbilder (b2) und (b3) zeigen AFM-Aufnahmen der Oberfläche. In (b2) sind $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gezeigt und eine $[\bar{1}10]$ - sowie mehrere $[110]$ -Linien zu erkennen. Die Vergrößerung in (b3) zeigt $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. Durch Überschreiten von $\theta_{C,\text{Misfit}}$ wirft sich die Oberfläche auf, und es können, wie in diesem Fall, Hügel mit einer Höhe von ≈ 10 nm und einer lateralen Ausdehnung von $\approx 1 \mu\text{m}$ entstehen. Außerdem ist die Anordnung der QP entlang der Versetzungen nicht mehr so ausgeprägt, d.h. der Abstand der QP entlang der Linie ist größer und unregelmäßiger als bei Probe #1670.

Hier wurden zwei Proben mit Schichtdicken der verspannten Schicht von 20 nm und 30 nm bei einem Indiumanteil von 18% gezeigt. Insgesamt wurden mehrere Proben gewachsen, deren verspannten Schichten in Dicke (6 nm bis 40 nm) und Indiumanteil (40% bis 12%) variiert wurden. Wir haben festgestellt, dass wir Versetzungsdichten im angestrebten Bereich erhalten, solange die Kombination der Schichtparameter Dicke und Indiumanteil auf der Linie der kritischen Dicke $\theta \approx \theta_{C,\text{Misfit}}$, wie in Abb.2.3 dargestellt, liegt. Dadurch, dass $\theta_{C,\text{Misfit}}$ nicht überschritten wird, wird die Bildung eines Kreuzschraffurmusters oder solcher Hügel, wie in Abb. 3.4 (b3) gezeigt, vermieden.

3.4 Anpassung der QP-Dichte

Im vorherigen Teil wurde das Einstellen der Versetzungsdichte über die Bufferschicht beschrieben. Um die Versetzungen mit dem AFM messbar zu machen, wurden QP mit 2.5 ML InAs auf der Oberfläche gewachsen. Um mit Mikro-PL selektiv die angeordneten QP vermessen zu können, ist eine Reduktion der freistehenden QP essentiell. Dies wurde durch Verringerung der deponierten InAs-Menge von 2.5 ML auf die kritische Bedeckung zur spontanen Bildung von QP $\theta_{\text{krit,QP}} = 1.7$ ML erreicht (Kap. 2.3.2.2). Die angeordneten QP entstehen durch das veränderte Spannungsfeld entlang der Versetzungen schon bei etwas geringeren Bedeckungen als die freistehenden QP. Das Ziel besteht nun darin, die InAs-Bedeckung der Oberfläche in dem engen Bereich knapp oberhalb von $\theta_{C,\text{QP,Ang}}$ für angeordnete QP und gleichzeitig unterhalb von $\theta_{C,\text{QP,frei}}$ für freistehende QP einzustellen. Dies wurde durch Ausnutzung der Winkelverteilung des Strahlprofils der Indiumzelle gelöst, was zu einem Gradienten-

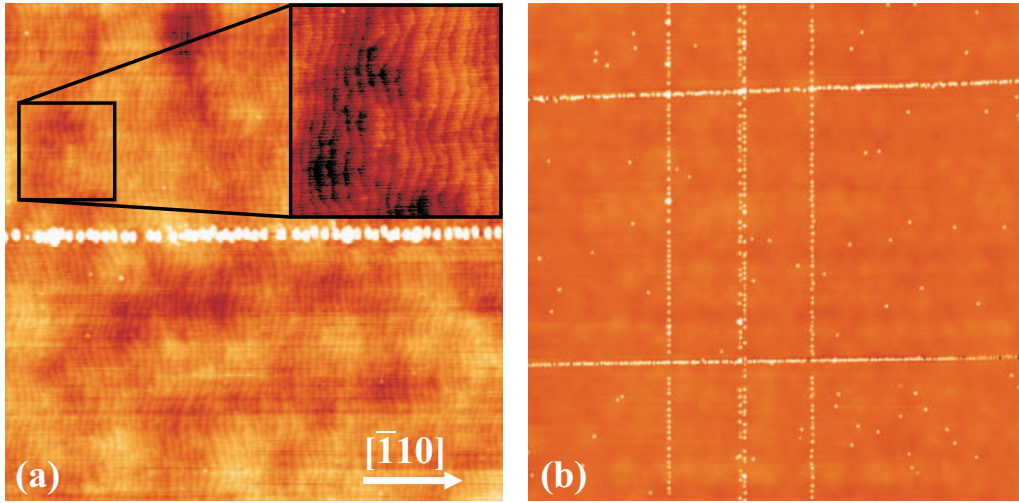


Abb. 3.5: AFM-Aufnahmen der Probe #1765. (a) Rand+3.0 mm, $3.3 \times 3.3 \mu\text{m}^2$, $n_{\text{Q},[\bar{1}10]} \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$. Die Vergrößerung zeigt Monostufen. (b) Rand+3.5 mm, $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, $n_{\text{Q},[\bar{1}10]} \approx 1,7 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$, $n_{\text{Q},[110]} \approx 0,7 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$, $n_{\text{Q},2\text{D}} = 0,7 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$.

ten von hoher QP-Dichte in der Wafermitte zu niedriger QP-Dichte am Wafertrand führte [Ras04, Wel07]. Um nun genau den Entstehungszeitpunkt der freistehenden QP zu ermitteln, wurde das InAs-QP-Wachstum in-situ durch RHEED beobachtet. Sobald 3D-Reflexe aufgrund von QP-Bildung im RHEED-Bild auftauchten, wurde die InAs-Deposition gestoppt. Die RHEED-Messung ist sensitiv auf die Wafermitte, in der auch die Bedeckung aufgrund des Strahlprofils der Zelle am größten ist. Die Dichte der freistehenden QP nimmt somit von Wafermitte bis zum Wafertrand ab. Idealerweise verringert sich die QP-Dichte bis auf Null. Durch den Gradienten der Dichte der freistehenden QP in dem genannten Bereich, sind auf einem Wafer Probenorte mit geeigneter InAs-Bedeckung zu finden.

Die erfolgreiche Kombination von niedriger QP-Dichte und MDN wurde mit Probe #1765 erreicht. Abbildung 3.5 (a) zeigt eine $3.3 \times 3.3 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme, die ca. 3 mm vom Wafertrand aufgenommen wurde und ausschließlich angeordnete und keinen freistehenden QP aufweist. Die lineare Dichte der in $[\bar{1}10]$ -Richtung angeordneten QP beträgt $n_{\text{Q},[\bar{1}10]} \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$. Die 2D-Dichte der freistehenden QP beträgt $n_{2\text{D}} < 1 \cdot 10^7 \text{cm}^{-2}$. Die Vergrößerung zeigt deutlich erkennbare Monostufen und belegt die atomar glatte Oberflächenbeschaffenheit. In Abb. 3.5 (b) ist eine $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ Aufnahme der gleichen Probe zu sehen, ca. 3.5 mm entfernt vom Wafertrand. Die Liniendichten betragen $n_{\text{Q},[\bar{1}10]} \approx 1,7 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ bzw. $n_{\text{Q},[110]} \approx 0,7 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ und die Flächendichte der freistehenden QP $n_{\text{Q},2\text{D}} \approx 0,7 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$. Die deutliche Anisotropie der Liniendichte der QP kann zwei Ursachen haben: Erstens könnte die Ursache in der unterschiedlichen Diffusionslänge der Oberflächenatome liegen, die in $[\bar{1}10]$ -Richtung größer als in $[110]$ -Richtung ist [Sch06]. Zweitens könnte es auch am chemischen Oberflächenpotential der Versetzungen liegen, das in beide Richtungen unterschiedlich ist [Abr72, Kav88].

Weitere Messungen an der Probe ergaben, dass die Asymmetrie der QP-Dichte

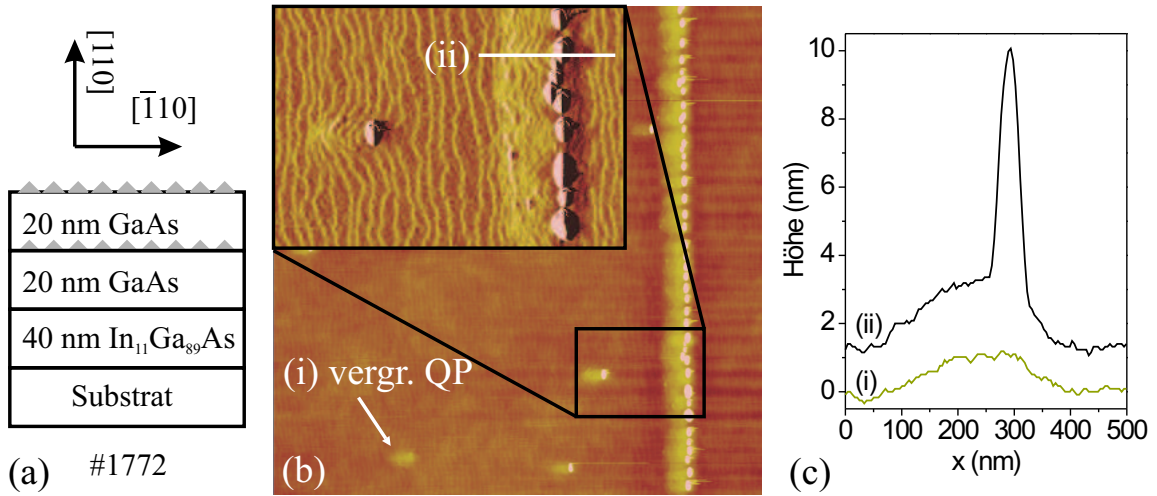


Abb. 3.6: Probe #1772 mit vergrabenen QP und Oberflächen-QP. (a) Schichtstruktur. (b) AFM-Aufnahme $4.3 \times 4.3 \mu\text{m}^2$. (i) Die vergrabenen QP sind als Erhöhung unter den Oberflächen-QP zu erkennen. Die Oberflächen-QP tauchen über den vergrabenen QP auf. Die Vergrößerung zeigt das Fehlerbild der AFM-Messung, in dem durch den höheren Kontrast die Monostufen der Oberfläche zu erkennen sind. (c) Höhenlinien (zur Übersichtlichkeit vertikal verschoben) aus der AFM-Messung an den in (b) markierten Stellen (i) eines vergrabenen QP ohne Oberflächen-QP (ii) eines QP, der sich über einem vergrabenen gebildet hat.

bei höheren Bedeckungen verschwindet. Etwas weiter zur Wafermitte betrug die QP-Dichte der freistehenden QP $n_{\text{Q},2\text{D}} \approx 11.6 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$ und die der angeordneten $n_{\text{Q},[\bar{1}10]} \approx 1.6 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ bzw. $n_{\text{Q},[110]} \approx 1.8 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$. Dies führt zu dem Schluss, dass der Zeitpunkt der QP-Bildung, d.h. ab welcher Bedeckung sich die QP entlang der Versetzungen bilden, richtungsabhängig ist. Die QP-Dichte entlang $[110]$ scheint aber ab einem gewissen Wert zu sättigen, wodurch sich der Unterschied zur QP-Dichte entlang $[\bar{1}10]$ bei höheren Bedeckungen ausgleicht. Der Sättigungswert lag bei dieser Probe und diesen Wachstumsbedingungen bei $n_{\text{Q},1\text{Dmax}} \approx 1.6 - 1.8 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$.

3.5 Überwachsen der angeordneten QP

Um Photolumineszenzmessungen an den angeordneten QP zu ermöglichen, haben wir Proben nach der oben genannten Methode hergestellt und anschließend mit einer GaAs-Deckschicht überwachsen. Zusätzlich wurde noch eine zweite Kontrollschicht von Oberflächen-QP mit den gleichen Wachstumsparametern wie bei den vergrabenen QP gewachsen. Die AFM-Messungen der Oberfläche lassen so Rückschlüsse auf Dichte und Anordnung der vergrabenen Strukturen zu. Über den vergrabenen QP steht die Oberfläche einer GaAs-Schicht bis zu einer Dicke von $\geq 40 \text{ nm}$ so stark unter Zugspannung, dass sich auf der Oberflächen gewachsene QP bevorzugt genau an diesen Stellen bilden [Xie95, Xie94].

Abbildung 3.6 (a) zeigt eine solche Schichtstruktur. Das MDN wurde in diesem Fall durch eine 40 nm $\text{In}_{11}\text{Ga}_{89}\text{As}$ -Schicht erzeugt. Unterhalb und oberhalb der vergrabenen QP wurden jeweils 20 nm GaAs gewachsen. Das Wachstum der Oberflächen-QP erfolgte unter identischen Bedingungen wie für die vergrabenen QP. In Abb. 3.6 (b) ist eine $4.3 \times 4.3 \mu\text{m}^2$ AFM-Aufnahme der Struktur zu sehen. Es sind sowohl freistehende als auch angeordnete Oberflächen-QP zu erkennen. Die Oberflächen-QP befinden sich jeweils auf einer ca. 1-2 nm hohen Oberflächenerhebung, welche durch die vergrabenen QP hervorgerufen wird. Der Pfeil (i) markiert eine Erhöhung, unter der sich offensichtlich ein vergrabener QP befindet, über dem sich kein Oberflächen-QP gebildet hat. Die Vergrößerung zeigt das Fehlerbild, d.h. die Regelabweichung der AFM-Messung. Dies entspricht der Ableitung des Höhengsignals und lässt durch den höheren Kontrast die Monostufen der Oberfläche erkennen. Diese steigen hier im Bild von links nach rechts an. Wir haben beobachtet, dass sich die Oberflächen-QP nicht mittig auf der Erhöhung bilden, sondern immer in Richtung der aufsteigenden Monostufen verschoben sind, hier also nach rechts. Dies ist anhand der in Abb. 3.6 (c) dargestellten Höhenlinien verdeutlicht. Die Höhenlinien wurden an den Stellen in Abb. 3.6 (b) mit vergrabenen QP, einmal ohne Oberflächen-QP (i) und einmal mit Oberflächen-QP (ii), aufgenommen. Die Kurven sind zur Übersichtlichkeit vertikal verschoben. In (i) sieht man die ca. 1 nm hohe und ca. 300 nm breite Erhöhung aufgrund des vergrabenen Quantenpunktes. Es wird deutlich erkennbar, dass sich der Oberflächen-QP in (ii) auf dem rechten Ende der Erhöhung gebildet hat, also in Richtung aufsteigender Monostufen verschoben ist. Die Ursache dafür ist bisher noch nicht ermittelt.

3.6 PL-Messungen an angeordneten QP

Durch die in den vorigen Kapiteln beschriebene Optimierungen, sind wir nun in der Lage, Strukturen mittels MBE mit folgenden Eigenschaften herzustellen: Erstens haben wir Wachstumsparameter der verspannten Schicht ermittelt, die Versetzungsdichten zwischen $\frac{1}{1} \mu\text{m}^2$ und $\frac{1}{50} \mu\text{m}^2$ hervorrufen. Diese Dichte ist groß genug, um zuverlässig Versetzungen bzw. die daran angeordneten QP innerhalb eines AFM-Scanfeldes ($100 \times 100 \mu\text{m}^2$) zu finden. Gleichzeitig ist sie gering genug, um Photolumineszenzmessungen an einzelnen Versetzungslinien bzw. daran angeordneten QP mit einem Mikro-PL Spotdurchmesser von $1\text{-}2 \mu\text{m}^2$ durchzuführen. Außerdem haben wir das Auftauchen eines Kreuzschraffurmusters auf der Oberfläche verhindert. Des Weiteren haben wir die QP-Dichte so eingestellt, dass die Bildung freistehender QP nahezu unterdrückt wird und man fast ausschließlich angeordnete QP erhält.

In diesem Kapitel sollen die optischen Eigenschaften der angeordneten QP ermittelt werden. Dafür wurden die Proben mit verschiedenen Spotdurchmessern von $100\text{-}0.8 \mu\text{m}$ mittels PL charakterisiert. Die Messungen wurden mit zwei Spektrometern durchgeführt, einem Fourierspektrometer und einem Gitterspektrometer. Die globalen PL-Eigenschaften der Proben wurden mit dem Fourierspektrometer mit einem Spotdurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einer Anregungsenergie von $E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$ er-

mittelt. Das Fourierspektrometer nimmt Spektren im Bereich von etwa 0.6-1.86 eV auf. Eine ausführlichere technische Beschreibung des Fourierspektrometers findet sich im Anhang.

Nach der Ermittlung der globalen Eigenschaften unserer Proben, wurden weitere Messungen mit Spotdurchmessern von 9 μm , 1.8 μm und 0.8 μm mit dem Gitterspektrometer durchgeführt. Bei dem Gitterspektrometernaufbau steht ein $45 \times 45 \mu\text{m}^2$ Mikroverstelltisch zur Verfügung, mit dem die Probenoberfläche für orts aufgelöste Messungen abgerastert werden kann. Das Gitterspektrometer bzw. der daran befindliche Silizium-CCD-Detektor kann Energien ab etwa 1.20 eV detektieren. In den hier relevanten Energiebereichen (1.15-1.47 eV) beträgt der Spektralbereich einer festen Gitterstellung etwa 40 meV. Für die Messung größerer Spektralbereiche muss die Gitterstellung verfahren werden. Mit dem Gitterspektrometernaufbau wurden anregungsenergieabhängige Messungen ($E_{\text{Laser}} = 1.42\text{-}1.48 \text{ eV}$ bzw. 2.41 eV) an den Strukturen durchgeführt. Eine ausführlichere technische Beschreibung des Gitterspektrometernaufbaus sowie unserer Vorgehensweise beim Abrastern der Probenoberfläche findet sich im Anhang.

Zunächst wird kurz auf die PL-Messmethode allgemein eingegangen und anschließend werden die Charakterisierungsmessungen vorgestellt und diskutiert. Alle Messungen, sowohl mit dem Fourierspektrometer als auch mit dem Gitterspektrometer, wurden bei Temperaturen von $T = 7 - 9 \text{ K}$ durchgeführt.

3.6.1 Einführung in die Photolumineszenz-Messmethode

Der PL-Prozess im homogenen Volumenhalbleiterkristall lässt sich in drei Schritte, wie in Abb. 3.7 (a) illustriert, unterteilen. (i) Anregung: Durch Absorption von Licht¹ wird ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben, sodass ein Elektronen-Loch-Paar gebildet wird. (ii) Relaxation: Das Elektron und das Loch relaxieren sehr schnell ($\approx \text{ps}$) nichtstrahlend zum Leitungsbandminimum bzw. zum Valenzbandmaximum. Es bildet sich ein Wasserstoff-ähnlicher, gebundener Zustand (Exziton). (iii) Rekombination: Das Exziton rekombiniert unter Aussendung von Lumineszenzlicht. Das emittierte Licht hat im Volumenhalbleiter die Energie der Bandlücke abzüglich der Exzitonbindungsenergie.

Die Verhältnisse in den hier untersuchten QP unterscheiden sich in den folgenden Punkten: Bei QP ist die Bandlücke kleiner als im umgebenden Substratmaterial, hier GaAs oder WL, siehe Abb. 3.7 (b). Die Exzitonen relaxieren von dort in die QP und werden dort lokalisiert. Da im Quantenpunkt ein dreidimensionales Einschlusspotential vorhanden ist, entstehen diskrete Energieniveaus. Rekombiniert das Exziton eines QP schneller als neue Elektronen-Loch-Paare aus dem GaAs bzw. der WL relaxieren, hat das ausgesendete PL Licht die Energie des Grundzustandes des QP. Dies ist bei kleinen Anregungsintensitäten der Fall. Erhöht man die Anregungsintensität, werden mehr Elektronen-Loch-Paare im GaAs bzw. der WL erzeugt. Somit relaxieren die Elektronen-Loch-Paare schneller in die QP als diese dort rekombinieren.

¹In unserem Fall wird dies durch ein auf die Probe fokussierter Laserstrahl erreicht.

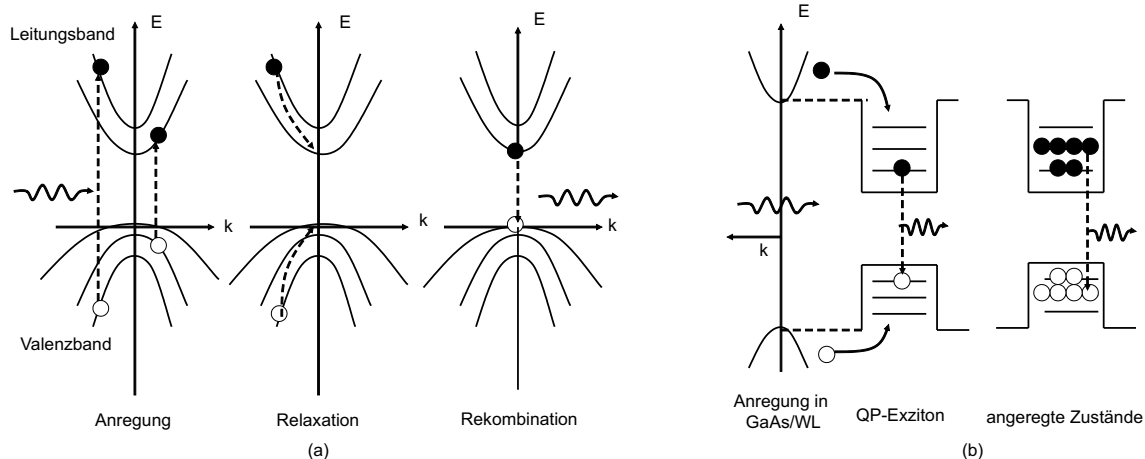


Abb. 3.7: (a) Die drei Prozesse bei Photolumineszenz im Halbleiter. Durch Anregung mit Licht wird ein Elektron vom Valenz- ins Leitungsband angeregt und hinterlässt ein Loch. Beide relaxieren sehr schnell nichtstrahlend auf ihr Energieminimum an den Bandkanten. Das entstandene Exziton rekombiniert und strahlt Lumineszenzlicht ab. (b) PL in QP. Die Ladungsträger werden im Leitungs- und Valenzband des GaAs oder der WL erzeugt und relaxieren nichtstrahlend in die QP. Bei hohen Anregungsdichten erfolgt die Rekombination aus angeregten Zuständen (Bildquelle [Sch07b]).

Dadurch rekombinieren auch Exzitonen aus angeregten Zuständen mit entsprechend höherer Energie. Die Energien der verschiedenen Zustände können im PL-Spektrum aufgelöst werden.

Eine weitergehende Einführung in die PL-Messmethode findet sich unter anderem in [Kar04].

3.6.2 PL-Messungen mit $d_{spot} \approx 100 \mu\text{m}$

In Abb. 3.8 ist eine mit dem Fourierspektrometer aufgenommene, ortsabhängige PL-Messung der Probe aus Abb. 3.6 gezeigt. Dabei wurde vom Wafertrand ausgehend über 10 mm alle 0.5 mm in [110] Richtung eine Messung aufgenommen. Man erkennt, dass die QP optisch aktiv sind. Aus dem Verlauf der PL-Intensität folgt, dass die QP-Dichte bei dieser Probe zur Wafermitte ansteigt (siehe Kap. 3.4). Des Weiteren ist eine deutliche Blauverschiebung der Emissionsenergien der QP in Richtung Wafermitte zu erkennen. Diese ist nicht mit der in Kap. 3.4 erwähnten erhöhten Bedeckung zur Wafermitte zu erklären, die zu größeren QP und somit zu kleineren Emissionsenergien führen würde [Krz02]. Vielmehr deutet das Emissionsverhalten auf eine inhomogene Temperaturverteilung des Wafers während des QP-Wachstums hin, bei der die Wafermitte kälter als der Rand war. Bei kalten Temperaturen bilden sich kleinere QP, die dadurch höhere Emissionsenergien haben [Sch07b]. Aufgrund des großen Spotdurchmessers von $d_{spot} \gtrsim 100 \mu\text{m}$, ist im Fourieraufbau eine Unterscheidung von angeordneten und freistehenden QP nicht möglich. Bei ca. 1.3 eV ist

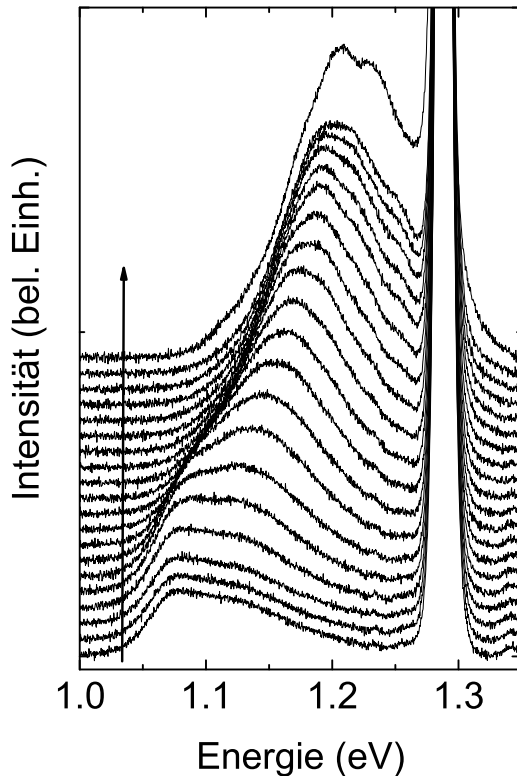


Abb. 3.8: Die ortsabhängige PL-Messung an Probe #1772 zeigt eine Blauverschiebung der Emissionsenergie der QP vom Wafertrand zur Wafermitte (entlang der Pfeilrichtung). In der Messung sind angeordnete QP von freistehenden QP aufgrund des großen Spotdurchmessers ($d_{\text{Spot}} \gtrsim 100 \mu\text{m}$) nicht zu unterscheiden ($E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$, $P_{\text{Anr}} = 1.6 \text{ kW/cm}^2$).

die Emission der verspannten 40 nm dicken InGaAs-Schicht zu sehen, der in diesem Energiebereich das PL-Signal der QP überstrahlt.

3.6.3 PL an geflushten QP mit $d_{\text{spot}} \approx 100 \mu\text{m}$

Die Messungen aus Kap. 3.6.2 haben gezeigt, dass die QP in unserem Schichtsystem optisch aktiv sind. Wegen des großen Spotdurchmessers beim Fourierspektrometernaufbau, konnten die Spektren der angeordneten QP und der freistehenden QP jedoch nicht unterschieden werden. Messungen mit kleineren Spotgrößen können mit dem Gitterspektrometernaufbau durchgeführt werden. Die Empfindlichkeit der im Gitterspektrometernaufbau befindlichen Detektorkamera fällt bei Energien unterhalb von 1.2 eV jedoch stark ab. Aus diesem Grund haben wir eine weitere Probe gewachsen, bei der wir die Emissionsenergie der QP durch die *Indium-Flush*-Technik erhöht haben. Des Weiteren haben wir die InGaAs-Schicht durch eine InAlAs-Schicht ersetzt. Dadurch liegt die störende Emission der verspannten Schicht nun weit über den Spektren der QP.

3.6.3.1 Indium-Flush Technik

Bei der *Indium-Flush* Technik von Wasilewski et al. [Was99] werden die gewachsenen QP mit einer Flush-GaAs-Schicht, deren Dicke geringer ist als die Höhe der QP, teilbedeckt. Danach wird die Wachstumstemperatur um ca. 100 °C innerhalb

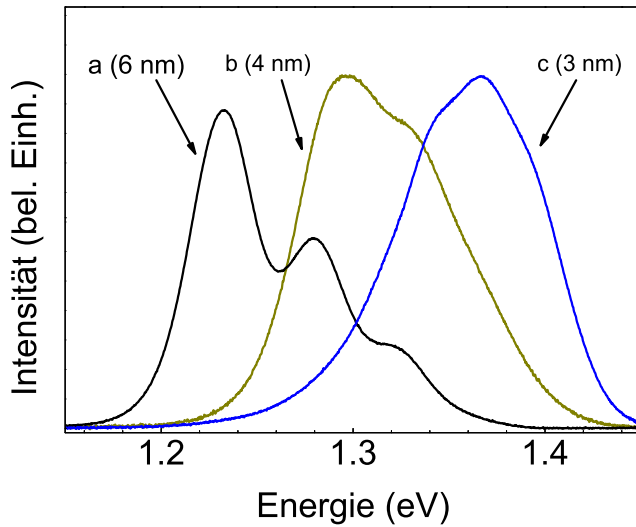


Abb. 3.9: PL-Messungen an einer Probenserie mit QP, die mit Indium-Flush Technik hergestellt wurden. Die Variation der Flush-GaAs-Schichtdicke von (a) 6 nm, (b) 4 nm und (c) 3 nm zeigt mit dünner werdender Schichtdicken eine Blauverschiebung der Emissionsenergie ($E_{\text{Laser}} = 2.41$ eV, $P_{\text{Anr}} = 1.0$ kW/cm²).

einer Minute erhöht, wodurch der Teil der QP oberhalb der Flush-GaAs-Schicht desorbiert wird. Anschließend werden die geflushten QP mit einer GaAs-Deckschicht vergraben. Durch die verringerte Höhe der QP erhöht sich deren Emissionsenergie. Abbildung 3.9 zeigt die PL von drei Proben mit 6 nm, 4 nm und 3 nm Flush-GaAs-Schicht, die nach dem Flush-Prozess mit einer 100 nm dicken GaAs-Deckschicht vergraben wurden. Die Spektren zeigen eine deutliche Blauverschiebung der Emissionsenergien bei dünneren Flush-GaAs-Schichten.

Die Schichtstruktur einer Probe mit angeordneten und geflushten QP kann Abb. 3.10 (a) entnommen werden. In (b) ist eine mit dem Fourierspektrometer aufgenommene, ortsabhängige Messung gezeigt. Dabei wurde ausgehend vom Waferrand (0 mm) in Richtung Wafermitte (13 mm) in den angegebenen Abständen jeweils eine Messung aufgenommen. Da die Anregungsleistung konstant war, zeugt die ansteigende PL-Intensität von der ansteigenden QP-Dichte vom Waferrand zur Wafermitte. Auch bei den geflushten QP blauverschiebt die Emissionsenergie vom Waferrand (ca. 1.22 eV) zur Wafermitte (ca. 1.31 eV). Die Emission der WL liegt bei etwa 1.47 eV und ist in dieser Messung nicht zu sehen. Die Verschiebung der Emissionsenergie vom Waferrand zur Wafermitte führen wir auf die thermische Trägheit des MBE-Waferhalters zurück. Diese kann offensichtlich der Temperaturänderung beim Flush-Prozess nicht schnell genug folgen. Der MBE-Waferhalter steht am Rand des Wafers mit diesem in Kontakt, wodurch der Flush-Prozess wahrscheinlich in diesem Bereich aufgrund der geringeren Temperaturänderung weniger effektiv ist. Im Gegensatz zu dem diskutierten Temperaturverhalten in Kap. 3.4, bei dem die Temperatur am Waferrand höher war, ist hier die Temperatur in der Wafermitte höher. Dies kann durch die unterschiedliche thermische Masse und den unterschiedlichen Absorptionskoeffizient für die Heizstrahlung zwischen MBE-Waferhalter und dem Wafer erklärt werden. Der MBE-Waferhalter hat eine große thermische Masse und ebenfalls einen hohen Absorptionskoeffizienten. Der Wafer hat eine kleine thermische Masse und einen ge-

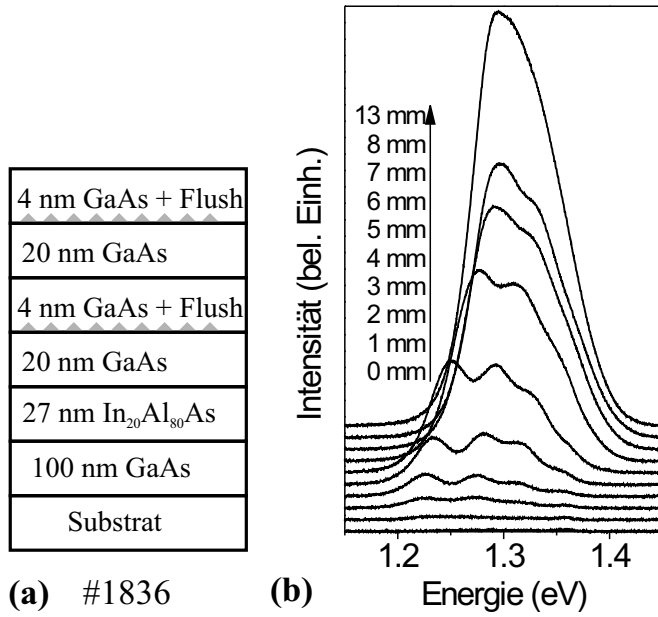


Abb. 3.10: (a) Schichtstruktur der Probe #1836 mit geflushten QP. (b) Ortsabhängige PL-Messung dieser Probe mit dem Fouriertransformierten Spektrometer bei konstanter Anreizungsleistung ($E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$, $P_{\text{Anr}} = 1.0 \text{ kW/cm}^2$). Vom Waferrand (0 mm) zur Wafermitte (13 mm) steigt die Emissionsenergie sowie die PL-Intensität.

ringeren Absorptionskoeffizienten als der MBE-Waferhalter. Das führt offensichtlich dazu, dass im statischen Fall der MBE-Waferhalter eine höhere Temperatur als der Wafer hat. Im dynamischen Fall jedoch kann der Wafer aufgrund der geringeren thermischen Masse der Temperaturänderung schneller folgen.

3.6.4 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{\text{spot}} \approx 9 \mu\text{m}$

In Abb. 3.11 (a) sind ortsabhängige Messungen der Probe #1836 zu sehen ($d_{\text{Spot}} \approx 9 \mu\text{m}$, $P_{\text{Anr}} = 40 \text{ W/cm}^2$). Die PL-Intensitäten dieser Messungen wurden nicht skaliert und sind untereinander vergleichbar. Dabei wurde bei vier verschiedenen Abständen zum Waferrand (i) 4.0 mm, (ii) 3.0 mm, (iii) 1.5 mm und (iv) 0.5 mm jeweils ein Spektrum auf einer $[\bar{1}10]$ -QP-Linie² (A, grau) und ein Spektrum 20 μm neben einer QP-Linie, also ohne angeordnete QP (B, schwarz) aufgenommen. Die Spektren der unterschiedlichen Orte (i-iv) sind zur Übersichtlichkeit vertikal verschoben. Die jeweils am gleichen Ort aufgenommenen Messungen, mit und ohne angeordnete QP (A und B), sind nicht untereinander verschoben. Die B-Messungen repräsentieren das Spektrum der freistehenden QP, die Differenz zwischen den zusammengehörenden A- und B-Messungen repräsentiert die Emission der angeordneten QP. Da die 2D-Dichte der freistehenden QP zur Wafermitte ansteigt, dominiert das Signal der freistehenden QP in Messung (i) und (ii). Die drei Peaks bei 1.356 eV, 1.32 eV und 1.284 eV sind auf ionisierte Kupfer-Akzeptoren mit $E(\text{Cu}_{\text{Ga}}) = 1.356 \text{ eV}$ im GaAs-Substrat bzw. deren Phononen-Replica ($\Delta E = 36 \text{ meV}$) zurückzuführen [Alt02, Hji00a, Wan85, Hji00b]. Wir haben die Ursache dieser Signale im Substrat nachgewiesen. Für unsere Messergebnisse sind diese Signale ansonsten irrelevant und

²Die Probenorte mit QP-Linien haben wir durch den beobachteten PL-Intensitätsanstieg beim manuellen Abrastern der Probenoberfläche gefunden.

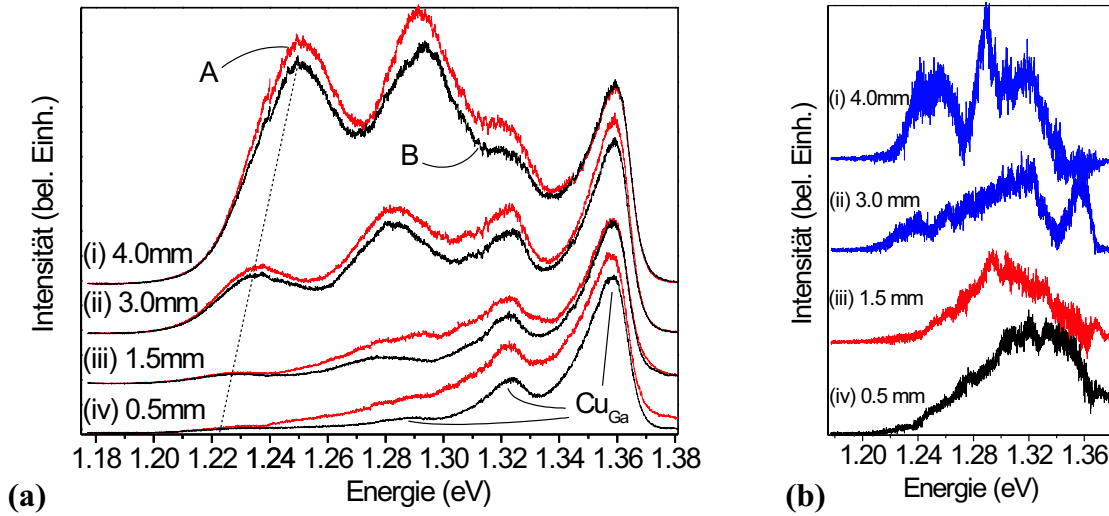


Abb. 3.11: (a) PL-Messungen mit dem Gitterspektrometer ($E_{\text{Laser}} = 1.472$ eV, $P_{\text{Anr}} = 40$ W/cm², $d_{\text{Spot}} \approx 9$ μm) mit $[\bar{1}10]$ -QP Linie (A, grau) und ohne angeordnete QP (B, schwarz) an vier verschiedenen Orten. Die Abstände zum Wafertrand betragen (i) 4 mm, (ii) 3 mm, (iii) 1.5 mm, (iv) 0.5 mm. (b) Differenzen der jeweiligen Spektren A-B an (i)-(iv). Diese repräsentieren die Spektren der $[\bar{1}10]$ -QP Linie.

werden deshalb im Anhang diskutiert.

In Abb. 3.11 (a) sieht man, dass die freistehenden QP mit geringer werdendem Abstand zum Wafertrand in ihrer Emissionsenergie rotverschoben (Punktlinie), bis ihre Intensität bei Messung (iv) aufgrund der geringen freistehenden QP-Dichte nahezu komplett verschwindet. Die Peaks des Cu_{Ga} bleiben unabhängig vom Ort in ihrer Emissionsenergie konstant und überlagern die Signale der QP. Um eine Aussage über das PL-Verhalten der angeordneten QP in Abhängigkeit vom Ort treffen zu können, wurde das Differenzspektrum der Messungen A und B von allen vier Orten (i-iv) gebildet. Dabei wurde das PL-Signal der Messung B (ohne angeordnete QP) von der Messung A (mit angeordneten QP) abgezogen. Die Differenzspektren sind in Abb. 3.11 (b) gezeigt und lassen trotz des starken Rauschens Aussagen über das Verhalten der $[\bar{1}10]$ -QP im Vergleich zu den freistehenden QP zu. Die Spektren lassen keine ausgeprägte Trennung zwischen Grund- und angeregtem Zustand erkennen. Die Intensitätsminima in (i) bei 1.275 eV und in (ii) bei 1.34 eV führen wir auf ein Artefakt der Differenzbildung und nicht auf die Eigenschaften der QP zurück. In den Differenzspektren sieht man des Weiteren, dass die Breite der Emission der angeordneten QP mit ca. 120 meV wesentlich größer ist als die der freistehenden QP. Das lässt sich entweder durch eine starke Streuung der QP-Höhe oder des Ga-Anteils in den QP erklären. Beides hätte erheblichen Einfluss auf die Emissionsenergie. Die hier gezeigten Messungen lassen jedoch keine Aussage über die Ursache, sondern nur die Tatsachenbeschreibung der breiteren Emissionsenergie im Vergleich zu den freistehenden QP zu. Ein weiteres Merkmal, das sich auch in Abb. 3.11 (b) erkennen lässt, ist, dass die Dichte der $[\bar{1}10]$ -QP näherungsweise konstant scheint, da im Gegensatz zu den freistehenden QP keine offensichtliche Ab-

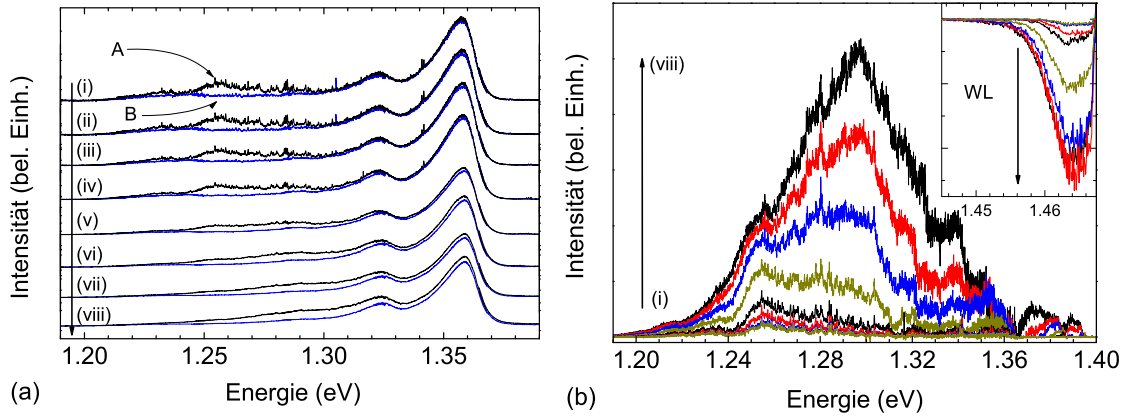


Abb. 3.12: (a) Leistungsserie ($P_{\text{Anr}} = 2.3 - 61 \text{ W/cm}^2$) an zwei $20 \mu\text{m}$ in $[110]$ -Richtung voneinander getrennten Orten. Einmal mit angeordneten $[\bar{1}10]$ -QP (A, schwarz) und einmal ohne (B, grau). Die Spektren sind in Pfeilrichtung zu größeren Anregungsleistungen vertikal gegeneinander verschoben. ($E_{\text{Laser}} = 1.472 \text{ eV}$, $d_{\text{Spot}} \approx 9 \mu\text{m}$). (b) Differenzspektren A-B der in (a) gezeigten Messungen. Die Pfeile zeigen in Richtung der größeren Anregungsleistungen. Der Einsatz zeigt das Differenzspektrum im Energiebereich der WL.

nahme der Intensität zu beobachten ist. Dies entspricht der Beobachtung aus den AFM-Messungen in Kap. 3.4. Bezüglich der ortsabhängigen Emissionsenergie der $[\bar{1}10]$ -QP ist eine Blauverschiebung in Richtung Waferrand zu erkennen. Diese lässt sich jedoch aufgrund des Rauschens quantitativ nicht festlegen.

Um die angeordneten QP weiter charakterisieren zu können, wurde an einem Probenort ohne freistehende QP (ca. 1 mm vom Waferrand) eine Leistungsserie aufgenommen, die in Abb. 3.12 (a) gezeigt ist. Dabei wurde für jede Laserleistung (i-viii) ein Spektrum auf einer $[\bar{1}10]$ -QP Linie (A, grau) und ein weiteres ohne angeordnete QP (B, schwarz) aufgenommen. Die beiden Orte liegen $20 \mu\text{m}$ in $[110]$ -Richtung auseinander. Die Leistungsdichte wurde entlang des Pfeiles von (i) $P_{\text{Anr}} = 2.3 \text{ W/cm}^2$ bis (viii) $P_{\text{Anr}} = 61 \text{ W/cm}^2$ erhöht³. Die Spektren (i-viii) sind in der Darstellung zur Übersichtlichkeit vertikal verschoben und für jede Leistung auf das Maximum des Cu_{Ga} Peaks der A-Messung normiert. Die Messungen auf (A) und neben (B) der QP-Linie sind nicht verschoben und untereinander nicht skaliert, um den Intensitätsunterschied deutlich hervorzuheben. Man erkennt bei kleinen Leistungen (i)-(iv) deutlich eine Feinstruktur. Bei größeren Leistungen ist diese aufgrund der Skalierung bedingt durch die Normierung auf den Cu_{Ga} -Peak nicht mehr zu erkennen. Durch die größere Anregungsleistung ist auch eine Verbreiterung der Emissionsenergie aufgrund von angeregten Niveaus zu beobachten.

Abbildung 3.12 (b) zeigt das Emissionsverhalten der $[\bar{1}10]$ -QP durch Subtraktion der B-Messungen von den A-Messungen deutlicher. Man erkennt bei kleinen Leistungsdichten zuerst einen Peak bei ca. 1.255 eV , den wir dem Grundzustand

³ $P_{\text{Anr}} = 2.3, 9.1, 14.6, 19.5, 33.5, 43.3, 53.7, 61 \text{ W/cm}^2$

der $[\bar{1}10]$ -QP zuordnen. Bei Erhöhung der Leistungsdichte (Pfeilrichtung) taucht ein zweiter Peak bei ca. 1.30 eV auf, dessen Intensität bei weiterer Leistungserhöhung die des ersten übersteigt. Diesen Peak weisen wir dem angeregten Zustand der $[\bar{1}10]$ -QP zu. Aufgrund der geringen Anzahl ($n_Q \approx 130$) der spektroskopierten QP, sieht man im Differenzspektrum eine Feinstruktur, die sich bei den verschiedenen Leistungen qualitativ wiederholt. Da diese Spektren nicht skaliert sind, bleibt in dieser Darstellung die Feinstruktur bei allen Leistungen sichtbar. In (b) ist des Weiteren noch das Differenzspektrum im Energiebereich der PL-Emission der WL gezeigt. Die Differenz ist negativ und wird bei steigender Anregungsleistung (Pfeilrichtung) größer. Dies ist damit zu erklären, dass bei gleicher Leistungsdichte die Gesamtzahl der erzeugten Ladungsträger konstant ist. Da ein Teil dieser Ladungsträger in den A-Messungen in den $[\bar{1}10]$ -QP rekombiniert, stehen diese nicht mehr in der WL zur Rekombination zur Verfügung. Dementsprechend sinkt die PL-Intensität der WL, wodurch die Differenz A-B negativ wird.

3.6.5 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{spot} \approx 1.8 \mu\text{m}$

Nachdem die Eigenschaften der $[\bar{1}10]$ -QP durch eine Leistungsserie bzw. ortsabhängige Messungen mit einem Spotdurchmesser $d_{spot} \approx 9 \mu\text{m}$ untersucht wurden, haben wir orts aufgelöste Messungen mit $d_{spot} \approx 1.8 \mu\text{m}$ durchgeführt. Die Anregungsleistungsdichte wurde mit $P_{Anr} \approx 20 \text{ W/cm}^2$ so gewählt, dass die PL-Intensität ausreicht, um bei einer Integrationszeit von $t_{int} = 1 \text{ s}$ genügend Signal beim Detektor zu erhalten. Die Laserenergie wurde auf $E_{Laser} = 1.42 \text{ eV}$ eingestellt. Es wurde eine Fläche von $45 \times 45 \mu\text{m}^2$ mit einer Schrittweite von $dx = dy = 1 \mu\text{m}$ vermessen. Die detektierte Energie E_{det} erstreckt sich von 1.219 eV bis 1.342 eV. Dafür waren drei Spektrometergitterstellungen und eine Messzeit von etwa 12 Stunden notwendig. Innerhalb der Messungen trat ein leichter Ortsdrift der Probe gegenüber des Messspots auf, der durch Darstellung von nur 39×44 der insgesamt 45×45 Messpunkten in den energie aufgelösten Messungen bereinigt werden konnte, siehe Abb.3.13.

Die Messungen sind als Grauskalenplots in Abb.3.13, beginnend mit $E_{det} = 1.219 \text{ eV}$ in (a) bis $E_{det} = 1.342 \text{ eV}$ in (o), dargestellt. Dabei wurde die Intensität jedes Messpunktes über einen Energiebereich von $E_{det} \approx \pm 1.5 \text{ meV}$ aufsummiert und hohe Intensitäten dunklen Grauwerten zugeordnet. Die energetische Schrittweite zwischen den Bildern beträgt $\Delta E \approx 8.8 \text{ meV}$. Die Energieintervalle der einzelnen Grauskalenbilder sind in den Spektren in Abb.3.13 unten grau hinterlegt. Darin sind drei exemplarische Spektren von Orten mit $[110]$ -QP, mit $[\bar{1}10]$ -QP und ohne angeordnete QP gezeigt.

Bei (a), $E_{det} = 1.219 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ liegt die Detektionsenergie unterhalb der Emissionsenergien. Hier sind noch keine Strukturen sichtbar. Ab (c) $E_{det} = 1.237 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ beginnen die angeordneten $[110]$ -QP zu emittieren und sind ab (d) $E_{det} = 1.245 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ deutlich in der Grauskalendarstellung zu erkennen. Die QP entlang $[\bar{1}10]$ setzen mit ihrer Emission bei etwa (e) $E_{det} = 1.254 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ ein und sind ab (f) $E_{det} = 1.263 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ klar zu erkennen.

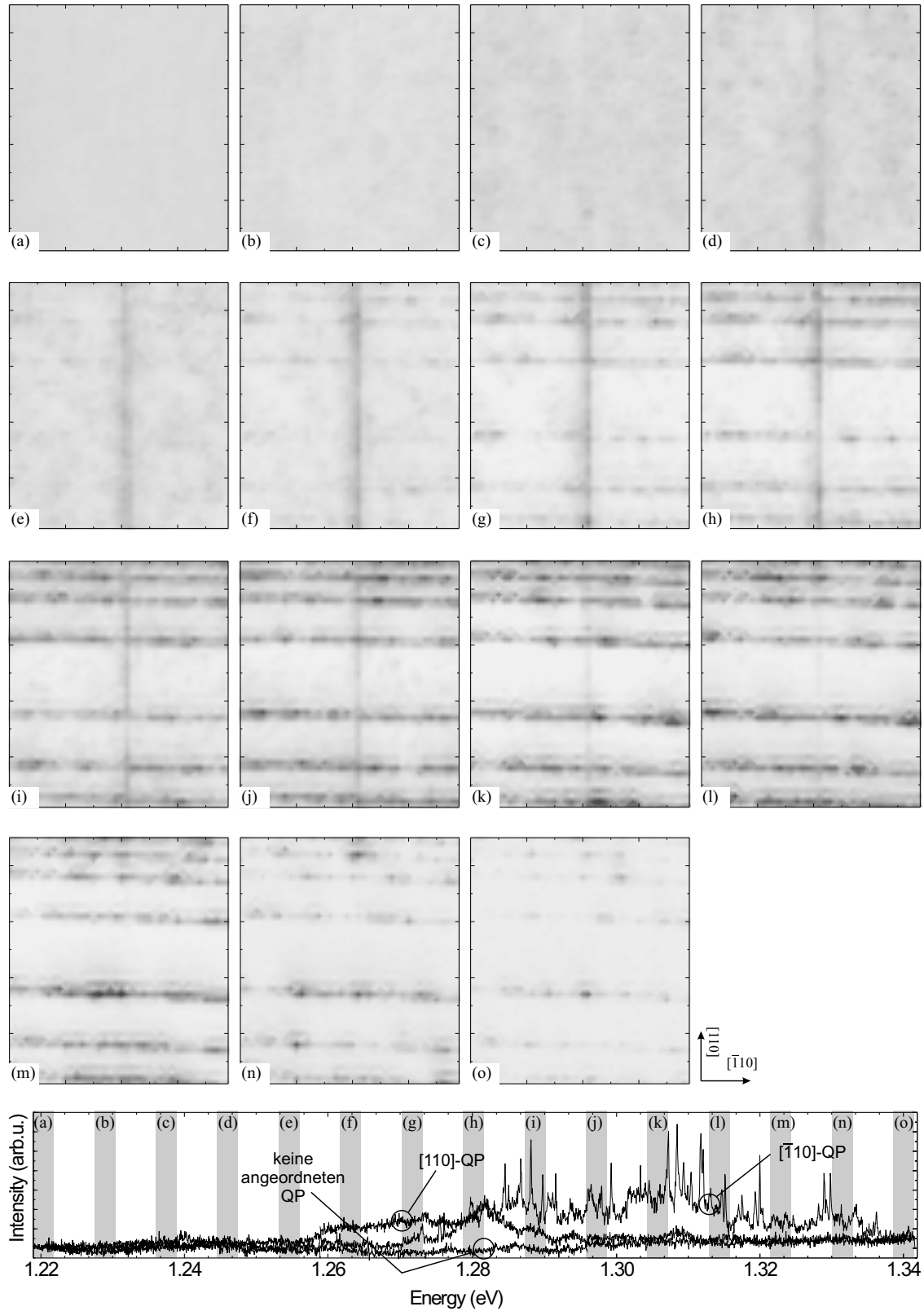


Abb. 3.13: Ortsaufgelöste ($39 \times 44 \mu\text{m}^2$) Messungen der Probe #1836, die der Detektionsenergie von (a) 1.219 eV bis (o) 1.342 eV nach aufgetragen sind. Hohe Intensitäten wurden dunklen Grauwerten zugeordnet. Unterhalb der Grauskalenbilder sind drei PL-Spektren von Orten mit $[110]$ -QP, mit $[\bar{1}10]$ -QP und ohne angeordnete QP aufgetragen, wobei die aufsummierten Energieintervalle $E_{\text{det}} \approx \pm 1.5$ meV der Einzelbilder grau hinterlegt wurden. Die Schrittweite zwischen den Bildern beträgt $\Delta E \approx 8.8$ meV ($d_{\text{Spot}} \approx 1.8 \mu\text{m}$, $E_{\text{Laser}} = 1.42$ eV, $P_{\text{Anr}} = 20$ W/cm 2).

Im Bereich von (h) $E_{\text{det}} = 1.281 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ bis (j) $E_{\text{det}} = 1.298 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ emittieren die angeordneten Punkte beider Richtungen. Die Intensität der [110]-Linie nimmt oberhalb (k) $E_{\text{det}} = 1.307 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ ab und ist bei (m) $E_{\text{det}} = 1.325 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ im Grauskalenplot nicht mehr zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist die $[\bar{1}10]$ -Linie in (m) noch stark vertreten. Ihre Intensität nimmt bei größeren E_{det} ab und ist bei (o) $E_{\text{det}} = 1.342 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ fast ganz verschwunden.

Die energieaufgelösten Grauskalenplots zeigen eine deutliche Trennung der Emissionsenergien der QP in Abhängigkeit der Anordnungsrichtung. Dabei emittieren die entlang $[\bar{1}10]$ angeordneten QP bei höheren Energien als die entlang [110] angeordneten QP. Die richtungsabhängige Emissionsenergie der angeordneten QP führen wir auf das asymmetrische chemische Oberflächenpotential der Versetzungen [Abr72, Kav88] und dem damit verbundenen Unterschied der $[\bar{1}10]$ - und [110]-Quantenpunkte hinsichtlich Form, Größe und Verspannung zurück. Des Weiteren haben wir gezeigt, dass das Spektrum der $[\bar{1}10]$ -QP im Gegensatz zum Spektrum der [110]-QP ausgeprägte Peaks zeigt.

3.6.5.1 Anregungsenergieabhängige Messungen

Im nächsten Schritt wurde die Abhängigkeit des Emissionsverhaltens der angeordneten QP von der Anregungsenergie ermittelt. Dafür wurde wieder eine Probenfläche von $45 \times 45 \text{ } \mu\text{m}^2$ ohne freistehende QP ca. 1 mm vom Waferrand vermessen. Die Messungen ($P_{\text{Anr}} = 20 \text{ W/cm}^2$, $d_{\text{spot}} = 1.8 \text{ } \mu\text{m}$) wurden bei vier verschiedenen Anregungsenergien $E_{\text{Laser}} = 1.42 \text{ eV}$ (a), $E_{\text{Laser}} = 1.44 \text{ eV}$ (b), $E_{\text{Laser}} = 1.46 \text{ eV}$ (c) und $E_{\text{Laser}} = 1.48 \text{ eV}$ (d) durchgeführt. Die WL absorbiert bei etwa 1.47 eV, sodass wir mit der Anregungsenergie den Bereich unter- und oberhalb der WL abdecken. Die erhaltenen PL-Intensitäten wurden jeweils bei zwei verschiedenen Detektionsenergien (1) $E_{\text{det}} = 1.260 \text{ eV} \pm 2.5 \text{ meV}$ bzw. (2) $E_{\text{det}} = 1.295 \text{ eV} \pm 2.5 \text{ meV}$ aufsummiert und als Grauskalenplot in Abb. 3.14 dargestellt. Für jede Anregungsenergie (3) sind jeweils drei charakteristische Spektren eines Messpunktes auf einer $[\bar{1}10]$ -Linie, auf einer [110]-Linie und im Zwischenraum dargestellt. In diesen Spektren sind die Energieintervalle, die für die Grauskalenplots verwendet wurden, grau hinterlegt.

Bei einer Anregungsenergie von $E_{\text{Laser}} = 1.42 \text{ eV}$ (a1) tritt die [110]-Linie bei kleineren Detektionsenergien etwas deutlicher hervor als die $[\bar{1}10]$ -Linie. Bei größeren E_{det} (a2) erscheint die [110]-Linie nur noch blass gegenüber der immer noch klar zu erkennenden $[\bar{1}10]$ -Linie. Die Bilder haben einen sehr hohen Kontrast und die Zwischenräume sehen gleichmäßig aus. Die Spektren (a3) zeigen ebenfalls die unterschiedliche Gewichtung der Emissionsenergien ($[\bar{1}10]$ und [110]) sowie nahezu keine Intensität im Zwischenraum (ZR). Das Spektrum der $[\bar{1}10]$ -QP zeigt im Gegensatz zum Spektrum der [110]-QP ausgeprägte Peaks.

Eine Erhöhung der Anregungsenergie auf $E_{\text{Laser}} \approx 1.44 \text{ eV}$ hat kaum Einfluss auf die Grauskalenbilder (b1) und (b2). Man erkennt, dass aufgrund einer leichten Drift, die Linien etwas nach links bzw. unten verschoben sind. Die Spektren (b3) sind gleich skaliert wie (a3). Das [110]-Spektrum sowie das Zwischenraum-Spektrum sehen der

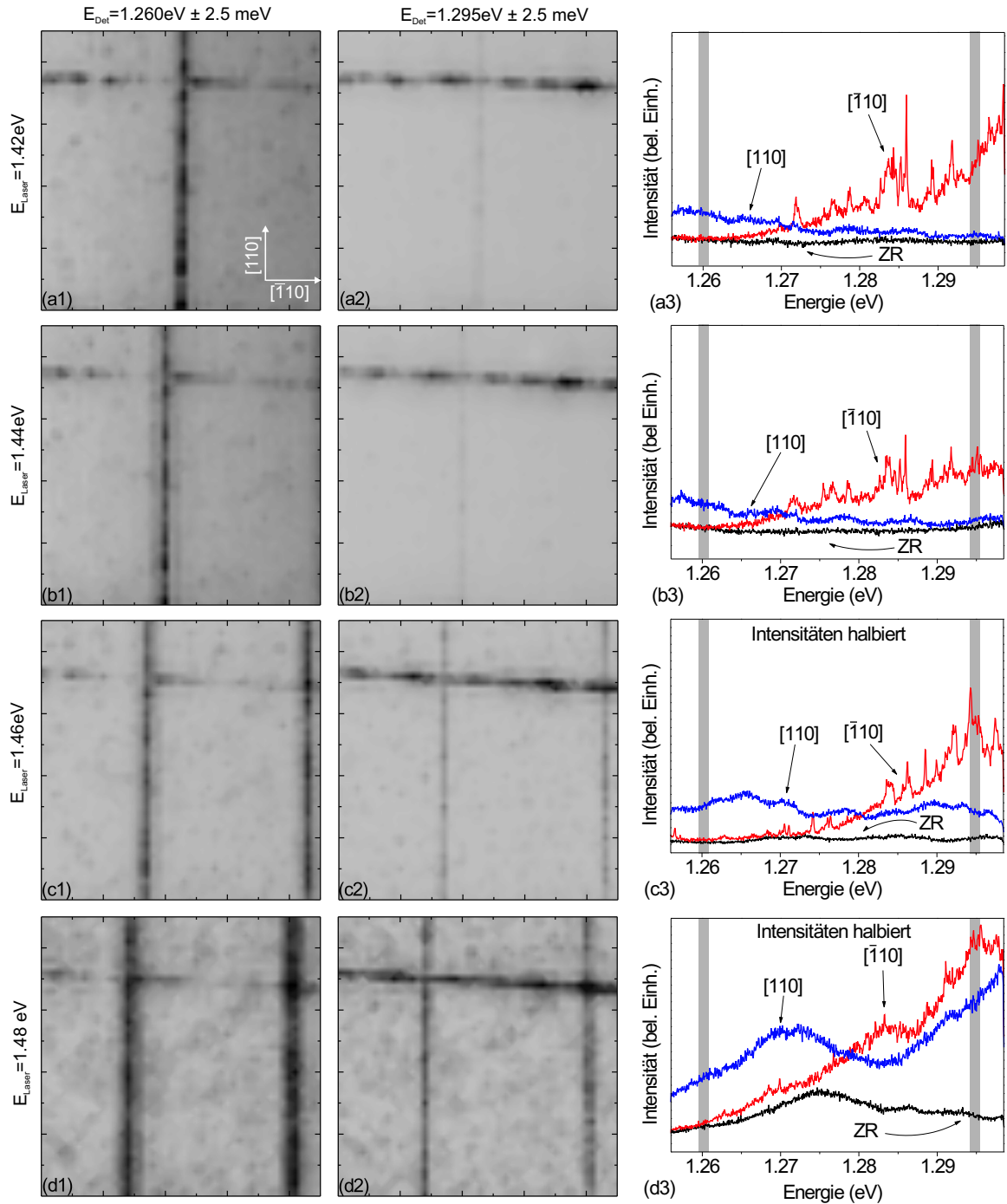


Abb. 3.14: Variation der Anregungsenergie ($P_{\text{Anr}} = 20 \text{ W/cm}^2$, $d_{\text{spot}} = 1.8 \mu\text{m}$) (a) $E_{\text{Laser}} = 1.42 \text{ eV}$, (b) $E_{\text{Laser}} = 1.44 \text{ eV}$, (c) $E_{\text{Laser}} = 1.46 \text{ eV}$ und (d) $E_{\text{Laser}} = 1.48 \text{ eV}$. Grauskalenplots ($45 \times 45 \mu\text{m}^2$) von (1) $E_{\text{det}} = 1.260 \text{ eV} \pm 2.5 \text{ meV}$ bzw. (2) $E_{\text{det}} = 1.295 \text{ eV} \pm 2.5 \text{ meV}$. (3) Exemplarische Spektren von drei charakteristischen Messpunkten, jeweils auf einer $[110]$ -Linie, auf einer $[\bar{1}10]$ -Linie und in einem Zwischenraum (ZR). Die grauen Balken kennzeichnen den Bereich der Grauskalenplots.

(a3) Messung sehr ähnlich. Das $[\bar{1}10]$ -Spektrum scheint weniger intensiv zu sein, was aber messtechnische Gründe hat. Der Messpunkt lag mit seinem Mittelpunkt nicht genau, sondern etwas exzentrisch auf der $[\bar{1}10]$ -Linie. Das Spektrum der $[\bar{1}10]$ -QP zeigt auch hier wieder, im Gegensatz zum Spektrum der $[110]$ -QP, ausgeprägte Peaks.

Bei einer Anregungsenergie von $E_{\text{Laser}} = 1.46$ eV ändert sich im Grauskalenplot bei kleinen Detektionsenergien (c1) bezüglich der angeordneten QP nichts. In den Zwischenräumen erscheinen nun jedoch graue Stellen. Des Weiteren taucht driftbedingt eine weitere $[110]$ -Linie auf. Bei größeren Detektionsenergien (c2) beobachten wir, dass die $[110]$ -Linie im Gegensatz zu (b2) und (a2) immer noch sichtbar ist. Das Gleiche sieht man in den Spektren (c3), die in ihrer Intensität im Vergleich zu den Messungen (a3) und (b3) halbiert wurden. Das $[\bar{1}10]$ -Spektrum ist qualitativ gleich geblieben, quantitativ hat sich seine Intensität vergrößert. Bei dem $[110]$ -Spektrum sieht man, dass die PL-Intensität ansteigt und sich zu höheren Energien verbreitert hat. Des Weiteren beginnt auch das Zwischenraum-Spektrum - wenn auch nur gering - in der Intensität zu steigen. Der Anstieg der Intensität der QP-Spektren und des Zwischenraum-Spektrums sowie die Verbreiterung der QP-Emission, führen wir auf die bessere Absorption des Laserlichts durch die WL bei dieser Energie zurück. Durch die bessere Absorption werden mehr Elektronen-Lochpaare erzeugt. Dadurch tauchen die angeregten Niveaus der angeordneten $[110]$ -QP auf. Die Ursache der Änderung der Zwischenraum-Spektren sind nicht eindeutig zuzuordnen. Entweder sind diese PL-Signale von freistehenden QP oder die Signale sind durch Störstellen bzw. Verunreinigungen im Kristall verursacht. Auch hier zeigt das Spektrum der $[\bar{1}10]$ -QP im Gegensatz zum Spektrum der $[110]$ -QP ausgeprägte Peaks.

Bei weiterer Erhöhung der Anregungsenergie auf $E_{\text{Laser}} = 1.48$ eV sind die Zwischenräume der Grauskalenplots (d1,d2) nicht mehr gleichmäßig und die $[110]$ -Linie ist in (d2) deutlicher zu sehen als in (c2). Ein Blick auf die Spektren in (d3) stützt unsere Aussage, dass die Erhöhung der Anregungsenergie zu effektiverer Absorption führt, da wir nun oberhalb der WL anregen und somit viel mehr Elektronen-Loch-Paare in der WL erzeugt werden. Die Intensität aller drei Spektren steigt an, wobei die angeregten Niveaus der $[110]$ -QP nun deutlich zu erkennen sind und das Zwischenraum-Spektrum ebenfalls klar von Null abweicht. Hier ist bemerkenswert, dass das Spektrum der $[\bar{1}10]$ -QP im Gegensatz zum Spektrum der $[110]$ -QP zwar immer noch Peaks enthält, diese aber nicht mehr ganz so ausgeprägt sind. Auch dies kann durch die erhöhte Anzahl von erzeugten Elektronen-Loch-Paaren erklärt werden. Die Emissionslinien einzelner Quantenpunkte verbreitern sich bei hoher Anregungsleistung [Zre00].

3.6.6 PL-Messungen an geflushten QP mit $d_{\text{spot}} \approx 0.8 \mu\text{m}$

Um die Ortsauflösung zu erhöhen, wurden Messungen mit einem Ar-Ionen-Laser mit einer Anregungsenergie von $E_{\text{Laser}} = 2.41$ eV durchgeführt. Dieser lässt sich auf einen Spotdurchmesser von $d_{\text{Spot}} \approx 0.8 \mu\text{m}$ fokussieren. Die Schrittweite wurde auf nominell $dx = dy = 484$ nm reduziert und die Anregungsleistungsdichte

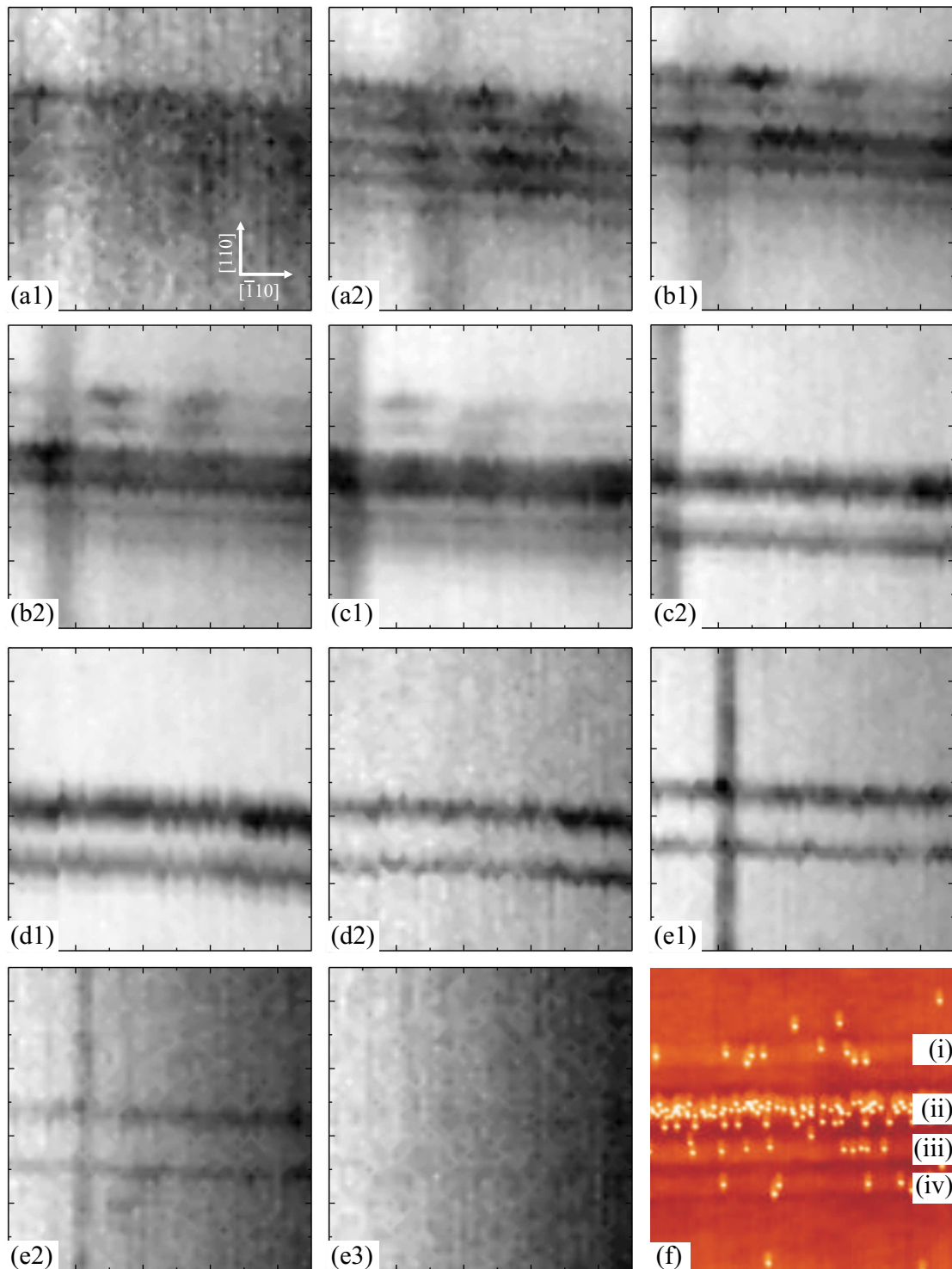


Abb. 3.15: Ortsaufgelöste ($22 \times 22 \mu\text{m}^2$) Messungen an Probe #1836 mit $E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$, $d_{\text{Spot}} \approx 0.8 \mu\text{m}$ und $P_{\text{Anr}} \approx 100 \text{ W/cm}^2$. $E_{\text{det}} =$ (a1) $1.226 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$, (a2) $1.254 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$, (b1) $1.257 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (b2) $1.293 \text{ eV} \pm 1.25 \text{ meV}$, (c1) $1.294 \text{ eV} \pm 1.35 \text{ meV}$, (c2) $1.336 \text{ eV} \pm 1.35 \text{ meV}$, (d1) $1.329 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (d2) $1.375 \text{ eV} \pm 1.45 \text{ meV}$, (e1) $1.378 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (e2) $1.402 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (e3) $1.417 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (f) AFM-Aufnahme der Probe #1780 mit vier $[\bar{1}10]$ -QP Linien, im Vergleich zu (a-e) hier nur $5 \times 5 \mu\text{m}^2$.

auf $P_{\text{Anr}} \approx 100 \text{ W/cm}^2$ eingestellt. Um eine Messzeit von $t_{\text{Mess}} \approx 4 \text{ h}$ nicht zu überschreiten, wurde das Scanfeld auf $22 \times 22 \text{ } \mu\text{m}^2$ reduziert. Es ergeben sich somit 46×46 Messpunkte. Die im Energiebereich von $E_{\text{det}} = 1.22 \text{ eV}$ bis $E_{\text{det}} = 1.42 \text{ eV}$ aufgenommenen Spektren erforderten fünf verschiedene Gitterstellungen (a-b-c-d-e), von deren Energiebereichen wir jeweils die Untergrenze (1) und Obergrenze (2) als Grauskalenplot in energetischer Reihenfolge dargestellt haben, siehe Abb. 3.15. Zwischen Bildern der *gleichen* Gitterstellung (gleicher Buchstabe mit (1) und (2)) tritt keine Drift auf. Somit sind die Unterschiede ausschließlich auf die Eigenschaften der Probe zurückzuführen. Um den Einfluss der Drift zwischen zwei *verschiedenen* Gitterstellungen eindeutig von den physikalischen Eigenschaften der Probe zu unterscheiden, ist der höchste und niedrigste Energiebereich der Grauskalenplots zweier benachbarter Gitterstellungen in etwa gleich (vergl. (a2) $1.254 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$ zu (b1) $1.257 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$). Dadurch lassen sich die driftbedingten Änderungen der Grauskalenplots erkennen. Die große Drift zwischen den Bildern ist durch die unterschiedliche energetische Reihenfolge (a-b-c-d-e) und zeitliche Reihenfolge der Spektrometrigitterstellungen (e-b-c-d-a) begründet. Der Vergleich der dargestellten Grauskalenplots wird im Folgenden diskutiert.

In (a1) $E_{\text{det}} = 1,2262 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$ erkennt man mehrere verschwommene $[\bar{1}10]$ -Linien, deren Gesamtbreite ca. $6\text{-}9 \text{ } \mu\text{m}$ beträgt. Bei $E_{\text{det}} = 1.254 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$ (a2) sind die Linien schärfer zu sehen und es taucht eine dunkle $[110]$ -Linie auf.

In (b1) $E_{\text{det}} = 1,2572 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, ist aufgrund der Drift die $[110]$ -Linie nach links verschoben und die $[\bar{1}10]$ -Linien sind leicht nach oben verschoben. In (b2) $E_{\text{det}} = 1,2935 \text{ eV} \pm 1.25 \text{ meV}$ scheint sich der Emissionsschwerpunkt der $[\bar{1}10]$ -Linien auf deren Mitte zu konzentrieren. Die $[110]$ -Linie wirkt weniger verschwommen und erscheint etwas deutlicher als in (a1).

In (c1) $E_{\text{det}} = 1,294 \text{ eV} \pm 1.35 \text{ meV}$, ist die $[110]$ -Linie durch die Drift noch weiter nach links verschoben. In (c2) $E_{\text{det}} = 1.3367 \text{ eV} \pm 1.35 \text{ meV}$ fällt auf, dass einige der $[\bar{1}10]$ -Linien verschwinden und in (a2) nur noch zwei schärfere Linien übrig bleiben. Die gerade noch am Rand erkennbare $[110]$ -Linie wirkt weniger verschwommen und erscheint etwas schärfer.

Durch die Drift ist die $[110]$ -Linie in (d1) $E_{\text{det}} = 1.3295 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ nicht mehr im Bild zu sehen. In (d2) $E_{\text{det}} = 1.3755 \text{ eV} \pm 1.45 \text{ meV}$ erscheinen die beiden $[\bar{1}10]$ -Linien noch schärfer.

In (e1) $E_{\text{det}} = 1.3785 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ ist zusätzlich zu den beiden $[\bar{1}10]$ -Linien durch die Drift⁴ die $[110]$ -Linie wieder im Abbildungsbereich. Diese $[110]$ -Linie erscheint im Vergleich zu (c2) etwas schärfer. In (e2) $E_{\text{det}} = 1.402 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ sind die beiden $[\bar{1}10]$ -Linien sowie die $[110]$ -Linie stark verblasst. Bei lediglich 7 meV höherer Detektionsenergie (e3) $E_{\text{det}} = 1.4175 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ sind alle Linien verschwunden.

Im Vergleich mit den vorher präsentierten Messungen mit kleineren Anregungsenergien E_{Laser} , brachten die Messungen mit dem Ar-Ionen-Laser bei kleinen E_{det} zusätzliche Signale. Diese sind in den Grauskalenplots als Anhäufung von Linien in $[\bar{1}10]$ -Richtung zu erkennen. Diese könnten entweder durch die höhere Energie oder

⁴Die große Drift zwischen den Bildern (d) und (e) ist durch die unterschiedliche energetische (a-b-c-d-e) und zeitliche (e-b-c-d-a) Reihenfolge der Spektrometrigitterstellungen begründet.

die höhere Anregungsleistung hervorgerufen werden. Eine mögliche, aber spekulative Erklärung könnte sein, dass es sich bei dem hier gezeigten Probenort um eine Ansammlung von Versetzungen handelt. In Abb. 3.15 (f) ist eine AFM-Aufnahme (man beachte die Skala $5 \times 5 \mu\text{m}^2$) eines solchen Probenortes auf einer anderen Probe dargestellt. Man sieht aufgrund der Dekoration durch die Oberflächen-QP vier Versetzungen (i-iv) in $[\bar{1}10]$ -Richtung, wobei sich die meisten QP sich an der zweiten von oben (ii) angeordnet haben. Daneben befinden sich aber noch drei weitere, an denen sich weniger QP gebildet haben. Es ist denkbar, dass dieses unterschiedliche Anordnungsverhalten der QP auch für deren unterschiedliche Eigenschaften spricht. Das könnte mit einer größeren benötigten Anregungsleistung/-energie und anderen Emissionseigenschaften gekoppelt sein. Dies ist nur ein möglicher Erklärungsversuch, die konkrete Aussage über die Ursache können wir aufgrund der hier vorgestellten Ergebnisse jedoch nicht treffen.

Das Ergebnis der Messungen mit $E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$ ist ähnlich zu den vorher gezeigten mit kleineren Anregungsenergien. Zusätzlich tauchen jedoch bei kleinen Detektionsenergien ((a1) $1.226 \text{ eV} \pm 1.15 \text{ meV}$ - (c1) $1.294 \text{ eV} \pm 1.35 \text{ meV}$) noch weitere Strukturen in $[\bar{1}10]$ -Richtung auf, die dank des kleineren Spots sogar als Einzellinien identifiziert werden konnten. Abgesehen von den zusätzlichen Strukturen entspricht das Verhalten der Linien dem der vorher gezeigten Messungen mit kleineren Anregungsenergien. Dabei taucht die $[110]$ -Linie bei kleineren E_{det} auf (b2) als die $[\bar{1}10]$ -Linie. Durch die hohe Anregungsleistung emittieren die angeregten Niveaus der $[110]$ -Linie, sodass diese in den Grauskalenplots auch bei höheren E_{det} zusammen mit der $[\bar{1}10]$ -Linie sichtbar bleibt. Überschreitet man mit der Detektionsenergie E_{det} einen gewissen Wert, verschwinden die Emission der Linien beider Richtungen abrupt. Beide Linien haben aber gemein, dass sie bei höheren E_{det} in den Grauskalenplots schärfer wirken. Dieses Verhalten ist zurzeit noch ungeklärt.

3.6.6.1 Polarisationsabhängige Messungen

Um die lineare Polarisationabhängigkeit der QP-Emission zu ermitteln, wurde zwischen Probe und Detektor eine $\lambda/2$ -Platte eingebracht. Mit dieser haben wir die Polarisation des detektierten PL-Lichts um 0° bzw. 90° gedreht. Als Polarisationsfilter dient das Spektrometer selbst, welches eine Selektivität von ca. $1/100$ für lineare Polarisation aufweist. Bei den folgenden Messungen beträgt die Anregungsenergie $E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$, $P_{\text{Anr}} = 100 \text{ W/cm}^2$, der Spotdurchmesser $d_{\text{spot}} = 0.8 \mu\text{m}$, die Schrittweite $dx = dy = 484 \text{ nm}$ und die Größe des Scanfelds $13 \times 13 \mu\text{m}^2$. Vor Start der Messung wurde ein Probenort eingestellt, der beide Arten von QP-Linien enthält.

Die Ergebnisse der Messungen sind als Grauskalenplots in Abb. 3.16 dargestellt. Dabei wurde eine Messungen mit (a) Pol 0 und eine mit (b) Pol 90° durchgeführt. Von den beiden aufgenommenen Spektren wurden die Intensitäten jeweils über $E_{\text{det}} = 1.3326 \text{ eV} \pm 1.4 \text{ meV}$ (a1,b1) bzw. über $E_{\text{det}} = 1.3785 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$ (a2,b2) aufsummiert. Es fällt auf, dass die Linien bei niederen Energien (a1,b1) etwas verwaschener aussehen als bei hohen Energien (a2,b2). Ein Vergleich der beiden un-

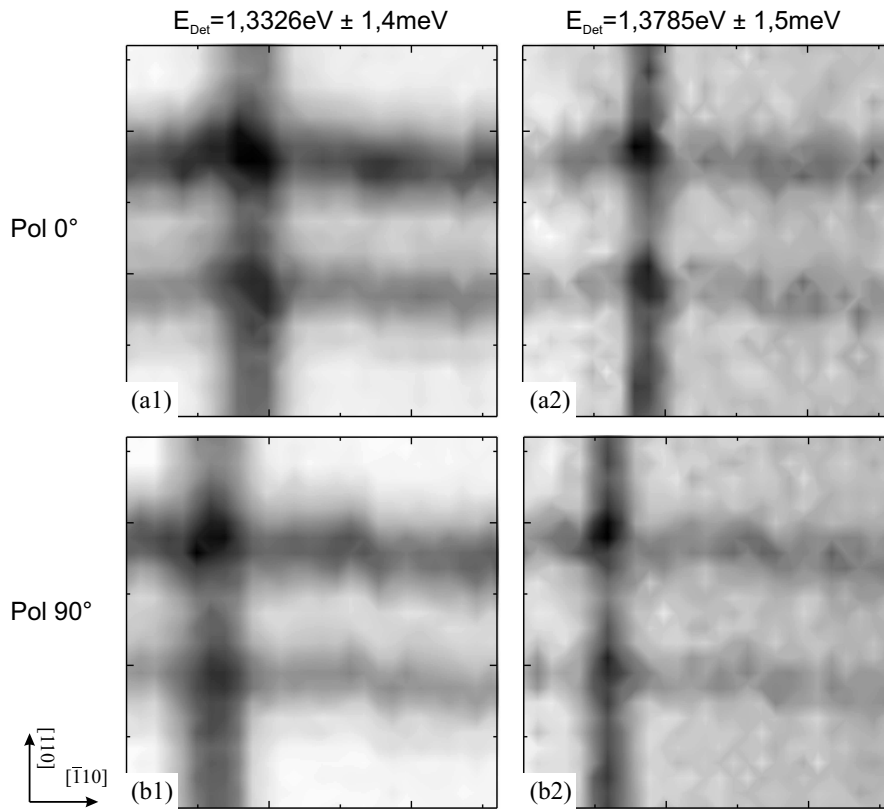


Abb. 3.16: Ortsaufgelöste ($13 \times 13 \mu\text{m}^2$), polarisationsabhängige Messungen an Probe #1836 mit $d_{\text{Spot}} \approx 0.8 \mu\text{m}$ ($P_{\text{Anr}} = 100 \text{ W/cm}^2$). Drehung der Polarisation zwischen Probe und Detektor (a1) Pol 0° , $E_{\text{det}} = 1.3326 \text{ eV} \pm 1.4 \text{ meV}$, (a2) Pol 0° , $E_{\text{det}} = 1.3785 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$, (b1) Pol 90° , $E_{\text{det}} = 1.3326 \text{ eV} \pm 1.4 \text{ meV}$, (b2) Pol 90° , $E_{\text{det}} = 1.3785 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ meV}$.

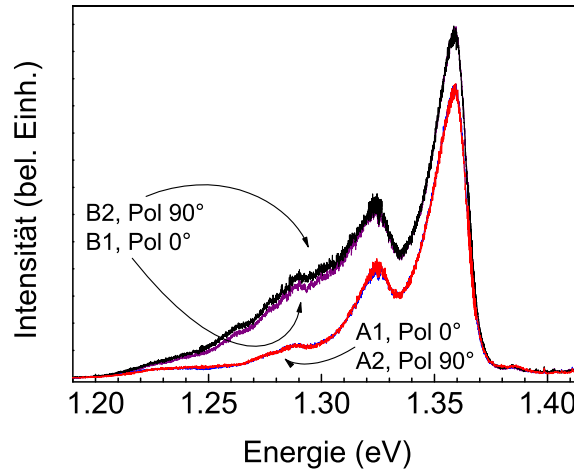


Abb. 3.17: Messungen an zwei Probenorten, (A) ohne und mit (B) $[\bar{1}10]$ -Linie. An jedem Ort wurden zwei Spektren aufgenommen, einmal mit (A1,B1) Pol 0° und einmal mit (A2,B2) Pol 90° . Die Messungen ohne Linie sind bei beiden Stellungen der $\lambda/2$ -Platte, A1 und A2, deckungsgleich und im Diagramm nicht zu unterscheiden. Bei den Messungen auf der Linie ist die PL-Intensität von B2 im Energiebereich von $E = 1.25$ eV bis 1.31 eV minimal größer als die von B1 ($d_{\text{spot}} = 9 \mu\text{m}$, $P_{\text{Anr}} = 20 \text{ W/cm}^2$).

terschiedlichen Polarisierungen von (a1) zu (b1) bzw. von (a2) zu (b2) lässt jedoch keinen Unterschied der Emission in den Grauskalenplots erkennen.

Aus den Ergebnissen der polarisationsabhängigen Messungen lässt sich folgern, dass die Emission der angeordneten QP keine ausgeprägte Polarisation aufweist.

Polarisationsabhängige Messungen $d_{\text{spot}} \approx 9 \mu\text{m}$

Das polarisationsabhängige Emissionsverhalten von $[\bar{1}10]$ -QP wurde in einem weiteren Experiment durch einen Vergleich von Spektren untersucht. Dafür wurde ein Spotdurchmesser von $d_{\text{spot}} \approx 9 \mu\text{m}$, eine Laserenergie von $E_{\text{Laser}} = 1.47$ eV und eine Anregungsleistung von $P_{\text{Anr}} = 20 \text{ W/cm}^2$ verwendet. Die Messungen wurden an zwei Probenorten, A und B, durchgeführt. Probenort A enthält keine angeordnete QP, Probenort B enthält eine $[\bar{1}10]$ -Linie. An beiden Probenorten wurden jeweils zwei Messungen, einmal mit (A1,B1) Pol 0° und einmal mit (A2,B2) Pol 90° durchgeführt. Zusätzlich wurde in den Strahlengang zwischen $\lambda/2$ -Platte und Spektrometer ein Polarisator mit einer Selektivität von $1/10^6$ eingefügt. Die Spektren sind in Abb. 3.17 gezeigt, wobei die jeweils zwei Messungen an gleichen Probenorten auf den Cu_{Ga} Peak bei 1.356 eV normiert wurden. Man erkennt, dass die beiden Messungen, A1 und A2, ohne angeordnete QP deckungsgleich sind. Die Spektren der Messungen auf den $[\bar{1}10]$ -QP zeigen, dass die B2 mit Pol 90° im Energiebereich von $E = 1.25$ eV bis $E = 1.31$ eV leicht über der B1 mit Pol 0° liegt. Um den Grad der Polarisation abzuschätzen, vergleicht man die polarisationsabhängige Änderung der Messungen B1 und B2 mit der Gesamtintensität der angeordneten QP. Diese erhält man aus dem Unterschied der Spektren (A1,A2) ohne und (B1,B2) mit QP-Linie.

Daraus lässt sich ableiten, dass der Polarisationsgrad der QP bei maximal 1% liegt. Die polarisationsabhängigen Messungen haben in der Grauskalendarstellung keinen und in den Spektren auf einer $[\bar{1}10]$ -Linie nur einen sehr geringen Unterschied ergeben. Daraus ergibt sich ein maximaler Polarisationsgrad von ca. 1%. Des Weiteren haben wir auch Messungen mit unterschiedlicher Polarisation der Anregung durchgeführt. Diese haben ebenfalls keine Anhängigkeit der PL-Emission ergeben.

Zusammenfassung

Wir haben in diesem Kapitel gezeigt, dass es uns gelungen ist, QP an Misfit-Versetzungen anzuordnen. Dabei konnten wir die QP-Dichte und die Dichte des Versetzungsnetzwerks so einstellen, dass die QP-Bildung zwischen den Versetzungen unterdrückt wurde und sich fast ausschließlich QP an den Versetzungslinien bilden. PL-Messungen haben gezeigt, dass die so angeordneten QP optisch aktiv sind. Um die Strukturen mit dem Gitterspektrometernaufbau mit kleinen Spotdurchmessern und einem empfindlichen Silizium-Detektor zu spektroskopieren, haben wir die Emissionsenergie der QP durch die *Indium-Flush*-Technik blauverschoben. Messungen an $[\bar{1}10]$ -QP mit variiertem Anregungsleistung haben deutlich einen Grundzustand bei 1.255 eV und einen angeregten Zustand bei 1.30 eV gezeigt. In den ortsaufgelösten PL-Messungen konnten wir die Emission von $[110]$ -QP und $[\bar{1}10]$ -QP, aber auch von freistehenden QP unterscheiden. Die von uns gezeigten Grauskalenplots haben die AFM-Bilder der angeordneten QP qualitativ reproduziert. Wir haben unterschiedliche Emissionsenergien der QP je nach Anordnungsrichtung gefunden. Des Weiteren zeigen die Spektren der $[\bar{1}10]$ -QP ausgeprägte Peaks, die Spektren der $[110]$ -QP jedoch nicht. Eine spekulative Erklärung dafür wäre, dass sich die $[110]$ -QP während des Flush-Prozesses ineinander mischen, was zu gekoppelten QP mit reduzierter Emissionsenergie und verbreiterten Peaks führen würde. Die Messungen mit hohen Anregungsenergien zeigten zusätzlich noch weitere Strukturen, deren Ursache noch erforscht werden muss. Die ortsaufgelösten Grauskalenplots haben bei der energieaufgelösten Darstellung ergeben, dass die räumliche Ausdehnung der PL-Signale der angeordneten Quantenpunkte zu größeren Detektionsenergien schärfer wird. Des Weiteren haben wir gezeigt, dass die angeordneten QP in $[\bar{1}10]$ -Richtung keine ausgeprägte Polarisation aufweisen.

Auf Misfit-Versetzungsnetzwerken angeordnete Quantenpunkte stellen ein sehr komplexes System dar. Viele der in dieser Arbeit zum ersten Mal beobachteten Phänomene sind zurzeit noch nicht gut verstanden. Die Ursache der zusätzlich bei großen Anregungsenergien auftauchenden Strukturen ist genauso ungeklärt wie die unterschiedliche räumliche Ausdehnung der PL-Signale der angeordneten QP bei kleinen und großen Detektionsenergien. Zukünftig könnte an solchen Proben die Untersuchung der Kopplung eng benachbarter Quantenpunkte durchgeführt werden. Dabei ist es denkbar, an einem festen Ort die eindimensionale Kette aus Quantenpunkten optisch anzuregen und die Photolumineszenz entlang der Kette in Abhängigkeit

des Abstandes zur Anregung zu ermitteln. Dazu könnten zum einen die bereits vorhandenen Proben mit hohen eindimensionalen Quantenpunktdichten entlang der Versetzungen genutzt werden. Zum anderen könnte man durch weitere Reduktion der InAs-Bedeckung die eindimensionale Quantenpunktdichte weiter verringern. Dadurch könnten lineare Ketten aus wenigen QP, bis hin zu Doppel- und Einzelquantenpunkten mit dem Mikrophotolumineszenzaufbau getrennt untersucht werden. An einzelnen, angeordneten Quantenpunkten könnte dann durch polarisationsabhängige Messungen eine anisotrope Ausdehnung der Quantenpunkte bei Beobachtung des dann zu erwartenden Feinsplitting des Exzitons nachgewiesen werden. Des Weiteren wäre eine Weiterentwicklung des Designs auf InGaAs-QP denkbar. Diese sind in ihrer lateralen Ausdehnung größer. Es ist denkbar, dass man durch Variation der Wachstumsparameter eindimensionale Quantendrähte aus InGaAs oder sogar InAs herstellen könnte.

Kapitel 4

Selbstaufrollende In(Ga,Al)As-Schichten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verspannte In(Ga,Al)As-Schichten mittels MBE hergestellt und verwendet, um verschiedene Konzepte mit selbstaufrollenden Mikroröllchen zu realisieren. Zuerst gehen wir kurz auf die grundlegenden Prozesse des Aufrollprinzips und der lithografischen Präparation der verspannten In(Ga,Al)As-Schichten ein. Danach zeigen wir, wie mit diesen verspannten In(Ga,Al)As-Schichten optische Mikroringresonatoren hergestellt werden können [Kip06, Str07]. Dazu wird beim Wachstum in die spätere Röllchenwand optisch aktives Material integriert. Danach präsentieren wir ein Konzept, wie metallische Leiterbahnen auf den verspannten, selbstaufrollenden Schichten angeordnet werden müssen, um Mikrospulen bzw. Mikrotransformatoren herstellen zu können.

Eine weitergehende Einführung in das Thema Mikrorollen aus verspannten In(Ga,Al)As-Schichten kann der Dissertation von Stefan Mendach entnommen werden, der diese Technologie in Hamburg etablierte [Men05].

4.1 Aufrollprinzip nach Prinz

Prinz und Mitarbeiter nutzten 1998 [Pri98] zum ersten Mal verspannte Silizium/Germanium Halbleiterschichtsysteme um Mikrorollen herzustellen und erweiterten dieses Prinzip 2000 auf Indiumarsenid/Galliumarsenid Schichtsysteme [Pri00]. Abbildung 4.1 zeigt ein solches Schichtsystem wie es auch in dieser Arbeit verwendet wird. Dies besteht aus GaAs-Substrat (S) auf das eine AlAs-Opferschicht (OS) aufgewachsen wird, wobei beide Schichten die Gitterkonstante a_1 besitzen. Auf die AlAs-Opferschicht wird nun eine In(Ga,Al)As Schicht (VS) mit $a_2 > a_1$ pseudomorph verspannt aufgewachsen. Als Abschluss wird eine Deckschicht (DS) aus GaAs gewachsen. Nach Entfernen der AlAs-Opferschicht, durch selektives Ätzen mit Flußsäure (HF), löst sich die verspannte Doppelschicht VS/DS vom Substrat ab. Das Doppelschichtsystem minimiert seine Verspannungsenergie entlang der $\langle 100 \rangle$ Richtungen durch aufbiegen mit dem Radius r . Die bevorzugte Rollrichtung ist durch die Aniso-

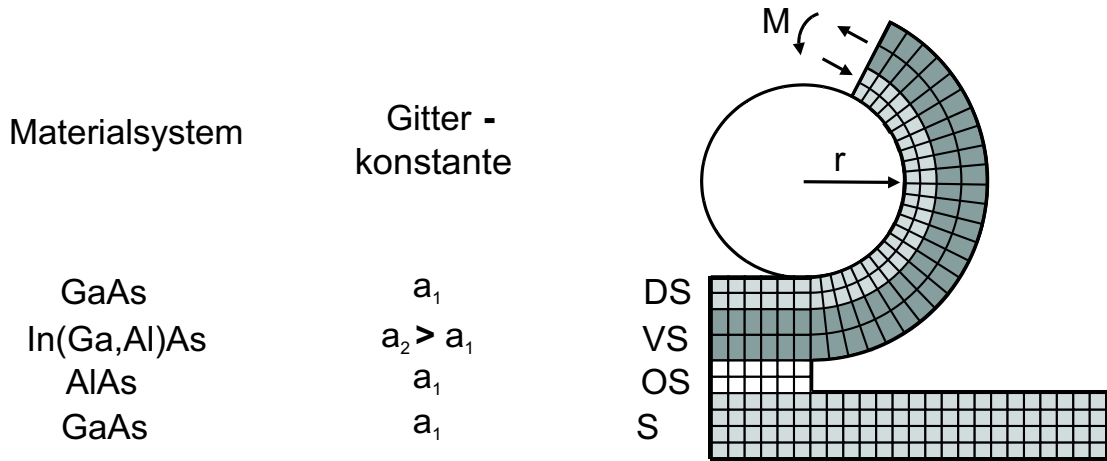


Abb. 4.1: Rollprinzip verspannter Schichten nach [Pri00]. Durch selektives Ätzen kann die Opferschicht (OS) aus AlAs entfernt werden. Die abgelöste Doppelschicht DS/VS minimiert ihre Verspannungsenergie durch Aufbiegen mit dem Radius r (aus [Men05]).

tropie des Kristalls begründet. Die $\langle 100 \rangle$ -Richtung ist die härteste Kristallrichtung entlang derer auch die meiste Energie abgebaut wird [Lev99, Men05].

Der Röllchendurchmesser D lässt sich empirisch mit der von Prinz vorgestellten Faustformel beschreiben, welche als Parameter nur die Röllchenwandstärke d (DS+VS) und die prozentuale Gitterfehlpassung Δa benötigt

$$D = \frac{d}{\Delta a} . \quad (4.1)$$

Die prozentuale Gitterfehlpassung von $\text{In}_x(\text{Ga}_{1-x})\text{As}$ kann bei linearer Mittelung nach der Vegard'schen Regel einfach mit $\Delta a = \Delta a_{\max} \cdot x$ berechnet werden. In dem hier verwendeten GaAs/InAs Materialsystem beträgt die maximale Gitterfehlpassung $\Delta a_{\max} = 7.2 \%$.

Eine Berechnung des Röllchenradius auf Grundlage einfacher kontinuumsmechanischer Annahmen kann über die Formel von Tsui und Clyne erfolgen [Tsu97], die modifiziert für Halbleiterröllchen wie folgt lautet [Men05]:

$$\frac{1}{r} = \frac{6(1 - \nu)E_2E_1hH(h + H)(a_2 - a_1)/a_1}{E_2^2h^4 + 4E_2E_1h^3H + 6E_2E_1h^2H^2 + 4E_2E_1hH^3 + E_1^2H^4} \quad (4.2)$$

mit

r : Rollradius

ν : Poissonzahl

a_1 : Substratgitterkonstante

a_2 : Gitterkonstante der verspannten Schicht

E_1 : Elastizitätsmodul der unverspannten Schicht

E_2 : Elastizitätsmodul der verspannten Schicht

h : Dicke der verspannten Schicht

H : Dicke der unverspannten Schicht

4.2 Präparation

Um Zugang zur AlAs-Opferschicht (OS) zu erlangen, damit diese selektiv geätzt werden kann und somit ein Rollen ermöglicht wird, muss die darüber liegende Deckschicht als auch die verspannte Schicht entfernt werden. In ihren ersten Experimenten erreichten Prinz und Mitarbeiter den Zugang zur Opferschicht durch willkürliches Kratzen auf der Oberfläche. Mit dieser Methode bleibt der Zugang zu folgenden Parametern jedoch verwehrt: Definition der (i) Rollrichtung (alle vier $\langle 100 \rangle$ -Richtungen äquivalent) (ii) des Ortes auf der Probe, (iii) der lithografischen Bestimmung der Anzahl der Wicklungen sowie (iv) der Form der aufrollenden Schicht¹. Möchte man diese Strukturen jedoch funktionalisieren, müssen die Freiheitsgrade der aufzurollenden Schicht eingeschränkt werden. Stefan Mendach entwickelte in unserer Forschungsgruppe eine Methode, welche alle oben genannten Punkte (i)-(iv) definiert einstellen lässt [Men04, Men05]. Diese Methode wird kurz erläutert.

Abbildung 4.2 zeigt die Lithographieschritte jeweils nach fotolithographischer Strukturierung, Ätzschritt und Entfernen des Fotolacks. Ausgehend von der in der MBE gewachsenen Schichtfolge (S0) wird fotolithographisch eine MESA mit beliebiger Form, hier mit der Breite b und der Länge l definiert. Sie bildet später die Rolle. Das nicht zu rollende Gebiet wird komplett durch die Deckschicht bis in die VS-Schicht flachgeätzt (S1). Dabei muss Folgendes beachtet werden: Während des Aufrollprozesses in Schritt SÄ dient die VS als Schutzschicht für die OS und darf deshalb in S1 nicht komplett durchätzt werden. Zugleich muss sie dünn genug sein, um ein Einreißen an der Sollrisskante (gestrichelte Linie in S2) zu ermöglichen. Dies kann z.B. mit einer nasschemischen Ätzlösung $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$, die im Verhältnis 1:10:500 eine Ätzrate von ≈ 1.2 nm/s aufweist, erreicht werden.

Im nächsten Schritt (S2) wird die Startkante entlang $\langle 100 \rangle$ definiert und tiefgeätzt. Im Aufrollschritt (SÄ) beginnt die Fluss säure von der Startkante aus die Opferschicht zu ätzen. Die in S1 definierte MESA beginnt sich ebenfalls von der Startkante aus aufzurollen. Somit erhält man eine Rolle, deren Ort auf der Probe, Form sowie Rollrichtung bestimmt werden kann. Die Anzahl der Umdrehungen kann durch die Ätzdauer von Schritt (SÄ) oder lithografisch durch l bestimmt werden.

¹Fehlorientierung der Startkante gegenüber $\langle 100 \rangle$ führt zu spiralförmigen Rollen [Pri98].

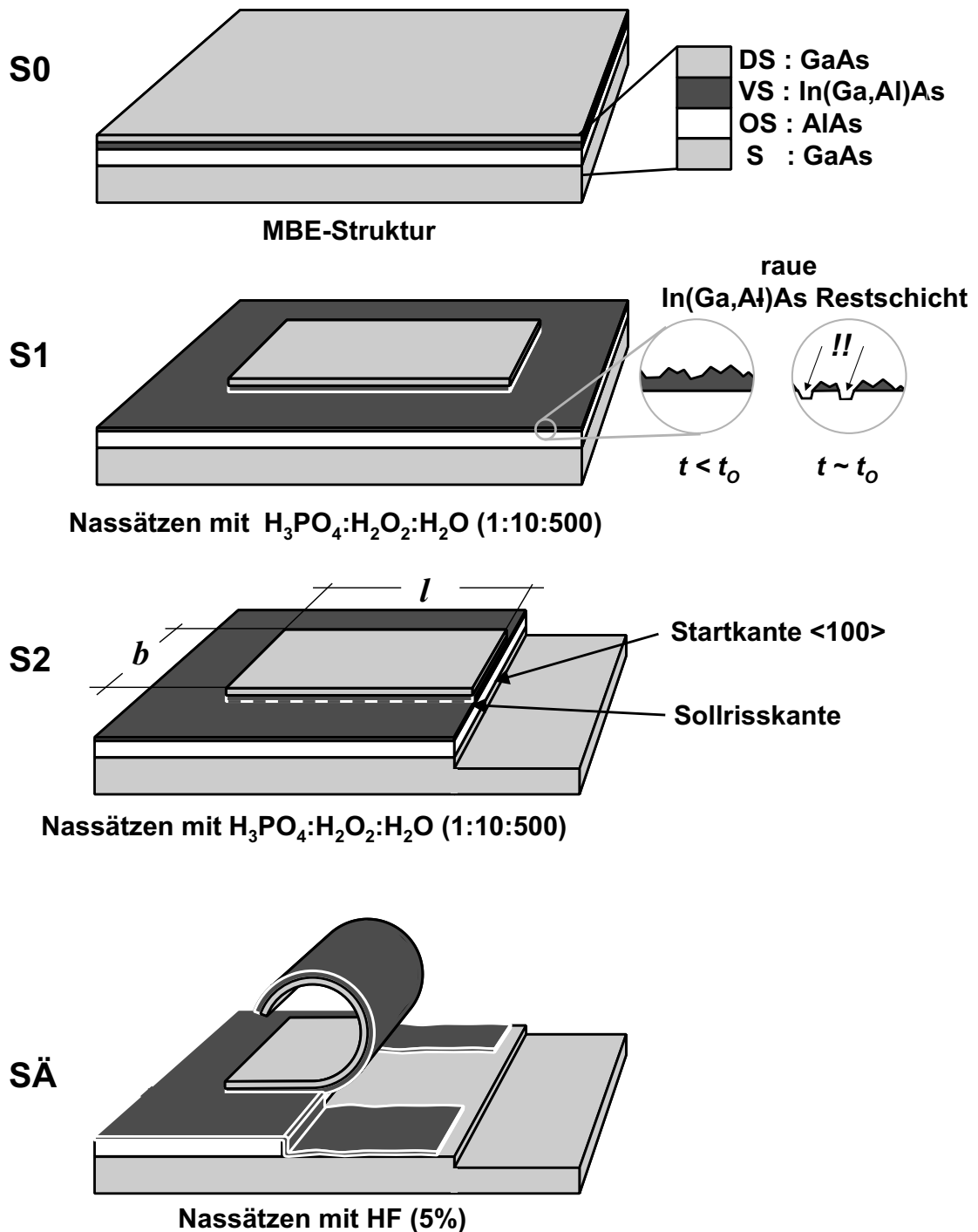


Abb. 4.2: Lithographieschritte für Röllchenstrukturen mit Definition von Ort, Form und Rollrichtung nach Mendach [Men04]. Erläuterungen im Text (Bild aus [Men05]).

4.3 Mikroröllchen-Ringresonatoren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in Zusammenarbeit mit Tobias Kipp Schichtstrukturen entwickelt, um damit Mikroröllchen-Ringresonatoren herzustellen. Hier bildet die Rolle selbst einen optischen Resonator und beinhaltet gleichzeitig optisch aktives Material. Im Folgenden werden die Grundidee und Strukturentwicklung dargelegt sowie die Herausforderungen der Wachstumsseite beim Schichtdesign beschrieben. Danach werden kurz die Messungen an den Strukturen gezeigt. Die hier vorgestellten Ergebnisse sind in [Kip06, Str07] publiziert.

4.3.1 Grundidee

Die Grundidee eines Ringresonators ist in einem vereinfachten Schema in Abb. 4.3 dargestellt. Man sieht eine Rolle mit dem Durchmesser d , deren Rollenwand optisch aktives Material (Strichlinie) enthält. Die Pfeile zeigen beispielhaft eine resonante Mode mit $m = 10$ Knotenpunkten. Die Rolle bildet einen Wellenleiter und führt die Moden. An diesem einfachen Schema erkennt man, dass sich die Resonatorlänge in erster Näherung aus dem Rollenumfang ergibt. Eine Besonderheit dieses Designs ist, dass sich die optischen Feldmaxima immer in unmittelbarer Nähe zum optisch aktiven Material befinden. Bei anderen Designs von Mikroresonatoren wie Mikrodisks ist dies nicht der Fall [Kip00].

Modenenergien

Die Energie der Eigenmoden berechnet sich aus dem Resonatorumfang $U = \pi D$, der Röllchenwandstärke d , der Lichtgeschwindigkeit c und dem Planck'schen Wirkungsquantum h . Zunächst muss die Welle in radialer Richtung resonant sein. Dafür muss der Wellenvektor in radialer Richtung k_r die Resonanz eines planparallelen Resonators erfüllen [Bor80]. Diese Resonanz ist abhängig von Gesamtwellenvektor k im Resonator. Die Eigenmoden des Röllchenresonators ergeben sich, wenn die Welle nach einem Umlauf konstruktiv mit sich selbst interferiert. Für den Wellenvektor k_φ

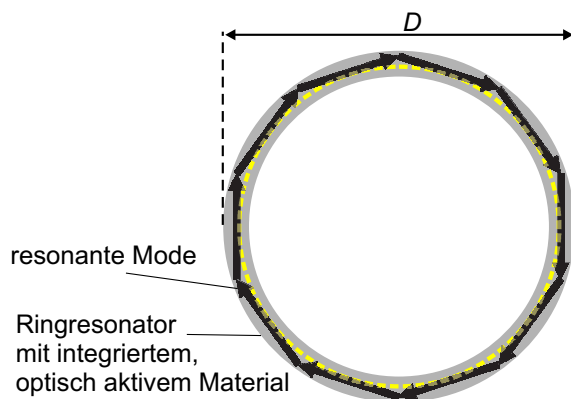


Abb. 4.3: Vereinfachtes Schema eines Ringresonators mit dem Durchmesser D und mit in der Rollenwand integriertem, optisch aktivem Material (Strichlinie). In erster Näherung entspricht der Umfang der Rolle der Resonatorlänge. Beispielhaft ist eine resonante Mode mit $m = 10$ Knotenpunkten (durch die Pfeile angedeutet) gezeigt.

entlang des Umfangs müssen also periodische Randbedingungen gelten

$$k_\varphi = m \cdot \frac{2\pi}{nU} \quad (4.3)$$

mit $m \in \mathbb{N}$ und dem Brechungsindex n . Führt man einen effektiven Brechungsindex n_{eff} ein, kann die Ausbreitung der Welle entlang des Umfangs durch den Gesamtwellenvektor k in einem Medium mit dem Brechungsindex n_{eff} beschrieben werden. Die Berechnung des effektiven Brechungsindex kann aus der Resonanz eines planparallelen Resonators und den Fresnel'schen Formeln berechnet werden [Kip00, Str06]. Der effektive Brechungsindex berücksichtigt für jede Energie die Resonanz in radialer Richtung. Somit können die resonanten Wellenvektoren bzw. Modenenergien durch numerische Lösung folgender Gleichungen gefunden werden:

$$k = m \cdot \frac{2\pi}{n_{\text{eff}}(k)U} \quad , \quad (4.4)$$

$$E = m \cdot \frac{2\pi}{n_{\text{eff}}(k)U} \hbar c \quad . \quad (4.5)$$

4.3.2 Strukturdesign

Bei dem Entwurf der Schichtfolge zur Realisierung von Mikroröllchen-Ringresonatoren folgten wir drei Maßgaben:

Maßgabe I: Das optisch aktive Material darf sich nicht zu nahe an der Oberfläche befinden, da die Intensität der Photolumineszenz dadurch drastisch reduziert wird. Bei Quantenpunkten (QP) beträgt dieser Oberflächenabstand etwa 10-14 nm [Faf00, Kam98, Wan04a] und bei Quantenfilmen (QF) etwa 15 nm [Cha93].

Maßgabe II: Die QP benötigen als Startschicht Galliumarsenid und können nicht direkt auf die verspannte In(Ga,Al)As-Schicht gewachsen werden, da dies zu einer Vergrößerung der QP und somit zu einer Rotverschiebung der Emissionsenergie führen würde [Ust99]. Dies hätte zur Folge, dass die Emissionsenergie unter die Empfindlichkeitsschwelle des in unserem Gitterspektrometernaufbau vorhandenen CCD-Detektors sinkt.

Maßgabe III: Minimierung des Rollradius.

4.3.3 Probenserie mit QP

Zur Entwicklung der Struktur wurde eine Probenserie gewachsen, um den Einfluss der oben genannten Maßgaben wie Oberflächenabstand und Abstand zur verspannten Schicht auf das Emissionsverhalten der QP zu ermitteln. Die Schichtstrukturen sowie Oberflächen-AFM-Messungen ($1 \times 1 \mu\text{m}^2$) der Probenserie sind in Abb. 4.4 dargestellt. Die Proben wurden bei einer Substrattemperatur von $T_{\text{sub}} \approx 520^\circ\text{C}$ und mit den folgenden Flüssen gewachsen: $F_{\text{Ga}} \approx 0.82 \text{ ML/s}$, $F_{\text{Al}} = 0.4 \text{ ML/s}$, $F_{\text{In}} \approx 0.18 \text{ ML/s}$.

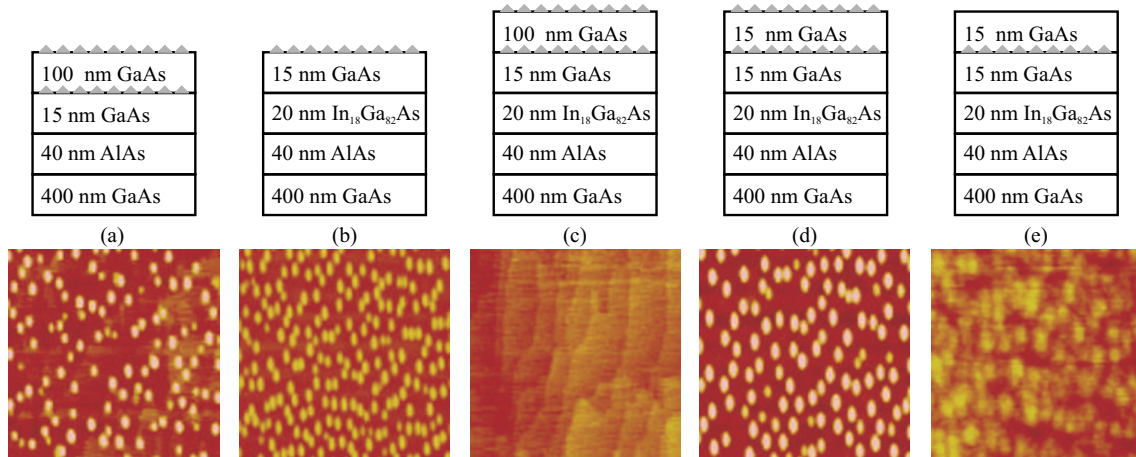


Abb. 4.4: Probenserie zur Ermittlung des Einflusses der Oberfläche sowie der verspannten InGaAs-Schicht auf die Photolumineszenz und Form der QP. AFM-Bilder ($1 \times 1 \mu\text{m}^2$) und Schichtstrukturen der Proben (a) Referenz, (b) Oberflächen-QP in unmittelbarer Nähe der verspannten Schicht, (c) vergr. QP in unmittelbarer Nähe zur verspannten Schicht, (d) vergrabene QP in unmittelbarer Nähe der verspannten Schicht sowie der Oberfläche (e) wie (d) nur ohne Oberflächen-QP.

Zuerst haben wir eine Referenzprobe gewachsen, die keine verspannte In(Ga,Al)As-Schicht enthält und deren vergrabene QP durch 100 nm GaAs ausreichend weit von der Oberfläche entfernt sind (Maßgabe I), siehe Abb. 4.4 (a). Auf der Probenoberfläche wurden Kontroll-QP unter gleichen Wachstumsbedingungen wie bei den vergrabenen QP gewachsen. Die Kontroll-QP lassen Rückschlüsse auf Höhe und Dichte der vergrabenen QP zu. Die AFM-Aufnahme zeigt die QP auf der Oberfläche. Die PL-Emission der QP lag bei 1.20 eV.

Bei der nächsten Probe, siehe Abb. 4.4 (b), haben wir den Einfluss einer verspannten Schicht in unmittelbarer Nähe der QP auf das Aussehen und die Anordnung der QP ermittelt. Dies entspricht einer AFM-Kontrolle der Maßgabe II. Die Probe besitzt keine vergrabenen QP, sondern nur Oberflächen-QP, die durch nur 15 nm GaAs von der verspannten Schicht getrennt sind. Die AFM-Messungen zeigen, dass bei dieser Dicke der GaAs-Schicht, die QP im Vergleich zur Referenzprobe in Abb. 4.4 (a) qualitativ sehr ähnlich aussehen. Die Variation der QP-Dichte im Vergleich zur Referenzprobe liegt, bei den hier gewählten Indiumfluss von $F_{\text{In}} \approx 0.18 \text{ ML/s}$, im Bereich der normalen Schwankungen während des MBE-Wachstums.

In der folgenden Schichtstruktur wollten wir die Auswirkung der unmittelbaren Nähe einer verspannten Schicht auf die PL-Emission der QP ermitteln, siehe Abb. 4.4 (c). Dies entspricht der PL-Kontrolle der Maßgabe II. Dafür wurden QP gewachsen, die durch 15 nm GaAs von der verspannten Schicht getrennt sind. Um den Einfluss der Oberfläche auf die QP-Emission auszuschließen, wurden die QP mit 100 nm GaAs bedeckt. Auf der Probenoberfläche wurden nominell Kontroll-QP gewachsen, die aber in der AFM-Messung, die nur GaAs Monostufen zeigt, nicht zu sehen sind. Wahrscheinlich hat sich die Substrattemperatur bei dieser Probe während

des Wachstums unbeabsichtigt erhöht, sodass sich die Oberflächen-QP nicht bilden konnten oder nach dem Wachstum desorbiert wurden. PL-Messungen dieser Probe zeigten jedoch, dass die vergrabenen QP vorhanden sind und bei ca. 1.19 eV emittieren. Diese Messung zeigt, dass eine durch 15 nm GaAs getrennte verspannte Schicht keinen wesentlichen Einfluss auf die Emissionseigenschaften der QP hat. Maßgabe II lässt sich somit durch eine 15 nm dünne GaAs-Trennschicht zwischen QP und verspannter Schicht erfüllen. Der Durchmesser der resultierenden Rolle aus dieser Schicht berechnet sich laut Gl. 4.1 auf $D \approx 11 \mu\text{m}$.

Mit der folgenden Schichtstruktur haben wir einen kleinen Abstand der QP zur verspannten Schicht sowie einen geringen Abstand der QP zur Oberfläche, siehe Abb. 4.4 (d). Der Abstand der QP zur Oberfläche als auch zur verspannten Schicht beträgt jeweils 15 nm. Das AFM-Bild dieser Probe zeigt die Kontroll-QP, die keinen qualitativen Unterschied zu den Kontroll-QP der Referenz-Probe aufweisen. PL-Messungen an dieser Probe im ungerollten Zustand ergaben eine QP-Emission um 1.12 eV. Die im Vergleich zur Referenzprobe geringere Emissionsenergie lässt sich auf Kopplungseffekte der vergrabenen QP mit den nur 15 nm entfernten Kontroll-QP zurückführen [Sol96]. Mit dieser Probe wurde gezeigt, dass 15 nm GaAs zwischen QP und Oberfläche ausreichen, um Maßgabe I zu erfüllen. Diese Probe erfüllt Maßgabe I, Maßgabe II und durch die Minimierung der Dicken der beiden GaAs-Schichten auch die Maßgabe III (Vergl. Einfluss Gesamtschichtdicke und Rollradius laut Gl. 4.1).

Wir haben eine weitere Probe, deren Schichtstruktur und AFM-Bild in Abb. 4.4 (e) zu sehen ist, gewachsen. Diese ist zu der Probe aus (d) bis auf die Kontroll-QP identisch. Wir haben die Kontroll-QP weggelassen um die Kopplungseffekte zwischen den vergrabenen QP und den Kontroll-QP zu vermeiden. Das AFM-Bild zeigt eine Oberflächenmodulation ($\pm 1 \text{ nm}$), die auf die mit nur 15 nm GaAs bedeckten, vergrabenen QP zurückzuführen ist. Photolumineszenz-Messungen der unpräparierten Probe ergaben eine QP-Emission um 1.17 eV. Der Rolldurchmesser der Struktur beträgt nach Gl. 4.1 $D \approx 4 \mu\text{m}$.

Mit der Probenserie haben wir gezeigt, dass 15 nm Abstand der QP zur verspannten Schicht, aber auch zur Oberfläche genügen, um negative Einflüsse der Oberfläche als auch der verspannten Schicht auf die PL-Eigenschaften der QP zu verhindern. Gleichzeitig erreichen wir dadurch einen kleinen Rollradius. Die Probe in Abb. 4.4 (e) erfüllt somit alle drei Maßgaben. Die Messungen an dieser Probe nach dem Aufrollen werden im Folgenden gezeigt.

4.3.3.1 Messungen an QP-Proben

Die Probe aus Abb. 4.4 (d) wurde über eine Strecke von 165 μm gerollt und mit einem Gitterspektrometer vermessen. Die fertig präparierte Struktur ist in Abb. 4.5 (links) gezeigt. Ein Teil des mittleren Bereichs wurde im flachen Zustand weggeätzt. Dadurch ist der mittlere Teil der fertigen Rolle ab einer Rollstrecke von 60 μm freitragend und schwebt 300 nm über dem Substrat. Dies ist notwendig, da sonst das Licht vom Substrat absorbiert werden würde. Diese Verjüngung ist in der Vergrößerung deutlich zu sehen. Der Außendurchmesser der Rolle an der Stelle der

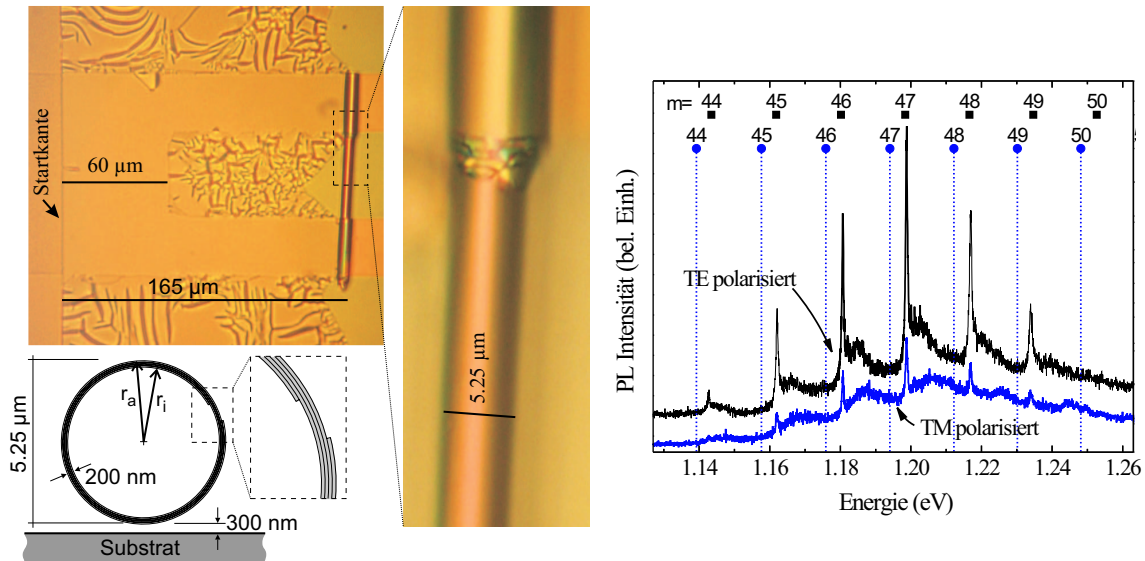


Abb. 4.5: (links) Lichtbild des über $165 \mu\text{m}$ gerollten Mikroröllchen-Ringresonators der QP-Probe mit einem Durchmesser von $D = 5.25 \mu\text{m}$. Die Schemazeichnung gibt einen Schnitt durch die Rollenmitte wieder und zeigt knapp vier Umdrehungen, die einen Abstand zum Substrat von ca. 300 nm haben. (rechts) Messung an der fertigen Rolle. Es sind deutlich TE polarisierte Moden mit $\Delta E \approx 18 \text{ meV}$ zu erkennen (aus [Kip06]).

Verjüngung beträgt $5.25 \mu\text{m}$. Entsprechend der Schemazeichnung, die einen Schnitt durch die verjüngte Rollenmitte zeigt, beträgt die Anzahl der Umdrehungen in diesem Bereich knapp vier. Daraus folgt, dass der Initialdurchmesser der Struktur unter Berücksichtigung der Schichtdicke von 50 nm pro Lage ca. $4.8 \mu\text{m}$ beträgt. Der Wert weicht von dem mit der Faustformel von Prinz (Gl. 4.1) berechneten Wert von $D \approx 4 \mu\text{m}$ ab. Dies kann mehrere Gründe haben. Erstens kann der Indiumanteil der verspannten Schicht variieren, was laut Gl. 4.1 bei dem gegebenen Durchmesser $D = 4.8 \mu\text{m}$ und der Lagenschichtdicke $d = 50 \text{ nm}$ zu einem Indiumanteil von $x_{\text{In}} = 14.5\%$ führen würde. Zweitens besteht die Möglichkeit, dass die Schichtdicken variieren. Bei einer Lagenschichtdicke von $d = 62 \text{ nm}$ ergibt Gl. 4.1 $D = 4.8 \mu\text{m}$. Drittens bringen auch die QP Verspannung in die Schicht, die nicht berücksichtigt wird.

Messungen an der Probe aus [Kip06] sind in Abb. 4.5 (rechts) gezeigt. Man sieht, dass sich TE-polarisierte Moden (elektrischer Feldvektor in Richtung der Röllchenachse) in dem Mikro-Ringresonator ausbilden, deren energetischer Abstand $\Delta E \approx 18 \text{ meV}$ mit dem theoretisch nach Gl. 4.5 ermittelten übereinstimmt. Die TM-Messungen (magnetischer Feldvektor in Richtung der Röllchenachse) zeigt aufgrund einer zu geringen Selektivität des verwendeten Polarisationsfilter Teile der TE-Moden. TM-Moden, deren theoretische, energetische Lage durch die senkrechten Strichlinien markiert sind, können nicht beobachtet werden. Aufgrund der Randbedingungen für das elektrische Feld an Grenzflächen sind die TM-Moden sehr sensitiv auf die Röllchenwand und erleiden dort Verluste [Hos07].

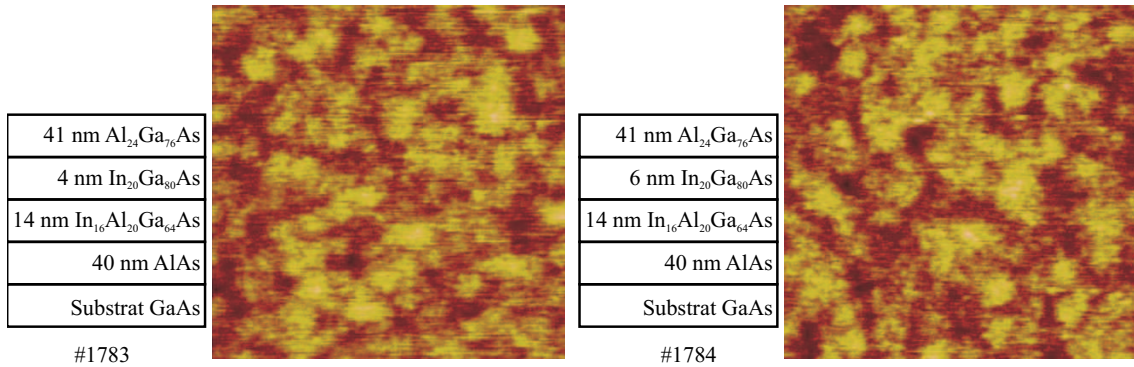


Abb. 4.6: Schichtstruktur und AFM-Aufnahmen ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$, Höhe: $\pm 2 \text{ nm}$) der Proben (#1783) mit 4 nm $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ Quantenfilm, (#1784) mit 6 nm $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ Quantenfilm.

4.3.4 Probenserie mit Quantenfilmen

Zur Entwicklung von Mikroröllchen-Ringresonatoren mit Quantenfilmen (QF) als optisch aktives Material wurden zwei Schichtstrukturen mittels MBE hergestellt. Quantenfilme besitzen gegenüber QP eine größere optische Verstärkung [Str06]. Die Mikroröllchen-Ringresonatoren mit QF könnten somit besser zur Realisierung eines Ringröllchenlasers geeignet sein.

Der Schichtaufbau der beiden Proben sowie AFM-Aufnahmen ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) ihrer Oberflächen sind in Abb. 4.6 dargestellt. Der QF besteht aus einer 4 nm (#1783) bzw. 6 nm (#1784) dicken $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ -Schicht. Die Herausforderung beim Schichtdesign wird im Folgenden beschrieben: Zum einen wurden kleine Rollradien angestrebt. Dafür muss die dem Substrat zugewandte Barrierenschicht einen relativ hohen Indiumanteil enthalten, wodurch sich die Bandlücke verkleinert. Die Bandlücke der beiden Barrierenschichten muss natürlicherweise aber größer sein als die Bandlücke des Quantenfilms. Um die Bandlücken der Barrieren zu erhöhen, enthalten diese einen Aluminiumanteil. Dieser darf jedoch die 30%-Marke nicht überschreiten, da ab diesem Prozentsatz die Flusssäure anfängt, die Schichten zu ätzen. Dadurch könnte beim Aufrollprozess mit der Flusssäure die Struktur zerstört werden. Alle diese genannten Bedingungen müssen mit der Tatsache vereint werden, dass während des gesamten MBE-Wachstums aller Schichten, die Flüsse der Materialien Indium, Gallium, und Aluminium nicht verändert werden können. Eine Veränderung der Flüsse kann nur indirekt über die Zelltemperatur erfolgen und würde 15-30 Minuten in Anspruch nehmen. Der nur indirekt einzustellende Fluss ist in der Regel ohne zusätzliche Flusskalibrierung nicht zu bestimmen. Dadurch können die prozentualen Anteile vom Soll abweichen, wodurch die Funktion der Schicht nicht mehr gewährleistet sein könnte. Die Erfüllung aller oben genannten Anforderungen ist uns mit den in Abb. 4.6 gezeigten Schichtsystemen gelungen. Die AFM-Aufnahmen beider Strukturen zeigen eine Oberflächenmodulation von $\pm 2 \text{ nm}$. Diese ist auf den hohen Verspannungsanteil der Schichtstruktur zurückzuführen. Aufgrund des komplexen Schichtsystems und des variierenden Indiumanteils kann die Faustformel von Prinz zur Abschätzung des Rollradius nicht mehr verwendet werden. Wir haben eine

Berechnung des Rollradius nach Tsui und Clyne entsprechend Gl. 4.2 durchgeführt [Tsu97]. Dabei haben wir das Drei-Schichtsystem durch ein Zwei-Schichtsystem genähert, indem wir die beiden Dicken der indiumhaltigen Schichten zusammengefasst und einen gemittelten Indiumanteil angenommen haben. Die Berechnung ergibt $d = 7.7 \mu\text{m}$ für #1783 und $d = 7.6 \mu\text{m}$ für #1784. Die experimentell bestimmten Rolldurchmesser der beiden Proben betragen $d = 4.0 \mu\text{m}$ für #1783 und $d = 6.4 \mu\text{m}$ für #1784. Die Abweichungen der experimentell ermittelten, zu den theoretisch bestimmten Rollradien kann auf Folgendes zurückgeführt werden: Die Kalibrierung des Zellenflüsse ist erfahrungsgemäß mit einem statistischen Fehler von 10% behaftet. Des Weiteren kommen Einflüsse wie Shuttertransienten dazu [Hey05], die nach Öffnen des Zellenshutters zu einem Absinken der Zellentemperatur durch Wärmestrahlungsverlust und somit zu einer Reduktion des Zellenflusses über die Zeit führen. Erstaunlicherweise weichen die experimentell ermittelten Rollradien nicht nur absolut von den theoretischen ab, sondern auch untereinander. Dies kann mit den oben genannten systematischen Fehler der Flüsse nicht erklärt werden, da deren Einfluss bei beiden Proben gleich sein sollte. Die Rollradien der beiden Proben sollten dann also, wie die theoretischen Werte auch, sehr dicht beieinander liegen. Der große Unterschied der beiden experimentell ermittelten Rollradien kann nur durch eine unerwünschte Zellenflussänderung zwischen dem Wachstum der beiden Proben erklärt werden.

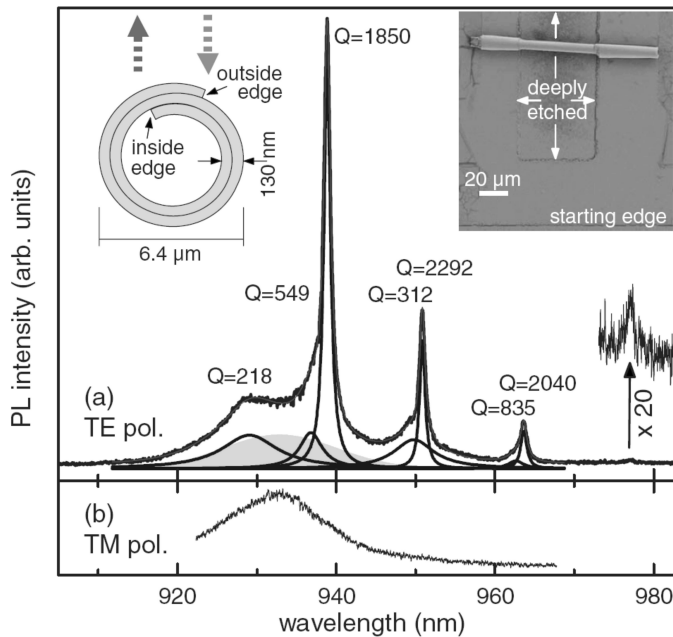


Abb. 4.7: PL-Messung an der präparierten QF-Probe #1784, aus [Str07].

4.3.4.1 Messungen an Quantenfilm-Proben

Die Messungen an der fertig gerollten QF-Probe #1784 sind in Abb. 4.7 dargestellt (aus [Str07]). Wie bei der QP-Probe sind deutlich polarisierte TE-Moden zu erkennen. TM-Moden sind hier, wie bei der QP-Probe, keine zu erkennen. Das Signal der TM-polarisierten Messung entspricht der unbeeinflussten QF-Emission. In dieser QF-Probe lassen sich scharfe Moden nur auf der niederenergetischen Seite der QF-Emission beobachten, während die Mode auf der hochenergetischen Seite durch Reabsorptionsverluste stark verbreitert ist. Der Modenabstand ist im Vergleich zur QP-Probe aufgrund des größeren Durchmessers des Resonators mit etwa 16.5 meV etwas geringer. In leistungsabhängigen Messungen konnten bisher trotz der größeren optischen Verstärkung im Vergleich zu den QP-Proben keine Anzeichen für Lasing beobachtet werden. Dies liegt außer an der relativ niedrigen Güte wahrscheinlich daran, dass die Schicht nicht komplett in Inversion gebracht werden konnte.

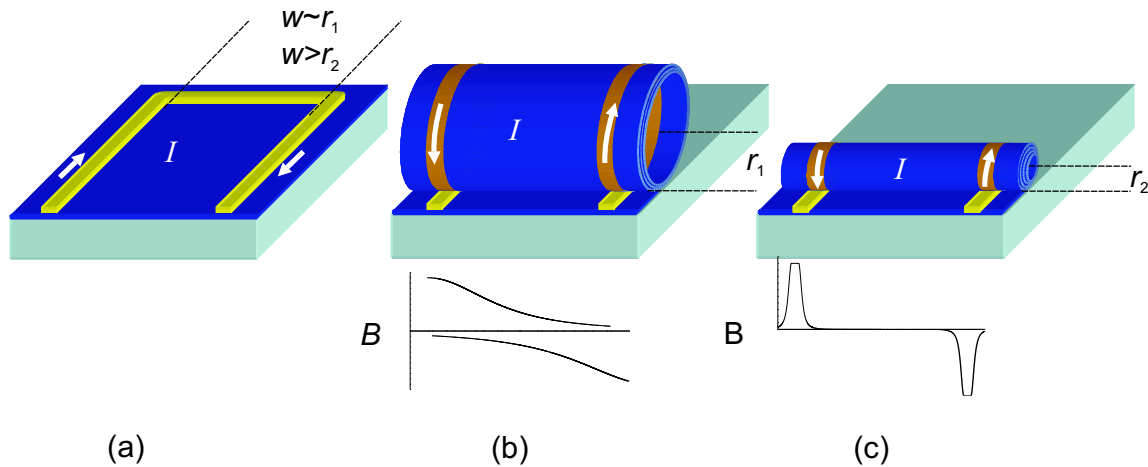


Abb. 4.8: Schematische Darstellung der Abhängigkeit des Magnetfeldes B vom Spulenabstand und Rollradius. Die weißen Pfeile markieren exemplarisch die Richtung des Stromes I innerhalb der Leiterbahnen. (a) Struktur im unaufgerollten Zustand mit lichter Weite w zwischen Hin- und Rückleitung. (b) Aufgerollte Struktur mit Radius $r_1 > w$ und dem qualitativen Verlauf der induzierten B-Felder. (c) entspricht (b) nur mit Radius $r_2 < w$.

4.4 Mikrosolen

Im folgenden Abschnitt stellen wir ein Konzept vor, um mit selbstaufrollenden *In(Ga,Al)As*-Doppelschichten Spulen auf der μm -Skala als kompakte, integrierte Bauteile herzustellen. Wir haben das Design auf möglichst hohe Induktivitäten der Spulen optimiert. Im Gegensatz zu planar hergestellten Spulen mit Induktivitäten pro Fläche von $0.1 - 7 \text{ nH/mm}^2$ [Kaw84] besitzen die hier vorgestellten, fertig gerollten 3D-Mikrosolen eine Induktivität pro Fläche (projiziert auf die Oberfläche) von etwa 300 nH/mm^2 . Im Folgenden wird erläutert, wie die in Kap.4.2 vorgestellte Lithographiemethode erweitert werden muss, um Mikrosolen zu präparieren. Dabei handelt es sich im Folgenden nur um das Konzept, der experimentelle Teil wurde nicht abgeschlossen und der experimentelle Beweis der Induktivität bleibt aus.

4.4.1 Designregeln

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept zur Herstellung von Mikrosolen wird schematisch in Abb. 4.8 (a) vorgestellt. Dabei werden vor dem Aufrollprozess metallische Leiterbahnen mit der lichten Weite w aufgedampft. Eine charakteristische Eigenschaft dieses Designs ist, dass sich Hin- und Rückleitung auf der gleichen Rolle befinden. Dies hat zur Folge, dass im aufgerollten Zustand immer mindestens zwei Wicklungen entstehen, welche aber einen entgegengesetzten Wicklungssinn besitzen. In Abb. 4.8 ist in allen drei Teilbildern die Richtung des Stromes innerhalb der Leiterbahnen exemplarisch durch die weißen Pfeile markiert. In Abb. 4.8 (b) ist unterhalb der Schemazeichnung der qualitative Verlauf des daraus resultierenden $|B|$ -Feldes nach Biot-Savart für einen Rollenradius $r_1 \approx w$ dargestellt. Es ist zu er-

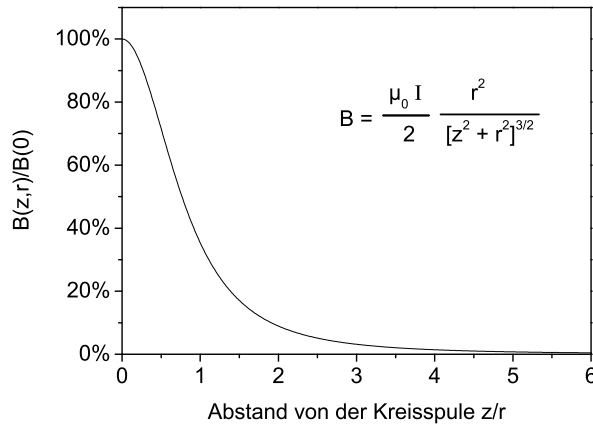


Abb. 4.9: Nach Biot-Savart: Verhältnis des Magnetfeldes $B(z, r)$ entlang der Spulenachse z/r zum maximalen Magnetfeld $B(0)$ im Spulenzentrum. Abstand zur Kreisspule z/r normiert auf den Radius r .

kennen, dass aufgrund der gleichen Größenordnung von r_1 und w die Magnetfelder der beiden Wicklungen überlappen. Da die Richtungen der B -Felder entgegengesetzt sind, bildet die Differenz der beiden Felder das effektive Magnetfeld und somit die resultierende Induktivität. In dieser Konstellation erhält man eine bifilare Wicklung, deren Induktivität stark vermindert oder ganz eliminiert wird. Die unerwünschte Verminderung der Induktivität kann durch eine größere räumliche Trennung der beiden Wicklungen gelöst werden. Um einen geeigneten Abstand zu bestimmen, betrachten wir nun den quantitativen Verlauf des Magnetfelds nach Biot-Savart in Abb. 4.9. Hierbei ist das Magnetfeld B entlang der Spulenachse auf sein Maximum $B(0)$ (im Spulenzentrum) und die Position auf der Spulenachse z/r auf den Spulenzentrum r normiert. Man sieht, dass der prozentuale Anteil des maximalen Magnetfeldes vom Verhältnis Abstand zu Radius z/r abhängt. Das B -Feld hat im Abstand von $z = r$ nur noch 35%, bei $z = 2r$ nur noch 9% seines Maximalwertes $B(0)$. Bei der Herstellung von Mikrospulen nach dem vorgestellten Schema kann durch geeignete Wahl von w/r die gegenseitige Beeinflussung der beiden Spulen drastisch vermindert werden, siehe Abb. 4.8 (c). Das führt dazu, dass sich die Felder der beiden Spulen nicht mehr gegenseitig schwächen. Die Gesamtinduktivität ergibt sich aus der Addition der beiden in Reihe geschalteten Spulen.

4.4.1.1 Induktivitäten und Felder

Wie später in Kap. 4.4.2 gezeigt, liegt die Länge der Spule l ($10 \mu\text{m}$) und ihr Radius r ($5 \mu\text{m}$) in der gleichen Größenordnung. Die Berechnung der Feldstärke H kann somit über die Formel für kurze Zylinderspulen erfolgen,

$$H = \frac{I \cdot N}{\sqrt{4r^2 + l^2}}, \quad (4.6)$$

mit der Stromstärke I und der Windungszahl N [Kuc99]. Daraus folgt, dass sich die Induktivität der Spule zu

$$L = \frac{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot N^2 \cdot A}{\sqrt{4r^2 + l^2}} \quad (4.7)$$

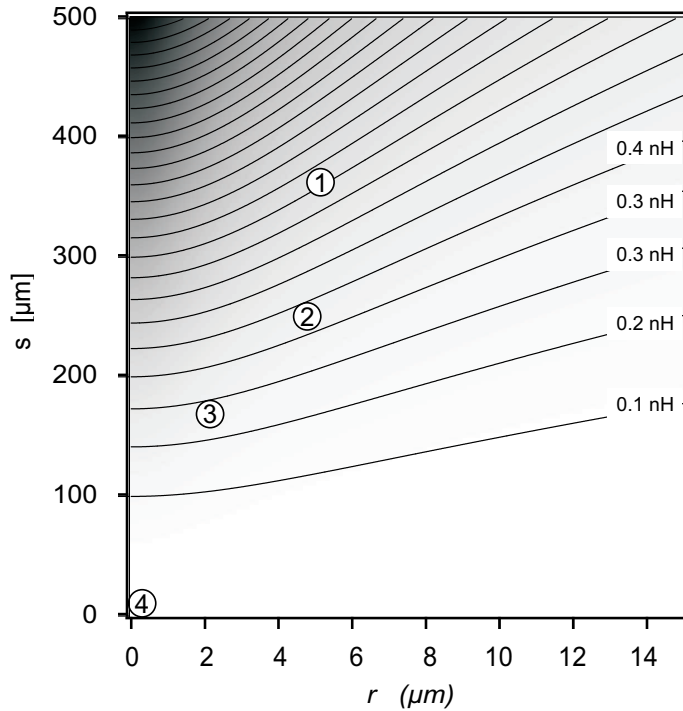


Abb. 4.10: Konturliniendiagramm der theoretisch errechneten Induktivität in Abhängigkeit von Radius r und aufgerollter Strecke s . Es wird angenommen, dass die komplette Rollstrecke zur Wicklungsbildung benutzt wird und dass die Länge der Spule $l = 3 \mu\text{m}$ beträgt. Die Punkte markieren die Eigenschaften der Rollen (1) der in dieser Arbeit präsentierten Mikrospulen mit $r = 5 \mu\text{m}$ und $s = 240 \mu\text{m}$, (2) der in dieser Arbeit präsentierten Mikrotransformatoren mit $r = 5.5 \mu\text{m}$ und $s = 365 \mu\text{m}$, (3) aus Kipp et al. mit $r = 2.6 \mu\text{m}$ und $s = 165 \mu\text{m}$ [Kip06] und (4) aus Deneke et al. mit $r = 50 \text{ nm}$ und $s = 5.6 \mu\text{m}$ [Den06].

berechnet, mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 , der relativen Permeabilitätszahl μ_r und der Spulenfläche A .

Um Spulen mit hohen Induktivitäten zu erhalten, können entweder ferromagnetische Jochs eingefügt oder die Geometrie verändert werden. Bei der Geometrie muss allerdings beachtet werden, dass bei der Herstellung von Mikrorollen die aufgerollte Strecke s nicht beliebig lang ist. Durch Einsetzen von $N = \frac{s}{2\pi r}$ und $A = \pi r^2$ in Gl. 4.7 erhält man

$$L = \frac{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot s^2}{\sqrt{4r^2 + l^2} \cdot 4\pi}. \quad (4.8)$$

Die Induktivität der Spule steigt somit durch Vergrößerung der Rollstrecke s und durch Verkleinerung des Radius r und der Spulenlänge l . Die Abhängigkeit der Induktivität von der Rollstrecke s und dem Radius r ist exemplarisch für $l = 10 \mu\text{m}$ in Abb. 4.10 anhand eines Konturliniendiagramms gezeigt. Um zu illustrieren, mit welchem Biegeradius sich in der Praxis die höchsten Induktivitäten erzielen lassen, haben wir vier Strukturen, bei deren Präparation eine hohe Anzahl von Windungen im Vordergrund stand, in das Diagramm eingetragen. Die Punkte im Diagramm zeigen die Eigenschaften der in dieser Arbeit präsentierten Mikrospulen (1) mit $r = 5 \mu\text{m}$ und $s = 240 \mu\text{m}$ sowie der Mikrotransformatoren (2) $r = 5.5 \mu\text{m}$ und $s = 365 \mu\text{m}$. Zum Vergleich haben wir die Werte s und r von Strukturen, die beispielhaft aus der Literatur genommen wurden, eingezeichnet. Dabei gehen wir fiktiv davon aus, dass mit den eingetragenen Strukturen Spulen gebaut worden wären. (3) Kipp et al. mit $r = 2.6 \mu\text{m}$ und $s = 165 \mu\text{m}$ [Kip06] und (4) Deneke et al. mit $r \approx 25 \text{ nm}$ und $s = 5.6 \mu\text{m}$ [Den06]. Man kann daran klar einen Trend zu kleineren Rollstrecken bei reduzierten Radius erkennen. Deneke et

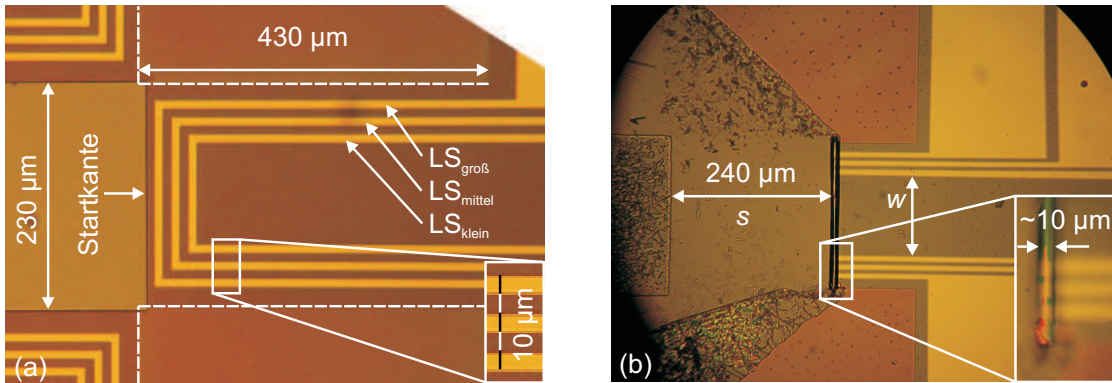


Abb. 4.11: (a) 3-fach redundante Spulenstruktur im ungerollten Zustand. Die Startkante hat eine Breite von $230\ \mu\text{m}$ und die Mesa eine Länge von $430\ \mu\text{m}$. Breite l sowie Abstand w der Leiterbahnen betragen jeweils $10\ \mu\text{m}$. (b) Die aufgerollte Struktur mit einem Rollenradius $r \approx 5\ \mu\text{m}$. Die aufgerollte Strecke von $s = 240\ \mu\text{m}$ ergibt knapp $N = 8$ Umdrehungen. Die Vergrößerung zeigt das Durchschimmern der Leiterbahnen, obwohl sich diese im Inneren der Rolle befinden.

al. schätzen die Anzahl der Umdrehungen auf 50-65. Eine solche Rolle hätte trotz der sehr großen Wicklungszahl eine kleine Induktivität. Das ist der erste Grund, warum die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen keinen sehr kleinen Radius besitzen. Gegen sehr kleine Biegeradien spricht auch, dass eine Verkleinerung des Radius auch mit dünneren Röllchenwänden einhergeht. Mit sinkender Röllchenwandstärke geht ebenfalls die Gesamtverspannung der Schicht zurück. Die Gesamtverspannung muss aber groß genug sein, um auch die metallischen Leiterbahnen der Spule mitaufzurollen zu können. Wir haben ermittelt, dass dies der Fall ist, wenn die Dicke der Metallschicht die Dicke der Röllchenwandstärke nicht wesentlich überschreitet. Die Metallisierung kann aber nicht beliebig dünn werden, da in ihr ein elektrischer Strom fließen soll. Die in dieser Arbeit verwendete Struktur bildet einen guten Kompromiss zwischen kleinem Radius, Röllchenwandstärke und erreichbarer Rollstrecke.

Wie bereits erwähnt ist eine weitere effektive Maßnahme, die Induktivität zu erhöhen das Einfügen von ferromagnetischen Jochs in das Spuleninnere. Die Verstärkung kann je nach Material bis zu $\mu_r = 100000$ und mehr betragen [Kuc99, Stö00].

4.4.2 Präparierte Strukturen, Maske

Für die Präparation der Strukturen wurde eine Heterostruktur in der MBE-Anlage hergestellt, deren präparierte Rollen einen Radius von etwa $r \approx 5\ \mu\text{m}$ besitzen. Die Röllchenwandstärke beträgt $40\ \text{nm}$. Dafür wurde eine Maske nach den in Kap. 4.4.1 erhaltenen Erkenntnissen entworfen und gefertigt. Aus Redundanzgründen wurden gleich drei Leiterbahnschleifen in das Maskendesign integriert. Dies soll einen Totalausfall der fertig gerollten Struktur durch Präparationsschäden einzelner Leiterbahnen vermeiden. Eine mit dieser Maske gefertigte, ungerollte Struktur ist in Abb. 4.11 (a) gezeigt. Hier wurden $30\ \text{nm}$ Silber aufgedampft. Die Mesa (gestri-

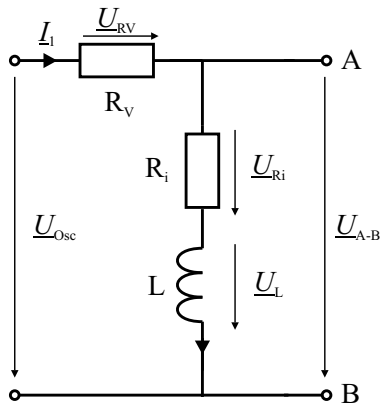


Abb. 4.12: Schema der Messung zur Ermittlung der Spuleninduktivität L mit der Oszillatorspannung U_{osc} , dem Messstrom I_1 , dem Vorwiderstand R_V , dem Innenwiderstand der Spule R_i sowie der Differenzspannung \underline{U}_{A-B} zwischen den beiden Messeingängen A und B des Messverstärkers.

chelte Linie) wird oben und unten durch die flachgeätzten Bereiche und links durch die tiefgeätzte Startkante definiert. Auf ihr befinden sich drei Leiterbahnschleifen (LS_{klein} , LS_{mittel} , $LS_{\text{groß}}$). Die Vergrößerung in (a) zeigt, dass die Breite l sowie der Abstand a der Leiterbahnen jeweils $10 \mu\text{m}$ beträgt. Abbildung 4.11 (b) zeigt dieselbe Struktur im aufgerollten Zustand. Die aufgerollte Länge beträgt etwa $s = 240 \mu\text{m}$. Die Vergrößerung in (b) zeigt ein Rollenende, an dem der Rollenradius der äußersten Wicklung mit $r = 5 \mu\text{m}$ zu erkennen ist. Mit $s = 240 \mu\text{m}$ und $r = 5 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Umdrehungszahl von $N_{\text{Rolle}} \approx 8$. Daraus folgen die Wicklungszahlen der großen Leiterschleife $N_{\text{groß}} \approx 8$ und der kleinen mit $N_{\text{klein}} \approx 6$. Bemerkenswert ist, dass die aufgerollten Leiterbahnen deutlich zu erkennen sind, obwohl sich diese im inneren der Rolle befinden. Aufgrund der kleinen Wandstärke der Rolle von etwa 40 nm kann man durch diese hindurchsehen. Der Abstand w der Hin- und Rückleitung, d. h. der Spulen mit entgegengesetztem Wicklungssinn, beträgt hier ca. $100 \mu\text{m}$ bei der kleinen Leiterschleife LS_{klein} . Eine Kopplung der beiden Spulen kann somit bei dem hier resultierenden Verhältnis von Abstand zu Radius $w/r > 20$ vernachlässigt werden (siehe Abb. 4.9).

4.4.3 Messungen an Mikrospulen

Experimente an Strukturen, ähnlich der in Abb. 4.11 (b) gezeigten, ergaben, dass diese dauerhaft mit einem Gleichstrom von $I_{\text{dauer}} = 30 \text{ mA}$ und kurzzeitig mit $I_{\text{max}} = 50 \text{ mA}$ betrieben werden können. Die mit Gl. 4.6 und der Beziehung $B = \mu_0 \cdot H$ berechnete, maximale Flussdichte B in einer Spule (Hin- bzw. Rückleitung) beträgt somit $B_{50\text{mA}} = 35.5 \text{ mT}$ auf der Spulenachse.

Die Messanordnung zur Bestimmung der Induktivität ist in Abb. 4.12 gezeigt. Die Oszillatorspannung \underline{U}_{osc} des Messverstärkers haben wir über einen Vorwiderstand R_V an die Spule angeschlossen. Das reale Ersatzschaltbild einer Spule besteht aus der Reihenschaltung der Induktivität L und des Innenwiderstands R_i . Die Messeingänge des Messverstärkers sind mit A und B bezeichnet. Um einen konstanten Messstrom I_1 zu erhalten wird $R_V \gg R_i$ und $R_V \gg X_{\text{ges}}$ mit dem Blindwiderstand $X_{\text{ges}} = L_{\text{ges}} \cdot 2\pi \cdot f$ gewählt. Misst man die Differenzspannung \underline{U}_{A-B} und

führt die Messfrequenz f durch, ergibt sich die Induktivität L aufgrund der linearen Abhängigkeit² durch die Steigung des Imaginärteils $\Im(\underline{U}_{A-B}) \propto L \cdot f$. Die theoretisch berechnete Gesamtinduktivität der beiden in Reihe geschalteten Spulen (Hin- und Rückleitung) der Struktur aus Abb. 4.11 (b) beträgt laut Gl. 4.7 $L_{\text{ges}} = 892 \text{ pH}$. Der experimentell bestimmte Innenwiderstand der Spule beträgt $R_i = 220 \text{ }\Omega$. Die Experimente zeigten bei frequenzabhängigen Messungen um 100 kHz jedoch, dass die Güte Q

$$Q = \frac{X_{\text{ges}}}{R}, \quad (4.9)$$

mit $Q(100\text{kHz}) = 2,55 \cdot 10^{-6}$ nicht ausreichte, um das imaginäre Signal eindeutig aufzulösen. Auch spielen bei solchen Frequenzen Störeinflüsse durch parasitäre Kapazitäten eine Rolle. Dadurch bringen Messungen bei noch höheren Frequenzen keinen Vorteil. Auch Brückenmessschaltungen führten nicht zu dem gewünschten Erfolg. Das induktive Signal konnte in diesem Messaufbau nicht aufgelöst werden. Ab einer Güte von $Q \approx 10^{-3}$, bei moderaten Frequenzen unterhalb von 100 kHz, müsste das induktive Signal problemlos mit unseren Messverstärkern aufzulösen sein. Die Erhöhung der Güte kann entweder durch eine Verringerung des Realteils oder durch eine Erhöhung des Imaginärteils durch Steigerung der Induktivität erfolgen. Wie dies bei einem Strukturdesign wie dem hier vorgestellten zu realisieren ist, wird in Kap. 4.5 diskutiert.

Zusammenfassend wurde mit dem entwickelten Spulendesign eine Maske gefertigt und Mikrospulen mit Radien von $r \approx 5 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Wicklungszahl von bis zu $N = 8$ hergestellt. Die erreichten Strukturen konnten kurzzeitig mit bis zu $I_{\text{max}} = 50 \text{ mA}$ und dauerhaft mit $I_{\text{dauer}} = 30 \text{ mA}$ betrieben werden. Aufgrund der Geometrieparameter und des möglichen Stromes ergeben sich Magnetfelder von maximal $B_{\text{max}} = 35 \text{ mT}$. Aufgrund der geringen Güte der Struktur war eine messtechnische Erfassung der Induktivität nicht möglich.

4.5 Mikrotransformatoren

Die aus dem vorangegangenen Kapitel gewonnenen Erkenntnisse wurden genutzt, um ein geeignetes Design zur Herstellung von Mikrotransformatoren zu entwerfen. Planare Transformatoren, deren Platzbedarf einige Quadratmillimeter beträgt, besitzen eine Induktivität pro Fläche von etwa 33 nH/mm^2 [Min92]. Bei dem hier vorgestellten, fertig präparierten 3D-Mikrotransformator liegt der Platzbedarf (projiziert auf die Oberfläche) bei etwa $10^{-3}/\text{mm}^2$. Die theoretische möglichen Werte der Induktivität pro Fläche (projiziert auf die Oberfläche) betragen etwa 4000 nH/mm^2 . Bei Transformatoren besteht die Möglichkeit, die Kopplung von Primär- und Sekundärwicklung stromlos zu messen. Auch in diesem Abschnitt bleibt der experimentelle Beweis der Kopplung von Primär- und Sekundärwicklung aus.

²Dies gilt nur bei $I_1 = \text{konst.}$

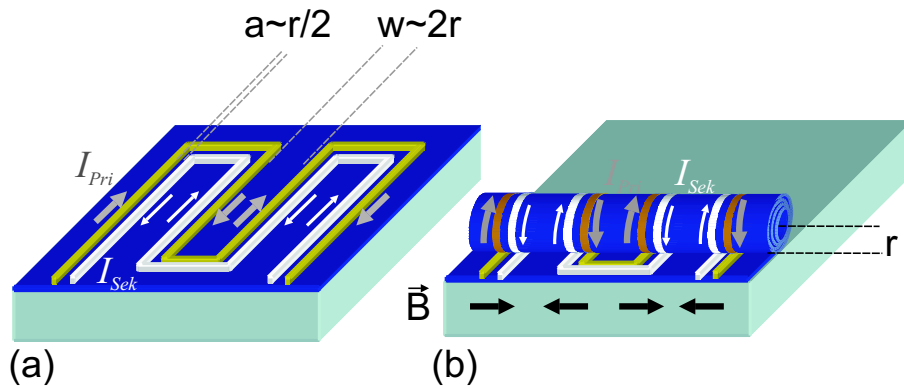


Abb. 4.13: Schema der Mäandertransformatorstruktur. Primär- I_1 (grau, dick) und Sekundärstromrichtungen I_2 (weiß, dünn) sind durch die Pfeile angedeutet. (a) Im nicht aufgerollten Zustand mit Abstand a zwischen Primär- und Sekundärwicklung sowie Abstand w der einzelnen Spulenpaare, (b) im aufgerollten Zustand mit Radius r . Die durch I_1 induzierte Feldrichtung B ist für jedes Spulenpaar unterhalb der Schemazeichnung angedeutet.

4.5.1 Designregeln

Das Schema des von uns entwickelten Maskendesigns zum Bau eines Mikrotransformators kann Abb.4.13 entnommen werden. Hierbei zeigt (a) die flache Struktur mit den Primär- und Sekundärleiterbahnen. Der Abstand a eines Spulenpaares aus Primär- und Sekundärwicklung sollte in etwa die Hälfte des späteren Radius r betragen um eine induktive Kopplung k von ca. 71% der beiden Wicklungen zu erreichen (s. Abb. 4.9). Um eine optimale Ausnutzung der Rollenfläche zu erhalten, werden mehrere Strukturen mäanderförmig angeordnet, sodass man n Spulenpaare aus jeweils einer Primär- und einer Sekundärwicklung erhält. Die lichte Weite w zwischen jeweils zwei dieser Spulenpaare sollte das doppelte des späteren Rollradius r betragen, was einem Restfeld der benachbarten Spule von ca. 9% entspricht ($w/r = 2$, siehe Abb. 4.9). So erhält man bei relativ geringer gegenseitiger Beeinflussung der Felder eine hohe Dichte der Strukturen und somit eine erhöhte Gesamtinduktivität. Die Stromrichtungen sind durch die Pfeile angedeutet. Der durch den Primärstrom I_1 induzierte Strom der Sekundärwicklung I_2 fließt in die entgegengesetzte Richtung. Abbildung 4.13 (b) zeigt schematisch eine aufgerollte Struktur mit entsprechend gewähltem Rollradius r . Da sowohl die Magnetfeldrichtung B als auch der Wicklungssinn der Spulenpaare alterniert, bleibt die resultierende Richtung des induzierten Stromes I_2 innerhalb der Leiterbahn gleich (vergleiche Pfeile in Abb. 4.13 (b)).

4.5.1.1 Realer Transformator

In diesem Abschnitt wird ein Ersatzschaltbild für die aufgerollten Mikrotransformator entwickelt und diskutiert.

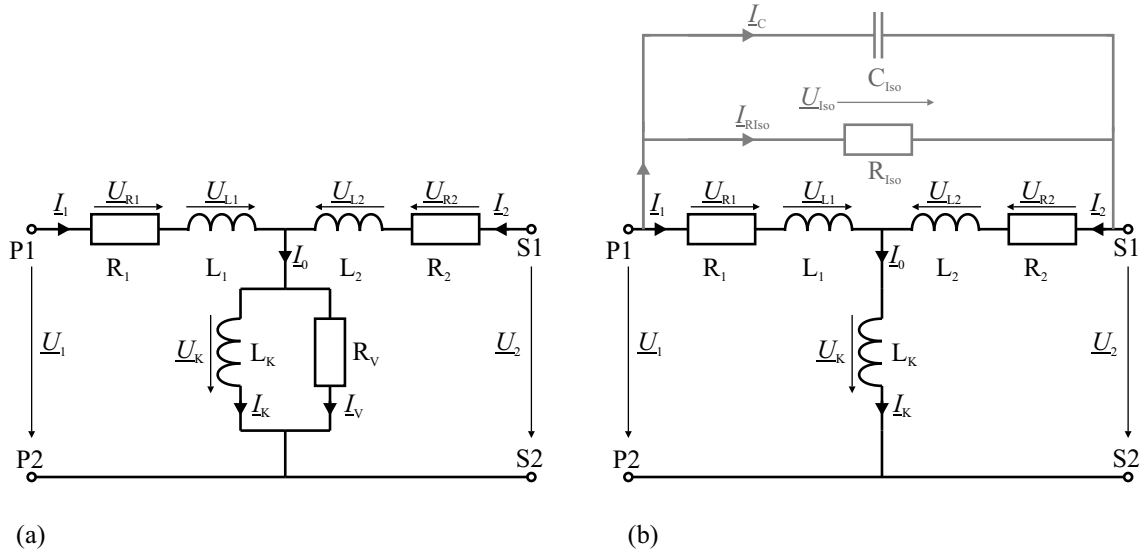


Abb. 4.14: (a) Ersatzschaltbild eines realen, makroskopischen Transformators mit Primär- und Sekundärspannung (U_1, U_2), den Wirkwiderständen der Wicklungen (R_1, R_2), den induktiven Streuverlusten (L_1, L_2), der Kopplungsinduktivität (L_K), den Eisenverlusten (R_V). (b) Ersatzschaltbild eines Mikrotransformators mit zusätzlichem Isolationswiderstand (R_{Iso}) und kapazitiver Kopplung (C_{Iso}). Durch das fehlende ferromagnetische Joch entfallen die Eisenverluste (R_V).

Das reale Ersatzschaltbild eines konventionellen, makroskopischen Transformators ist in Abb. 4.14 (a) gezeigt. Hierbei sind die realen Störeinflüsse wie ohmsche Widerstände der Wicklungen durch R_1 bzw. R_2 , Streuverluste bei der Flussverkettung durch L_1 bzw. L_2 sowie Ummagnetisierungs- und Wirbelstromverluste des Kerns durch R_V berücksichtigt. Die Kopplung von Primär- und Sekundärwicklung wird durch die Induktivität L_K repräsentiert. Bei symmetrischen Wicklungen ergibt diese zusammen mit den Streuverlusten L_1 bzw. L_2 die Gesamtinduktivität der Primär- bzw. Sekundärwicklung $L_{ges,1} = L_1 + L_K = L_{ges,2} = L_2 + L_K$. In der Regel gilt im Nennbetrieb für den realen, makroskopischen Transformator, dass der Wirkwiderstand gegenüber des Blindwiderstandes zu vernachlässigen ist $R_1 \ll X_{L1} + X_K$. Der Imaginärteil der Primärspannung $\Im(U_1)$ hängt bei konstantem Strom und konstanter Messfrequenz linear von der Induktivität L ab (vgl. Kap. 4.13). Die Sekundärspannung des unbelasteten Transformators mit gleicher Primär- und Sekundärwicklungszahl berechnet sich über die Kopplung k zu

$$\Im(U_2) = k \cdot \Im(U_1). \quad (4.10)$$

Für die hier hergestellten Mikrotransformatoren erhält man ein Ersatzschaltbild wie es in Abb. 4.14 (b) gezeigt ist. Die Ummagnetisierungs- und Wirbelstromverluste des Kerns durch R_V entfallen bzw. können vernachlässigt werden. Aufgrund der räumlichen Nähe von Primär- und Sekundärwicklung, die sich gemeinsam auf einem Halbleitersubstrat befinden, müssen zusätzlich ein Isolationswiderstand R_{Iso} sowie eine mögliche kapazitive Kopplung C_{Iso} zwischen beiden Wicklungen beachtet

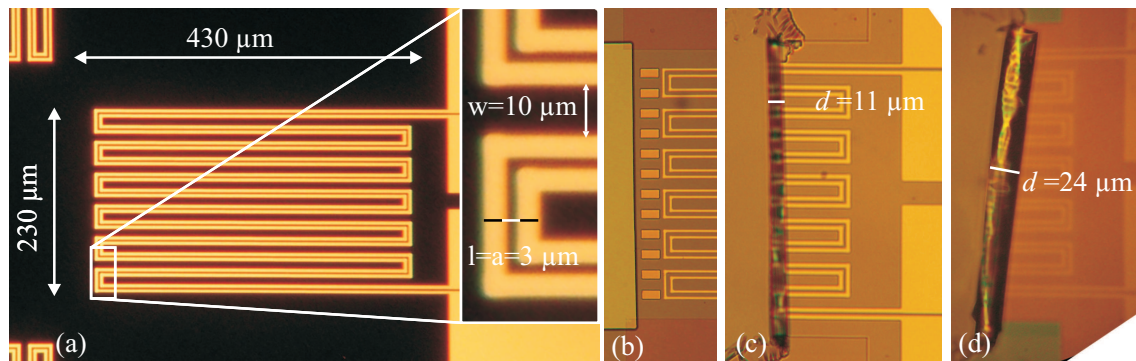


Abb. 4.15: (a) Bild der Transformatormaske für die Metallisierung. Die Breite l sowie der Abstand a der Leiterbahnen der Primär- und Sekundärwicklung betragen jeweils $3 \mu\text{m}$. Die einzelnen Wicklungspaare der Mäanderstruktur sind durch $10 \mu\text{m}$ Abstand getrennt. Insgesamt ergibt dieses Design 12 Wicklungspaare. (b) Struktur vor dem Aufrollen. Im Bild sind links neben jedem Spulenpaar die zur Verstärkung der Kopplung aufgedampften Nickeljochs zu erkennen. (c) Über $s = 345 \mu\text{m}$ aufgerollte Struktur inkl. 35 nm dicken Nickeljochs. Der Außendurchmesser der Rolle beträgt ca. $d = 11 \mu\text{m}$. Sind 10 Umdrehungen mit Joch und somit $N = 9$ Wicklungen. (d) Aufgerollte Struktur, deren Radius sich aufgrund der 57 nm dicken Jochs auf $24 \mu\text{m}$ vergrößert hat.

werden. Wie wir später zeigen werden, ist der Wirkwiderstand gegenüber des Blindwiderstandes bei den hier hergestellten Strukturen nicht zu vernachlässigen, sondern dominiert sogar, $R_1 \gg X_{L1} + X_K$. Das bedeutet, dass die Sekundärspannung \underline{U}_2 außer von der an L_K induzierten Spannung auch vom Fehlstrom $\underline{I}_{\text{Iso}}$ durch R_{Iso} und C_{Iso} und dem damit verbundenen Spannungsfall über R_2 , L_2 und L_K hervorgerufen werden kann.

4.5.2 Präparierte Strukturen, Maske

Die nach den in Kap. 4.5.1 genannten Designregeln entwickelte Maske und damit präparierte Strukturen sind in Abb. 4.15 gezeigt. Die Maske (a) für die Leiterbahnmattierung wurde für einen Rollradius $r \approx 5 \mu\text{m}$ konzipiert. Der Abstand a der Leiterbahnen sowie deren Breite l sind identisch und betragen $3 \mu\text{m}$. Durch Überbelichten des Fotolacks kann der effektive Abstand der Leiterbahnen auf ca. $2.5 \mu\text{m}$ verringert werden. Die lichte Weite w der späteren Spulenpaare untereinander beträgt $10 \mu\text{m}$. Mit diesem Design war es möglich, $n = 12$ Spulenpaare auf einer Rolle zu platzieren.

Zur Verstärkung der Kopplung wurde, wie in Abb. 4.15 (b) gezeigt, für jedes Spulenpaar ein Joch aufgebracht. Die Jochs wurden so dimensioniert, dass sie den vollen Innenumfang der Spulen abdecken. Als Jochmaterial haben wir Eisen, Nickel und Permalloy ($\text{Ni}_{80\%}\text{Fe}_{20\%}$) auf die Verträglichkeit der zum Unterätzen unverzichtbaren Flusssäure getestet (vergl. Kap. 4.2). Es zeigte sich, dass Eisen und Permalloy unmittelbar von der Säure geätzt werden. Nickel wies zumindest unter dem optischem Mikroskop keine erkennbare Beeinträchtigung durch den Ätzschritt auf.

Eine gerollte Struktur der gleichen Heterostruktur wie in Kap. 4.4.2 mit 35 nm dicken Nickeljochs, einer 35 nm Goldmetallisierung als Leiterbahnen und einer zurückgelegten Strecke von $s = 345 \mu\text{m}$ ist in Abb. 4.15 (c) gezeigt. Der Durchmesser der äußersten Schicht beträgt ca. $d \approx 11 \mu\text{m}$. Es ergeben sich somit insgesamt 10 Umdrehungen der Rolle, wobei die erste Umdrehung das Joch beinhaltet und sich die Wicklungszahl der Spulen dadurch auf $N = 9$ beläuft. Der Abstand zwischen zwei Spulenpaaren beträgt normiert auf den Radius $w/r \approx 2$, sodass eine Abschwächung der Induktivität von etwa 9% zu erwarten ist. Das Verhältnis von Abstand zwischen Primär- und Sekundärwicklung im Bezug auf den Radius beträgt wie gewünscht $a/r \approx 0.5$ und führt zu einer Kopplung von $k \approx 70\%$.

Die hohen Anforderungen an die Präparation führten zu einer Ausbeute an verwertbaren Transformatorröllchen von weniger als 5%. Aber selbst wenn die Wicklungen nach dem Rollprozess mechanisch und elektrisch nicht zerstört waren, war die Funktion als Mikrotransformator noch nicht gewährleistet. Teilweise rollten die Strukturen nicht gerade auf. Ein Beispiel für eine schiefe Rolle mit $s \geq 350 \mu\text{m}$ ist in Abb. 4.15 (d) gezeigt. Die Wicklungen der Rolle liegen nicht übereinander, wodurch die effektive Spulenlänge l vergrößert wird und die Induktivität L sich dadurch stark mindert (Gl. 4.7). Außerdem können sich im schlimmsten Fall die Wicklungen zweier benachbarter Spulenpaare überschneiden, wodurch sich deren Felder beeinflussen (bifilare Wicklung). Des Weiteren liegen die Parameter w und a nicht in ihrem Soll. Hinzu kommt, dass der Rolldurchmesser d sich gegenüber der Rolle in Abb. 4.15 (c) trotz der in beiden Fällen identischen Trägerstruktur mehr als verdoppelt hat. Ursache dafür ist die zu hohe Dicke der Ni-Jochs von 57 nm. Diese sind zu steif, um von der nur 40 nm dicken Trägerrolle vernünftig aufgerollt zu werden. Dadurch ist das durch die Designregeln festgelegte Verhältnis w/r nicht mehr richtig erfüllt.

Der Einfluss der Nickeljochs auf die Induktivität wird nun diskutiert. Die Dicke der aufgedampften Nickeljochs sollte nicht wesentlich größer sein als die Röllchenwandstärke, damit die verspannte Schicht die Jochs mit einrollen kann (siehe Kap. 4.4.2). Dünne Nickelschichten besitzen eine relativ kleine Permeabilitätszahl, die in der Literatur mit $\mu_r = 6 - 12$ angegeben wird [Ele32]. Des Weiteren bedeckt das Joch bei einer Dicke von 35 nm nur ca. 1% der Spuleninnenfläche. Die dadurch erreichte effektive Induktivitätsverstärkung $\mu_{r,\text{eff}} \ll 6 - 12$ liegt somit weit unter dem zu erwartenden Maximum. Die erwartete Induktivitätsverstärkung durch die hier verwendeten Nickeljochs ist dadurch so klein, dass im Folgenden keine Nickeljochs mehr verwendet werden. Wenn man in der Lage wäre, ein Material mit sehr hohem μ_r mit aufzurollen, wäre dieser Ansatz jedoch wieder interessant, da kein zusätzlicher Präparationsschritt nach dem Aufrollen mehr nötig wäre.

Eine Möglichkeit, die Induktivität entscheidend zu erhöhen, wäre das Einbringen von massiven Jochs nach dem Rollvorgang. Dadurch bestünde keine Beschränkung des verwendeten Materials aufgrund der Prozessverträglichkeit, wodurch ein μ_r bis zu 100000 oder mehr möglich wäre [Stö00, Kuc99]. Das Einbringen der externen Jochs könnte durch Mikromanipulatoren erfolgen. Im Hinblick auf spätere Anwendungen und den Prozessaufwand zur Herstellung ist dies jedoch aufwendig, da -

im Gegensatz zu den aufgedampften Jochs - hier jede einzelne Struktur nach dem Rollvorgang manuell mit einem Joch versehen werden muss.

4.5.3 Charakterisierung der Strukturen

Bei der Berechnung der folgenden Werte legen wir eine Struktur mit den Eigenschaften der in Abb. 4.15 (c) gezeigten Rolle zu Grunde. Solche Rollen konnten von uns dauerhaft mit einem Gleichstrom von $I_1 = 10$ mA betrieben werden. Somit berechnet sich das resultierende Magnetfeld nach Gl. 4.6 und $B = \mu \cdot H$ zu $B(10 \text{ mA}) \approx 9.9$ mT.

Die Induktivität einer Spule berechnet sich nach Gl. 4.7 zu $L = 847$ pH. Die Gesamtinduktivität der $n = 12$ Spulenpaare (gekoppelte Primär- und Sekundärwicklung) beträgt demnach $L_{\text{ges}} = 10,2$ nH. Da sich die B -Felder zweier benachbarter Spulenpaare um ca. 9% abschwächen (siehe Kap. 4.5.2), beträgt die resultierende Induktivität $L_{\text{ges, res}} \approx L_{\text{ges}} \cdot 0.91\% \approx 9.2$ nH. Diese teilt sich nach dem Ersatzschaltbild in Abb. 4.14 in Streuverluste $L_1 = L_2 \approx L_{\text{ges, res}} \cdot 0.29 = 2.7$ nH und Kopplung $L_K \approx L_{\text{ges, res}} \cdot 0.71 = 6.5$ nH auf.

An der in Abb. 4.15 (c) gezeigten Struktur wurden bei Raumtemperatur $R_{\text{iso}} \approx 100$ k Ω sowie $R_1 = R_2 \approx 1$ k Ω experimentell bestimmt. Es war messtechnisch jedoch nicht möglich, die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärwicklung bei Raumtemperatur zu messen. Dies ist im Wesentlichen auf das Zusammenspiel von drei Ursachen zurückzuführen: Erstens verursacht die geringe Kopplung eine relativ kleine induzierte Spannung U'_K an L_K . Zweitens kommt das ungünstige Verhältnis von R_2/R_{iso} dazu. Dies bewirkt im Bezug auf die induzierte Spannung einen relativ großen Spannungsfall $\underline{U}_{R_2} \propto R_2/R_{\text{iso}}$ über R_2 . Drittens sorgt der relativ große Innenwiderstand R_1 dafür, dass, um große Ströme³ treiben zu können, auch die Spannung \underline{U}_1 groß sein muss. Im gleichen Zug steigt aber der Fehlstrom $\underline{I}_C \propto \underline{U}_1$ durch C_{iso} . Dieser hat eine dem induzierten Strom entgegengesetzte Phase und wirkt dem durch die Kopplung induzierten Signal entgegen. Bei einer Reihenschaltung von Spule und Kondensator wird die Phase des resultieren Stromes vom Bauteil mit dem größeren Blindwiderstand bestimmt.

Bei $T = 4$ K weist die Struktur in Abb. 4.15 (c) einen Isolationswiderstand von $R_{\text{iso}} \approx 100$ M Ω auf, d. h. $\underline{U}_{R_2} \propto R_2/R_{\text{iso}} \approx 0$. Das oben beschriebene kapazitive Problem bleibt jedoch bestehen. Aufgrund der geometrischen Vorgaben ist eine wesentliche Verringerung von R_1 und R_2 mit normalleitenden Metallen nicht möglich. Die Lösung liegt in der Verwendung eines Supraleiters als Material für die Leiterbahnen. Dadurch sinken R_1 und R_2 unterhalb von T_C auf 0 Ω . Somit wird I_0 nicht mehr wie vorher durch R_1 (mit $R_1 \gg X_L$ bei $f = 100$ kHz), sondern in erster Näherung durch X_L (da $X_L \gtrsim R_1$) bestimmt. Die Spannung \underline{U}_1 kann bei gleichem Strom I_0 somit um etwa den Faktor 10^5 verringert werden. Die kapazitive Kopplung sinkt um den gleichen Faktor und ist dann zu vernachlässigen.

³da $U'_K \propto I_0 \approx I_1$.

Element	T_C/K	$H_C/(A/m)$	Schichtpaket	Dicke(nm)	$T_C > 4K$
Ti	0.4	4456	Pb/Au	53/15	-
Zn	0.85	4297	Pb/Ge	53/12	-
Mo	0.9	7639	Pb/Ag	53/15	-
Al	1.17	8347	Cu/Pb/Cu	6/45/21	-
Ta	4.47	65969	Au/Pb/Au	6/30/18	-
In	3.4	22401	Cr/Pb/Cr	6/43/15	-
Sn	3.7	24271	Au/Pb/Au	6/53/12	-+
V	5.4	112045	Ag/Pb/Ag	6/45/18	+
Pb	7.2	63900	Ag/Pb/Ag	6/70/9	+
Nb	9.25	163929	Pb/Au	38/15	+
			Pb/Au + HF	38/15	+

Tab. 4.1: (links) Ausgewählte Eigenschaften supraleitender Elemente (aus [Stö00]). (rechts) Ergebnisse aus Messungen an Schichtpaketen die zeigen, ob die Schichten bei $T=4.2$ K supraleitend wurden (+) oder ob die Schichten normalleitend blieben (-).

4.5.3.1 Supraleiter als Leiterbahnen

Bei der Auswahl eines geeigneten Supraleiters mussten wir Folgendes beachten: Das Material sollte thermisch aufgedampft werden können, um negative Einflüsse vom Sputtern auf die Rolleigenschaften der Strukturen auszuschließen [Men05]. Die Messungen sollten bei $T=4.2$ K durchgeführt werden können, wodurch die kritische Temperatur T_C eingeschränkt war. Außerdem darf der Präparationsprozess der Rolle keinen Einfluss auf die Supraleitfähigkeit haben.

Die Randbedingung, dass die Leiterbahnen sehr dünn sein müssen, damit sie sich miteinrollen lassen, bringt bei der Verwendung von Supraleitern einen weiteren Vorteil. Wenn deren Dicke im Bereich der London'schen Eindringtiefe λ_L liegt, kann ein paralleles äußeres Magnetfeld nahezu gleichförmig eindringen und es wird nur ein Teil des Flusses verdrängt. Die Energie des Supraleiters bei Erhöhung des äußeren Feldes nimmt also langsamer zu als bei dicken Schichten. Das führt zu einer Erhöhung des kritische Feldes $B_{C\parallel}$ [Kit96]. Die London'schen Eindringtiefe von dem im Folgenden verwendeten Supraleiter Blei beträgt $\lambda_{L,Pb} \approx 37$ nm [Kit96] und liegt somit im Bereich der Dicke der aufgedampften Schichten. Das von den Transformatorwicklung induzierte Feld ist, bis auf das Streufeld, parallel zur dünnen Schicht orientiert. Dies würde den Vorteil bringen, dass die dünnen Schichten des Supraleiters erst bei größeren Feldern im Transformator in den normalleitenden Zustand übergingen als dies dicke Schichten tun würden.

Blei als Supraleiter

Bei der Auswahl eines Supraleiters aus Tab. 4.1 bietet sich Blei (Pb) an, da es nur schwach [Wik] von Flusssäure angegriffen wird, thermisch aufgedampft werden kann und eine Sprungtemperatur von $T_C=7.2$ K besitzt. Das kritische magnetische Feld

von Blei ergibt sich zu $B_C = \mu_0 \cdot H_C \approx 81$ mT.

Da Blei so unedel ist, dass dünne Schichten sofort durchoxidieren und nicht mehr leitfähig oder kontaktierbar sind, musste die Bleischicht in ein Schichtpaket gebettet bzw. mit einer Deckschicht versehen werden. Dabei wurden die in Tab. 4.1 (rechts) aufgelisteten Schichtpakete bei $T = 4.2$ K auf ihre Supraleitfähigkeit untersucht. Die Tabelle listet im oberen Abschnitt die Schichtpakete auf, die bei $T = 4.2$ K nicht supraleitend wurden. Der gemessene 4-Punkt-Widerstand des in der Mitte aufgeführten Schichtpakets veränderte sich sprunghaft und reproduzierbar bei Unter- bzw. Überschreiten des kritischen Stromes ($I_c \approx 5$ mA) oder der kritischen Flussdichte ($B_C \approx 81$ mT) von 280Ω auf 730Ω . Im unteren Drittel stehen die Schichtpakete, die bei $T = 4.2$ K supraleitend wurden. Es sei angemerkt, dass die Bleischicht offensichtlich durch die Deckschicht durchoxidiert. Teilweise wurde bei den Proben schon zwei Tage nach der Prozessierung keine Supraleitung mehr erreicht. Die nachfolgenden Messungen erfolgten deshalb alle am Tag des Aufdampfschritts bzw. des Ausbaus aus der Aufdampfanlage.

Wir haben zwei mögliche Gründe für ein Versagen der Supraleitung der in Tab. 4.1 (rechts) gezeigten Schichten ermittelt: Erstens kommt es zu einer Verschlechterung von T_C und H_C , sobald der Supraleiter in Kontakt mit einem Normalleiter ist. Die Dicke des Supraleiter muss mindestens in der Größenordnung von etwa 10 nm liegen, damit Supraleitung zustande kommt [Ser64]. Die genau benötigte Mindestdicke hängt allerdings von der Art des Normalleiters sowie von der Dicke der normalleitenden Schicht ab [Hil64, Smi61].

Dies ist aber nicht alleiniger Grund des Versagens der Supraleitung unserer Proben in Tab. 4.1 (rechts). Das Schichtpaket Pb/Au (38/15 nm) wurde supraleitend, wohingegen das Schichtpaket Pb/Au (53/15 nm) nicht supraleitend wurde. Wir haben festgestellt, dass das Erreichen der Supraleitung vom Aufdampfprozess selbst abhängt. Ein Rezept, das reproduzierbar zu supraleitenden Schichten führt, konnten wir jedoch nicht finden. Die besten Erfolge haben wir mit sehr langsamen Aufdampfraten ($< 1 \text{ \AA/s}$) erzielt, jedoch war auch dies kein Garant für ein Erreichen der Supraleitung.

Der Einfluss des Flusssäureätzschritts auf die Supraleitfähigkeit wurde an einem Pb/Au (38/15 nm) Schichtpaket getestet. Dieses wurde nach dem Lift-Off-Prozess des Aufdampfschritts für 2 Min. in Flusssäure getaucht. Nachfolgende Messungen ergaben, dass die Struktur - genau wie eine Vergleichsprobe des gleichen Aufdampfschritts, die keinen HF-Schritt durchlief - supraleitend wurde.

Bei allen Proben wurde festgestellt, dass bei Verwendung eines zu kleinen Messstromes der Widerstand der Gesamtstruktur trotz Temperaturen unterhalb von T_C , mehrere hundert bis einige tausend Ohm beträgt. Dies führen wir auf den Widerstand zwischen den Korngrenzen, die bei dünnen Bleischichten auftreten, zurück [Str68, Mü177, Mat]. Erst eine Erhöhung des Messstromes auf $I_{\text{Mess}} > 1$ mA brachte bei 4-Punkt-Messungen Werte unterhalb $R_{4\text{Pkt}} < 1 \Omega$. Wir vermuten, dass sich durch den hohen Strom der Widerstand der Korngrenzen dauerhaft verringert hat. Nach einmaliger Erhöhung des Messstromes blieb der niedrige Widerstand auch bei kleineren Strömen erhalten.

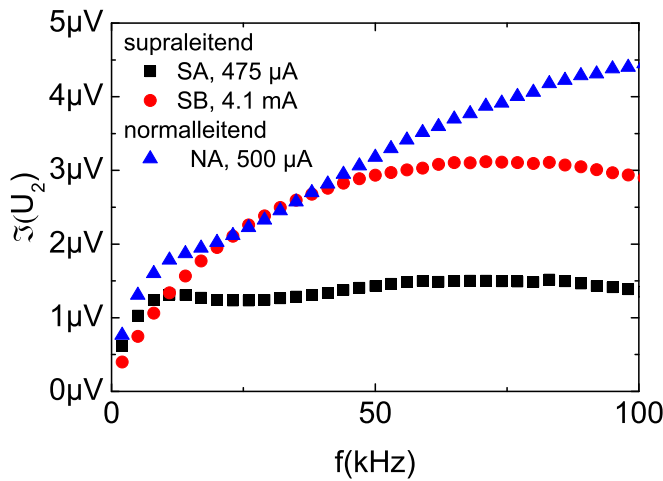


Abb. 4.16: Flache Struktur mit Ag/Pb/Ag (6/70/9nm) als Leiterbahn bei $T=4.2$ K. Messungen im supraleitenden Zustand mit $I_1 = 475 \mu\text{A}$ (SA) und mit $I_1 = 4.1 \text{ mA}$ (SB) sowie im normalleitenden Zustand mit $I_1 = 500 \mu\text{A}$ (NA). Die Normalleitung wurde durch Anlegen eines externen Magnetfeldes $B_{\perp} = 1 \text{ T}$ erreicht.

Bevor wir die Schichtstrukturen dem kompletten Präparationsschritt zum Rollen unterzogen, haben wir Messungen an flachen, nicht aufgerollten supraleitenden Transformatormetallisierungen durchgeführt. Anhand dieser Messungen haben wir den gemessenen Imaginärteil der Sekundärspannung, der bei flachen Strukturen durch kapazitive Kopplung der Primär- und Sekundärwicklung verursacht wird, mit dem erwarteten verglichen. Die Messungen zeigen, dass ein messtechnischer Nachweis der Kopplung einer gerollten Struktur mit supraleitenden Leiterbahnen möglich ist. Den letzten Schritt, den Supraleiter aufzurollen, haben wir aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geschafft.

Eine Struktur mit einem Schichtpaket aus Au/Pb/Au (6/70/9 nm) wurde im nicht aufgerollten Zustand am Tag des Aufdampfens bei $T=4.2$ K untersucht. Die 2-Punkt-Widerstände bei Raumtemperatur der beiden Leiterbahnen betragen $R_{\text{RT},2\text{Pkt}} = 10.3 \text{ k}\Omega$, wobei ca. $R_{\text{Leit}} = 200 \Omega$ auf die Zuleitungen entfallen. Bei $T=4.2$ K sanken die Werte in der 4-Punkt-Messung auf $R_{4\text{Pkt}} \approx 3 \Omega$ bei einem Messstrom von $I_{\text{Mess}} = 100 \mu\text{A}$ und schließlich auf wenige Milliohm nach einmaligem Erhöhen des Messstromes auf $I_{\text{Mess}} = 2 \text{ mA}$. Die Supraleitung brach bei $I_{\text{Mess}} \gtrsim 6 \text{ mA}$ bzw. bei äußeren Magnetfeldern senkrecht zur Schicht von $B_{\perp} \gtrsim 75 \text{ mT}$ zusammen. Der Widerstand der normalleitenden Struktur betrug in beiden Fällen ca. $R_{4\text{Pkt}} = 400 \Omega$. Da nun der Blei-Korngrenzen-Widerstand überwunden ist, ist $R_{4\text{Pkt}}$ im Vergleich zum oben gemessenen Raumtemperatur 2-Punkt-Widerstand $R_{\text{RT},2\text{Pkt}}$ viel kleiner. Das maximale, experimentell bestimmte Feld liegt sehr nahe an dem theoretischen kritischen Feld von $B_C \approx 81 \text{ mT}$ laut Tab.4.1 (links) [Stö00]. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Supraleiter in diesem Schichtpaket von den normalleitenden Schichten kaum beeinflusst wird [Hil64, Smi61, Ser64].

In Abb. 4.16 sind die Imaginärteile der Sekundärspannung der Messungen an einer flachen Struktur mit Ag/Pb/Ag (6/70/9nm) als Leiterbahnen bei $T=4.2$ K gezeigt. Die Struktur wurde im supraleitenden Zustand mit $I_1 = 475 \mu\text{A}$ (SA) und $I_1 = 4.1 \text{ mA}$ (SB) sowie im normalleitenden Zustand mit $I_1 = 500 \mu\text{A}$ (NA) vermessen. Die Supraleitung wurde durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes von

$B_{\perp} = 1$ T zum Erliegen gebracht. Der Widerstand der Wicklungen betrug dann $R_1 = R_2 \approx 400 \Omega$.

Der Vergleich der Messungen im normalleitenden (SA) und im supraleitenden Zustand (NA) mit einem fast äquivalenten Primärstrom von $I_1 = 475 \mu\text{A}$ bzw. $I_1 = 500 \mu\text{A}$ zeigt eine Differenz von $\Im(U_{\text{Dif,max}}) \approx 3 \mu\text{V}$ bei 100 kHz. Dagegen beträgt die Differenz der beiden Messungen im supraleitenden Zustand (SA und SB) trotz der Verzehnfachung des Stromes nur $U_{\text{Dif,max}} < 1.5 \mu\text{V}$. Wir haben festgestellt, dass der Verlauf der gemessenen Spannungen außer vom kapazitiven Übersprechen der Struktur auch vom verwendeten Probenstab abhängt. Die Probenstäbe sind für Messungen bei solchen Frequenzen nicht optimiert, für unsere Zwecke jedoch, wie gleich erläutert, ausreichend gut.

Die erwartete Spannungsdifferenz der beiden supraleitenden Messungen an einem Mikrotransformator mit den Eigenschaften der in Abb. 4.15 (c) gezeigten Struktur bei $f = 100$ kHz würden $\Im[U_2(4.1 \text{ mA})] - \Im[U_2(475 \mu\text{A})] \approx 16 \mu\text{V}$ ergeben. Das bedeutet, dass das Übersprechen der Primär- auf die Sekundärwicklung aufgrund von R_{Iso} , C_{Iso} bzw. des Einflusses des Probenstabs bei der oben genannten Verzehnfachung des Stromes und supraleitenden Leiterbahnen nur $1.5 \mu\text{V}$ Spannungsänderung hervorruft. Da ein Transformator aber bei gleichen Stromwerten eine Spannungsänderung von $16 \mu\text{V}$ induzieren sollte, ist das wirkliche induzierte Signal von den $1.5 \mu\text{V}$ des Übersprechens deutlich zu unterscheiden.

Wie schon erwähnt scheint Blei durch die Deckschicht zu oxidieren. Dies machte sich an dieser Probe dadurch bemerkbar, dass zwei Tage später der gemessene 4-Punkt-Widerstand überhalb der kritischen Temperatur bei $R_{4\text{Pkt}} \approx 2 \text{ k}\Omega$ und unterhalb der kritischen Temperatur bei $R_{4\text{Pkt}} \approx 940 \Omega$ lag.

Durch die anspruchsvolle Präparation und die unzuverlässig reproduzierbare Supraleitfähigkeit der Pb-Schicht aufgrund des Aufdampfprozesses war es innerhalb des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit nicht mehr möglich, supraleitende Mikrotransformatoren herzustellen. Anhand der gewonnen Erkenntnisse und vor allem der geleisteten Vorarbeit, insbesondere im Bezug auf das Supraleiter-Schichtpaket, sollte der letzte, noch zu bewältigende Schritt zur Herstellung in zukünftigen Arbeiten möglich sein.

4.5.4 Feldgradienten

Zum Ende dieses Kapitels möchten wir noch auf eine interessante Eigenschaft des Mikrotransformator-Designs hinweisen. Die vorgestellte Transformatorstruktur kann zur Erzeugung von großen Feldgradienten verwendet werden. Damit wäre es denkbar, eine Gaußkanone⁴ auf der μm -Skala zu bauen. Besonders deshalb, da hier relativ große Feldstärken bei kleiner Induktivität erreicht werden. Die relativ kleine Induktivität lässt eine schnelle Modulation der Magnetfelder zu, wodurch eine hohe Endgeschwindigkeit der Projektile erreicht werden kann.

Um große Feldgradienten zu erhalten, wird die Struktur nicht als Transformator betrieben, sondern es werden Primär- und Sekundärwicklung mit dem gleichem Strom,

⁴Eine Gaußkanone benutzt zur Beschleunigung eines Projektils elektromagnetische Kräfte.

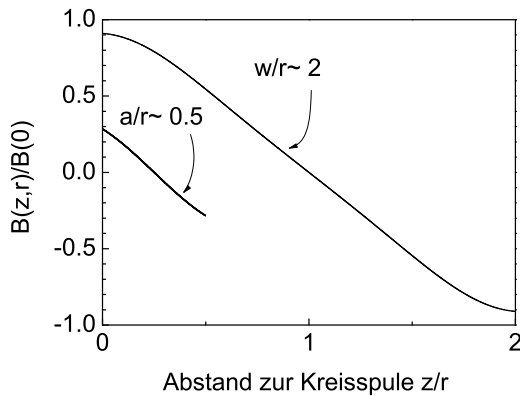


Abb. 4.17: Auf das Maximalfeld normierter Feldverlauf $B(z,r)/B_0$ entlang der Spulenachse, normiert auf den Radius z/r , bei $I_{\text{Pri}} = -I_{\text{Sek}}$, innerhalb eines Spulenpaares (a/r) bzw. zwischen zwei Spulenpaaren (w/r). Die absoluten Felder unterscheiden sich, die Feldgradienten sind jedoch ähnlich groß.

aber entgegengesetztem Vorzeichen betrieben ($I_{\text{Pri}} = -I_{\text{Sek}}$). Dadurch erhält man Feldgradienten mit Nulldurchgang innerhalb der Spulenpaare (Wicklungen mit Abstand a), aber auch zwischen den Spulenpaaren (Wicklungen mit Abstand w), siehe Abb. 4.13. Die folgende Berechnungen basieren auf Eigenschaften einer Struktur wie in Abb. 4.15 (d) gezeigt und wie in Kap. 4.5.3 berechnet. Im Folgenden bezeichnet B_0 die maximale magnetische Flussdichte einer Spule im Transformatorbetrieb, wie in Kap. 4.5.3 angenommen.

Bei Betrieb mit $I_{\text{Pri}} = -I_{\text{Sek}}$ zeigt Abb. 4.17 die resultierenden Felder $B_{\text{res}}(z,r)$ als Funktion des Ortes entlang der Spulenachse z normiert auf den Spulenradius r . Die mit $w/r = 2$ bezeichnete Kurve stellt den Verlauf des Feldes zwischen zwei Spulenpaaren dar, die mit $a/r = 0.5$ bezeichnete Kurve den Feldverlauf innerhalb eines Spulenpaares⁵ (vergl. Abb. 4.13). Die maximalen Absolutwerte bei $z/r = 0$ reduzieren sich in den Fällen $w/r = 2$ bzw. $a/r = 0.5$ auf $B_{\text{res}}(z=0) = B_0 \cdot 91\%$ bzw. $B_{\text{res}}(z=0) = B_0 \cdot 28\%$ des Maximalfeldes B_0 (vergl. Abb. 4.9). Man erkennt, dass die absoluten Felder bei a/r zwar kleiner sind als bei w/r , der Feldgradient (Steigung) der beiden Kurven aber ähnlich groß ist. Der mittlere Feldgradient ΔB ergibt bei w/r einen um 18% geringeren Wert als bei a/r . Im konkreten Fall mit $w = 10 \mu\text{m}$, $a = 3 \mu\text{m}$ und $r \approx 5 \mu\text{m}$ sowie einem Strom von $I_{\text{Pri}} = -I_{\text{Sek}} = 10 \text{ mA}$ ergeben sich die Feldgradienten zu $\Delta B(w) = 1.82 \text{ kT/m}$ zwischen den Spulenpaaren bzw. $\Delta B(a) = 2.24 \text{ kT/m}$ innerhalb der Spulenpaare.

⁵In der Transformatornomenklatur besteht ein Spulenpaar aus Primär- und Sekundärwicklung.

Kapitel 5

Aufbau eines Rastertunnelmikroskops für in-vacuo Charakterisierung und Strukturierung

In Kapitel 3 haben wir gezeigt, dass es möglich ist, durch Misfit-Versetzungen QP in einer Linie anzuordnen. Eine deterministische Positionierung einzelner QP ist mit dieser Methode jedoch schwierig. In diesem abschließenden Kapitel beschreiben wir, wie durch Strukturierung mit einem Rastertunnelmikroskop (engl.: Scanning Tunneling Microscope) unter anderem auch eine Positionierung von selbstorganisierten QP erreicht werden kann.

Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Rastertunnelmikroskop (engl.: Scanning Tunneling Microscope, STM) aufgebaut. Dieses soll in den Ultrahochvakuumverbund der Molekularstrahlepitaxieanlage integriert werden und in der Lage sein, 3"-MBE-Probenträger aufzunehmen. Dadurch wird eine in-vacuo Charakterisierung sowie Strukturierung von MBE-Proben während einer Wachstumsunterbrechung ermöglicht.

Zur Strukturierung mit dem STM besteht die Möglichkeit, Material von der STM-Spitze entweder durch Spannungspulse [Fuj03, Hu98, Hsi94] oder durch mechanischen Kontakt [Pas93] auf der Probenoberfläche zu deponieren. Mit Spannungspulsen ist man ebenfalls in der Lage, die deponierten Materialhügel wieder zu entfernen [Par02] oder sogar Probenmaterial aus der Oberfläche herauszuschlagen [Mor95]. Die so erzeugten Materialhügel auf bzw. Löcher in der Probenoberfläche können bei Fortsetzen des MBE-Wachstums entweder selbst als Nanostrukturen fungieren oder als bevorzugte Nukleationskeime für verspannungsinduzierte Nanostrukturen wie InAs-Quantenpunkte dienen. Dadurch sind beliebige Muster der Nanostrukturen möglich.

Nach Fertigung der mechanischen Komponenten durch die institutseigene Werkstatt wurde das STM im Rahmen der Diplomarbeit von Tino Milinski [Mil07] fertig gestellt, und es wurden erste Messungen unter Atmosphärendruck durchgeführt.

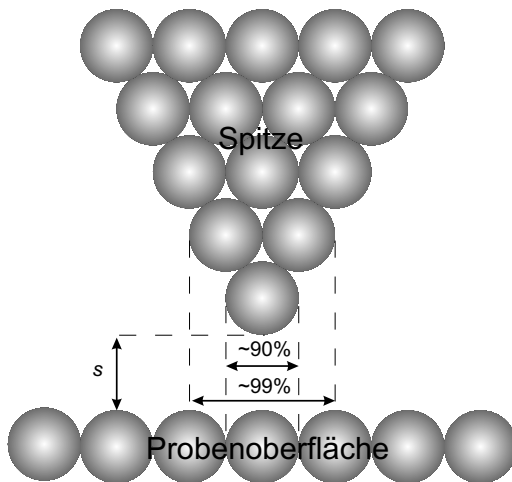


Abb. 5.1: Durch die exponentielle Abhängigkeit des Tunnelstromes vom Abstand s zwischen Probe und Spitze trägt bei einer atomar scharfen Spitze nur das sich der Probe am nächsten befindliche Atom maßgeblich (ca. 90%) zum Tunnelstrom bei. Dadurch kann eine atomare laterale Auflösung erreicht werden.

Im Folgenden wird kurz der theoretische Hintergrund erläutert, der technische Aufbau diskutiert und erste Messungen gezeigt. Eine detaillierte Beschreibung des technischen Aufbaus findet sich in [Mil07]. Im Anschluss wird das Prinzip der Strukturierung mittels STM und deren Möglichkeiten erläutert.

5.1 Rastertunnelmikroskopie (STM)

Das erste Rastertunnelmikroskop (engl.: Scanning Tunneling Microscope) wurde 1981 von Gerd Binnig und Heinrich Rohrer entwickelt [Bin82]. Sie erhielten 1986 dafür den Nobelpreis. Die Messmethode basiert, wie der Name verrät, auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt. Der Effekt beschreibt die mit der klassischen Physik nicht zu erklärende Tatsache, dass Teilchen mit der Energie E eine Potenzialbarriere der Höhe V_0 mit $E < V_0$ durchdringen können. Bei der Rastertunnelmikroskopie wird eine atomar scharfe Spitze bis auf einen Abstand von wenigen Ångström an die zu vermessende Probenoberfläche angenähert. Durch Anlegen einer Biasspannung können Elektronen die Potenzialbarriere zwischen Spitze und Probe durchtunneln. Dadurch ergibt sich ein Tunnelstrom I_{tun} , der exponentiell vom Abstand s der Probe zur Spitze abhängt und im Bereich von pA-nA liegt [Che93]. Wird die Spitze nun über die Probenoberfläche gerastert, lassen sich über den Tunnelstrom Rückschlüsse auf die Oberflächentopologie der Probe ziehen. Bei entsprechender Spitzengeometrie der Messspitze, wie in Abb. 5.1 gezeigt, wird der Tunnelstrom durch das sich der Probe am nächsten befindliche Spitzenatom dominiert. Dadurch lässt sich mit der Rastertunnelmikroskopie lateral atomare Auflösung erzielen. Die dafür notwendige Positionierungspräzision wird durch Einsatz von Piezokeramiken erreicht. Bei dem hier gezeigten Aufbau erfolgt die Feinpositionierung mit einer Piezoröhre, die sich in alle drei Raumrichtungen auslenken lässt.

Es stehen grundsätzlich zwei verschiedene Messmodi zur Ermittlung der Oberflächentopographie zur Verfügung, der Konstantstrom- (CC: Constant Current) und der Konstanthöhen- (CH: Constant Height) Modus. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass mit dem STM auch eine Spektroskopie der lokalen elektronischen

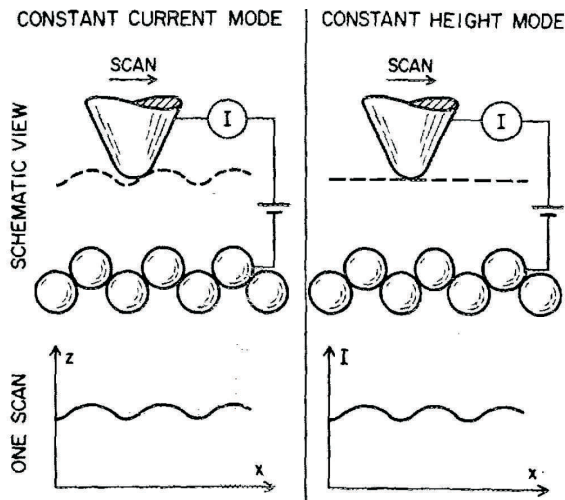


Abb. 5.2: Links: Schema des Konstantstrommodus. Die Spitze bewegt sich lateral entlang der Probenoberfläche. Das Regelsignal entspricht hierbei der Oberflächentopographie. **Rechts:** Schema des Konstanthöhenmodus. Die Spitze bewegt sich lateral auf der gleichen Höhe. Durch die Modulation der Oberfläche ergibt sich eine orts aufgelöste Abhängigkeit des Stromes, welche Rückschlüsse auf die Oberflächentopographie zulässt (aus [Han87]).

Zustände der Probe möglich ist, auf die hier aber nicht eingegangen wird. Die Funktionsweise von CC- und CH-Modus wird nun kurz erläutert.

5.1.1 Konstantstrommodus

Im Konstantstrommodus (CC-Modus), auch als Topografiemodus bezeichnet, wird der Strom während der Messung konstant gehalten. Das bedeutet, die Position der Spitze muss gegenüber der Probe so geregelt werden, dass der Strom konstant bleibt. Das Regelsignal (hier eine Spannung) entspricht bei metallischen Proben der Oberflächentopographie und sorgt für einen konstanten Abstand zwischen Probe und Spitze (siehe Abb. 5.2). In diesem Modus kann mittels Graustufendarstellung des Regelsignals die Oberflächentopographie wiedergegeben werden. Durch die Regelung können insbesondere auch Proben, deren Oberflächenrauigkeit größer ist als der Abstand s von Spitze zu Probe, vermessen werden, ohne dass es zu einer Kollision der Spitze mit der Oberfläche kommt. Dieser Vorteil geht allerdings auf Kosten der Scangeschwindigkeit, da der gesamte Regelkreis eine endliche Reaktionsgeschwindigkeit besitzt.

5.1.2 Konstanthöhenmodus

Der zweite Betriebsmodus ist der Konstanthöhen- oder CH-Modus (englisch: Constant Height), wobei hier mit Höhe nicht zwangsläufig der Abstand zwischen Spitze und Probe gemeint ist (siehe Abb. 5.2). Vielmehr wird hier während der Messung der Regelkreis vollständig abgeschaltet und der lokal fließende Tunnelstrom aufgezeichnet. Durch die fehlende Regelschleife ist die maximale Variation der Oberflächentopographie in vertikaler Richtung durch den Abstand Probe-Spitze beschränkt, wodurch dieses Messverfahren nur für sehr glatte Proben, d.h. wenige Ångström Oberflächenmodulation, geeignet ist.

Vorteil dieses Betriebsmodus ist die durch die fehlende Regelschleife ermöglichte,

größere Scangeschwindigkeit. Aufnahmen im Sekundentakt sind somit möglich, was eine Beobachtung dynamischer Oberflächenveränderungen erlaubt.

5.2 Theorie des Tunnelstroms

Die Beschreibung des Tunnelstroms erfolgt in der Praxis durch stark vereinfachte Modelle. Eine auf einem störungstheoretischen Ansatz basierende Theorie wird im Folgenden kurz erläutert.

Der Tunnelstrom I_{tun}

$$I_{\text{tun}} \propto e^{-\kappa s} \text{ mit } \kappa = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad (5.1)$$

hängt ab vom Abstand s zwischen Probe und Spitze sowie von der Abklingkonstante κ (\hbar : Planck'sches Wirkungsquantum). Diese repräsentiert das Abklingen der Amplitude der Wellenfunktion eines Teilchens (hier: Elektron) mit Masse m und Energie E beim Durchdringen einer Potenzialbarriere V_0 mit $E < V_0$ der Dicke s [Che93]. Die angelegte Biasspannung V_b zwischen Spitze und Probe bestimmt die Energie E des Elektrons. Die effektive Barrierenhöhe $\phi_{\text{eff}} = V_0 - E \approx (\phi_S + \phi_P - eV_b)/2$ leitet sich bei kleinen Biasspannungen aus den Austrittsarbeiten der Probe ϕ_P und der Spitze ϕ_S ab. Dies führt bei Annahme einer typischen Austrittsarbeit von $\phi = 5$ eV zu einer Änderung des Tunnelstroms von einer Größenordnung pro Ångström Abstandsänderung.

Bardeen berechnete 1961 die Übergangswahrscheinlichkeit P (siehe Gl. 5.2) eines Elektrons, um von einer Seite im Anfangszustand Ψ_t zur anderen in den Endzustand Ψ_s zu wechseln, basierend auf Messergebnissen an Tunnelkontakten von Supraleitern [Bar61]. Diese Ergebnisse ließen darauf schließen, dass die Zustandsdichte ρ die einzig relevante Größe und das Übergangsmatrixelement nahezu konstant ist (bei kleinen Energiedifferenzen).

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{st}|^2 \rho_\nu \quad , \quad (5.2)$$

wobei ρ_ν die Zustandsdichte der Endzustände und M_{st} das Tunnelmatrixelement repräsentiert. Der Tunnelstrom entspricht somit

$$I_{\text{tunnel}} = eP \quad . \quad (5.3)$$

Bei Anlegen einer kleinen Biasspannung V_b an die Probe können Elektronen aus der Spitze in die unbesetzten Zustände der Probe tunneln. Der Strom berechnet sich zu

$$I_{\text{tunnel}} = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{t,s} f(E_t)[1 - f(E_s + eV_b)] \cdot |M_{st}|^2 \cdot \delta(E_t - E_s) \quad , \quad (5.4)$$

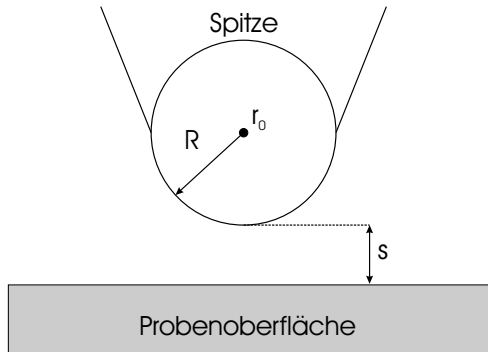


Abb. 5.3: Ideal sphärische Spitze und flache Probe nach Tersoff und Hamann. Kleinster Proben-Spitzenabstand s , Krümmungsradius R der idealen Spitze bezogen auf den Spitzenmittelpunkt r_0 .

mit $f(E_t)$ als Besetzungswahrscheinlichkeit des Ausgangszustands der Energie E_t in der Spitze, $[1 - f(E_s + eV_b)]$ als Wahrscheinlichkeit freie Zustände des Zielzustandes der Energie $E_s + eV_b$ zu finden und der delta-Funktion $\delta(E_t - E_s)$ zur Energieerhaltung (Ausgangszustand E_t und Zielzustand E_s haben die gleiche Energie \Rightarrow elastischer Tunnelprozess). Unter Annahme kleiner Biasspannungen ($0 \approx V_b \ll \Phi$) und niedriger Temperaturen ($k_B T \ll \Phi$) vereinfachten Tersoff und Hamann [Ter83, Ter85] die Gleichung 5.4 zu

$$I_{tunnel} = \frac{2\pi}{\hbar} e^2 V_b \sum_{t,s} |M_{st}|^2 \cdot \delta(E_s - E_F) \delta(E_t - E_F) \quad . \quad (5.5)$$

Des Weiteren betrachteten sie eine perfekt punktförmige Spitze, die ihre Wellenfunktion beliebig lokalisiert und somit das Matrixelement proportional zur Amplitude der Wellenfunktion der Probe Ψ_s an der Stelle \vec{r}_0 der Spitze werden lässt. Diese Spitze repräsentiert den idealen, nicht eingreifenden Sensor maximaler Auflösung, was in Kombination mit dem konstanten Einfluss des Tunnelmatrixelements von Gleichung 5.5 auf folgende Form führt:

$$I_{tunnel} \propto \sum_{\nu} |\Psi_{\nu}^s(\vec{r}_0)|^2 \delta(E_s - E_F) \quad , \quad (5.6)$$

wobei über die Anzahl der Zustände ν der Probe summiert wird.

Somit ist der Tunnelstrom proportional zur lokalen Zustandsdichte (engl.: Local Density Of States, LDOS) am Fermi-Niveau. Der Tunnelstrom, der sich zur LDOS der Probenoberfläche an der Stelle der punktförmigen Sonde proportional verhält, ergibt somit bei einer Messung den Konturverlauf konstanter LDOS an der Probenoberfläche.

Da die wirkliche Spitzenform von einer ideal punktförmigen abweicht, nahmen Tersoff und Hamann [Ter85] die realistischere Form einer sphärischen Spitze an. Dabei betrachteten sie allerdings nur den Teil der Spitze, der der Probe am nächsten kommt (siehe Abb. 5.3).

Sie lösten das Problem der Berechnung von M_{st} durch den Ansatz von Bardeen, der ausschließlich die ungestörten Wellenfunktionen Ψ_t und Ψ_s zur Beschreibung des Tunnelmatrixelement verwendete,

$$M_{st} = -\frac{\hbar^2}{2m} \int [(\Psi_t)^* \nabla \Psi_s - \Psi_s \nabla (\Psi_t)^*] d\vec{S} \quad . \quad (5.7)$$

Diese Näherung ist legitim, wenn der Überlapp der Wellenfunktionen klein ist. Dabei wird über die Querschnittsfläche S , welche vollständig im Zwischenbereich beider Elektroden liegt, integriert. Der Ausdruck in der Klammer entspricht, unter Vernachlässigung von Vorfaktoren, dem quantenmechanischen Stromdichteoperator. Durch Modellierung der Oberflächenwellenfunktion Ψ_s sowie der Erweiterung der Wellenfunktion einer sphärischen Spitze Ψ_t und Einsetzen dieser Funktionen in Gl. 5.7 berechneten Tersoff und Hamann das Matrixelement zu

$$M_{st} = -\frac{\hbar^2}{2m} 4\pi\kappa^{-1} \Omega_t^{-1/2} \kappa R e^{\kappa R} \Psi_s(\vec{r}_0) \quad , \quad (5.8)$$

mit dem Volumen der Spitze Ω_t und der minimalen inversen Abklingkonstante $\kappa = \hbar^{-1}(2m\Phi)^{1/2}$ der Wellenfunktion innerhalb der Barriere, wobei Φ die Austrittsarbeit repräsentiert. Die Bedeutungen von R und \vec{r}_0 sind Abbildung 5.3 zu entnehmen. Durch Anwendung in Gleichung 5.5 ergibt sich der Tunnelstrom zu

$$\begin{aligned} I_{tunnel} &= 32 \frac{\pi^3}{\hbar} e^2 V \Phi^2 D_t(E_F) R^2 \kappa^{-4} e^{2\kappa R} \times \sum_{\nu} |\Psi_{\nu}^s(\vec{r}_0)|^2 \delta(E_s - E_F) \\ &\propto V e^{2\kappa R} \rho_t(E_F) \rho_s(\vec{r}_0, E_F) \quad , \end{aligned} \quad (5.9)$$

wobei D_t die Zustandsdichte der Spitze darstellt. Die proportionale Abhängigkeit beruht auf der Annahme, dass einige Größen als konstant (real oder in erster Näherung) betrachtet werden können. Somit ist die Ortsabhängigkeit des Tunnelstroms durch die lokale Zustandsdichte

$$\rho_s(\vec{r}_0, E_F) \equiv \sum_{\nu} |\Psi_{\nu}^s(\vec{r}_0)|^2 \delta(E_s - E_F) \quad \text{bestimmt.} \quad (5.10)$$

Hier sei nochmals darauf hingewiesen, dass Gleichung 5.9 nur bei kleinen Spannungen Gültigkeit besitzt. Der Strom wird bestimmt durch die angelegte Spannung V , die Barriere, den Spitzenradius R , der Zustandsdichte $\rho_t(E_F)$ der Spitze sowie der lokalen Zustandsdichte $\rho_s(\vec{r}_0, E_F)$ der Probe.

Die laterale Auflösung schätzen Tersoff und Hamann mit

$$2\sigma = 1.66 \sqrt{\frac{R+s}{\kappa}} \quad \text{ab,} \quad (5.11)$$

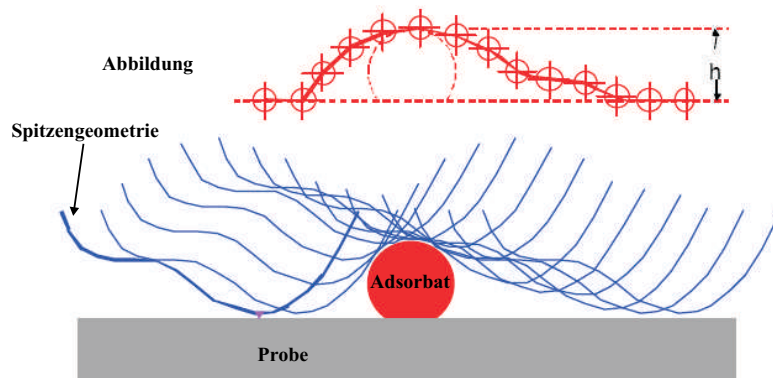


Abb. 5.4: Einfluss der Spitzengeometrie auf die Abbildung im CC-Mode. Die Höhe des Adsorbats wird im Gegensatz zur seiner Breite und Form richtig wiedergegeben (nach [Fie99]).

wonach Tunnelabstand und Spitzenradius gleich relevant für die Auflösung sind, da der jeweils größere Wert das Auflösungsvermögen dominiert. Weder mit einer unscharfen Spitze noch mit einem großen Tunnelabstand kann eine hohe Auflösung erreicht werden.

Tersoff und Hamann betrachten auch den Einfluss einer endlich ausgedehnten sphärischen Spitze. Für sphärische Spitzenorbitale haben sie nachgewiesen, dass der Tunnelstrom sowohl von der LDOS der Probe am Ort der Spitze als auch von der Zustandsdichte der Spitze selbst abhängt.

Dadurch gibt die Abbildung mit einer realen Spitzengeometrie, wie in Abb. 5.4 gezeigt, nie alleine die Oberflächentopographie der Probe wieder, sondern immer eine Faltung aus Spitzengeometrie und Oberflächentopographie. Abbildung 5.4 zeigt den räumlichen Verlauf der Spitzengeometrie (unten) während einer CC-Messung beim Rastern über ein Adsorbat. Für jede Position der Spitze während der Messung sind die Abbildungsmesspunkte (oben) eingezeichnet. Man erkennt, dass die Höhe des Adsorbats richtig wiedergegeben wird. Die Form und Breite jedoch sind aus dieser Messung nur bei genauer Kenntnis der Spitzenform durch nachträgliche Entfaltung zu ermitteln [Nau02]. In der Praxis strebt man Spitzengeometrien, wie in Abb. 5.1 gezeigt, an. Sie kommt einer punktförmigen Spitze am nächsten.

5.2.1 Strukturierungsmöglichkeiten

Mittelfristiges Ziel ist die Strukturierung der MBE-Proben durch das STM während einer Wachstumsunterbrechung. Im Folgenden werden die grundlegenden Strukturierungsmöglichkeiten dargelegt.

Feldinduziertes Abscheiden von Spitzenmaterial ist durch Erzeugen großer lokaler Feldstärken möglich. In der STM-Anordnung können diese großen Feldstärken auch ohne Anlegen sehr großer Spannungen erreicht werden. Grund dafür ist die sehr scharfe STM-Spitze sowie der sehr geringe Abstand der Spitze zur Probe. Mamin et al. verwendeten diese Technik, um Gold-Inseln auf Gold-Substrate aufzutragen [Mam90]. Die Deposition erfolgte durch Anlegen eines Spannungspulses (3.6 V-4.2 V) von einigen hundert Nanosekunden Dauer. Kohmoto et al. übertrugen diese Technik auf GaAs-Substrate und Wolfram-Spitzen [Koh00]. Dabei deponierten

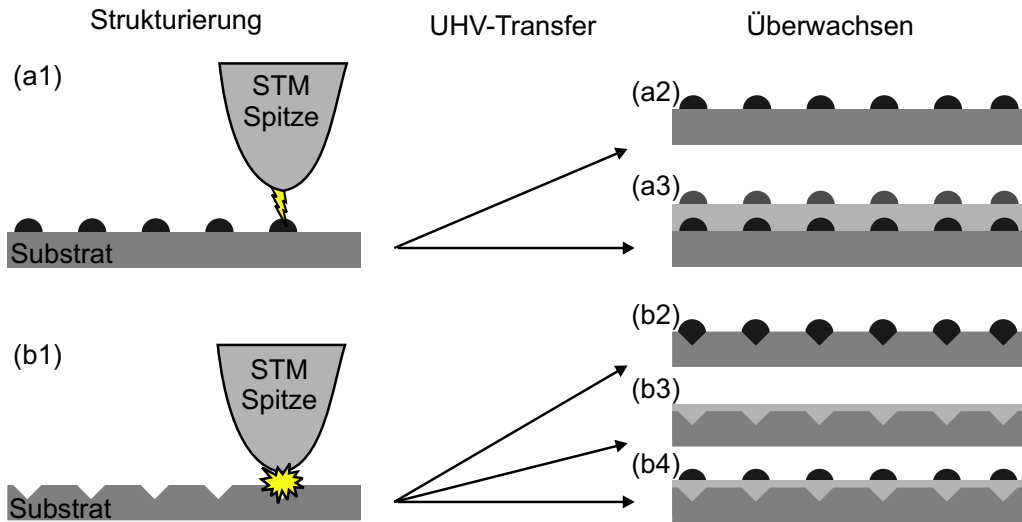


Abb. 5.5: Schematische Zusammenfassung der STM-Strukturierungsmöglichkeiten in einer MBE-Wachstumspause. Durch Spannungspulse kann Spitzenmaterial auf der Probenoberfläche deponiert werden (a1) oder es kann Material aus der Oberfläche entfernt werden (b1). Nach der Strukturierung wird die Probe über den UHV-Transfer in die MBE-Anlage gebracht. Durch Überwachen der Deponate bzw. Krater werden die Probeneigenschaften bestimmt (a2,a3,b2,b3,b4). Erläuterung im Text.

sie kleine Wolfram-Hügel (ca. $30\text{ nm} \times 30\text{ nm} \times 5\text{ nm}$), die anschließend mit einer GaAs/InAs-Schicht überwachsen wurden. Nutzt man diese überwachsenen Strukturen als virtuelles Substrat, bilden sich die InAs-Quantenpunkte bevorzugt auf den Wolfram-Hügeln. Weitere bisher untersuchte Substrat-Spitzenmaterial Kombinationen waren beispielsweise Aluminium auf Siliziumsubstrat [Hu98] oder Kupfer und Gold auf Siliziumsubstrat [Hsi94]. Mamin et al. berichten auch von der Herstellung von Löchern im Substrat, die bei Verwendung einer Wolfram-Spitze und bestimmten Parametern entstehen [Mam90].

Abbildung 5.5 zeigt die eben genannten Methoden zur Manipulation von Heterostrukturen mittels STM schematisch. Dabei ist sowohl (a1) ein gezieltes Deponieren von Spitzenmaterial, aber auch (b1) ein gezieltes Abtragen des Substrats für uns von Interesse. Nach der Strukturierung werden die Proben durch den UHV-Transfer zurück in die MBE geschleust. Es bleiben dann mehrere Optionen für die folgende Prozessierung. Entweder (a2) man verwendet die deponierten Strukturen direkt und versucht sie zu rekristallisieren oder (a3) die Strukturen werden überwachsen, um bevorzugte Nukleationspositionen für selbstorganisierte QP zu erzeugen. Das Gleiche gilt für mittels STM erzeugte Krater (b2), welche bevorzugte Nukleationskeime bilden können. Die Krater (b3) können mit einem Material anderer Bandlücke überwachsen werden, wodurch lokale Modulationen in Bandkantenverlauf entstehen, oder durch Überwachsen wiederum bevorzugte Nukleationspositionen bieten (b4).

Des Weiteren ist es denkbar, die Technik auf Spitzen aus Mangan-, Kohlenstoff- oder Silizium zu erweitern. Wenn dies gelänge, wäre eine lateral modulierte Dotierung möglich.

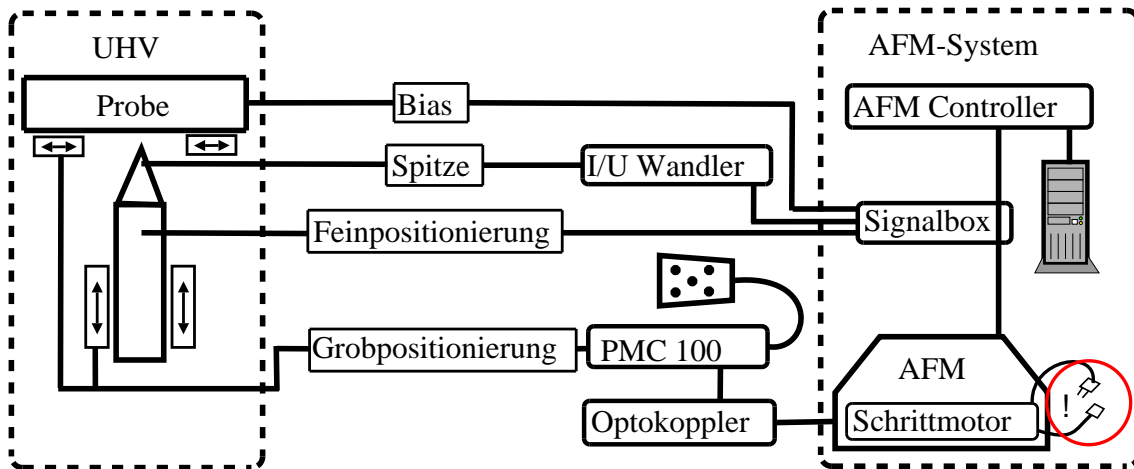


Abb. 5.6: Schemazeichnung des Aufbaus, bestehend aus einem kommerziellen AFM-System (rechts), externen Zusatzkomponenten (mitte) und dem Selbstbau-STM.

5.3 STM-Aufbau

Eine Schemazeichnung des Aufbaus ist in Abb. 5.6 gezeigt. Dieser gliedert sich in drei Bereiche: Eine Ultrahochvakuumkammer mit dem STM-Scanner (links), ein kommerzielles Rasterkraftmikroskop (engl.: Atomic Force Microscope) hier als AFM-System bezeichnet (rechts) sowie einigen Schnittstellenkomponenten zur Ansteuerung des STM-Scanners (mitte).

Der Aufbau des STM-Scanners erfolgte in Anlehnung an das Design der Gruppe von Prof. Wiesendanger [Wit97, Pie99] und wurde entsprechend unserer speziellen Anforderungen angepasst. Der STM-Scanneraufbau besteht aus den folgenden Komponenten. Die Feinpositionierung besteht aus einer Piezoröhre, mit der die am einen Ende angebrachte STM-Spitze in xyz-Richtung feinpositioniert werden kann. Die Grobpositionierung erfolgt über Scherpiezos und unterteilt sich in z-Grobpositionierung und xy-Grobpositionierung. Die z-Grobpositionierung bewegt die Feinpositionierungs-Piezoröhre inkl. der STM-Spitze zu der Probe oder davon weg. Die xy-Grobpositionierung erfolgt durch Verfahren der Probe gegenüber der STM-Spitze. Die Komponenten des Scanners sind zusammen in einem Scannerblock montiert, der sich wiederum in einer STM-UHV-Kammer befindet.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten näher erklärt. Wir starten mit der Ansteuerung durch den AFM-Controller und erklären dann den Aufbau des Scanners mit Grob- und Feinpositionierung sowie die Montage im Scannerblock. Danach gehen wir noch kurz auf die eigens für das STM entwickelte UHV-Kammer ein. Diese Kammer wird in den UHV-Verbund der MBE-Anlage integriert und enthält den Scannerblock.

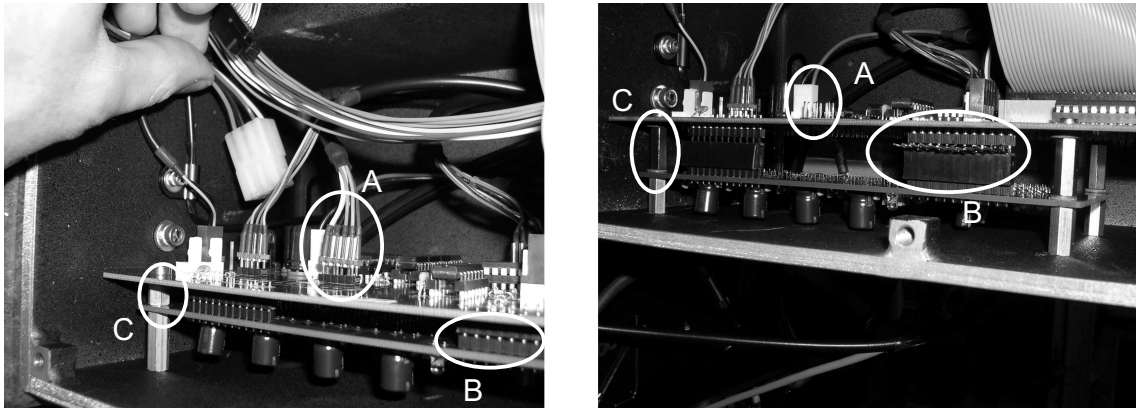


Abb. 5.7: Original- (links) und modifizierter (rechts) Zustand der Huckepackplatine. Markiert sind (A) Schrittmotorleistungsausgang, (B) logische Signale und (C) Abstandshalter.

5.3.1 Ansteuerung

Die Ansteuerung des STM erfolgt über einen kommerziellen AFM-Controller *Nanoscope IV* eines *DI3100*-AFM von *Digital Instruments*. Dieses AFM-System ist in Abb. 5.6 rechts dargestellt und besteht aus dem Controller, einem Steuerrechner, dem AFM und einer Signalbox, die einen externen Zugriff auf Steuersignale bietet. Das AFM-System bietet die Möglichkeit, prinzipiell STM-Messungen durchzuführen. Werden die entsprechenden Signale nach außen geführt, kann ein externes STM mit dem Controller betrieben werden.

5.3.1.1 xyz-Feinansteuerung

Für das externe STM werden die Signale zur xyz-Feinpositionierung der Spitze sowie des Probenbias an der Signalbox abgegriffen. Das Signal des Tunnelstroms kann nach Durchlaufen eines externen I/U Wandlers als Spannungssignal wiederum in die Box eingekoppelt werden.

5.3.1.2 z-Grobansteuerung

Der Zugriff auf die Signale der z-Grobannäherung, die nicht von der Signalbox bereitgestellt werden, wurde durch Umbau des AFM ermöglicht. Mit diesen Grobannäherungssignalen wird ein externer *Piezo Motion Controller PMC100* der Firma *RHK* getriggert, der die Hochspannungssignale für die z-Grobpositionierung (siehe Kap. 5.3.3) des Selbstbau-STM liefert.

Die Grobannäherung des AFM erfolgt über Schrittmotoren. Wie bereits erwähnt ist ein Zugriff auf die Triggersignale der z-Grobannäherung an der Signalbox nicht möglich. Diese werden direkt an der Steuerplatine der Schrittmotoren im AFM angezapft.

Die logischen Signale des Schrittmotorcontrollers zur z-Grobpositionierung wurden an einer Huckepackplatine (siehe Abb. 5.7) im Innern des AFM abgegriffen. Um ein

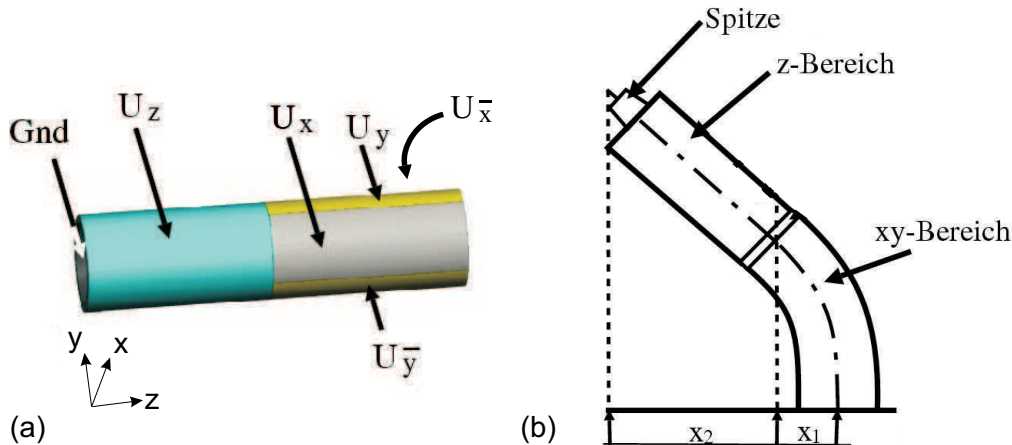


Abb. 5.8: (a) Piezoröhre mit einer Innenelektrode (Gnd) und fünf Außenelektroden zur Auslenkung. Mit der Ansteuerung jeweils zwei gegenüberliegender Außenelektroden mit Spannungen unterschiedlichen Vorzeichens $U_x = -U_{\bar{x}}$ bzw. $U_y = -U_{\bar{y}}$, erreicht man eine Auslenkung in x- bzw. y- Richtung. Die z-Richtung wird mit nur einer Elektrode angesteuert. (b) Bei der hier gewählten Montage des xy-Bereichs als Sockel, addieren sich die beiden Teilauslenkungen x_1 und x_2 .

direktes Löten auf der Platine zu vermeiden, wurde der Zwischenstecker *B* in die Steckverbindungen der Huckepackplatinen eingebracht und die Signale durch diesen Stecker abgenommen. Dazu wurden die Platinen auf einen etwas weiteren Abstand gesetzt (siehe Markierung *C*). Ein vollständiger Rückbau der Änderungen ist somit möglich. Dabei wurde die Originalverbindung *nicht* unterbrochen. Ein Stillstand der Motoren erfolgt durch Trennen des an Markierung *A* gezeigten Anschlusses des Leistungsausgangs des Schrittmotorcontrollers. Diese Verbindung wurde aufgetrennt und nach außen geführt. Somit kann der AFM-Schrittmotor für den STM-Betrieb von außen an- oder ausgeschaltet werden.

Der Piezocontroller "PMC100" verfügt über einen TTL-Triggereingang, welcher zum Steuern der Grobannäherung verwendet wird. Das *STEP*-Signal ist normalerweise auf 5 V-Level und macht pro Schritt einen 0 V-Rechteckimpuls von 25 μ s Dauer. Dieses *STEP*-Signal wurde nach logischer Verknüpfung mit *ENABLE* und *DIRECTION* über eine Optokopplerschaltung zur galvanischen Trennung an den TTL-Triggereingang des Piezocontrollers geschaltet.

5.3.1.3 xy-Grobansteuerung

Die Ansteuerung der xy-Grobpotionierung erfolgt ebenfalls über den "PMC100". Dafür werden keine Triggersignale des AFM-Controllers verwendet, sondern die Positionierung wird manuell am "PMC100" vorgenommen.

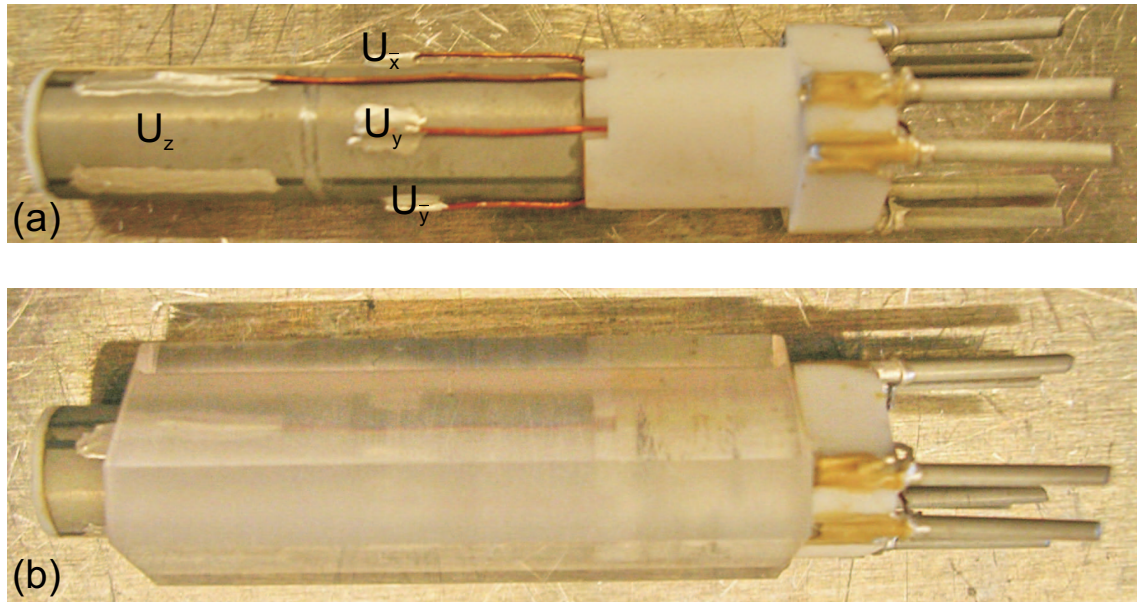


Abb. 5.9: (a) Die Piezoröhre mit den Elektrodenanschlüssen ist auf einen Macorsockel geklebt, der elektrische Durchführungen enthält. (b) Der Macorsockel wurde so in ein Saphirprisma geklebt, dass die Piezoröhre genügend Freiraum zur Auslenkung hat und nirgendwo anliegt.

5.3.2 Feinpositionierung

Die Feinpositionierung erfolgt durch eine Piezoröhre. Dieses Konzept wurde von Binning und Smith 1986 eingeführt [Bin86]. Die hier verwendete Röhre besitzt fünf Außen- ($x, \bar{x}, y, \bar{y}, z$) und eine Innenelektrode (Gnd), wie in Abb. 5.8 (a) gezeigt. Die Innenelektrode liegt dabei auf Massepotenzial. Die fünf Außenelektroden teilen sich auf in jeweils zwei gegenüberliegende x-Elektroden bzw. zwei gegenüberliegende y-Elektroden und eine z-Elektrode. Die z-Elektrode umspannt den ganzen Außenumfang, die x- und y-Elektroden jeweils ein Viertel. Durch Anlegen der Spannungen an die entsprechende Außenelektroden kann die Röhre lateral zur Probe in x-Richtung und in y-Richtung ausgelenkt werden. Über die z-Elektrode lässt sich der Abstand der Spitze zur Probenoberfläche einstellen.

Abb. 5.8 (b) illustriert, dass es nicht egal ist, an welches Ende der Piezoröhre man die STM-Spitze montiert. Im gezeigten Fall muss für die xy-Translation auch die Projektion der z-Bereichs auf die xy-Ebene berücksichtigt werden ($x_1 + x_2$). Montiert man nun die STM-Spitze jedoch ans Ende des xy-Bereichs, resultiert aus der Projektion des z-Bereichs auf die xy-Ebene $x_2 = 0$ und die Translation beträgt nur noch x_1 . Um einen größeren xy-Bereich mit der Feinpositionierung erreichen zu können, haben wir die erste Variante gewählt.

Die hier verwendete Röhre aus dem Piezomaterial *PIC255* der Firma *PI Ceramic* besitzt eine Curie-Temperatur von etwa 180°C , sodass ein Ausheizen des sich später im UHV-Verbund befindlichen STM bis 150°C problemlos möglich ist. Für die Geometrie und Materialeigenschaften unserer Piezoröhre lässt sich der maximale z-Hub

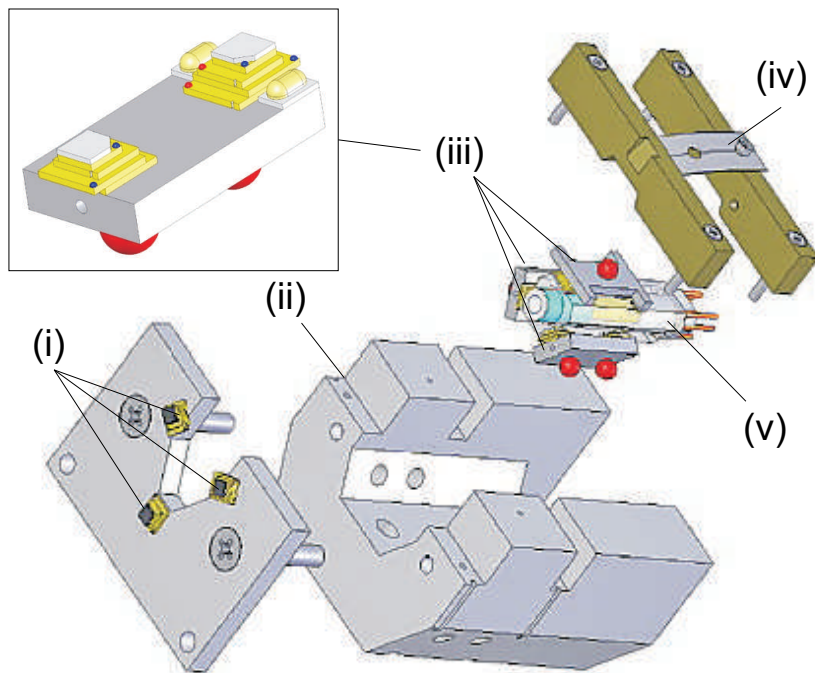


Abb. 5.10: Schemazeichnung der Scanneraufnahme und der Grobantriebe. (i) Platte mit drei xy-Scherpiezostapeln zur Grobpositionierung der Probe, (ii) Scanneraufnahme, (iii) Plättchen mit je z-Scherpiezostapeln für Grobannäherung des Scanners, (iv) Scannerbefestigung mit Blattfeder zur Einstellung des Anpressdrucks, (v) Piezoröhre im Saphirprisma.

bei Raumtemperatur auf $\Delta z = \pm 600 \text{ nm}$ mit $U_z = \pm 140 \text{ V}$ und die laterale Auslenkung auf $\Delta x = \Delta y = \pm 6,9 \text{ }\mu\text{m}$ mit $U_x = U_y \pm 200 \text{ V}$ abschätzen. Die fertig montierte und kontaktierte Piezoröhre ist in Abb. 5.9 (a) zu sehen. Die Piezoröhre ist auf einen Macor-Sockel¹ geklebt, der Durchführungen für die elektrischen Anschlüsse enthält. In Abb. 5.9 (b) wurde der Macorsockel inkl. Röhre so in ein Saphirprisma geklebt, dass die Röhre sich frei auslenken kann und nicht an den Seiten anliegt. Das Saphirprisma bildet das Bindeglied zwischen der Piezoröhre und den Scherpiezos der z-Grobpositionierung.

5.3.3 Grobpositionierung

Wie Bereits erwähnt teilt sich die Grobpositionierung in z-Grobpositionierung und xy-Grobpositionierung auf. Die z-Grobpositionierung bewegt das Saphirprisma mit der Piezoröhre und der STM-Spitze zur Probenoberfläche hin oder davon weg. Die xy-Grobpositionierung bewegt die Probe lateral gegenüber der STM-Spitze. Die z- und die xy-Grobpositionierung beruhen beide auf dem gleichen Prinzip und verwenden als Aktoren Scherpiezos. Das Funktionsprinzip der Grobpositionierung sowie der Aufbau der Scanneraufnahme, in der sich beide befinden, wird nun näher erläutert.

In Abb. 5.10 ist eine Explosionszeichnung der Scanneraufnahme gezeigt. Man sieht, wie die im vorigen Kapitel vorgestellte (v) Piezoröhre inkl. Saphirprisma mittels der (iv) Scannerbefestigung einschließlich der (iii) z-Grobannäherung der Spitze in die

¹Macor ist eine spanend bearbeitbare Keramik. In diesem STM-Aufbau wird es zur Herstellung elektrisch isolierender, UHV-tauglicher Werkstücke verwendet.

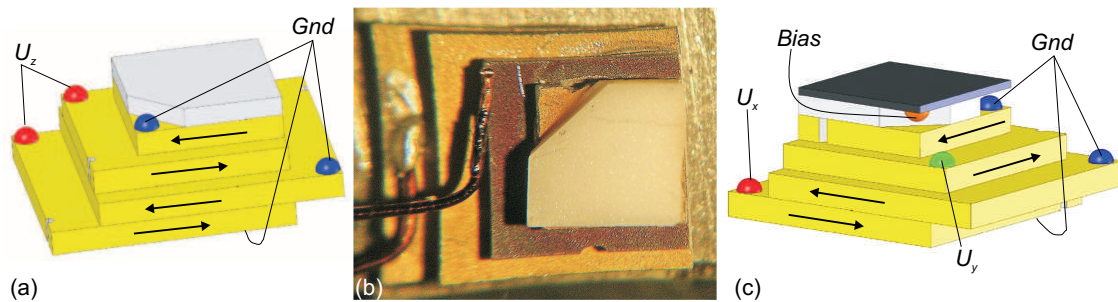


Abb. 5.11: (a) Schemazeichnung eines z-Scherpiezostapels (b) Lichtbild eines z-Scherpiezostapels (c) Schemazeichnung eines xy-Scherpiezostapels.

(ii) Scanneraufnahme montiert wird. Des Weiteren zeigt die Abbildung die Platte mit der (i) xy-Grobpositionierung für die Probe. Beide Grobpositionierungen (z und xy) sind durch Stapel von Scherpiezoplättchen realisiert, deren Funktionsweise und Aufbau nun erläutert wird. Das Verfahren wird auch *Stick and Slip* genannt und wurde von Pohl [Poh86] vorgestellt.

Der Aufbau der z-Scherpiezostapel für die z-Grobpositionierung der Spitze ist in Abb. 5.11 (a) gezeigt. Dafür wurden vier 0.5 mm dicke Piezoplättchen übereinander gestapelt. Diese besitzen jeweils auf der Ober- und Unterseite eine Metallisierung als Elektrode, die mit einem UHV-tauglichen, leitfähigen Kleber² verbunden wurde. In der Abbildung ist die Polarisierung der Piezoplatten³ durch die Pfeile und die Belegung der Elektroden mit U_z und Gnd angegeben. Man erkennt, dass die Kontaktbelegung pro Schicht zwischen U_z und Gnd wechselt. Dadurch erhält man ein E-Feld, das seine Richtung in jeder Schicht umkehrt. Da aber sowohl das E-Feld als auch die Polarisierung der Piezoplatten ihre Richtung ändern, erhält man eine Auslenkung aller Platten in die gleiche Richtung.

Auf der obersten Schicht befindet sich ein 0.25 mm dickes Saphirplättchen, das nach Einbau in die Scanneraufnahme mit dem Saphirprisma in Kontakt steht. Der komplette Stapel wird, wie in Abb. 5.10 (iii) zu sehen, auf eine Metallbrücke geklebt und klemmt nach Montage in (ii) die Scanneraufnahme das (v) Saphirprisma ein.

Die Grobannäherung erfolgt durch Ansteuern aller sechs z-Scherpiezostapel mit einer Sägezahnspannung⁴. Während der langsamen Flanke ist die Haftreibung groß genug und lässt das Saphirprisma der Bewegung des Stapels folgen. Die steile Flanke verursacht eine so schnelle Auslenkung der Scherpiezostapel, dass die Haftreibung nicht ausreicht, um das Prisma entsprechend zu beschleunigen. Die Saphirplättchen des Scherpiezostapels gleiten am Prisma vorbei, welches aufgrund der Masseträgheit an seiner Position verharrt. Der Anpressdruck und somit die Haftreibung kann mittels

²Kleber H20E der Firma *Polytec*.

³Die Polarisierung gibt die Auslenkung bei einem senkrecht zur Platte angelegten, elektrischen Feld wieder. Je nach Richtung des angelegten Feldes erfolgt die Auslenkung in Pfeilrichtung oder entgegengesetzt dazu.

⁴Dies erfordert ein spezielles Ansteuergerät, welches in der Lage ist extrem steile Flanken (slew rate) zu liefern. Hier wird ein *Piezo Motion Controller (PMC 100)* der Firma *RHK* verwendet, der bis zu 1000 V/ μ s liefern kann.

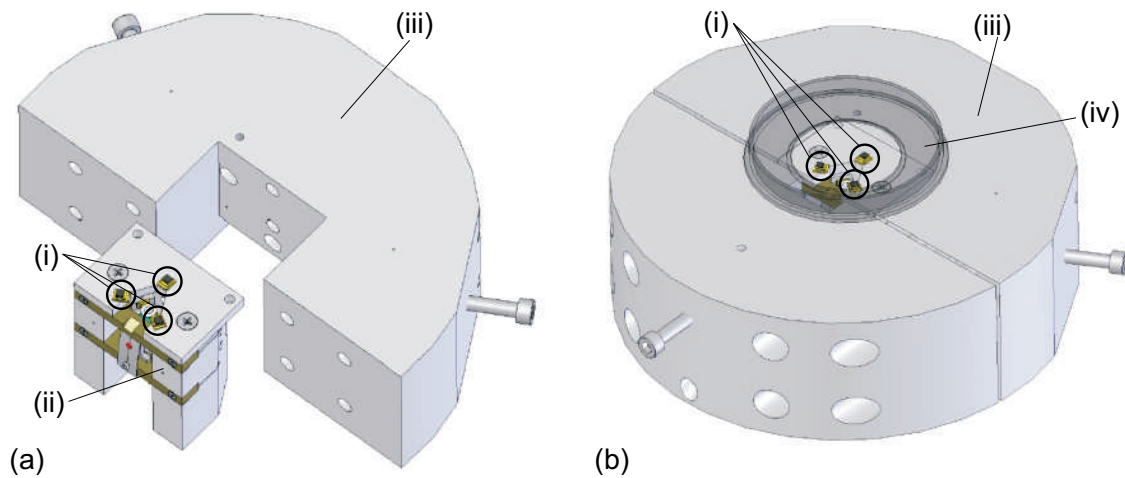


Abb. 5.12: (a) Fertig montierte (ii) Scanneraufnahme inkl. der drei (i) xy-Scherpiezostapel vor dem Einbau in den STM-Scannerblock (iii). (b) Kompletter (iii) STM-Scannerblock mit einem (iv) MBE-Probenhalter, der sich mit dem in der Mitte befindlichen 2" Wafer auf den (i) xy-Scherpiezostapeln aufliegt. Der Wafer ist zur Übersichtlichkeit nicht gezeigt.

der Blattfeder und einer Justageschraube der Scannerbefestigung (Abb. 5.10 (iv)) eingestellt werden. Abbildung 5.11 (b) zeigt die Aufsicht eines fertig montierten z-Stapels inkl. des Saphirplättchens auf der Oberseite.

Die laterale Grobpositionierung der Probe erfolgt durch einen xy-Scherpiezostapel, der gegenüber den z-Scherpiezostapeln einen leicht veränderten Aufbau besitzt, siehe Abb. 5.11 (c). Dieser besteht ebenfalls aus vier Piezoplättchen, von denen zwei jeweils mit einer um 90° gedrehten Polarisation, wieder angedeutet durch die Pfeile, montiert werden. Dies ermöglicht eine Auslenkung des Stapels in zwei zueinander orthogonalen Richtungen. Bei einer Beschaltung, wie in Abb. 5.11 (c) gezeigt, lenkt U_x die beiden unteren und U_y die beiden oberen Platten 90° dazu aus. Im Gegensatz zu Abb. 5.11 (a) ist bei diesem xy-Stapel zusätzlich auf dem Saphirplättchen noch ein 0.25 mm dickes Molybdänblech aufgeklebt. Über dieses wird die aufliegende Probe kontaktiert und die Biasspannung angelegt. Molybdän wird auch als Material für MBE-Probenhalter verwendet und ist aufgrund seines hohen Dampfdrucks vollends MBE kompatibel. Eine Kontamination der MBE-Probe durch den Kontakt mit den Molybdänblechen ist dadurch ausgeschlossen.

Wie in Abb. 5.10 zu sehen, werden drei dieser xy-Scherpiezostapel auf eine Platte (i) geklebt und an der Scanneraufnahme (ii) befestigt. Abbildung 5.12 (a) zeigt die fertig montierte Scanneraufnahme (ii) inklusive der drei xy-Scherpiezostapel (i) vor Einbau in den STM-Scannerblock (iii). Der komplette STM-Scannerblock ist in Abb. 5.12 (b) gezeigt. Auf der Oberseite des STM-Scannerblocks ist ein MBE-Probenhalter (iv) angedeutet. Dieser liegt mit dem sich in der Mitte des Probenhalters befindlichen 2"-Wafers (hier zur Übersichtlichkeit nicht dargestellt) auf den (i) xy-Stapeln. Die zu vermessende Seite zeigt in Richtung der STM-Spitze und lässt

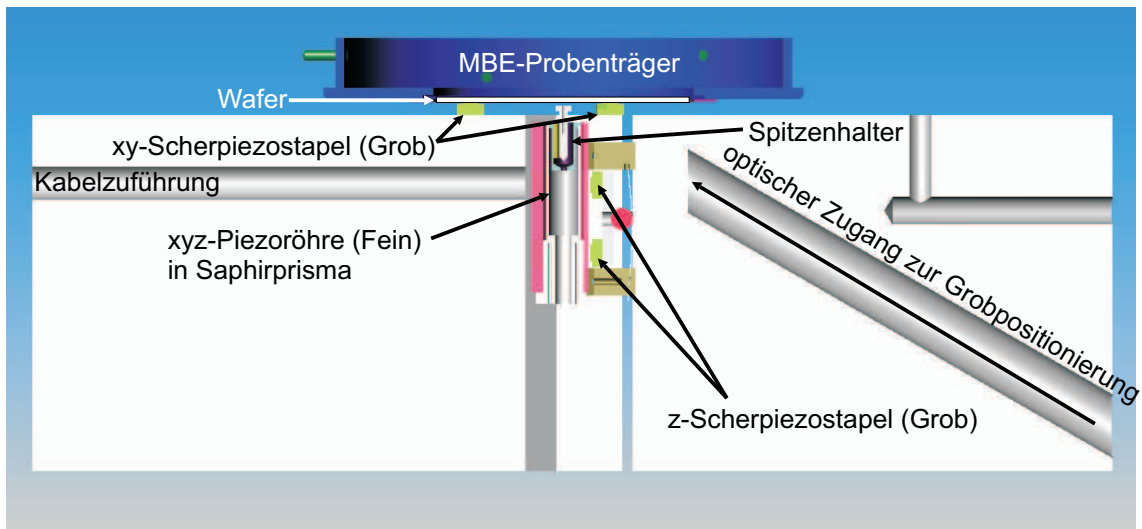


Abb. 5.13: Schnitt durch den STM-Scannerblock.

sich in einem Bereich von etwa $A = 1 \text{ cm}^2$ ansteuern. Abbildung 5.13 zeigt einen Schnitt durch den STM-Scannerblock. Man erkennt, dass der MBE-Probenhalter über dem Wafer auf der xy-Grobpositionierung liegt. Des Weiteren sind im STM-Scannerblock noch ein optischer Zugang zur Sichtkontrolle der Grobpositionierung und eine Kabelzuführung vorhanden.

5.3.4 UHV-Kammer

Zur Integration des STM in den UHV-Verbund, wie in Abb. 5.14 aus der Vogelperspektive gezeigt, wurden eine Transferkammer und eine STM-Kammer entworfen. Diese sind in der Schemazeichnung an der Stelle (iv) zu sehen, wobei sich die Transferlinie im unteren Teil und die entsprechenden Kammern im oberen Teil des Bildes befinden. Die Transferkammer des STM-Moduls entspricht im Wesentlichen den Standardtransfermodulen.

Die STM-Kammer ist als 3D-CAD Zeichnung in Abb. 5.15 und als Lichtbild Abb. 5.16 zu sehen. Der Blickwinkel im Lichtbild entspricht in etwa dem der 3D-CAD Zeichnung in Abb. 5.15 (links). Die STM-Messung bzw. STM-Manipulation einer MBE-Probe während einer Wachstumsunterbrechung läuft folgendermaßen ab: Der MBE-Probenhalter wird aus der MBE-Wachstumskammer aus- und in das STM-Transfermodul eingeschleust. Von dort wird es mittels der Transferstange durch den UHV-Schieber (1) in die STM-Kammer transferiert. Die vertikale Transferstange (2) nimmt den Probenhalter entgegen und senkt diesen mit der Probenseite nach unten auf den in der STM-Kammer befindlichen STM-Scannerblock ab. Der Vorgang kann durch die Sichtfenster (3) beobachtet werden. Nach der STM-Messung bzw. der STM-Nanostrukturierung nimmt die vertikale Transferstange (2) den Probenhalter wieder vom STM-Scannerblock und übergibt ihn an die Transferstange des Transfermoduls. Die fertig gemessene bzw. fertig strukturierte Probe kann dann zurück in die MBE-Wachstumskammer geschleust und dort weiter- bzw. überwacht werden.

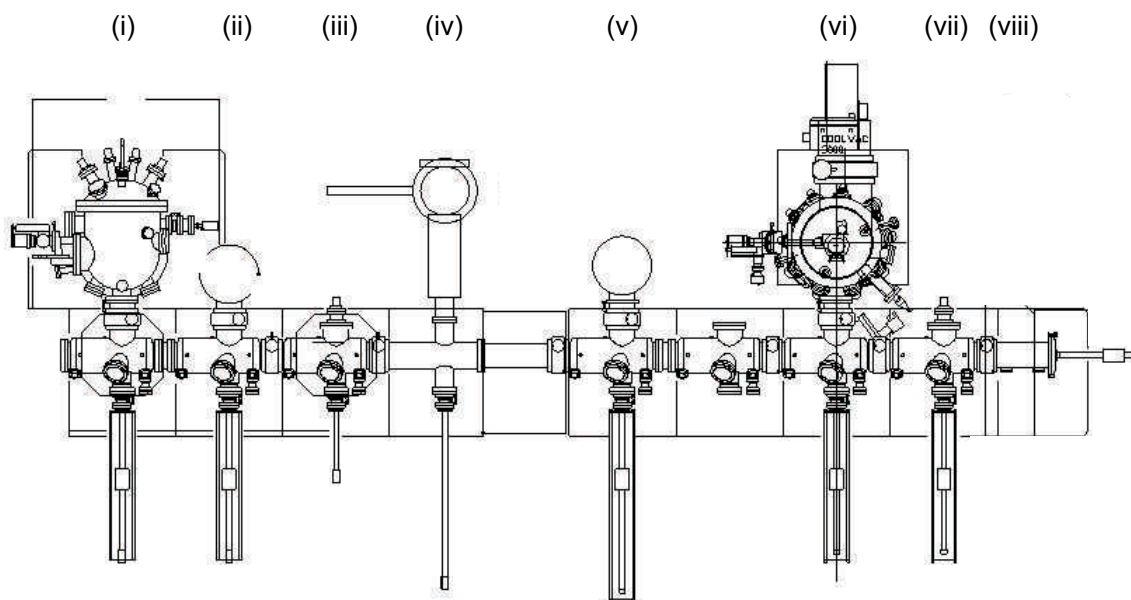


Abb. 5.14: Schemazeichnung des MBE-Verbunds. Unten im Bild sind die Transfermodule und oben die jeweiligen Kammern gezeigt. (i) MBE *32p*, (ii) Prozesskammer, (iii) Ausheizmodul, (iv) STM-Kammer, (v) Metall-MBE, (vi) MBE *Compact 21*, (vii) Ausheizstation, (viii) Intromodul.

Mit den in der STM-Kammer vorhandenen mechanischen Händen (4) können diverse Aufgaben vorgenommen werden. Beispielsweise können STM-Kalibrierproben wie HOPG in der STM-Kammer gelagert werden und bei Bedarf mit den mechanischen Händen auf den Scanner gelegt werden. Das Gleiche gilt für Ersatz-STM-Spitzen, die durch die mechanischen Hände oder durch die horizontale Transferstange (5) ausgetauscht werden können. An der Kammer befinden sich noch ein Flansch mit Ventil zum Anschluss des Vorvakuum (6), eine Druckmessröhre (7) und eine Ionengetterpumpe (8). Der Scannerblock wird über den Deckelflansch (9) eingelassen. Die elektrischen Durchführungen für die Signale der Fein- und Grobpositionierung sowie des Tunnelstroms befinden sich in einem CF200-Flansch (10) mit atmosphären- und vakuumseitigen Steckverbindungen. Über den Revisionsport (11) können die vakuumseitigen Steckverbindungen geschlossen werden. Im Lichtbild sieht man, dass die Kammer zur Schwingungsdämpfung an Spanngurten (12) an der Decke aufgehängt ist. Die Kammer wurde auf Lecks getestet und erreichte einen Enddruck im unteren 10^{-9} mbar Bereich.

Weitere technische Details der UHV-Kammer können der Diplomarbeit von Tino Milinski entnommen werden [Mil07].

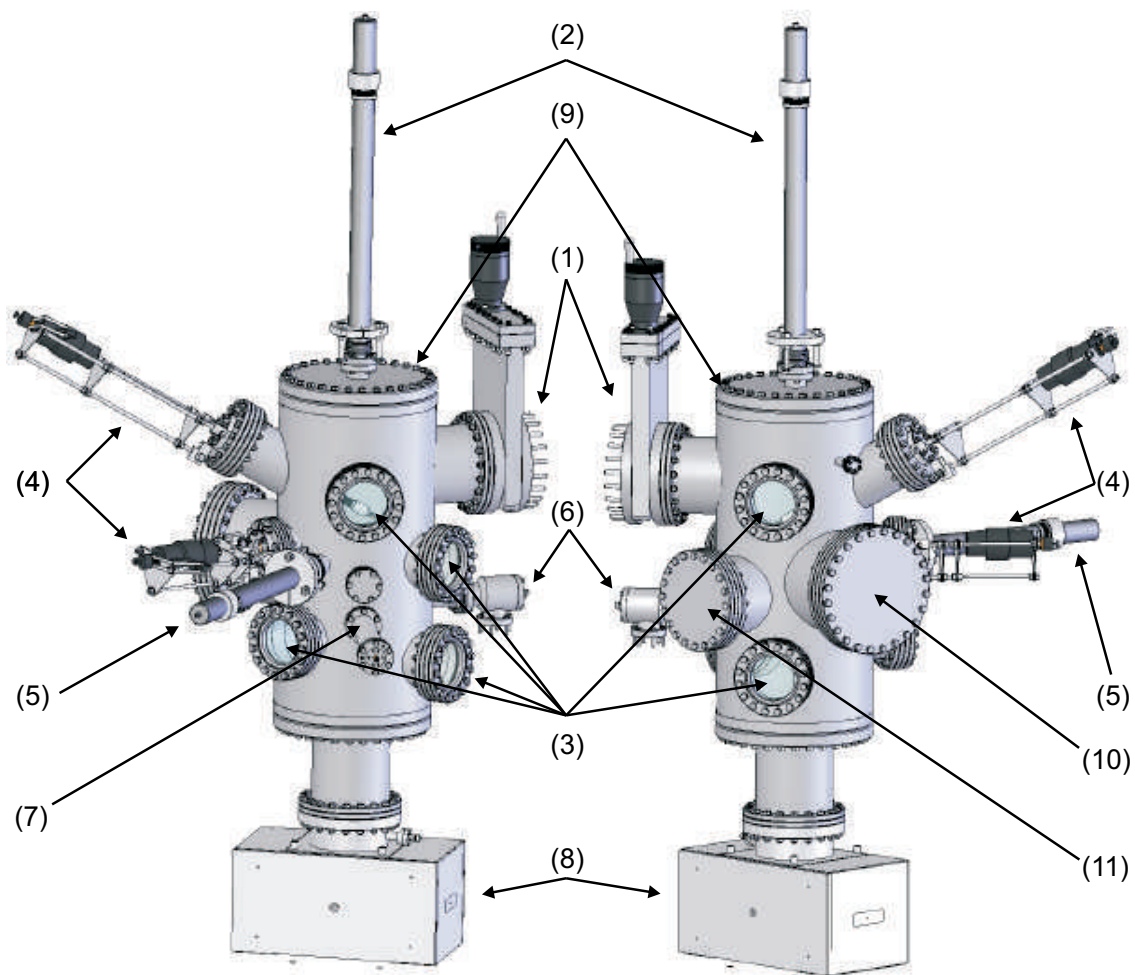


Abb. 5.15: Technische Zeichnung mit zwei Ansichten der aktuellen STM-Kammer. (1) UHV-Schieber, (2) Übergabestange für vertikalen MBE-Probenhaltertransfer, (3) Sichtfenster, (4) große und kleine mechanische Hand für Manipulationen, (5) horizontale Transferstange zum STM-Spitzenwechsel, (6) metallgedichtetes Vorvakuumventil, (7) Druckmessröhre, (8) Ionengetterpumpe, (9) CF250-Deckelflansch und Einlassöffnung für den Scannerblock, (10) CF160-Ersatzflansch und Revisionsport, (11) CF200-Flansch für die elektrischen Durchführungen.

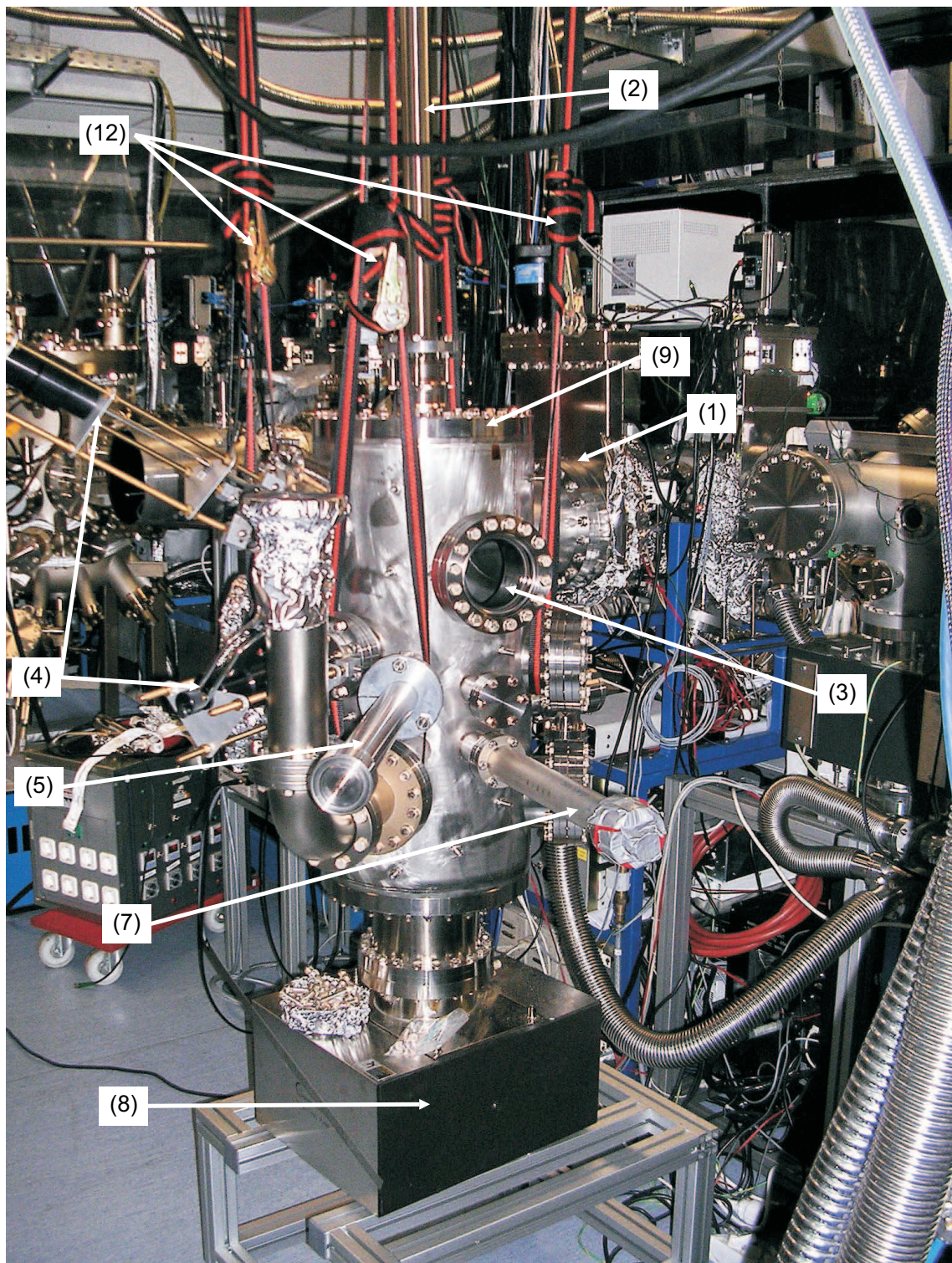


Abb. 5.16: Lichtbild der STM-Kammer, wobei der Blickwinkel in etwa dem der 3D-CAD Zeichnung aus Abb. 5.15 (links) entspricht. Positionen (1) bis (11), siehe Bildbeschreibung Abb. 5.15. Zusätzlich ist hier die Deckenaufhängung zur Schwingungsdämpfung (12) zu sehen.

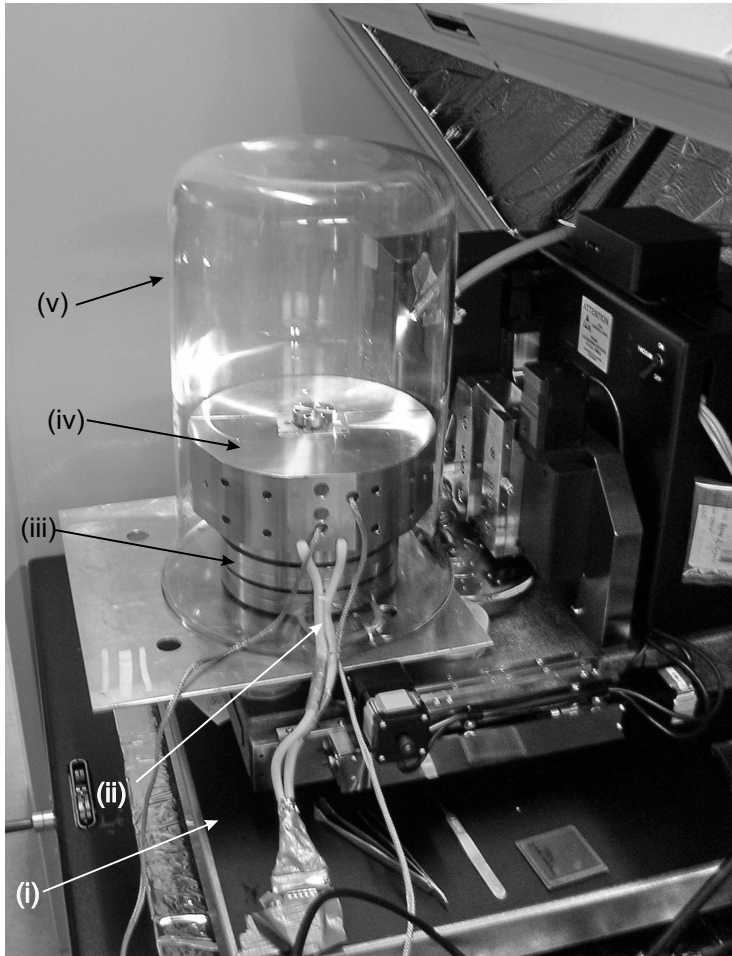


Abb. 5.17: STM-Aufbau während der Atmosphärenmessung (i) Luftgedämpfter Schwingungstisch (ii) Kabelzuführungen (iii) Stapel aus Flanschen und Vitonringen zur Schwingungsdämpfung (iv) STM-Scannerblock mit Scanner und Goldprobe (v) Glashaube zur Dämpfung akustischer Einflüsse.

5.4 Erste STM-Messungen unter Atmosphärendruck

Mit dem in Kap. 5.3 vorgestellten STM-Aufbau wurden erste Messungen unter Atmosphärendruck durchgeführt. Der STM-Scannerblock (iv) wurde dafür, wie in Abb. 5.17 gezeigt, auf einen luftgefederten Schwingungstisch (i) aufgebaut. Zusätzliche Schwingungsdämpfung bietet ein Stapel von Flanschen (iii) die untereinander durch Vitonringe⁵ gedämpft sind. So ein Stapel kommt später auch in der UHV-Kammer zum Einsatz. Das STM ist durch eine Glashaube (v) von akustischen Störeinflüssen geschützt, an deren Unterseite die elektrischen Zuleitungen (ii) durchgeführt werden.

Zuerst wurde ein Silizium-Wafer mit ca. 150 nm thermisch aufgedampftem Gold im CC-Modus bei einer Biasspannung von $U_b = 100$ mV, einem Tunnelstrom von

⁵Viton ist ein UHV-taugliches Elastomer.

$I_{\text{tun}} = 3 \text{ nA}$ und einer Messfrequenz pro Zeile von $f_{\text{zeile}} = 1 \text{ Hz}$ vermessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 5.18 gezeigt, wobei (a1) das Höhenprofil der Probe bei einer Höhenskala von etwa 0-380 nm wiedergibt. Im CC-Mode entspricht dies der z-Spannung an der Piezoröhre. Das Bild ist zwar verrauscht, jedoch lässt sich eine für thermisch aufgedampfte Metalloberfläche typische Struktur erkennen. Das in (a2) gezeigte Bild repräsentiert das Fehlersignal, also die Abweichung vom Sollwert des Tunnelstroms, hier im Bereich von 0-50 nA. Es entspricht der Ableitung des Höhenprofils in Scanrichtung (hier: x-Richtung).

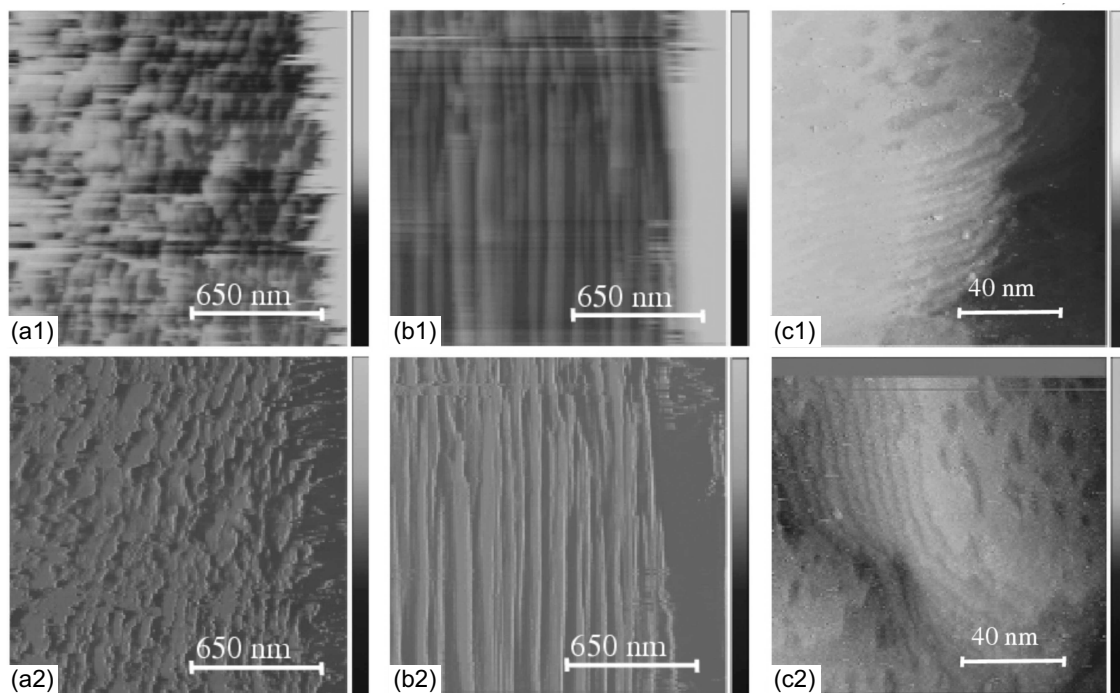


Abb. 5.18: Erste Messungen mit dem STM unter Atmosphäre ($U_b = 100 \text{ mV}$, $f_{\text{zeile}} = 1 \text{ Hz}$, $I_{\text{tun}} = 3 \text{ nA}$). (a) Amorphes Gold auf Silizium, thermisch aufgedampft. (a1) Höhenbild Grauskala: 0-380 nm, (a2) Fehlersignal Grauskala: 0-50 nA
 (b) Vertikal aufgetragenen Scans der gleichen Probe auf ein und derselben Linie. (b1) Höhenbild Grauskala: 0-600 nm, (b2) Fehlersignal Grauskala: 0-50 nA
 (111)-Goldoberfläche auf Mica ($U_b = 1000 \text{ mV}$, $f = 1 \text{ Hz}$, $I_{\text{tun}} = 500 \text{ pA}$). (c) Höhenbilder mit erkennbaren Monostufen, Grauskala: 0-2.3 nm (c1) Scanrichtung 0° (c2) Scanrichtung 90° .

Um sicherzugehen, dass die Probenoberfläche und kein Rauschen gemessen wird, wurde in der folgenden Messung Abb. 5.18 (b1) der Zeilenvorschub deaktiviert. Die Messungen auf ein und derselben Zeile wurden vertikal übereinander aufgetragen. Dadurch sollte sich ein gleichmäßiges, vertikales Streifenmuster ergeben. Die in Abb. 5.18 (b1) zu erkennenden leichten Abweichungen vom idealen Streifenmuster lassen sich durch Probendrift, Adsorbate und zeitliche Veränderungen der Probe aufgrund von Atmosphäreneinflüssen erklären. Wenn es Rauschen wäre, wäre kein vertikales Streifenmuster zu erkennen. In (b2) ist das Stromsignal der Messung in

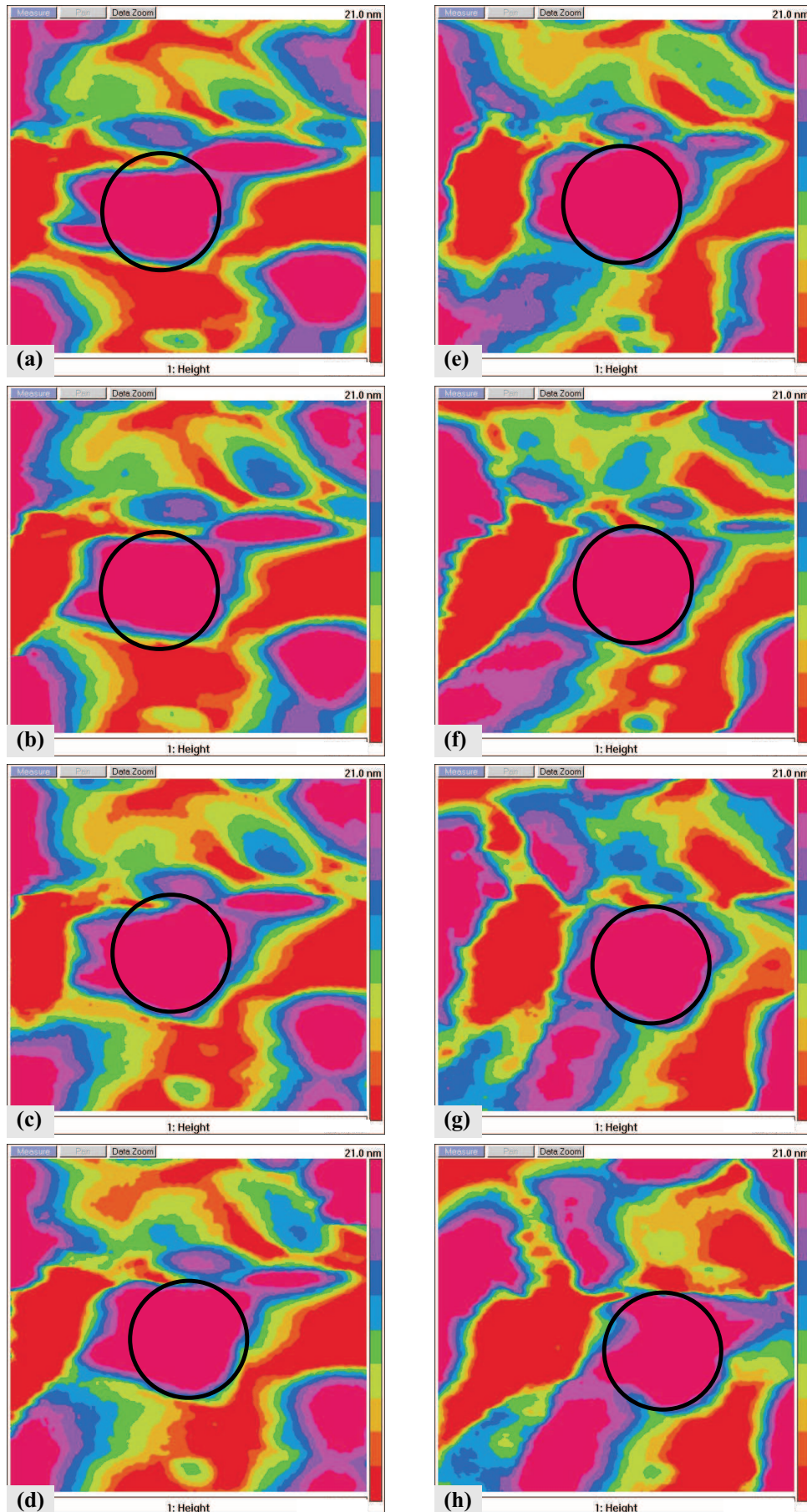


Abb. 5.19: Messungen aus einer Langzeitmessung. a)-h) Die Messungen zeigen nominell den gleichen Probenort. Zwischen den Bildern liegt eine Zeitspanne von 0.29 Stunden. Der Kreis, der immer die gleiche Stelle markiert, wandert aufgrund von Drift.

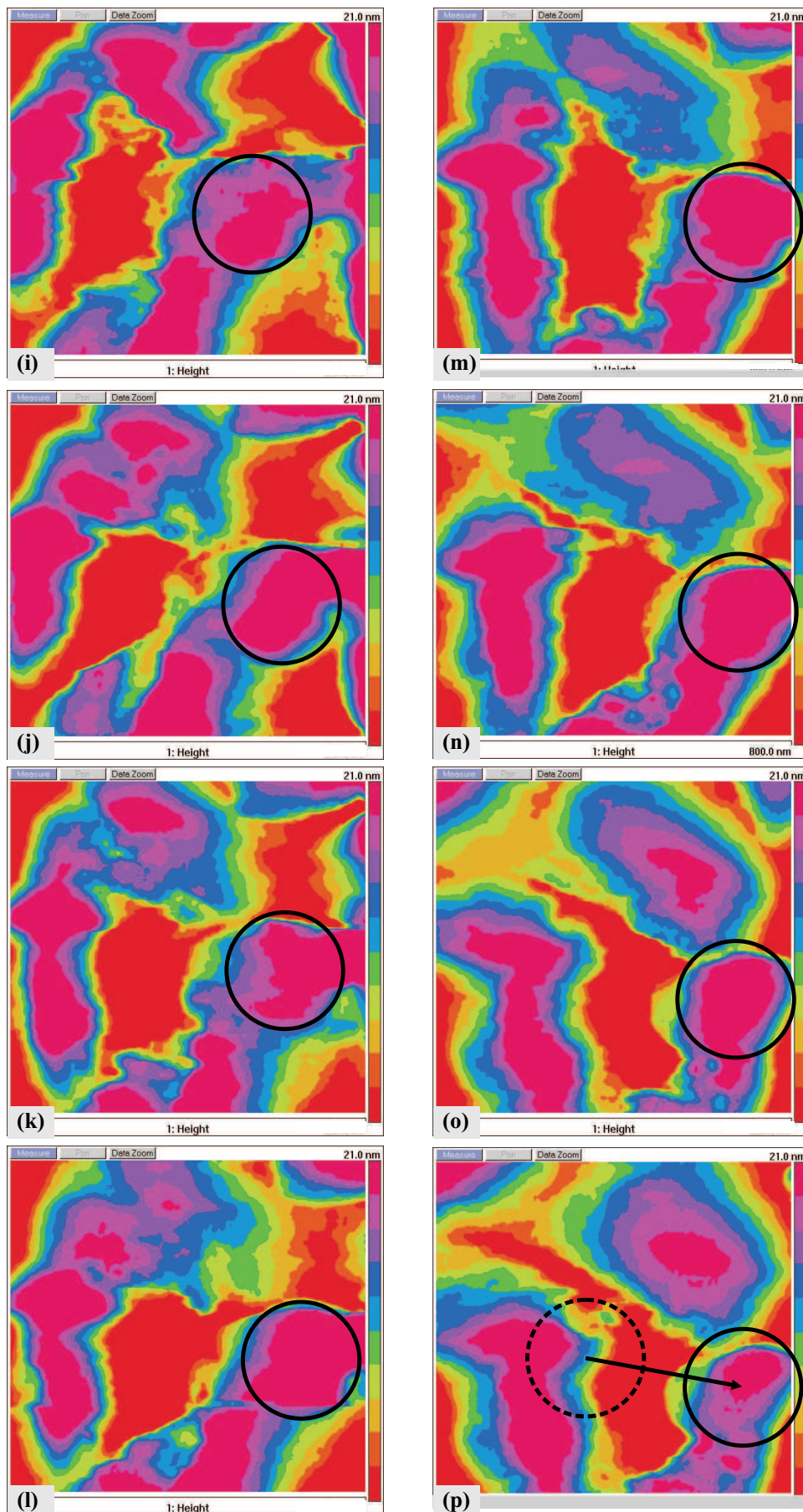


Abb. 5.20: Fortsetzung der Langzeitmessungen zur Driftbeobachtung aus Abb. 5.19.

(b1) dargestellt.

Bei der nächsten Probe handelte es sich um eine (111)-Goldoberfläche auf Glimmer, die uns von der Forschungsgruppe Rastersonormethoden von Prof. Wiesendanger zur Verfügung gestellt wurde. Die Messungen in (c1) und (c2) zeigen den gleichen Probenort mit einer um 90° gedrehten Scanrichtung. Die Korrelation von Drehung der Scanrichtung mit der Drehung der Muster im Messsignal beweist, dass hier tatsächlich die Probe abgebildet wird. Die erkennbaren Facetten sind monoatomare Stufen von (111)-Au, deren Höhe 0.236 nm beträgt [Fie99, Bar90].

5.5 Langzeitstabilität

Die Langzeitstabilität des STM wurde in einer Messreihe über 20 h ermittelt. Während dieser Zeit arbeitete das System störungsfrei. In Abb. 5.19 und Abb. 5.20 sind die Messungen ($150 \times 150 \text{ nm}^2$) der (111)-Goldoberfläche auf Glimmer mit einem zeitlichen Abstand von 0.29 Stunden dargestellt. Der Kreis in den Teilbildern (a) bis (p) markiert die Stelle der Probe, die über die gesamte Zeit ca. 60 nm nach rechts driftete. Zur Übersicht ist in (p) die Startposition durch den gestrichelten Kreis markiert. Die hier gezeigten Stufenkanten besitzen eine maximale Höhe von ca. 2 nm. Da die Messung unter Atmosphärenbedingungen erfolgte, war die Probenoberfläche Veränderungen (Adsorbate, Atmosphäreinflüsse) ausgesetzt. Die starke Veränderung der Probenoberfläche ist auf Verschmutzungerscheinungen zurückzuführen, die bei Messungen im Vakuum anstatt unter Atmosphärenbedingungen stark vermindert oder gar nicht auftreten würden [Mil07]. Die Probe war zum Zeitpunkt dieser Langezeitmessung schon mehrere Tage alt, weshalb keine Monostufen mehr aufzulösen waren. Dies ist bei Aufbewahrung der Proben unter Atmosphäre schon nach zwei Tagen der Fall [Mil07].

In diesem Kapitel wurde unser Selbstbau-STM vorgestellt. Erste Messungen an Atmosphäre beweisen, dass sowohl Grob- und Feinpositionierung als auch die Ansteuerung des STM bzw. die Auswertung des Messsignals durch den AFM-Controller funktionieren. Des Weiteren wurde eine UHV-Kammer geplant und aufgebaut. Damit wurde ein Enddruck im unteren 10^{-9} mbar Bereich erreicht und die UHV-Tauglichkeit belegt. Der nächste Schritt ist die Integration des STM in die UHV-Kammer. Alle dafür notwendigen Komponenten, wie der Flansch mit den elektrischen Durchführungen, der Übergabemechanismus zwischen Transfermodul und STM-Kammer usw. wurden gefertigt und erfolgreich getestet.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Konzepte zur Nanostrukturierung von III/V-Halbleitern vorgestellt. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf der kontrollierten Anordnung von z. B. Quantenpunkten durch verspannungsinduzierte Nanostrukturierung. Es wurde gezeigt, dass sich Indiumarsenid-Quantenpunkte durch Misfit-Versetzungen in Form von Linien anordnen lassen. Weiterhin haben wir die Quantenpunkte, aber auch Quantenfilme mittels der Mikroröllchen ringförmig angeordnet und gezeigt, dass sich damit optische Mikroringresonatoren bauen lassen. Für die In(Ga,Al)As-Halbleiternmikroröllchen haben wir ein Konzept vorgestellt, mit dem sich Mikrospulen und Mikrotransformatoren herstellen lassen. Im Hinblick auf die deterministische Positionierung von Quantenpunkten an beliebiger Stelle und in beliebigen Mustern auf der Probe, haben wir außerdem ein Rastertunnelmikroskop aufgebaut, welches in den Ultrahochvakuumverbund der Molekularstrahlepitaxie integriert werden soll. Dadurch können die lithografischen Möglichkeiten der Rastertunnelmikroskopie mit den Möglichkeiten der verspannungsinduzierten Nanostrukturierung der Molekularstrahlepitaxie verbunden werden.

Im ersten Teil haben wir Quantenpunkte an Versetzungen eines Misfit-Versetzungsnetzwerks angeordnet. Dadurch haben wir eine langreichweitige, eindimensionale Anordnung der Quantenpunkte erreicht. Um die Misfit-Versetzungen zu induzieren, haben wir eine verspannte In(Ga,Al)As-Schicht auf GaAs-Substrat aufgewachsen. Bei dem hier verwendeten (100)-Substrat verlaufen die Misfit-Versetzungen entlang der [110]- und $[\bar{1}10]$ -Richtungen. Wir haben die MBE-Wachstumsparameter der verspannten Schicht und der Quantenpunktschicht so angepasst, dass selektive PL-Messungen an Quantenpunkten entlang der [110]- und der $[\bar{1}10]$ -Richtung sowie an Quantenpunkten zwischen den Linien möglich waren. Gleichzeitig haben wir die Bildung der zwischen den Versetzungen befindlichen, statistisch verteilten Quantenpunkten soweit unterdrückt, dass fast ausschließlich angeordnete Quantenpunkte auf den Proben vorhanden waren. Messungen mit einem Spotdurchmesser von 100 μm haben ergeben, dass die Quantenpunkte in unserer Struktur optisch ak-

tiv sind. Die Emissionsenergien der Quantenpunkte lagen unterhalb von 1.2 eV, und somit unterhalb des Empfindlichkeitsbereichs der im Mikrophotolumineszenzaufbau befindlichen Detektorkamera. Wir haben bei der Herstellung weiterer Proben die Emissionsenergie der Quantenpunkte durch Anwendung der *Indium-Flush*-Technik auf über 1.2 eV erhöht. An solchen Proben haben wir orts aufgelöste Messungen mit einem Spotdurchmesser bis hinunter zu 0.8 μm durchgeführt. Aufgrund des geringen Abstandes der Quantenpunkte entlang einer Linie war es allerdings selbst mit einem Spotdurchmesser von 0.8 μm nicht möglich, einen einzelnen angeordneten Quantenpunkt zu vermessen. In den Spektren sind aber deutlich scharfe Peaks zu erkennen, wie es in einem Spektrum eines Ensembles weniger Quantenpunkte zu erwarten ist. Es zeigte sich, dass die $[\bar{1}10]$ -Quantenpunkte höhere Emissionsenergien aufweisen ($\Delta E \approx 25$ meV) als die $[110]$ -Quantenpunkte. Dieses führen wir auf die Asymmetrie der Versetzungen und den damit verbundenen Unterschied der $[\bar{1}10]$ - und $[110]$ -Quantenpunkte hinsichtlich Form, Größe und Verspannung zurück. Untersuchungen zur Polarisation der angeordneten Quantenpunkte haben ergeben, dass diese im Ensemble nicht polarisiert emittieren. Des Weiteren haben wir bei der Variation der Anregungsenergie bei den orts aufgelösten Messungen beobachtet, dass bei hohen Anregungsenergien zusätzliche Strukturen im Grauskalenplot auftauchen. Die orts aufgelösten Grauskalenplots haben bei der energie aufgelösten Darstellung ergeben, dass die räumliche Ausdehnung der PL-Signale der angeordneten Quantenpunkte zu größeren Detektionsenergien schärfer wird.

Im nächsten Teil dieser Arbeit haben wir Mikroröllchen hergestellt und funktionalisiert. Als Grundlage dafür wurden verspannte In(Ga,Al)-Schichten auf GaAs-Substrat in der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Diese wurden lithografisch strukturiert und vom Substrat abgelöst. Diese verspannten Schichten biegen sich nach dem Ablösen vom Substrat auf und bilden Mikroröllchen. Diese Mikroröllchen haben wir dazu verwendet, optische Mikroringresonatoren herzustellen. Dafür wurden bei der Herstellung der Schichtstrukturen in der Molekularstrahlepitaxie in die spätere Röllchenwand Quantenpunkte bzw. Quantenfilme als optisch aktives Material integriert. Bei dieser Bauart befinden sich die optischen Feldmaxima immer in der Ebene, in der sich auch das optisch aktive Material befindet. Mit diesem Design haben wir Mikroringresonatoren mit Radien von 3.2 μm und 2.6 μm hergestellt. Es wurden sowohl mit Quantenpunkten als auch mit Quantenfilmen als optisch aktivem Material scharfe resonante Moden nachgewiesen. Anzeichen für Lasing gibt es zurzeit noch keine. Ursache dafür könnte die noch relativ geringe Güte der Resonatoren, die im Bereich von wenigen Tausend liegt, sein. Des Weiteren haben wir für die besonders naheliegende Anwendung der Röllchenstruktur zur Herstellung von ultrakompakten Spulen und Transformatoren ein Konzept vorgestellt. Dafür haben wir zunächst ein Design entwickelt, das die Entstehung bifilarer Wicklungen (gegenseitige Schwächung der Felder) vermeidet und die Herstellung von Mikrospulen auf der Basis von Mikroröllchen überhaupt erst erlaubt. Wir haben unter Berücksichtigung dieses Designs auf verspannten InGaAs-Schichten Silber und Gold als Leiterbahnen aufgedampft und aufgerollt. Mit den fertigen Rollen haben wir ca. 8 Wicklungen und Radien von etwa 5 μm erreicht. Die Strukturen können mit einem maximalen Gleich-

strom von $I_{\max} = 50$ mA betrieben werden, was zu einer Flussdichte von $B = 35$ mT führt. Die theoretisch berechnete Induktivität unserer Struktur, die aus einer Reihenschaltung von zwei Spulen (Hin- und Rückleitung) besteht, liegt bei $L = 892$ pH. Der Wirkwiderstand beträgt $R = 220 \Omega$. Aufgrund der geringen Güte der Struktur von $Q(100\text{kHz}) = 2.55 \cdot 10^{-6}$ war uns ein messtechnischer Nachweis der Induktivität nicht möglich. Mit den Erkenntnissen aus der Herstellung von Mikrospulen haben wir ein Design zur Herstellung von Mikrotransformatoren auf Basis von Mikroröllchen entwickelt. Dafür haben wir eine Mäanderstruktur der Leiterbahnen gewählt. Auf diese Weise wurde die Gesamtinduktivität der Struktur maximiert. Die Abstände der Leiterbahnen innerhalb der Mäanderstrukturen wurden so gewählt, dass die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärwicklung maximiert und die gegenseitige Abschwächung der Felder aufgrund der räumlichen Nähe der Wicklungen mit entgegengesetztem Wicklungssinn minimiert wurde. Als Material für die Leiterbahnen wurde Gold gewählt. Die fertig präparierten Mikrotransformatoren hatten Radien von $5.5 \mu\text{m}$, zehn Wicklungen und ließen sich mit einem Gleichstrom von maximal $I_{\max} = 10$ mA betreiben. Damit sind Flussdichten von $B = 10$ mT erreichbar. Die theoretische Kopplung der Struktur beträgt $L_K = 6.5$ nH. Die Messung der Kopplung war mit normalleitenden Leiterbahnen aufgrund der geringen Induktionsspannung, des großen Wirkwiderstandes von $R \approx 1$ k Ω in Kombination mit der beim Mikrotransformator intrinsisch auftretenden kapazitiven Kopplung zwischen Primär- und Sekundärwicklung nicht möglich. Abhilfe schafft hier die Verwendung von supraleitenden Leiterbahnen. Dafür kommt Blei infrage, da es nur sehr schwach von der im Rollprozess notwendigen Flusssäure angegriffen wird. Blei oxidiert jedoch sehr stark. Dadurch waren Schichtpakete aus Blei und einer schützenden Deckschicht notwendig. Wir haben Schichtpakete entwickelt, die den Flusssäureätzschritt überstehen und danach immer noch supraleitend werden. Messungen mit unaufgerollten Strukturen und supraleitenden Leiterbahnen haben gezeigt, dass durch den verschwindenden Wirkwiderstand der supraleitenden Primär- und Sekundärwicklungen der Einfluss der kapazitiven Kopplung zwischen den beiden so stark vermindert wird, dass die Kopplung einer gerollten Struktur möglich sein sollte. Jedoch konnten wir die Bleischichten nicht mit der entsprechenden Reproduzierbarkeit aufdampfen, so dass das Erreichen der Supraleitfähigkeit nicht immer gewährleistet war. Dadurch waren wir innerhalb des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit nicht in der Lage, den finalen Schritt zum Bau eines supraleitenden Mikrotransformators zu vollenden.

Im letzten Teil der Arbeit wird der Aufbau eines Ultrahochvakuum-Rastertunnelmikroskops beschrieben. Dieses soll in den UHV-Verbund der Molekularstrahlepitaxieanlage integriert werden und somit die Kombination von STM-Nanostrukturierung mit verspannungsinduzierter Nanostrukturierung durch Molekularstrahlepitaxie ermöglichen. Mit dieser Technik wäre man in der Lage, ohne fotolithographische Methoden entweder die verspannungsinduzierten Indiumarsenid-Quantenpunkten in beliebigen Mustern anzuordnen oder direkt epitaktische Nanostrukturen beliebiger Form mit dem Rastertunnelmikroskop durch Rekristallisation in der MBE-Anlage zu erzeugen. Für den Aufbau haben wir einen UHV-tauglichen STM-Scanner inkl. einer Aufnahme für einen 3"-MBE-Probenhalter mit 2"-Wafer gebaut. Die Ansteue-

rung des STM erfolgt über einen kommerziellen Rasterkraftmikroskopcontroller, der dafür leicht modifiziert wurde. Erste Messungen mit dem Selbstbau-STM an Luft sowie eine gute Langzeitstabilität des Aufbaus wurden gezeigt. Des Weiteren wurde eine UHV-Kammer entworfen und gebaut, in die das STM im nächsten Schritt integriert werden soll. Die Kammer soll dann an den UHV-Verbund der MBE-Anlage angeschlossen werden. Die UHV-Tauglichkeit der Kammer wurde durch Erreichen eines Endrucks im unteren Bereich von 10^{-9} mbar nachgewiesen.

Ausblick

Auf Misfit-Versetzungsnetzwerken angeordnete Quantenpunkte stellen ein sehr komplexes System dar. Viele der in dieser Arbeit zum ersten Mal beobachteten Phänomene sind zurzeit noch nicht gut verstanden. Die Ursache der zusätzlich bei großen Anregungsenergien auftauchenden Strukturen ist genauso ungeklärt wie die unterschiedliche räumliche Ausdehnung der PL-Signale der angeordneten Quantenpunkten bei kleinen und großen Detektionsenergien. An einem solchen System kann zum Beispiel die Kopplung eng benachbarter Quantenpunkte untersucht werden. Dabei ist es denkbar, an einem festen Ort die eindimensionale Kette aus Quantenpunkten optisch anzuregen und die Photolumineszenz entlang der Kette in Abhängigkeit des Abstandes zur Anregung zu ermitteln. Dazu könnten zum einen die bereits vorhandenen Proben mit hohen eindimensionalen Quantenpunktdichten entlang der Versetzungen genutzt werden. Zum anderen könnte man durch weitere Reduktion der InAs-Bedeckung die eindimensionale Quantenpunktdichten weiter verringern. Dadurch könnten lineare Ketten aus wenigen Quantenpunkten bis hin zu Doppel- und Einzelquantenpunkten mit dem Mikrophotolumineszenzaufbau getrennt untersucht werden. An einzelnen, angeordneten Quantenpunkten könnte dann durch polarisationsabhängigen Messungen eine anisotrope Ausdehnung der Quantenpunkte bei Beobachtung des dann zu erwartenden Feinsplitting des Exzitons nachgewiesen werden.

Bei den Mikroringresonatoren ist das nächste Ziel, Lasing zu erreichen. Dafür ist eine ausreichend hohe Güte notwendig. Bei Auftreten des Purcell-Effekts könnte sogar Low-Threshold-Lasing erreicht werden. Dafür muss die Resonatorgüte ausreichend hoch und die Resonatorgröße klein sein, typischerweise im Bereich der Wellenlänge, damit das Modenvolumen genügend klein ist. Außerdem bietet diese neue Form von Resonator die Möglichkeit, durch mechanische Verformung den Resonator selbst bzw. die in der Röllchenwand enthaltenen Quantenpunkte bzw. Quantenfilme aufgrund von mechanischer Verspannung durchzustimmen. Die mechanische Verformung könnte durch aufgerollte Elektroden an den Röllchenenden unter Ausnutzung von elektrostatischer Abstoßung erreicht werden.

Hinsichtlich der Realisierung ultrakompakter Magnetspulen und Transformatoren steht zum einen der experimentelle Nachweis der von uns errechneten Magnetfeldern sowie der induktiven Kopplung aus. Die Abbildung des Magnetfeldverlaufs der Mikrospulen und Mikrotransformatoren sollte prinzipiell mit einem Magnet-

kraftmikroskop möglich sein. Zum Nachweis der Kopplung im Transformator fehlt noch der letzte Schritt. Dieser Schritt bestünde daraus, die Prozessparameter beim Aufdampfschritt des Bleis zu finden, mit denen sich die Supraleitfähigkeit der Leiterbahnen reproduzierbar herbeiführen lässt. Im aufgerollten Zustand ist die Kopplung der supraleitenden Wicklungen dann mühelos nachzuweisen. Eine Erhöhung der Induktivität und somit des Wirkungsgrades des Transformators könnte durch das nachträgliche Einbringen von ferromagnetischen Mikrojochs, z. B. aus Permalloy, mit großen relativen Permeabilitätszahlen durch Mikromanipulatoren erreicht werden. Bei den Mikrotransformatoren wäre auch eine Untersuchung der elektromagnetischen Störbeeinflussung (engl.: Electromagnetic influence) interessant. Da bei dem gezeigten Design zu jeder Wicklung eine weitere mit entgegengesetztem Wickleungssinn gibt, besitzt die Struktur makroskopisch betrachtet kein effektives Magnetfeld. Dadurch könnte die elektromagnetische Störbeeinflussung geringer ausfallen als dies bei planaren Strukturen der Fall ist. Auch die Herstellung einer μ -Gaußkanone auf diesem Prinzip wäre vorstellbar. Durch die relativ geringe Induktivität ließe sich das Magnetfeld schnell modulieren. Die Größe der Magnetfelder ist absolut zwar nicht so groß, aber aufgrund der Skalierung der Projektile bzw. deren Masse mit der dritten Potenz, sollte die Gaußkanone auf Mikrometerskala zu realisieren sein. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, die Wicklungen des Mikrotransformators mit dem gleichen Strom, aber entgegengesetztem Vorzeichen zu betreiben. Dadurch erhält man große Feldgradienten¹ im Bereich von 1-2 kT/m. Durch Anpassung des Designs der Leiterbahnen und bei geeigneter Bestromung könnten jeweils die Feldgradienten, Feldmaxima oder Feldminima entlang der Röllchenachse verschoben werden. Dadurch wäre ein Lineartransport z.B. von magnetischen Flüssigkeiten denkbar. Beim Aufbau des Rastertunnelmikroskops ist der nächste Schritt, das funktionierende STM in die UHV-Kammer zu integrieren. Dafür sind alle Voraussetzungen vorhanden. Danach kann mit der Ermittlung geeigneter Strukturierungsparameter begonnen werden.

¹Zum Vergleich: In magneto-optischen Fallen werden Magnetfeldgradienten in der gleichen Größenordnung verwendet

Anhang A

Beschreibung der PL-Messaufbauten beim Fourierspektrometer und beim Gitterspektrometer sowie Erläuterung der vorgehensweise bei den orts aufgelösten PL-Messungen.

Fourierspektrometer

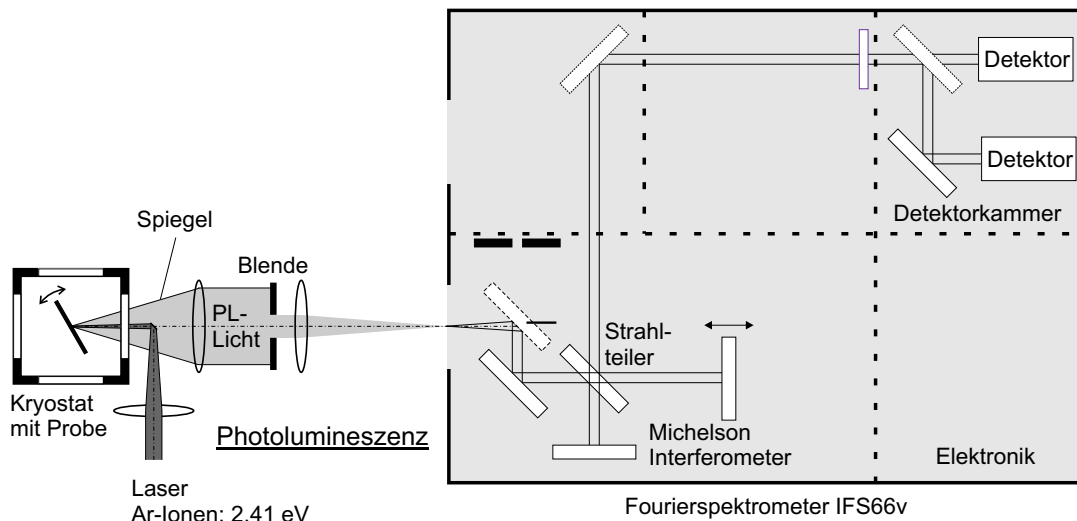


Abb. A1: Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus für Makro-PL-Messungen mit dem Fourierspektrometer (aus [Kip05]).

Ein Teil der in dieser Arbeit gezeigten PL-Messungen wurden im Fourierlabor durchgeführt, dessen Aufbau in Abb. A1 schematisch dargestellt ist. Mit dem Fourierspektrometer lassen sich Messungen vom nahinfraroten bis ultravioletten Energiebereichen durchführen. Der pro Messung aufgenommene Energiebereich erstreckt sich über ≈ 1.2 eV.

Bei den hier vorgestellten PL-Messungen wurde der Laser (Ar^+ -Linie, 2.41 eV) durch eine Linse auf der Probe mit einem Spotdurchmesser von etwa $d_{\text{Spot}} \approx 100 \mu\text{m}$ fokussiert. Das emittierte Licht wird von einer Linse aufgesammelt und durch eine weitere Linse in das Spektrometer eingekoppelt. Dort durchläuft es zuerst das Interferometer und fällt dann auf den internen Detektor. Die Proben waren während der

Messungen in einem optischen Durchflussskryostaten eingebaut, mit dem die Proben bis auf $T = 3$ K heruntergekühlt werden können.

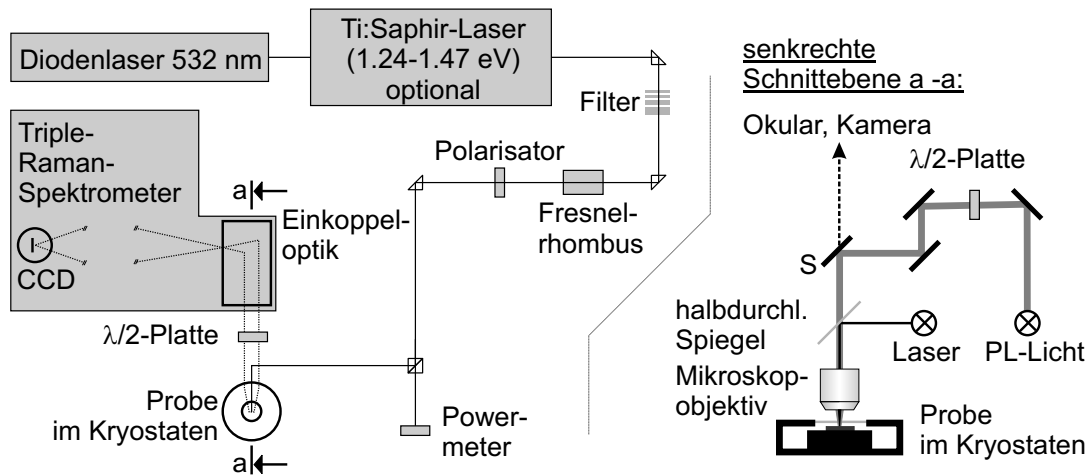


Abb. A2: Schemazeichnung des Mikro-PL-Aufbaus. Der im Bild angedeutete Schnitt (a-a) durch die Einkoppeloptik des Spektrometers ist rechts gezeigt. (aus [Kip05]).

Gitterspektrometernaufbau

Die Mikro-PL Messungen wurden mit dem Mikroskopaufbau des Gitterspektrometers durchgeführt, deren schematischer Aufbau in Abb. A2 gezeigt ist. Zur Anregung steht ein Festkörper-Diodenlaser (DL) (2.33 eV) bzw. ein durch diesen gepumpter, durchstimmbarer Titan-Saphir (TiSa) Laser (1.24 eV-1.47 eV) bereit. Die Intensität des Lasers kann entweder durch manuelles Einbringen von Graufiltern oder durch Drehen der Polarisation mittels eines Fresnel-Rhombus in Kombination mit einem fest eingestellten Polarisator variiert werden. Der Laserstrahl wird durch einen halbdurchlässigen Spiegel in Richtung des Objektivs gelenkt, welches den Stahl auf der Probe fokussiert. Die in dieser Arbeit benutzten Kombinationen aus Objektiv und Laser führten zu Spotdurchmessern zwischen $0.8 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ (siehe Tab. A1).

Die Probe befindet sich in einem optischen Durchflusskryostaten und kann bis zu $T = 3 \text{ K}$ heruntergekühlt werden. Der Kryostat kann mittels Mikrometerschrauben grob- und durch einen xy-Piezoverstelltisch (Bereich: $45 \times 45 \mu\text{m}^2$, Auflösung: 11 nm) feinpositioniert werden. Durch Herausklappen des mit S bezeichneten Spiegels (Abb. A2, rechts) aus dem Strahlengang konnte die Position des Lasers relativ zur Probe kontrolliert werden.

Das PL-Licht wird mit dem gleichen Objektiv eingesammelt, im Triple-Raman-

Laser	Objektiv	$d_{\text{Spot}} (\mu\text{m})$
DL	$\times 10$	≈ 7
DL	$\times 20$	$4, 3 \pm 0, 5$
DL	$\times 80$	$0.8 \pm 0, 1$
TiSa	$\times 10$	≈ 9
TiSa	$\times 20$	$5.4 \pm 0, 4$
TiSa	$\times 80$	$1.8 \pm 0, 2$

Tab. A1: Resultierende Spotdurchmesser d_{Spot} in Abhängigkeit des verwendeten Lasers und Objektivs.

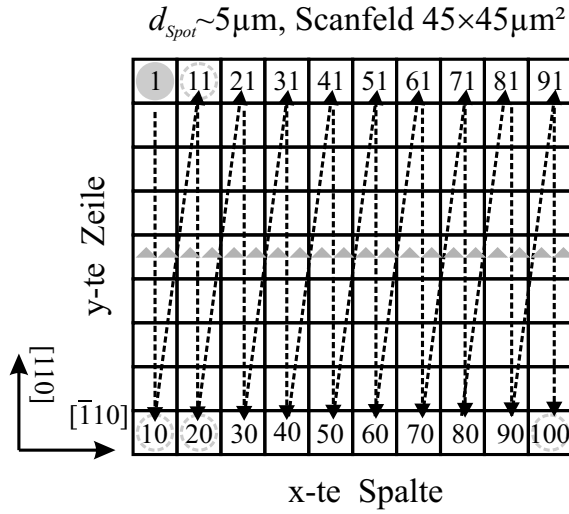


Abb. A3: Schema der ortsaufgelösten, spaltenweisen Abtastung der Probe. Die Probe lässt sich durch einen xy-Piezotisch in einem Bereich von $45 \times 45 \mu\text{m}^2$ positionieren. Bei dem hier exemplarisch gewählten Spotdurchmesser von $d_{\text{Spot}} = 5 \mu\text{m}$ und einer Schrittweite von $dx = dy = 4.5 \mu\text{m}$ ergeben sich 10×10 Messpunkte.

Spektrometer zerlegt und von einer CCD-Kamera detektiert. Optional besteht die Möglichkeit das Licht vor Eintritt ins Spektrometer mit einer $\lambda/2$ -Platte in der Polarisation zu drehen. Das Spektrometer selbst hat eine Selektivität von etwa $1/100$ zwischen den beiden Polarisationen. Der aufgenommene Energiebereich hängt von der Position der Spektrometergitter ab und beträgt bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ca. 40 meV . Für Spektren, die sich über größere Energiebereiche erstrecken, werden die Spektrometergitter nach beendeter Messung neu positioniert und die Messung wiederholt.

Messprinzip für ortsaufgelöste PL-Messungen

Die ortsaufgelösten Messungen wurden ebenfalls im Ramanlabor mittels des xy-Piezoverstelltischs durchgeführt. Abbildung A3 zeigt schematisch das Vorgehen des Rastervorgangs. Dabei wird die Oberfläche spaltenweise in $[110]$ -Richtung abgetastet. Hier wurde exemplarisch eine Spotgröße von $d_{\text{Spot}} \approx 5 \mu\text{m}$ angenommen. Bei einer Schrittweite in x- und y-Richtung von etwa $dx = dy = 4.5 \mu\text{m}$ ergeben sich 10×10 Messpunkte. In der Schemazeichnung ist in der fünften Zeile eine Linie angeordneter QP in $[\bar{1}10]$ -Richtung angedeutet. Bei der vorgegebenen Abtastrichtung hätte dies eine periodische Intensitätsänderung alle zehn Messungen² zur Folge. Bei einer Linie von angeordneten QP in $[110]$ -Richtung wäre die Änderung folglich in zehn aufeinander folgenden Messungen zu sehen. Bei Messungen mit einer Spotgröße $d_{\text{Spot}} \approx 1.8 \mu\text{m}$ haben wir eine Schrittweite von $dx = dy = 1 \mu\text{m}$ gewählt, um einen genügend großen Überlapp zweier benachbarter Messpunkte zu gewährleisten. Das Messprogramm bietet zwei Parameter pro Messpunkt, nämlich die Integrationszeit t_{Int} der Kamera sowie die Anzahl der Akkumulationen n_{Akk} , die mit t_{Int} durchgeführt werden. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden mit $n_{\text{Akk}} = 3$ durchgeführt. Bei einer Integrationszeit von $t_{\text{Int}} = 1 \text{ s}$ beträgt

²5., 15., 25., usw.

die Messzeit³ für einen Messpunkt $t_{\text{Mess}} = 5$ s. Daraus ergibt sich eine Dauer für eine komplette 45×45 Messung von $t_{\text{Ges}} \approx 2.8$ h pro Spektrometergitterstellung.

³Das Messprogramm benötigt pro Messpunkt 2 s. Daraus folgt: $t_{\text{Mess}} = n_{\text{Akk}} \cdot t_{\text{Int}} + 2$ s.

Anhang B

Untersuchungen zu den Kupferstörstellen in dem verwendeten GaAs-Substrat.

Kupfer-Akzeptoren in GaAs

Einige in dieser Arbeit präsentierten PL-Messungen enthalten Peaks bei 1.356 eV, 1.32 eV und 1,1284 eV, die wir etwas näher untersucht haben.

Zuerst haben wir das Temperaturverhalten dieser Signale ermittelt. Abbildung B1 (a) zeigt Spektren bei von $T= 10$ K bis $T= 250$ K, die mit dem Gitterspektrometer aufgenommen wurden. Man erkennt, dass die Intensität der Peaks mit steigender Temperatur (Pfeilrichtung) stark abnimmt. Um festzustellen, ob die Ursache dieser Signale in den QP, der epitaktisch gewachsenen Schicht (Epischicht) oder dem Substrat liegt, haben wir bei einer Probe mit vergrabenen QP sukzessive die verschiedenen Schichten weggeätzt und jeweils mit PL vermessen. Abbildung B1 (b) zeigt die PL-Spektren der Probe mit (Ätz0) 0 nm Ätztiefe, (Ätz1) 130 nm Ätztiefe, also ohne QP-Schicht und (Ätz2) 550 nm Ätztiefe, also ohne Epischicht. Die letzten beiden Messungen sind deckungsgleich und deswegen in der Abbildung nicht zu unterscheiden. Alle drei Messungen wurden auf den Peak bei 1.36 eV normiert. Die Messung Ätz0 weicht von Ätz1 und Ätz2 aufgrund der QP-Emission ab. Da die Peaks auch bei 550 nm Ätztiefe noch unverändert vorhanden sind, liegt die Ursache der Signale im Substrat und nicht in der epitaktisch gewachsenen Schicht.

Diese Signale sind höchstwahrscheinlich auf ionisierte Kupfer-Akzeptoren mit $E(\text{Cu}_{\text{Ga}})= 1.356$ eV im GaAs-Substrat bzw. deren Phononen-Replica ($\Delta E = 36$ meV) zurückzuführen [Alt02, Hji00a, Wan85, Hji00b].

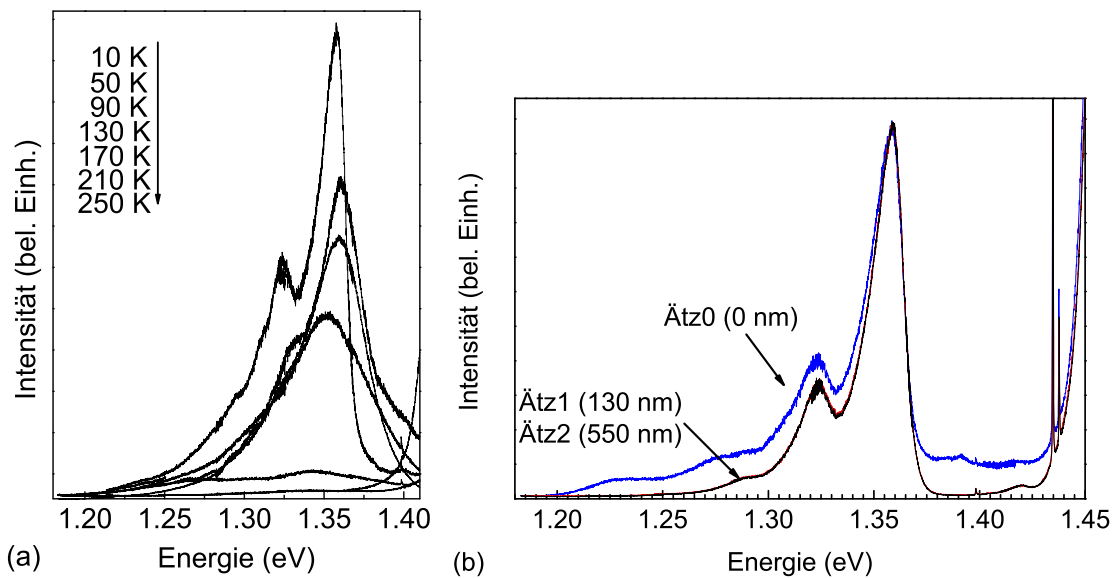


Abb. B1: (a) Temperaturabhängige Messung der Cu_{Ga} Peaks. (b) PL-Spektren einer QP-Probe mit verschiedenen Ätztiefen (Ätz0) 0 nm, (Ätz1) 130 nm, also entfernter QP-Schicht, (Ätz2) 550 nm, also entfernter Epi-Schicht.

Eigene Veröffentlichungen

Referierte Zeitschriftenbeiträge

Regimes of GaAs quantum dot self-assembly by droplet epitaxy

Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch and W. Hansen and A. Nemcsics
accepted for Phys. Rev. B (2007)

Three dimensionally confined optical modes in quantum-well microtube ring resonators

Ch. Strelow, C. M. Schultz, H. Rehberg, H. Welsch, Ch. Heyn, D. Heitmann, and T. Kipp
Phys. Rev. B **76**, 045303 (2007)

Faceting during GaAs quantum dot self-assembly by droplet epitaxy

Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch, and W. Hansen and A. Nemcsics
Appl. Phys. Lett. **90**, 203105 (2007)

selected for:

Virtual Journal of Nanoscale Science and Technology

www.vjnano.org, Issue May 28, 2007, Category: Structural Properties

Lateral self-arrangement of self-assembled InAs quantum dots by an intentional-induced dislocation network

H. Welsch, T. Kipp, Ch. Heyn and W. Hansen
J. Crys. Growth **301-302**, 759-761 (2007)

Optical Modes in Semiconductor Microtubes Ring Resonators

T. Kipp, H. Welsch, Ch. Strelow, Ch. Heyn, and D. Heitmann
Phys. Rev. Lett. **96**, 077403 (2006)

Evenly curved two-dimensional electron systems in rolled-up Hall-bars

S. Mendach, O. Schumacher, M. Holz, H. Welsch, Ch. Heyn, and W. Hansen
Appl. Phys. Lett. **88**, 212113 (2006)

Interlocking mechanism for the fabrication of closed single-walled semiconductor microtubes

S. Mendach, T. Kipp, H. Welsch, Ch. Heyn and W. Hansen

Semiconductor Science and Technology **20**, 402-405 (2005)

Lithographically defined Metal-Semiconductor-Hybrid Nanoscrolls

O. Schumacher, S. Mendach, H. Welsch, Ch. Heyn and W. Hansen

Appl. Phys. Lett. **86**, 143109 (2005)

selected for:

Virtual Journal of Nanoscale Science and Technology, **11**,14, (2005)

Nanovantage.com, Choice of May 2005, Category: Metal Nanoparticles

Preparation of curved two-dimensional electron systems in InGaAs/GaAs-microtubes

S. Mendach, O. Schumacher, Ch. Heyn, S. Schnüll, H. Welsch and W. Hansen

Physica E **23**, 274 (2004)

Tagungsbeiträge

"Lateral Self-Arrangement of Self-Assembled InAs Quantum Dots by an Intentional Induced Dislocation Network"

H. Welsch, T. Kipp, Ch. Heyn and W. Hansen

Proceedings of the 14th MBE conference

in Tokyo, September 2006

Beitragsform: Poster

"Mobility Enhancement of Shallow Modulation Doped GaAs/AlGaAs Heterostructures by Presence of Metal at the Surface"

H. Welsch, Ch. Heyn and W. Hansen

DPG-Frühjahrstagung

in Dresden, Germany, März 2006

Beitragsform: Vortrag

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für Deinen nicht unerheblichen Anteil daran, dass ich meine Promotion in Hamburg begann, durchführte und erfolgreich zu Ende brachte.
- Tino Milinski für Deine Hilfe während Deiner Zeit als HiWi sowie für Deine hervorragende Arbeit als Diplomand.
- Dr. Tobias Kipp für Deine Bereitschaft Tag und Nacht sowie die Wochenenden mit mir Zusammen für die Forschung zu opfern (Das messen wir am Sonntag *mal schnell!*).
- Tim Köppen und Christian Stelow für Eure Unterstützung bei meinen PL-Messungen bzw. meinen PL-Fragen.
- Dr. Christian Heyn für Deine Unterstützung und für die lustige sowie interessante Zeit dank unserer guten Büro-, Labor- und Arbeitsatmosphäre.
- Dr. Stephan Mendach für Deine Hilfe in der Schlussphase.
- Dr. Stephan Schulz für Deine Einweisung in die MBE-Kunst.
- Olrik (für die Operation *Wiesel*) und Schrammi (die Titel spare ich mir bei Euch, ihr wisst warum;-) für unsere gute *Zusammenarbeit*. Wir sehen uns im Sommerhaus.
- Daniel Demiss, Claudia Majer, Karen Peters und Miriam Stampe für die vielen kleinen Arbeiten die Ihr für mich erledigt habt.
- Katrin Groth nicht nur für Deine Bereitschaft meine Arbeit abzugeben.
- Der Gruppe von Herrn Prof. Dr. Wiesendanger für die Unterstützung beim Bau des STM, insbesondere Dr. Daniel Haude.
- Prof. Dr. Ulrich Merkt und Prof. Dr. Detlef Heitmann für die Übernahme der Zweitgutachten.

- Allen Mitgliedern des IAP, insbesondere den Mitgliedern der Gruppe W+H, für die tolle Zeit.
- Meinen Eltern für Eure Unterstützung.



- Und selbstverständlich Euch, Judith, Karla und dem was noch kommt, für das Ertragen der Zeit in der wir uns sehr wenig gesehen haben und währenddessen ihr mich durch Eure Unterstützung sehr stark entlastet habt. DANKE!

Literaturverzeichnis

- [Abr72] M.S. Abrahams, J. Blanc and C.J. Buiocchi. *Like-sign asymmetric dislocations in zinc-blende structure*. Appl. Phys. Lett. **21**, 185 (1972).
- [Alt02] P. Altieri, M. Gurioli, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi, P. Frigeri and S. Franchi. *Competition in the carrier capture between InGaAs/AlGaAs quantum dots and deep point defects*. Eur. Phys. J. B **28**, 157 (2002).
- [And02] A. M. Andrews, J. S. Speck, A. E. Romanov, M. Bobeth and W. Pompe. *Modeling cross-hatch surface morphology in growing mismatched layers*. J. Appl. Phys. **91**, 1933 (2002).
- [And04] A. M. Andrews, J. S. Speck, A. E. Romanov, A. L. Kolesnikova, M. Bobeth and W. Pompe. *Modeling crosshatch surface morphology in growing mismatched layers. Part II: Periodic boundary conditions and dislocation groups*. J. Appl. Phys. **95**, 6032 (2004).
- [Bar61] J. Bardeen. *Tunneling from a Many Particle View*. Phys. Rev. Lett. **2** (1961).
- [Bar90] J. V. Barth, H. Brune and G. Ertl. *Scanning Tunneling Microscopy on the reconstructed Au(111) Surface*. Phys. Rev. B **42** (1990).
- [Bau04] J. Bauer, D. Schuh, E. Uccelli, R. Schulz, A. Kress, F. Hofbauer, J. J. Finley and G. Abstreiter. *Long-range ordered self-assembled InAs quantum dots epitaxially grown on 110 GaAs*. Appl. Phys. Lett. **85**, 4750 (2004).
- [BF99] S. Bargstaedt-Franke. *Massgeschneiderte parabolische AlGaAs-Quantensysteme durch Molekularstrahlepitaxie*. Ph.D. thesis, Universitaet Hamburg (1999).
- [Bin82] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber and E. Weibel. *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **49**, 57 (1982).
- [Bin86] G. Binnig and D. P. E. Smith. *Single Tube three Dimensional Scanner for Scanning Tunneling Microscopy*. Rev: Sci. Instr. **57**, 1688 (1986).
- [Bor80] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 6 edition (1980).

- [Cha89] Kevin H. Chang, Pallab K. Bhattacharya and Ronald Gibala. *Characteristics of dislocations at strained heteroepitaxial InGaAs/GaAs interfaces*. J. Appl. Phys. **66**, 2993 (1989).
- [Cha93] Ying-Lan Chang, I-Hsing Tan, Yong-Hang Zhang, D. Bimberg, James Merz and Evelyn Hu. *Reduced quantum efficiency of a near-surface quantum well*. J. Appl. Phys. **74**, 5144 (1993).
- [Che93] C. Julian Chen. *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*. Oxford University Press (1993).
- [Cho94] Alfred Cho, editor. *Molecular Beam Epitaxy*. AIP Press (1994).
- [Den06] Ch. Deneke and O. G. Schmidt. *Structural characterization and potential x-ray waveguiding of a small rolled-up nanotube with a large number of windings*. Appl. Phys. Lett. **89**, 123121 (2006).
- [Ele32] W. Elenbaas. *Magnetische Eigenschaften dünner Metallschichten*. Z. für Physik A Hadrons and Nuclei **76**, 829 (1932).
- [Faf00] S. Fafard. *Near-surface InAs/GaAs quantum dots with sharp electronic shells*. Appl. Phys. Lett. **76**, 2707 (2000).
- [Far95] Robin F. C. Farrow, editor. *Molecular Beam Epitaxy*. Noyes Publications (1995).
- [Fie99] K. Fieger. *Wachstum und Morphologie von Goldclustern auf Oberflächen*. Master's thesis, Universität Dortmund (1999).
- [Fra49] F. C. Frank and J. H. van der Merwe. Proc. Roy. Soc. London A **198**, 205 (1949).
- [Fuj03] D. Fujita and T. Kumakura. *Reproducible fabrication of metallic silver nanostructures on a Si(111)($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$) surface by tip-material transfer of a scanning tunneling microscope*. Appl. Phys. Lett. **82**, 2329 (2003).
- [Fuk89] Yukio Fukuda, Yoshitaka Kohama, Masahiko Seki and Yoshiro Ohmachi. *Generation of Misfit Dislocations in SiGe Heterostructures*. Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L19 (1989).
- [Han87] Paul K. Hansma and Jerry Tersoff. *Scanning Tunneling Microscopy*. J. Appl. Phys. **61**, R1 (1987).
- [Her96] M.A. Herman and H. Sitter, editors. *Molecular Beam Epitaxy*. Springer (1996).
- [Hey] Christian Heyn. *Habilitationsschrift (unveröffentlicht)*. Universität Hamburg.

- [Hey97] Ch. Heyn, T. Franke, R. Anton and M. Harsdorff. *Correlation between island-formation kinetics, surface roughening, and RHEED oscillation damping during GaAs homoepitaxy*. Phys. Rev. B **56**, 13483 (1997).
- [Hey01] Ch. Heyn. *Critical coverage for strain-induced formation of InAs quantum dots*. Phys. Rev. B **64**, 165306 (2001).
- [Hey05] Ch. Heyn and S. Cunis. *Shutter transients during solid-source epitaxy*. J. Vac. Sci. Technol. B **23**, 2014 (2005).
- [Hey07a] Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch, W. Hansen and A. Nemcsics. *Faceting during GaAs quantum dot self-assembly by droplet epitaxy*. Appl. Phys Lett. **accepted** (2007).
- [Hey07b] Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch, W. Hansen and A. Nemcsics. *Regimes of GaAs quantum dot self-assembly by droplet epitaxy*. Phys. Rev. B **accepted** (2007).
- [Hil64] P. Hilsch and R. Hilsch. *Zur Supraleitung von Schichtpaketen aus Normal- und Supraleitern*. Zeitschrift für Physik **180**, 10 (1964).
- [Hji00a] M. Hjiri, F. Hassen and H. Maaref. *Optical characterisation of InAs/GaAs structures grown by MBE*. Mater. Sci. Eng. B **74**, 514 (2000).
- [Hji00b] M. Hjiri, F. Hassen and H. Maaref. *Optical characterisation of self organized InAs/GaAs quantum dots grown by MBE*. Mater. Sci. Engng B **74**, 253 (2000).
- [Hol66] D. B. Holt. *Misfit Dislocations in Semiconductors*. J. Phys. Chem. Solids **27**, 1053 (1966).
- [Hos07] M. Hosoda and T. Shigaki. *Degeneracy breaking of optical resonance modes in rolled-up spiral microtubes*. Appl. Phys. Lett. **90**, 181107 (2007).
- [Hsi94] G. S. Hsiao and R. M. Penner. *Deposition of Metal Nanostructures onto Si(111) Surfaces by Field Evaporation in the STM*. Appl. Phys. Lett. **64**, 1350 (1994).
- [Häu96] K. Häusler, K. Eberl, F. Noll and A. Trampert. *Strong alignment of self-assembling InP quantum dots*. Phys. Rev. B **54**, 4913 (1996).
- [Hu98] X. Hu and P. Blanckenhagen. *Generation and Analysis of nano-scale Al-Islands by STM*. Appl. Phys. A **66**, 707 (1998).
- [Kam98] I. Kamiya, I. Tanaka and H. Sakaki. *Optical properties of near surface-InAs quantum dots and their formation processes*. Physica E **2**, 637 (1998).

- [Kar04] Lars Karsten. *Photolumineszenzspektroskopie an Halbleiterquantenpunkten*. Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2004).
- [Kav88] K. L. Kavanagh, M. A. Capano, L. W. Hobbs, J. C. Barbour, P. M. J. Marée, W. Schaff, J. W. Mayer, D. Pettit, J. M. Woodall, J. A. Stroschio and R. M. Feenstra. *Asymmetries in dislocation densities, surface morphology, and strain of GaInAs/GaAs single heterolayers*. J. Appl. Phys. **64**, 4843 (1988).
- [Kaw84] K. Kawabe, H. Koyama and K. Shirae. *Planar inductor*. IEEE T. Magn. **20**, 1969 (1984).
- [Kim04] K. M. Kim, Y. J. Park, S. H. Son, S. H. Lee, J. I. Lee, J. H. Park and S. K. Park. *Artificial array of InAs quantum dots on a strain-engineered superlattice*. Physica E **24**, 148 (2004).
- [Kip00] Tobias Kipp. *Elektronische Ramanspektroskopie an Zweidimensionalen Elektronensystemen in Microcavities*. Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2000).
- [Kip05] T. Kipp, K. Petter, Ch. Heyn, D. Heitmann and C. Schüller. *Optically pumped lasing from localized states in quantum-well and quantum-dot microdisks*. AIP Conf. Proc. **772**, 1115 (2005).
- [Kip06] T. Kipp, H. Welsch, Ch. Strelow, Ch. Heyn and D. Heitmann. *Optical Modes in Semiconductor Microtube Ring Resonators*. Phys. Rev. Lett. **96**, 77403 (2006).
- [Kir05] S. Kiravittaya, A. Rastelli and O. G. Schmidt. *Self-assembled InAs quantum dots on patterned GaAs(001) substrates: Formation and shape evolution*. Appl. Phys. Lett. **87**, 243112 (2005).
- [Kit95] M. Kitamura, M. Nishioka, J. Oshinowo and Y. Arakawa. *In situ fabrication of self-aligned InGaAs quantum dots on GaAs multiaatomic steps by metalorganic chemical vapor deposition*. Appl. Phys. Lett. **66**, 3663 (1995).
- [Kit96] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag München Wien (1996).
- [Koh00] S. Kohmoto, H. Nakamura, T. Ishikawa and K. Asakawa. *STM Probe-Assisted Site-Control of Self-Organized InAs QD on GaAs Surfaces*. J. Electr. Mat. **29**, 525 (2000).
- [Kon98] A. Konkar, A. Madhukar and P. Chen. *Stress-engineered spatially selective self-assembly of strained InAs quantum dots on nonplanar patterned GaAs(001) substrates*. Appl. Phys. Lett. **72**, 220 (1998).

- [Krz02] T. J. Krzyzewski, P. B. Joyce, G. R. Bell and T. S. Jones. *Scaling behavior in InAs/GaAs(001) quantum-dot formation*. Phys. Rev. B **66**, 201302 (2002).
- [Kuc99] Horst Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig (1999).
- [Kui94] J. Kui, W. A. Jesser and S. H. Jones. *Misfit dislocation generation mechanisms in InGaAs/GaAs heterostructures*. J. Appl. Phys. **76**, 7829 (1994).
- [Lee01] H. Lee, J. A. Johnson, M. Y. He, J. S. Speck and P. M. Petroff. *Strain-engineered self-assembled semiconductor quantum dot lattices*. Appl. Phys. Lett. **78**, 105 (2001).
- [Leo93] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars and P. M. Petroff. *Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces*. Appl. Phys. Lett. **63**, 3203 (1993).
- [Leo94] D. Leonard, K. Pond and P. M. Petroff. *Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs*. Phys. Rev. B **50**, 11687 (1994).
- [Leo02] R. Leon, S. Chaparro, S. R. Johnson, C. Navarro, X. Jin, Y. H. Zhang, J. Siegert, S. Marcinkevicius, X. Z. Liao and J. Zou. *Dislocation-induced spatial ordering of InAs quantum dots: Effects on optical properties*. J. Appl. Phys. **91**, 5826 (2002).
- [Ler02] F. Leroy, J. Eymery, P. Gentile and F. Fournel. *Ordering of Ge quantum dots with buried Si dislocation networks*. Appl. Phys. Lett. **80**, 3078 (2002).
- [Lev99] M. Levinshstein, S. Rumyantsev and M. Shur. *Handbook series on semiconductor parameters*. World Scientific (1999).
- [Liu99] X. W. Liu, A. A. Hopgood, B. F. Usher, H. Wang and N. St. J. Braithwaite. *Formation of misfit dislocations during growth of $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ strained-layer heterostructures*. Sem. Sci. Techn. **14**, 1154 (1999).
- [Lut94] M. A. Lutz, R. M. Feenstra, F. K. LeGoues, P. M. Mooney and J. O. Chu. *Influence of misfit dislocations on the surface morphology of $Si_{1-x}Ge_x$ films*. Appl. Phys. Lett. **66**, 724 (1994).
- [Mam90] H. J. Mamin, P. H. Guenther and D. Rugar. *Atomic Emission from a Gold Scanning Tunneling Microscope Tip*. Phys. Rev. Lett. **65**, 2418 (1990).
- [Man02] T. Mano, R. Nötzel, G. J. Hamhuis, T. J. Eijkemans and J. H. Wolter. *Formation of InAs quantum dot arrays on GaAs (100) by self-organized anisotropic strain engineering of a (In,Ga)As superlattice template*. Appl. Phys. Lett. **81**, 1705 (2002).

- [Mat] Toru Matsuyama. *persönliche Mitteilung*.
- [Mat74] J.W. Mattewhs and A.E. Blakeslee. *Defects in Epitaxial Multilayers*. J. Crys. Growth **27**, 118 (1974).
- [Men01] Stefan Mendach. *Versetzungen und Verspannungen in Heterostrukturen*. Master's thesis, Universität Hamburg (2001).
- [Men04] S. Mendach, O. Schumacher, Ch. Heyn, S. Schnüll, H. Welsch and W. Hansen. *Preparation of Curved Two-Dimensional Electron Systems in InGaAs/GaAs-Microtubes*. Physica E **23**, 274 (2004).
- [Men05] Stefan Mendach. *InGaAs- Mikro- und Nanoröhrchen*. Ph.D. thesis, University of Hamburg (2005).
- [Mil07] T. Milinski. *Adaption eines STM zum Einsatz in einem Molekularstrahlepitaxiesystem*. Master's thesis, Universität Hamburg (2007).
- [Min92] M. Mino, T. Yachi, A. Yago, K. Yanagisawa and K. Sakakibara. *A new planar microtransformer for use in micro-switching converters*. IEEE Transactions on Magnetics **28**, 1969 (1992).
- [Mül77] D. L. Müller. *Superconductivity in ultrathin Pb films deposited on silicon*. Phys. Rev. B **15**, 4180 (1977).
- [Mor95] P. Moriarty, P. H. Beton and D. A. Woolf. *Atomic scale modifications of GaAs using a scanning tunneling microscope*. Appl. Phys. Lett. **66**, 1515 (1995).
- [Mui95] D. S. L. Mui, D. Leonard, L. A. Coldren and P. M. Petroff. *Surface migration induced self-aligned InAs islands grown by molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **66**, 1620 (1995).
- [Nau02] Wener Naumann. *Ultrahochvakuum Präparation und Charakterisierung von InAs(100)-Oberflächen*. Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2002).
- [Nea83] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. J. Dobson and N. Norton. *Dynamics of film growth of GaAs by MBE from Rheed observations*. Appl. Phys. A **31**, 1 (1983).
- [Pan98] D. Pan, J. Xu, E. Towe, Q. Xu and J. W. Hsu. *Self-organization of (In,Ga)As/GaAs quantum dots on relaxed (In,Ga)As films*. Appl. Phys. Lett. **73**, 2164 (1998).
- [Par02] J. Y. Park and R. J. Phaneuf. *Polarity dependence in pulsed scanning tunneling microscopy fabrication and modification of metal nanodots on silicon*. J. Appl. Phys. **92**, 2139 (2002).

- [Pas93] J. I. Pascual, J. Mendez, J. Gomez-Herrero, A. M. Baro, N. Garcia and V. T. Binh. *Quantum contact in gold nanostructures by scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. Lett. **71** (12), 1852 (1993).
- [Pet94] P. Petroff and M. Denbaars. *MBE and MOCVD growth and properties of self-assembling quantum dot arrays in III-V semiconductor structures*. Superlatt. Microstruct. **15**, 15 (1994).
- [Pie99] O. Pietzsch, A. Kubetzka, D. Haude, M. Bode and R. Wiesendanger. *A low-temperature ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope with a split-coil magnet and a rotary motion stepper motor for high spatial resolution studies of surface magnetism*. Rev. Sci. Instr. **71**, 424 (1999).
- [Poh86] D. W. Pohl. *Dynamic Piezoelectric Translation Devices*. Rev. Sci. Instr. **58**, 54 (1986).
- [Pri98] V. A. Prinz, V. A. Seleznev and A. K. Gutakovsky. *Proc. 24th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (1998).
- [Pri00] V. Ya. Prinz, V. A. Seleznev, A. K. Gutakovsky, A. V. Chehovskiy, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato and T. A. Gavrilova. *Free-Standing and Overgrown InGaAs/GaAs Nanotubes, Nanohelices and their Arrays*. Physica E **6**, 828 (2000).
- [Ras04] A. Rastelli, S.M. Ulrich, E. M. Pavelescu, T. Leinonen, M. Pessa, , P. Michler and O.G. Schmidt. *Self-assembled quantum dots for single-dot optical investigations*. Superl. and Mirostr. **36**, 181 (2004).
- [Sch01] Stephan Schulz. *DLTS-Messungen an selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten*. Master's thesis, Universität Hamburg (2001).
- [Sch06] M. Schmidbauer, Sh. Seydmohamadi, D. Grigoriev, Zh. M. Wang, Yu. I. Mazur, P. Schäfer, M. Hanke, R. Köhler and G. J. Salamo. *Controlling Planar and Vertical Ordering in Three-Dimensional (In,Ga)As Quantum Dot Lattices by GaAs Surface Orientation*. Phys. Rev. Lett. **96**, 066108 (2006).
- [Sch07a] O.G. Schmidt. *Lateral Alignment of epitaxial Quantum Dots* (2007).
- [Sch07b] A. Schramm. *Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte: Eigenschaften, Modifizierung und Emissionsprozesse*. Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2007).
- [Ser64] D. P. Seraphim, F. M. D'Heurle and W. R. Heller. *Free Energy of Composite Wires in the Superconducting State*. Rev. Mod. Phys. **36**, 323 (1964).
- [Shi97] S. Yu. Shiryayev, F. Jensen, J. Lundsgaard Hansen, J. Wulff Petersen and A. Nylandsted Larsen. *Nanoscale Structuring by Misfit Dislocations in $Si_{1-x}Ge_x/Si$ Epitaxial Systems*. Phys. Rev. Lett. **78**, 503 (1997).

- [Smi61] P. H. Smith, S. Shapiro, J. L. Miles and J. Nicol. *Superconducting Characteristics of Superimposed Metal Films*. Phys. Rev Lett. **6**, 686 (1961).
- [Sol96] G. S. Solomon, J. A. Trezza, A. F. Marshall and Jr. J. S. Harris. *Vertically Aligned and Electronically Coupled Growth Induced InAs Islands in GaAs*. Phys. Rev. Lett. **76**, 952 (1996).
- [Stö00] Horst Stöcker, editor. *Taschenbuch der Physik*. Harri Deutsch (2000).
- [Str39] I.N. Stranski and L. Krastanov. Akad. Wiss. Lit. Mainz, Math.-Natur K1 **146**, 797 (1939).
- [Str68] M. Strongin and O. F. Kammerer. *Superconductive Phenomena in Ultra-thin Films*. J. Appl. Phys. **39**, 2509 (1968).
- [Str06] C. Strelow. *Photolumineszenzspektroskopie an Mikroröllchen-Ringresonatoren*. Master's thesis, Universität Hamburg (2006).
- [Str07] Ch. Strelow, C. M. Schultz, H. Rehberg, H. Welsch, Ch. Heyn, D. Heitmann and T. Kipp. *Three-Dimensionally Confined Optical Modes in Quantum Well Microtube Ring Resonators*. Phys. Rev. B **76**, 045303 (2007).
- [Ter83] J. Tersoff and D.R. Hamann. *Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope*. Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983).
- [Ter85] J. Tersoff and D.R. Hamann. *Theory of the Scanning Tunneling Microscope*. Phys. Rev. B **31** (1985).
- [Tsu97] Y. C. Tsui and T. W. Clyne. *An analytical model for predicting residual stresses in progressively deposited coatings - Part 1*. Thin Solid Films **306**, 23 (1997).
- [Ust99] V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, A. Yu. Egorov, A. V. Lunev, B. V. Volovik, I. L. Krestnikov, Yu. G. Musikhin, N. A. Bert, P. S. Kopev, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov and D. Bimberg. *In-As/InGaAs quantum dot structures on GaAs substrates emitting at 1.3 mikrom*. Appl. Phys. Lett. **74**, 2815 (1999).
- [vdM64] J. H. van der Merwe. *Single Crystal Films*. Pergamon, Oxford (1964).
- [Vol26] M. Volmer and A. Weber. *Keimbildung in übersättigten Gebilden*. Z. Phys. Chem. **119**, 277 (1926).
- [Wan85] Z. G. Wang, H. P. Gislason and B. Monemar. *Acceptor associates and bound excitons in GaAs:Cu*. J. Appl. Phys. **58**, 230 (1985).

- [Wan04a] C. F. Wang, A. Badolato, I. Wilson-Rae, P. M. Petroff, E. Hu, J. Urayama and A. Imamoglu. *Optical properties of single InAs quantum dots in close proximity to surfaces*. Appl. Phys. Lett. **85**, 3425 (2004).
- [Wan04b] Z. M. Wang, K. Holmes, Yu. I. Mazur and G. J. Salamo. *Fabrication of (In,Ga)As quantum dot chains on GaAs(001)*. Appl. Phys. Lett. **84**, 1931 (2004).
- [Was99] Z. R. Wasilewski, S. Fafard and J. P. McCaffrey. *Size and shape engineering of vertically stacked self-assembled quantum dots*. J. Cryst. Growth **201-202**, 1131 (1999).
- [Wel07] H. Welsch, T. Kipp, Ch. Heyn and W. Hansen. *Lateral self-arrangement of self-assembled InAs quantum dots by an intentional-induced dislocation network*. J. Cryst. Growth **301-302**, 759 (2007).
- [Wik] de.wikipedia.org/wiki/Fluorwasserstoffsäure.
- [Wit97] Chr. Wittneven, R. Dombrowski, S. H. Pan and R. Wiesendanger. *A low-temperature ultrahigh-vacuum scanning tunneling microscope with rotatable magnetic field*. Rev. Sci. Instr. **68**, 3806 (1997).
- [Xie94] Q. Xie, P. Chen, and A. Madhukar. *InAs island-induced-strain driven adatom migration during GaAs overlayer growth*. Appl. Phys. Lett. **65**, 2051 (1994).
- [Xie95] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen and N. P. Kobayashi. *Vertically Self-Organized InAs Quantum Box Islands on GaAs(100)*. Phys. Rev. Lett. **75**, 2542 (1995).
- [Xie97] Y. H. Xie, S. B. Samavedam, M. Bulsara, T. A. Langdo, and E. A. Fitzgerald. *Relaxed template for fabricating regularly distributed quantum dot arrays*. Appl. Phys. Lett. **71**, 3567 (1997).
- [Yam02] K. Yamaguchi, K. Kawaguchi and T. Kanto. *One-Dimensional InAs Quantum-Dot Chains Grown on Strain-Controlled GaAs/InGaAs Buffer Layer by Molecular Beam Epitaxy*. Jap. J. Appl. Phys. **41**, L996 (2002).
- [Zre00] A. Zrenner. *A close look on single quantum dots*. J. Chem. Phys. **112**, 7790 (2000).