

Stefan Böhm

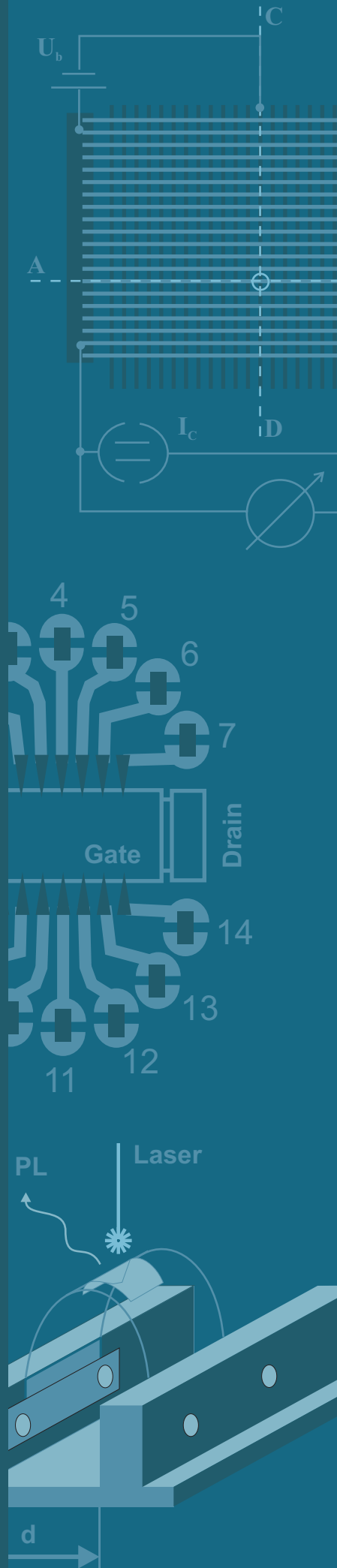
# Der epitaktische Lift-off

als Methode,  
elektrische- und optische  
Eigenschaften in  
III-V-Halbleiter-Strukturen  
zu beeinflussen



Dissertation

vorgelegt bei der Fakultät für Physik der  
Ludwig-Maximilians-Universität München



**Lehrstuhl für experimentelle Halbleiterphysik**

**Der epitaktische Lift-off als Methode, elektrische- und optische Eigenschaften in III-V-Halbleiter-Strukturen zu beeinflussen**

**Stefan Böhm**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)**

genehmigten Dissertation.

Tag der Prüfung:

22. Juli 2002

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. Wilhelm Zwerger

1. Gutachter der Dissertation:

Univ.-Prof. Dr. Jörg P. Kotthaus

2. Gutachter der Dissertation:

Univ.-Prof. Dr. Joachim Rädler

# 1 INHALTSVERZEICHNIS

<b>1</b>	<b>Inhaltsverzeichnis</b> .....	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b> .....	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen des epitaktischen Lift-offs (ELO)</b> .....	<b>5</b>
3.1	Die prinzipielle Durchführung des epitaktischen Lift-offs .....	5
3.2	Transfer von ELO-Filmen auf planare Zielsubstrate .....	9
3.3	Transfer von ELO-Filmen auf gekrümmte Oberflächen und auf flexible Zielsubstrate .....	10
3.4	Die Herstellung freitragender Halbleiterstrukturen mit dem epitaktischen Lift-off .....	22
<b>4</b>	<b>Der Feldeffekt-adressierbare potentiometrische Sensor (FAPS)</b> .....	<b>27</b>
4.1	Einleitung .....	27
4.2	Das Zellmembranpotential .....	28
4.3	Ausbildung von Aktionspotentialen .....	29
4.4	Methoden zur Messung der elektrischen Aktivität einzelner Zellen .....	31
4.5	Die Problematik eines Zell-Halbleiter-Hybrids .....	36
4.6	Das Funktionsprinzip des FAPS .....	39
4.7	Die Herstellung einer FAPS-Teststruktur .....	46
4.7.1	<i>Maskenherstellung für die optische Lithografie</i> .....	48
4.7.2	<i>Die Prozessschritte im Überblick</i> .....	52
4.8	Charakterisierung der FAPS-Teststruktur .....	57
4.8.1	<i>Messung der charakteristischen Kenngrößen</i> .....	57
4.8.2	<i>Ergebnisse der Messungen</i> .....	63
4.8.3	<i>Diskussion der Ergebnisse</i> .....	64
4.9	Herstellung eines FAPS mit hoher Ortsauflösung .....	69
4.10	Zusammenfassung und Ausblick .....	73
<b>5</b>	<b>Der Quanten-Hall-Effekt (QHE) in nicht-planarer Geometrie</b> .....	<b>75</b>
5.1	Einleitung .....	75

5.2	Theoretische Grundlagen.....	76
5.2.1	<i>Zweidimensionale Elektronensysteme</i> .....	76
5.2.2	<i>Zweidimensionale Elektronensysteme im Magnetfeld</i> .....	79
5.2.3	<i>Zylindrisch gekrümmte zweidimensionale Elektronensysteme</i> .....	81
5.2.4	<i>Magnetokapazität zweidimensionaler Elektronensysteme</i> .....	90
5.3	Technologie und Probenpräparation.....	93
5.4	Experimentelle Ergebnisse und Diskussionen.....	97
5.5	Zusammenfassung und Ausblick.....	108
<b>6</b>	<b>Photolumineszenz an Quantentöpfen in verspannten Halbleiter-Heterostrukturen</b> .....	<b>111</b>
6.1	Einleitung.....	111
6.2	Photolumineszenz an verspannten Halbleiterstrukturen.....	112
6.3	Funktionsprinzipien zur Verspannungsinduzierung.....	119
6.4	Beschreibung des Messaufbaus.....	123
6.5	Experimentelle Ergebnisse und Diskussionen.....	127
6.5.1	<i>Photolumineszenzmessungen an einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit drei Quantentöpfen</i> .....	128
6.5.2	<i>Photolumineszenzmessungen an einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit sechs Quantentöpfen</i> .....	142
6.6	Zusammenfassung und Ausblick.....	148
<b>7</b>	<b>Abschließende Zusammenfassung und Ausblick</b> .....	<b>149</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>155</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b> .....	<b>160</b>
9.1	Schichtaufbau der verwendeten Halbleiterheterostrukturen.....	160
9.2	ELO-Prozesstechnologie.....	163
9.3	Maskenherstellung im reflektiven Verfahren.....	165
9.4	Maskenherstellung im transmitiven Verfahren.....	166



## 2 EINLEITUNG

Mit dem epitaktischen Lift-off ist es möglich, durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellte Halbleiter-Heterostrukturen von ihrem Basissubstrat abzulösen und auf die Oberfläche eines definierten Zielsubstrates zu transferieren. Diese Technologie wurde erstmals 1987 von E. Yablonovitch et. al. ([YABLONOVITCH87]) beschrieben. Die dort verwendeten Halbleiter-Heterostrukturen basierten auf GaAs und einer Trennschicht aus AlAs zwischen dem Basissubstrat und der Heterostruktur. Diese Trennschicht wird in hoher Selektivität durch einen nasschemischen Ätzprozess mit Flusssäure aufgelöst, wodurch die Separation der Halbleiter-Heterostruktur vom Basissubstrat stattfindet.

Drei Jahre später wird von E. Yablonovitch et. al. ([YABLONOVITCH90]) ein weiteres Verfahren beschrieben, mit dem die epitaktisch abgelösten Halbleiter-Heterostrukturen (ELO-Filme) auf unterschiedliche Oberflächen aufgebracht werden können. Die Haftung der ELO-Filme auf der Oberfläche des Zielsubstrates wird laut [YABLONOVITCH90] durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung hervorgerufen. Mit dieser Technologie konnten beispielsweise Hybridsysteme bestehend aus einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur, welche auf die Oberfläche eines LiNbO<sub>3</sub>-Kristalls transferiert wurde, hergestellt werden ([ROTTER96], [ROTTER97]). Diese Hybridsysteme ermöglichten die Untersuchung der Wechselwirkungen eines quasi zweidimensionalen Elektronensystems mit einer akustoelektrischen Oberflächenwelle.

Eine Weiterentwicklung der Technologie des epitaktischen Lift-offs im Jahre 1997 hatte zum Ziel, Halbleiter-Heterostrukturen auf gekrümmte Oberflächen aufzubringen [BÖHM97]. Diese Technik wurde dazu benützt, erste Untersuchungen des Quanten-Hall-Effekts in nicht-planarer Geometrie durchführen zu können.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung neuer Technologien für den epitaktischen Lift-off. Die Motivation hierfür bestand in neuen Anforderungen, die mit den bisher zur Verfügung stehenden Technologien nicht realisiert werden konnten. Hierzu gehört eine deutlich höhere Präzision bei der Positionierung der ELO-Filme auf planaren Zielsubstraten, sowie eine gezielte Strukturierung der ELO-Filme nach dem Transfer auf die Zielsubstrate durch die Standardverfahren der Halbleiter-Prozesstechnologie (z. B. optische Lithografie, nasschemische Ätzverfahren, metallische Bedampfungen, etc.). Weiterhin sollte die Qualität der auf gekrümmte Zielsubstrate übertragenen ELO-Filme deutlich verbessert werden, wobei insbesondere auch flexible Zielsubstrate zum Einsatz kommen sollten. Im Rahmen dieser Entwicklungen wurde auch die Herstellung freitragender Halbleiterstrukturen ermöglicht.

Die Perspektiven, die sich durch diese Herstellungsverfahren ergeben, werden an drei verschiedenen Projekten demonstriert, die Gegenstand dieser Arbeit sind. Das erste Projekt beschäftigte sich mit der Kopplung von biologischen Zellstrukturen an Halbleitersysteme. Die Intention für dieses Projekt war die ortsaufgelöste Detektion von Aktionspotentialen in verschiedenen Zellkulturen. Die Ergebnisse aus diesem Projekt führten bereits zu einem ersten Patent ([LORKE2000]).

Das zweite Projekt behandelte den Quanten-Hall-Effekt in nicht-planarer Geometrie. Hier wurden Magnetotransport- und Magnetkapazitätsmessungen an quasi zylinderförmigen Hallbar-Geometrien mit zahlreichen, interessanten Ergebnissen durchgeführt.

Im Rahmen des dritten Projekts wurden die verspannungsinduzierten Modifikationen der optischen Eigenschaften an verschiedenen Quantentopf-Strukturen untersucht. Es konnten erste Photolumineszenzmessungen an Quantentöpfen in Halbleiter-Heterostrukturen durchgeführt werden, die durch epitaktischen Lift-off auf flexible Zielsubstrate transferiert wurden. Mechanische Verspannungen, welche in diese Zielsubstrate eingeprägt werden, übertragen sich ebenfalls auf die Quantentöpfe und beeinflussen deren physikalische Eigenschaften.

Die vielfältigen Möglichkeiten, die sich durch die neuen Technologien für den epitaktischen Lift-off ergeben, ermöglichen noch weitere vielversprechende Projekte, die jedoch im zeitlichen Rahmen dieser Dissertation nicht mehr realisiert werden konnten. Es wird jedoch in einem gesonderten Abschnitt auf einige dieser interessanten Perspektiven eingegangen.

---

### 3 GRUNDLAGEN DES EPITAKTISCHEN LIFT-OFFS (ELO)

Der epitaktische Lift-off (ELO) ist ein Verfahren zur Separation einer Halbleiter-Heterostruktur von ihrem Basissubstrat. Der ELO, wie er hier beschrieben wird, bezieht sich auf III-V-Halbleiter und deren entsprechende Kombinationen. Die Schichtdicken der Heterostrukturen können dabei problemlos zwischen 200 nm und über 1  $\mu\text{m}$  betragen. Voraussetzung für den ELO ist eine Trennschicht aus AlAs, welche zwischen dem Basissubstrat und der physikalisch relevanten Heterostruktur während des Herstellungsprozesses durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) eingefügt werden muss. Diese Trennschicht hat typischerweise eine Dicke von 100 nm. In [YABLONOVITCH87] wird berichtet, dass eine Separation von Heterostruktur und Basissubstrat selbst bei einer AlAs-Schichtdicke von 2 nm möglich ist. Die Trennschicht wird durch einen nasschemischen Ätzprozess mit 10%-iger Flußsäure entfernt, wodurch sich die Heterostruktur vom Basissubstrat lösen kann.

Das Grundprinzip des ELO basiert auf der extrem hohen Selektivität von Flußsäure zwischen AlAs und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mit  $x \leq 0.4$ . Die Selektivität beträgt ungefähr  $10^7 : 1$  ([YABLONOVITCH87], [KONAGAI78]), die jedoch bei einem Aluminiumanteil zwischen 0.4 und 0.5 sprunghaft abfällt. Eine Zusammensetzung von  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  kann bereits eine Ätztrennschicht bestehend aus AlAs ersetzen ([YABLONOVITCH87]). Die Ursache für die hohe Selektivität ist bislang noch weitgehend unverstanden.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die prinzipielle Durchführung des epitaktischen Lift-offs beschrieben. Danach folgt eine detaillierte Beschreibung zum Transfer der ELO-Filme auf planare-, gekrümmte- und flexible Zielsubstrate. Abschließend wird die Herstellung freitragender Halbleiterstrukturen diskutiert.

#### 3.1 Die prinzipielle Durchführung des epitaktischen Lift-offs

Das für den epitaktischen Lift-off verwendete Ausgangsmaterial besitzt die in Abbildung 3.1 dargestellte Grundstruktur. Auf einem GaAs-Basissubstrat wird eine AlAs-Opferschicht in einer Dicke von ca. 100 nm aufgewachsen. Oberhalb der AlAs-Opferschicht wird die physikalisch relevante Heterostruktur erzeugt. Diese Heterostruktur kann aus beliebig definierten Schichtfolgen (z.B. GaAs, AlGaAs, InGaAs, etc.) bestehen. Die resultierende Gesamtdicke der Heterostruktur kann mit den hier beschriebenen Verfahren zwischen ca. 200 nm und 1  $\mu\text{m}$  liegen. In diesem Bereich arbeitet der ELO-Prozess zuverlässig und reproduzierbar.

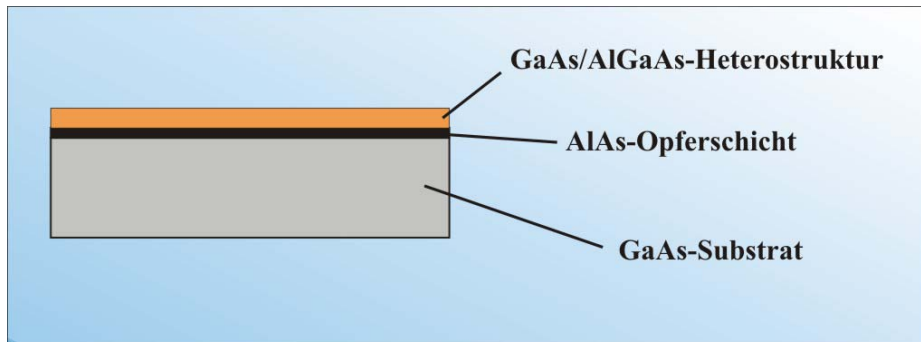


Abb. 3.1: Schematischer Querschnitt durch das Probenmaterial

Im allgemeinen müssen die Heterostrukturen in vielfältiger Weise präpariert werden, bevor die gewünschte Funktionalität des resultierenden Gesamtsystems erreicht wird. Zu diesen Präparationsschritten gehören Prozesse wie optische Lithografie, Metallbedampfungen, nasschemische Ätzprozesse, ohmsche Kontaktierungen, etc. Die Topologie des Zielsubstrat, auf das die Heterostruktur aufgebracht werden soll, definiert verschiedene Prozesse, die nach dem Transfer des ELO-Films nicht mehr durchführbar sind. Dazu zählt z. B. die optische Lithografie im Falle eines gekrümmten Zielsubstrates. Generell ist es ebenfalls nicht möglich, den Einlegierungsvorgang für ohmsche Kontaktierungen nach dem ELO durchzuführen, da die Stabilität der ELO-Filme auf dem Zielsubstrat, oder das Zielsubstrat selbst im allgemeinen nicht ausreicht, den hierfür nötigen hohen Temperaturen von ca. 400-500° C standhalten zu können. Es ist deshalb grundsätzlich eine Unterscheidung der Prozessschritte in solche vor und nach dem ELO nötig.

1. *Pre-Processing:*

Prozesse vor dem ELO. Dazu zählt insbesondere die Herstellung ohmscher Kontakte, die Definition von Photoresistschichten, Metallbedampfungen (insbesondere auf dem Zielsubstrat), selektive Ätzschritte (genaueres dazu später), etc.

2. *Post-Processing:*

Prozesse, die nach dem ELO und dem Auflegen des ELO-Films auf das Zielsubstrat erfolgen. Dazu zählen nasschemische Ätzschritte zur Definition einer bestimmte Geometrie der Heterostruktur, zusätzliche Metallbedampfungen über die Heterostruktur hinweg, optische Lithografie im Falle eines planaren Zielsubstrates, etc.

Aufgrund der geringen Schichtdicken der Heterostrukturen ist es nicht möglich, eine Separation vom Basissubstrat lediglich durch auflösen der AlAs-Opferschicht durchzuführen. Der Grund dafür ist zum einen die geringe Schichtdicke der Halbleiter-Heterostrukturen, die eine direkte mechanische Manipulation unmöglich macht, und zum anderen die zum Teil sehr hohen Verspannungen innerhalb der physikalisch relevanten Halbleiter-Schichtstruktur. Die Eigenschaften der Heterostrukturen (z. B. quasi-zweidimensionale Elektronensysteme, Quantentöpfe, Quantendots, etc.) werden durch die Kombination

unterschiedlicher Halbleitermaterialien definiert. Indem diese Materialien in bestimmten Schichtfolgen aufeinander aufgewachsen werden, entstehen im allgemeinen starke Verspannungen innerhalb der Heterostruktur aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten der verschiedenen Halbleiterschichten. Diese Verspannungen werden freigesetzt, sobald die AlAs-Opferschicht im ELO-Prozess entfernt wird. Die Folge ist insbesondere bei sehr dünnen Heterostrukturen eine unkontrollierte Rissbildung im ELO-Film. Aus diesem Grund muss eine entsprechende Schutzschicht auf die Oberfläche der Heterostruktur aufgebracht werden.

Diese Schutzschicht dient dazu, sowohl die mechanische Manipulation des ELO-Films zu gewährleisten, wie auch die Halbleiter-Heterostruktur während des Ätzworganges der AlAs-Opferschicht zu schützen. Als Material für die Schutzschicht wird eine wachsartige Substanz mit dem Markennamen APIEZON (Hersteller: Apiezon Products, M&I Materials LTD, PO Box 136, Manchester, UK), welches bereits in [YABLONOVITCH87] eingesetzt wurde, verwendet.

Der prinzipielle Ablauf des ELO ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Wie bereits erläutert wurde, wird mit den Pre-Processing-Schritten begonnen. Hier kann mit optischer Lithografie eine Photoresist-Struktur definiert werden. Diese Struktur bleibt vom APIEZON unbeeinflusst und ist nach dem Transfer des ELO-Films auf das Zielsubstrat und dem Ablösen der Deckschicht vollständig intakt. Durch diesen Prozess können beliebige Geometrien erzeugt werden, die nach dem ELO z. B. durch nasschemische Ätzprozesse eine strukturelle Definition der Heterostruktur ermöglichen.

Dieser Prozessschritt ist insbesondere dann von Bedeutung, wenn eine optische Lithografie nach dem ELO nicht mehr möglich ist, beispielsweise wenn das Zielsubstrat eine gekrümmte Oberfläche besitzt. Weiterhin besteht im Pre-Processing die Möglichkeit, durch einen auf die AlAs-Opferschicht selektiv stoppenden Ätzprozess, eine geometrische Definition der Heterostruktur vorzunehmen. Dieser besondere Ätzprozess bedient sich einer basischen Ätzlösung, wie sie in [PORE80] beschrieben wird. Details über diesen Prozess, nebst der genauen Parameter, sind im Anhang zu finden.

Ebenfalls im Rahmen des Pre-Processing können spezifische Metallbedampfungen auf der Oberfläche der Heterostruktur deponiert werden. Hier sind insbesondere Feldeffekt-Elektroden von Bedeutung. Es sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass im Rahmen des Pre-Processing (in Abbildung 3.1 nicht dargestellt), auch entsprechende Metallbedampfungen auf der Oberfläche des Zielsubstrates vorgenommen werden können. Diese Möglichkeit wird in Kapitel 4 von Bedeutung sein, insbesondere ermöglicht diese Option, die elektronischen Eigenschaften der Heterostrukturen in Form einer sogenannten „Backgate-Elektrode“ beeinflussen zu können (z. B. FET-Transistor).

Im folgenden Arbeitsschritt wird die Deckschicht aus APIEZON auf die Oberfläche der Heterostruktur aufgebracht. Der Werkstoff APIEZON bietet dazu verschiedene Möglichkeiten. Zum einen handelt es sich bei APIEZON um einen thermoplastischen Werkstoff, der ab einer Temperatur von ca. 80° C zu schmelzen beginnt und zum anderen ist APIEZON sehr leicht in dem Lösungsmittel Trichloräthylen (TRI) lösbar.

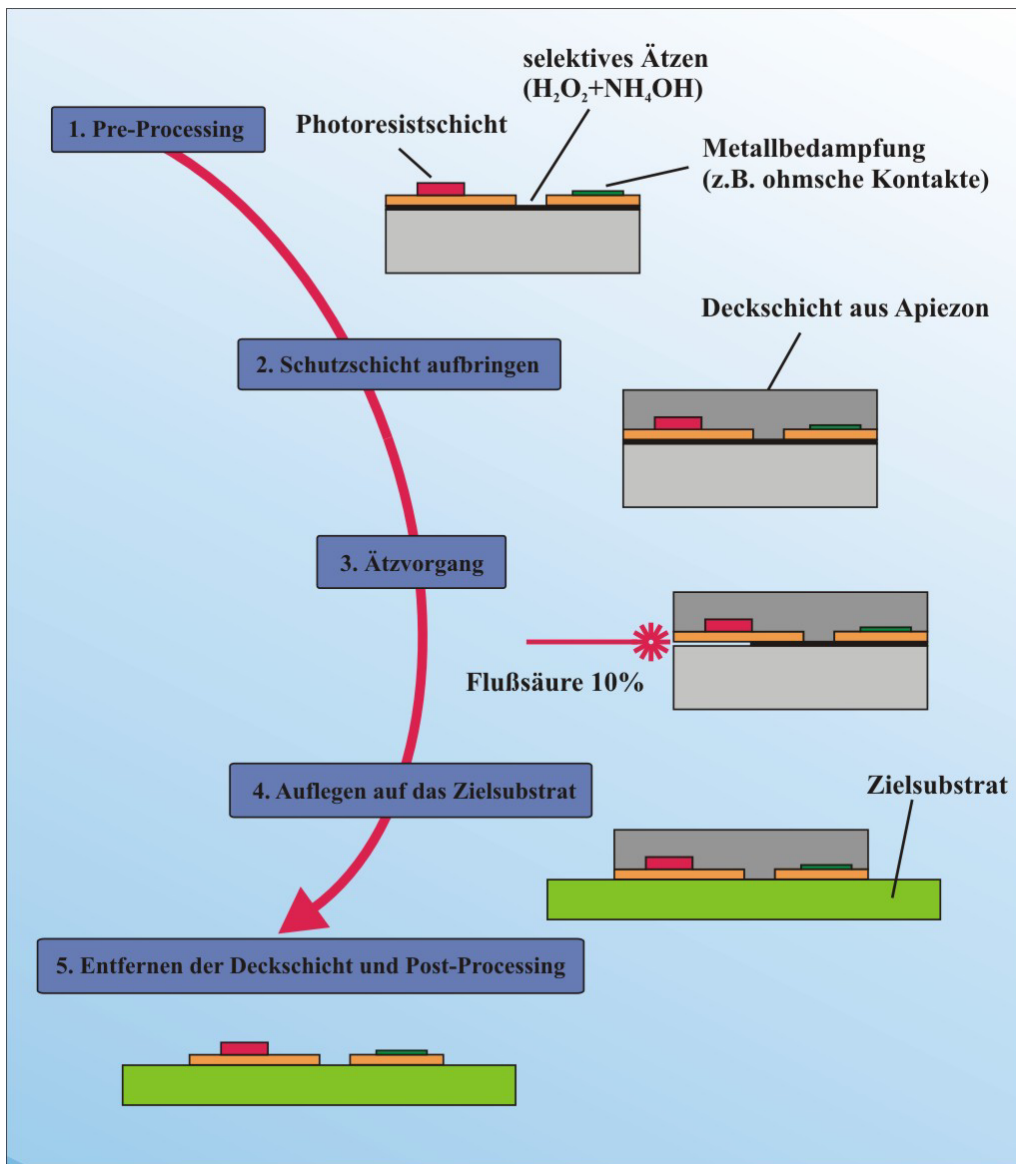


Abb. 3.2: Prozessschritte des epitaktischen Lift-offs in schematischer Darstellung

Damit kann in TRI gelöstes APIEZON durch eine feine Pipette auf die Oberfläche einer Heterostruktur aufgebracht werden. Da es sich bei TRI um ein leicht flüchtiges Lösungsmittel handelt, kann mit dieser Methode eine APIEZON-Deckschicht in definierter Form und Dicke abgeschieden werden, wie in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist. Nach dem Aufbringen der Deckschicht müssen eventuelle Inhomogenitäten innerhalb des APIEZONS thermisch homogenisiert werden. Dazu wird die APIEZON-Deckschicht für eine Dauer von ca. 30 Minuten auf eine Temperatur von 90° Celsius erhitzt.

Nach dem vollständigen Aushärten der APIEZON-Deckschicht wird das GaAs-Substrat auf eine Teflon-Unterlage mit einem Zwei-Komponenten-Epoxydharz aufgeklebt, um die gesamte Halbleiterstruktur besser mechanisch manipulieren zu können.

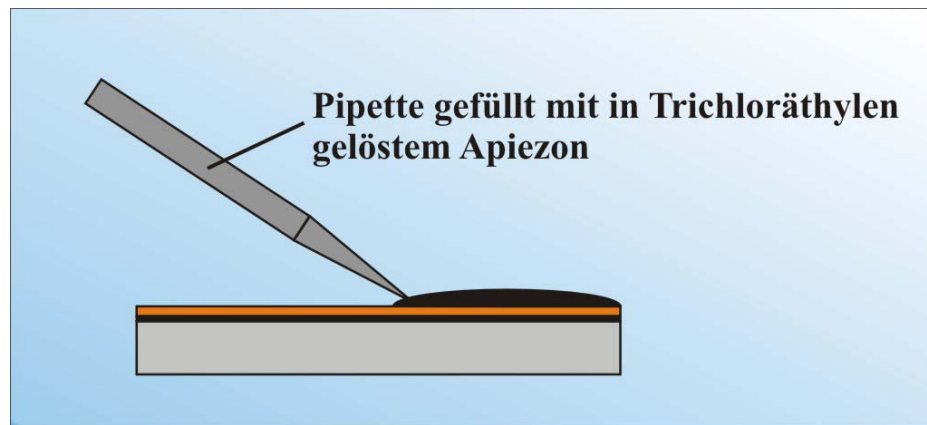


Abb. 3.3: Aufbringen einer Deckschicht aus APIEZON zum Schutz der Halbleiterstruktur vor der Flusssäure und zur mechanischen Stabilisierung des ELO-Films.

Im nun folgenden Arbeitsschritt wird die Halbleiterstruktur in die Flusssäure (Konzentration 10%) eingebracht. Der Ätzvorgang der AlAs-Opferschicht erfolgt bei Raumtemperatur und benötigt für eine Strukturgröße von 5 mm x 5 mm ca. 20 Stunden. Der Ätzvorgang bei Raumtemperatur hat deutlich besser reproduzierbarere Resultate gebracht, als eine Temperatur von 0° Celsius, wie in [YABLONOVITCH87] beschrieben ist.

Nach erfolgtem Durchätzen der AlAs-Opferschicht kann der vom GaAs-Basissubstrat separierte ELO-Film aus der Flusssäure entnommen und auf die Oberfläche des Zielsubstrates transferiert werden. Wie bereits in [YABLONOVITCH90] gezeigt wurde, werden die ELO-Filme auf der Oberfläche des Zielsubstrates durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung festgehalten.

Die letzten Arbeitsschritte bestehen darin, die APIEZON-Deckschicht oberhalb der Heterostruktur wieder zu entfernen und die Post-Processing-Schritte durchzuführen. Zum Ablösen der Deckschicht wird ebenfalls das Lösungsmittel TRI verwendet.

Es sei noch angemerkt, dass der Transfer der ELO-Filme aus der Flusssäure heraus auf die Oberfläche des Zielsubstrates mitunter einer der kritischsten Arbeitsschritte des epitaktischen Lift-offs ist. Die Problematik besteht in erster Linie darin, die ELO-Filme während des Transfers nicht zu beschädigen. Die Positionierung der ELO-Filme auf dem Zielsubstrat ist in erheblicher Weise von der Topologie und der Beschaffenheit der Oberfläche des Zielsubstrates abhängig.

### 3.2 Transfer von ELO-Filmen auf planare Zielsubstrate

Der Transfer von ELO-Filmen auf planare Zielsubstrate ist verhältnismäßig einfach durchführbar, da die nötigen mechanischen Manipulationen nicht übermäßig anspruchsvoll sind. Die planaren Zielsubstrate können aus den vielfältigsten Materialien (Glas, Kunststoffe, Halbleitermaterialien, etc.) bestehen, solange diese eine ausreichend glatte Oberfläche besitzen. Es hat sich gezeigt, dass die Van-der-Waals-Wechselwirkung, welche die ELO-Filme auf der Oberfläche des Zielsubstrates festhält, bis zu einer bestimmten Rauigkeit der Oberfläche wirksam werden können. Mit zunehmender Rauigkeit der Oberfläche sinkt jedoch die Stärke der Bindung des ELO-Films relativ rasch ab, wodurch sich der

Umfang des Post-Processings aus Gründen der verringerten Haftung des ELO-Films auf einige wenige Prozessschritte beschränken muss.

Die Haftung des ELO-Films in Abhängigkeit von der Oberflächenrauigkeit des planaren Zielsubstrates wurde untersucht, indem ELO-Filme auf die Oberfläche von unterschiedlichen Glassubstraten übertragen wurden. Die Oberflächen der Glassubstrate wurden mit Flusssäure oder entsprechenden Schleifmitteln behandelt. Es hat sich gezeigt, dass die Haftung bis zu einer Oberflächenrauigkeit von  $<1 \mu\text{m}$  für die meisten Post-Processing-Schritte ausreichend ist.

Nach der Separation der ELO-Filme vom GaAs-Basissubstrat durch den nasschemischen Ätzvorgang in Flusssäure muss sichergestellt werden, dass keine Reste von Flusssäure an der Unterseite des ELO-Films und an der APIEZON-Deckschicht verbleiben, da in dem meisten Fällen die Oberfläche des Zielsubstrates angegriffen wird. Hierauf ist besonders zu achten, wenn das Zielsubstrat aus Glas besteht oder wenn sich auf dem Zielsubstrat auf Flusssäure reagierende Metallbedampfungen (z. B. Strukturen aus Aluminium) befinden. Deshalb wird der ELO-Film zunächst aus der Flusssäure entnommen und in deionisiertem Wasser gespült.

Danach kann der ELO-Film auf das Zielsubstrat aufgelegt werden. An der Unterseite des ELO-Films verbleibt aufgrund der Oberflächenspannung des Wassers nach dem Spülvorgang ein dünner Wasserfilm zurück. Dieser Wasserfilm befindet sich nach dem Auflegen zwischen der Oberfläche des Zielsubstrates und der Unterseite des ELO-Films und hält den ELO-Film in einer definierten Distanz zur Oberfläche des Zielsubstrates. Dadurch kann der ELO-Film verschoben werden. Es ist jedoch darauf zu achten, dass nicht zu viel Wasser zwischen ELO-Film und Zielsubstrat vorhanden ist, da die Unterseite des ELO-Films während der Positionierung parallel zur Oberfläche des Zielsubstrates ausgerichtet sein sollte. Der Wasserfilm kann, wie in Abbildung 3.4 dargestellt ist, mit Hilfe eines saugfähigen Fließpapiers reduziert werden.

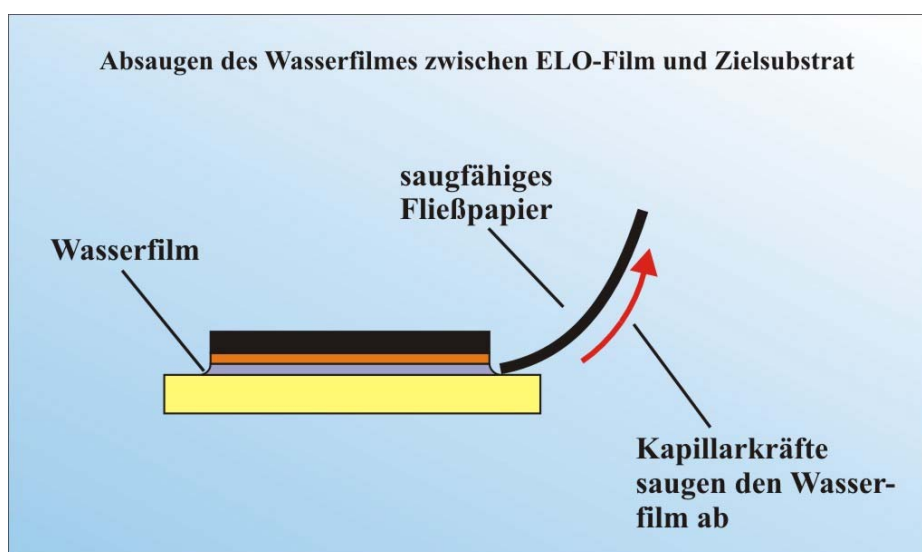


Abb. 3.4: Nach dem Transfer auf die Oberfläche des Zielsubstrates und der manuellen Positionierung des ELO-Films muss der Wasserfilm zwischen ELO-Film und Zielsubstrat entfernt werden, damit der ELO-Film durch die Van-der-Waals-Kräfte fixiert wird.



Eine genügend große Schichtdicke des Wasserfilms verhindert, dass die Van-der-Waals-Kräfte den ELO-Film fest mit der Oberfläche des Zielsubstrates verbinden. Das Verschieben des ELO-Films erfolgt von Hand, wobei eine feine Pipette aus einem weichen Kunststoff benützt wird. Nach dem endgültigen Positionieren des ELO-Films wird der restliche Wasserfilm entfernt. Auch hier wird so verfahren, wie in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt wurde. Je weiter die Schichtdicke des Wasserfilms reduziert wird, umso stärker wirken die Van-der-Waals-Kräfte, bis der ELO-Film in Kontakt mit der Oberfläche des Zielsubstrates kommt. Wenn der Kontakt hergestellt ist, werden noch verbleibenden Wasserreste selbständig herausgedrückt und können mit dem Fließpapier abgesaugt werden.

Nach einer Wartezeit von circa 30 Minuten ist der ELO-Film im allgemeinen soweit auf der Oberfläche des Zielsubstrates fixiert, dass die APIEZON-Deckschicht entfernt werden kann. Falls das Zielsubstrat transparent ist (z. B. bei Glas), kann die Kontaktstelle des ELO-Films mit dem Zielsubstrat von der Unterseite des Zielsubstrates her begutachtet werden.

Das Ablösen der APIEZON-Deckschicht erfolgt mit Trichloräthylen. Hierzu wird das Zielsubstrat vollständig in TRI eingetaucht, wodurch sich das APIEZON auflöst. Danach kann das Zielsubstrat aus dem Lösungsmittel entnommen und getrocknet werden. Hierzu empfiehlt sich, die Oberfläche des Zielsubstrates mit Stickstoff anzublasen. Dadurch wird verhindert, dass organische Reste des Lösungsmittels auf der Oberfläche der Heterostruktur verbleiben, welche die nachfolgenden Post-Processing-Schritte ungünstig beeinflussen können. Abschließend kann mit den Post-Processing-Schritten fortgefahren werden.

### **3.3 Transfer von ELO-Filmen auf gekrümmte Oberflächen und auf flexible Zielsubstrate**

Der Transfer von epitaktisch abgelösten Heterostrukturen auf gekrümmte und/oder flexible Zielsubstrate stellt eine immense technologische Herausforderung dar. Es ist ein hoher Aufwand an Prozesstechnologie erforderlich, um die ELO-Filme homogen und frei von Rissen auf die Zielsubstrate aufbringen zu können. Um diesen Anforderungen gerecht werden zu können, musste ein spezieller ELO-Arbeitsplatz entwickelt und gebaut werden. In diesem Abschnitt soll diese Technologie detailliert erläutert werden.

In Abbildung 3.5 wird das Prinzip des Verfahrens schematisch erläutert. Grundsätzlich wird die Oberflächenspannung von Wasser für das Verfahren benützt. Die gesamte Vorrichtung besteht aus einem Wasserbehälter und einem nach oben und unten offenen, rechteckigen Profil (vorzugsweise aus Messing zu fertigen), welches teilweise in den Wasserbehälter eingetaucht wird. Durch die Kapillarkräfte und die Oberflächenspannung des Wassers, wird die Wasseroberfläche in das Innere des rechteckigen Profils hochgezogen und bildet dabei eine nach oben gekrümmte Fläche aus. Aufgrund des geringen Gewichts schwimmt der ELO-Film auf der Wasseroberfläche.

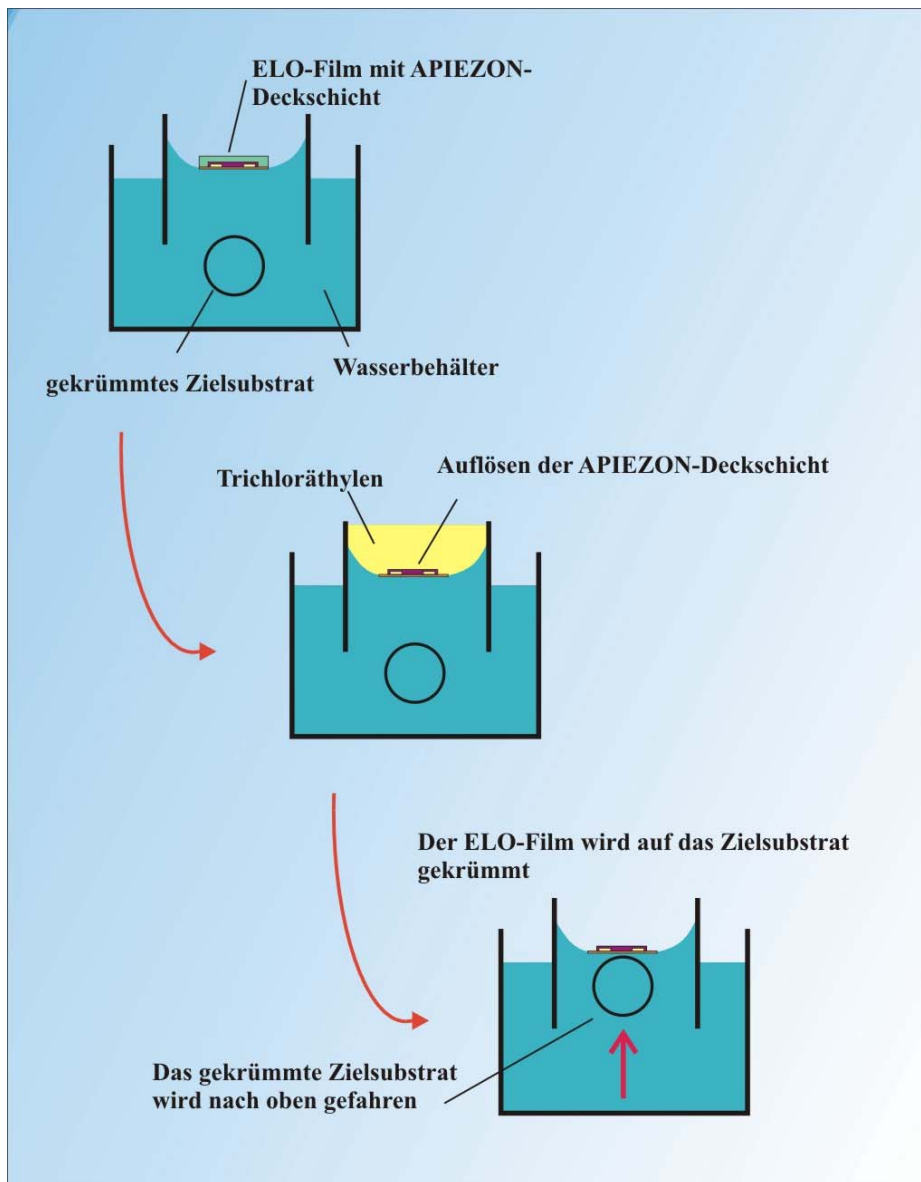


Abb. 3.5: Das Funktionsprinzip zur Herstellung gekrümmter Halbleiterstrukturen

Die Stärke der Krümmung wird durch die Abmessungen des rechteckigen Profils bestimmt und muss sich an den Abmaßen des ELO-Films orientieren. Die Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils bildet gleichsam eine Potentialmulde aus, in der sich der ELO-Film mit seiner APIEZON-Deckschicht bezüglich der Kanten des Hohlprofils ausrichten kann, wenn er auf die Wasseroberfläche aufgesetzt wird, wie schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Dadurch wird der ELO-Film für die folgenden Arbeitsschritte exakt in seiner Position auf der Wasseroberfläche fixiert.

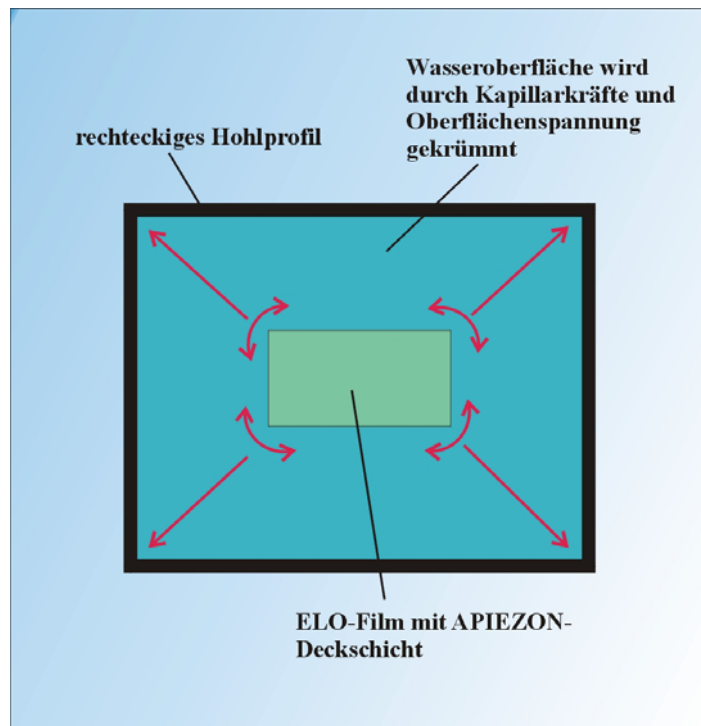


Abb. 3.6: Ausrichtung des ELO-Films auf der gekrümmten Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils. Die Krümmung der Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils wird durch die Oberflächenspannung des Wassers und die Kapillarkräfte erzeugt.

Unterhalb des rechteckigen Hohlprofils wird das Zielsubstrat (in Abbildung 3.5 in zylinderförmiger Geometrie gezeichnet) innerhalb des Wasserbehälters positioniert. Wie später noch gezeigt wird, kann das Zielsubstrat aus den unterschiedlichsten Materialien (z. B. Glas, Kunststofffolien, etc.) bestehen. Wichtig ist jedoch, dass das Zielsubstrat in das rechteckige Hohlprofil passt und innerhalb des Wasserbehälters frei positioniert werden kann.

Zur Positionierung des Zielsubstrates gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten. Zum einen kann das Zielsubstrat selbst durch eine präzise mechanische Vorrichtung in der Ebene und in der Höhe verstellt werden und zum anderen ist der Abstand zwischen dem ELO-Film und der Oberfläche des Zielsubstrates durch Absenken des Wasserspiegels im Wasserbehälter einstellbar. Die erste Möglichkeit wird benützt, um den ELO-Film später in unmittelbare Nähe des Zielsubstrates zu bringen, wobei die zweite Möglichkeit dazu dient, in hoher Genauigkeit den Kontakt des ELO-Films mit einem definierten Bereich der Oberfläche des Zielsubstrates herzustellen. Da hierfür der Wasserspiegel im Wasserbehälter variabel sein muss, ist auf eine ausreichende (vertikale) Länge des rechteckigen Hohlprofils zu achten.

Nach der Fixierung des ELO-Films wird die APIEZON-Deckschicht aufgelöst. Als Lösungsmittel wird ebenfalls Trichloräthylen (TRI) eingesetzt, welches aufgrund seiner hydrophoben Eigenschaften oberhalb der Wasseroberfläche aufgebracht werden kann. Damit wird eine klare Separation zwischen Lösungsmittel und Wasseroberfläche mit einer durch die Geometrie der Wasseroberfläche definierten, klaren Trennschicht (siehe Abbildung 3.5, mittlere Grafik) erreicht.

Das Lösungsmittel TRI bewirkt das Auflösen der APIEZON-Deckschicht, wobei das mit APIEZON gesättigte TRI unter gleichzeitiger Zuführung von frischem Lösungsmittel entfernt werden muss. Dieser Vorgang wird weiter unten noch ausführlich beschrieben werden.

Die Zuführung von frischem TRI muss solange erfolgen, bis das APIEZON vollständig entfernt wurde. Es ist deshalb ratsam, den Vorgang einige Zeit zu verlängern, selbst wenn rein optisch keine Reste von APIEZON mehr zu erkennen sind.

Nach dem vollständigen Ablösen der APIEZON-Deckschicht verbleibt die eigentliche Halbleiter-Heterostruktur auf der Wasseroberfläche fixiert und kann nun von unten her mit dem Zielsubstrat in der weiter oben bereits beschriebenen Vorgehensweise aufgefangen werden (siehe Abbildung 3.5, untere Grafik).

Die technologische Umsetzung des hier beschriebenen Prinzips erforderte zahlreiche Entwicklungen, um die unterschiedlichen Arbeitsschritte in der definierten Reihenfolge und der erforderlichen Präzision durchführen zu können. Abbildung 3.7 zeigt die technische Realisation in Form eines ELO-Arbeitsplatzes.

Das zentrale Element des ELO-Arbeitsplatzes ist der Wasserbehälter mit dem rechteckigen Hohlprofil (Markierung 2 in Abbildung 3.7). In den Wasserbehälter ragen von den Ecken her insgesamt vier Glaspipetten, die durch vier XYZ-Schlitten (Markierung 3 in Abbildung 3.7) so zu positionieren sind, dass sie sich unmittelbar über der gekrümmten Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils befinden. Mit jeweils zwei gegenüberliegenden Glaspipetten wird das Lösungsmittel TRI aufgebracht und wieder abgesaugt.

Das Zielsubstrat wird auf einem Träger befestigt, der in den Wasserbehälter hinein ragt. Durch einen zusätzlichen XYZ-Schlitten (Markierung 4 in Abbildung 3.7) kann das Zielsubstrat positioniert werden. Um alle Arbeitsschritte optisch kontrollieren zu können, ist über dem Wasserbehälter eine Stereo-Lupe (Markierung 1 in Abbildung 3.7) eingebaut worden.

---

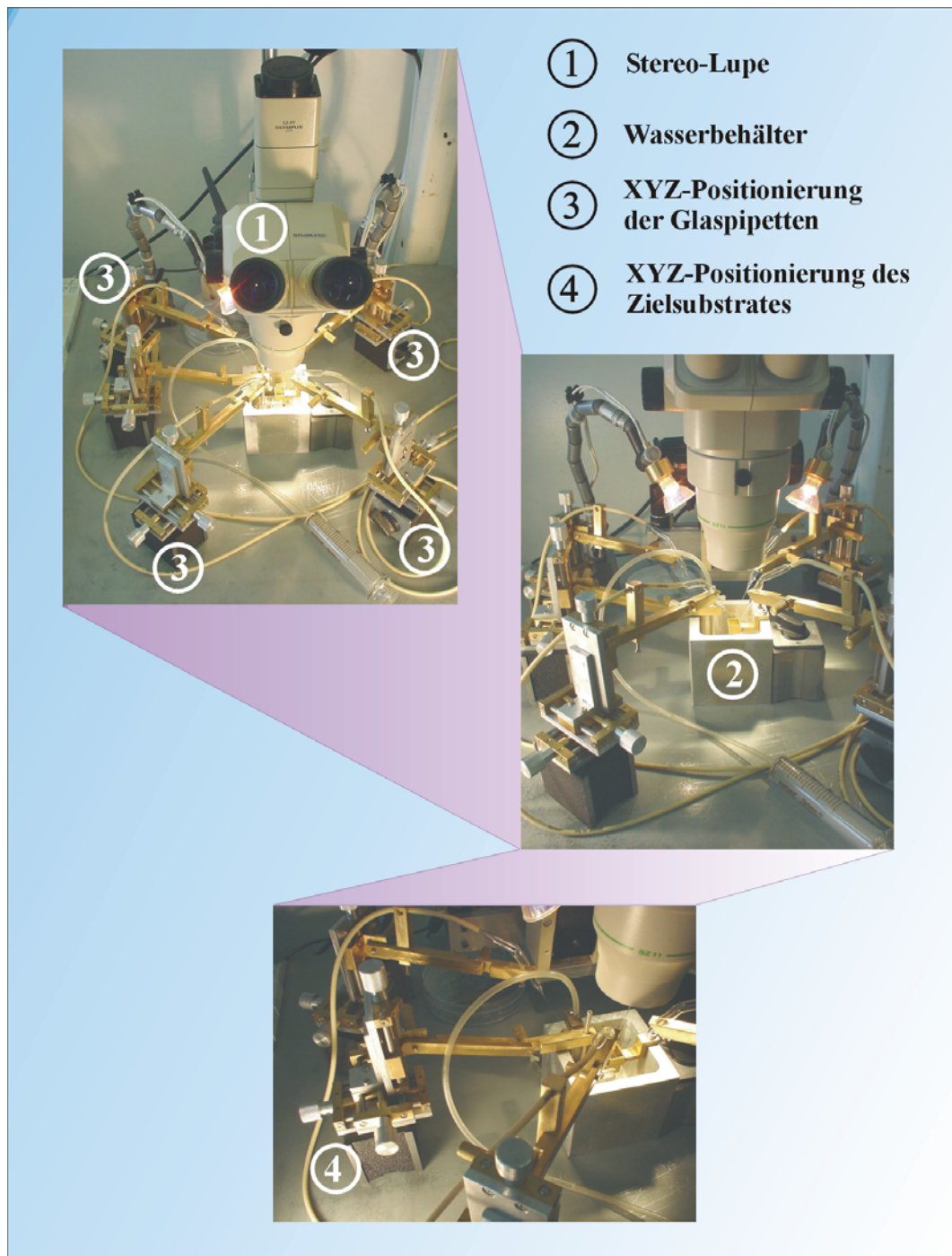


Abb. 3.7: Der ELO-Arbeitsplatz und seine Komponenten

Das Ablösen der APIEZON-Deckschicht erfolgt, wie bereits angedeutet, mit insgesamt vier Glaspipetten, wie detailliert in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Davon dienen jeweils zwei schräg gegenüberliegende Pipetten zum Aufbringen des Lösungsmittels und zwei zum Absaugen des gelösten APIEZONS.

Durch einströmendes TRI tendiert der auf der Wasseroberfläche fixierte ELO-Film dazu, in der Richtung abzudriften, in der das TRI fließt. Wird dagegen von zwei schräg gegenüberliegenden Seiten TRI eingeleitet, so kompensiert sich die Kraft, die den ELO-Film in die Richtung des einströmenden Lösungsmittels treibt.

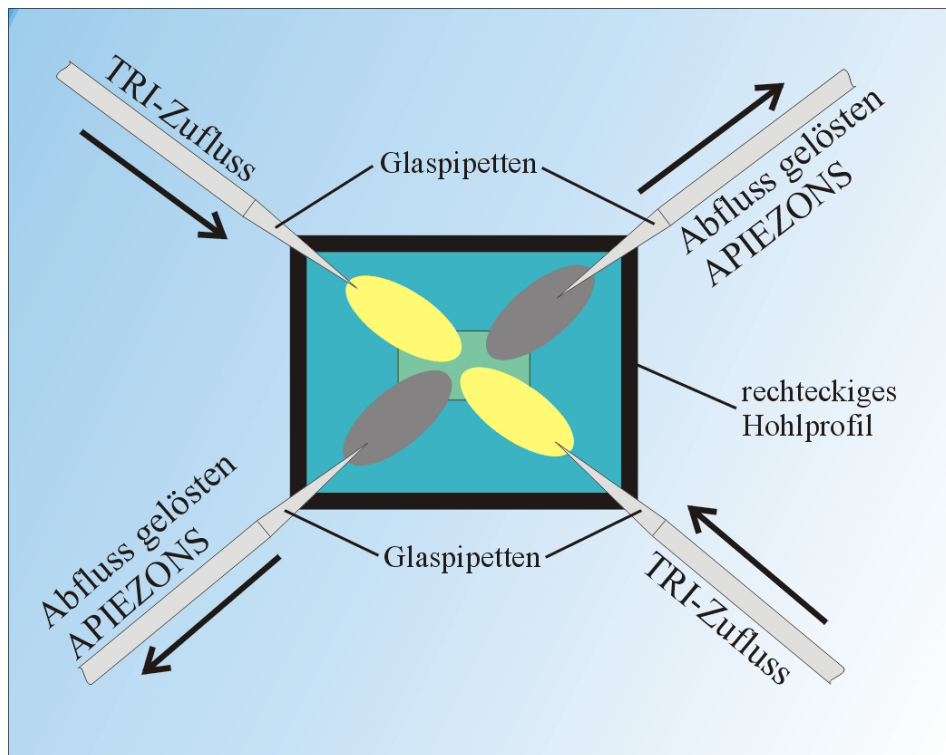


Abb. 3.8: Das Ablösen der APIEZON-Deckschicht erfolgt durch insgesamt vier Glaspipetten, wovon jeweils zwei gegenüberliegende Pipetten frisches Lösungsmittel auf die Wasseroberfläche transportieren (gelb dargestellt) und die beiden anderen Pipetten verbrauchtes Lösungsmittel absaugen (grau dargestellt).

In der gleichen Weise verhält es sich mit dem Absaugen des gelösten APIEZONS.

Es ist darauf zu achten, dass die Flussraten für das einströmende Lösungsmittel und das abzusaugende, gelöste APIEZON sehr genau übereinstimmen. Somit kann eine resultierende Kraft auf den ELO-Film aufgrund unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten weitestgehend vermieden werden. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass stetige Reduktion der APIEZON-Deckschicht die mechanische Stabilität des ELO-Films stark reduziert und ein Minimum erreicht, wenn die Deckschicht vollständig entfernt worden ist. Aus diesem Grund ist eine homogene Flussrate erforderlich, die zudem noch mit schwindender Deckschicht reduziert werden muss. Es sollte beachtet werden, dass die Dicke der APIEZON-Deckschicht nicht gleichmäßig verringert wird, sondern an den seitlichen Angriffspunkten, an denen das TRI einströmt, zuerst aufgelöst wird.

Um eine homogene Flussrate zu erreichen, muss einerseits der Querschnitt der Pipettenspitzen weitestgehend identisch sein, und andererseits der Transport des Lösungsmittels zu den Pipetten, sowie der Abtransport des gelösten APIEZONS, in gleichem Masse erfolgen. Um dies zu erreichen, wird eine sogenannte 4-Kanal-Peristaltik-Pumpe eingesetzt. Die grundsätzliche Arbeitsweise dieser Typs von Pumpen ist in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt.

Das Lösungsmittel wird in einem Teflonschlauch transportiert, der zwischen einem Rotor mit zahlreichen Transport-Rollen und einem Außenrahmen eingespannt ist. Durch die Bewegung des Rotors respektive zum Außenrahmen wird das Lösungsmittel durch den entstehenden Unterdruck angesaugt



und weiter transportiert. Das transportierte Volumen wird durch die Anzahl der Transport-Rollen und die eigentliche Drehzahl des Rotors bestimmt.

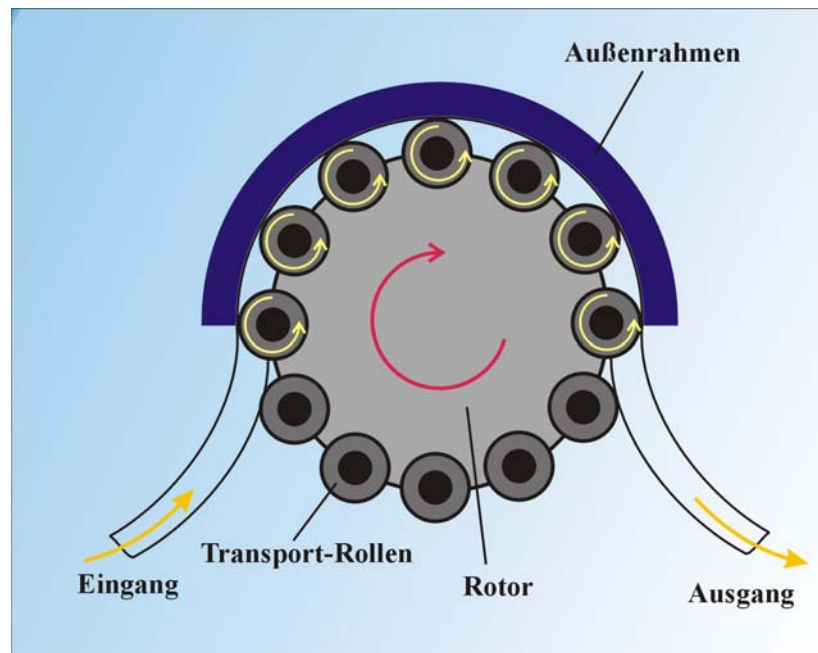


Abb. 3.9: Schematische Funktionsweise der Peristaltik-Pumpe

Je höher die Zahl der Transport-Rollen ist, umso weniger Volumen wird pro Eingriffsbereich und Umdrehung des Rotors transportiert, wodurch die Menge des transportierten Lösungsmittels geringer wird. Gleichzeitig verbessert sich jedoch die Kontinuität des Flusses.

Für den hier beschriebenen ELO-Arbeitsplatz wurde eine Peristaltik-Pumpe eingesetzt, die bis ca.  $1\ \mu\text{L}/\text{min}$  einen homogenen Fluss von Lösungsmittel liefern kann. Es ist darauf zu achten, dass die Peristaltik-Pumpe in diesem Flussbereich noch ausreichend gut arbeiten kann, d. h., der Motor der den Rotor antreibt muss auch mit den hierfür nötigen, niedrigen Drehzahlen noch einwandfrei arbeiten können. Die hier verwendete (kommerzielle) Peristaltik-Pumpe besitzt insgesamt vier Schlauch-Kanäle, die alle gleichzeitig auf eine Rotor-Welle aufgesetzt werden können, wie Abbildung 3.10 zeigt.

Die insgesamt vier Module können einzeln von der Rotorwelle getrennt werden, um beispielsweise die Zufuhr frischen Lösungsmittels zu unterbinden, wobei gleichzeitig die noch verbleibenden Lösungsmittelreste weiter abgesaugt werden.

Wie in dem untersten Bild in Abbildung 3.10 zu erkennen ist, besitzt die Motorsteuerung eine digitale Geschwindigkeitsvorwahl, wodurch exakt reproduzierbare Flussraten einzustellen sind.

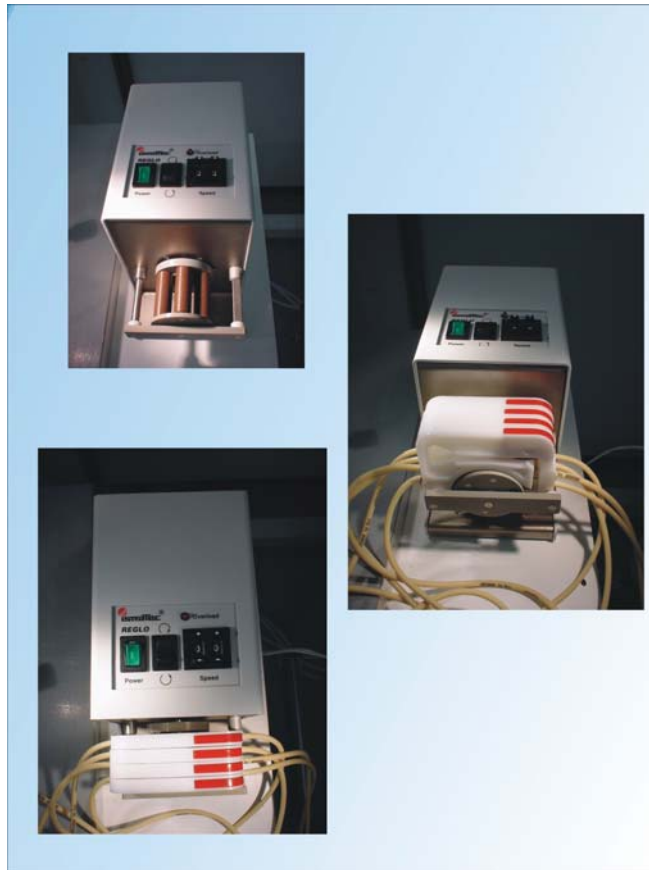


Abb. 3.10: Detailansichten der (kommerziellen) 4-Kanal-Peristaltik-Pumpe

Wie bereits in Abbildung 3.7 angedeutet wurde, werden die gesamten Arbeitsschritte innerhalb des Wasserbehälters ausgeführt. Dieser Behälter ist aus Aluminium gefertigt und wurde aus einen massiven Block herausgefräst. Die nachfolgende Abbildung zeigt entsprechende Details.

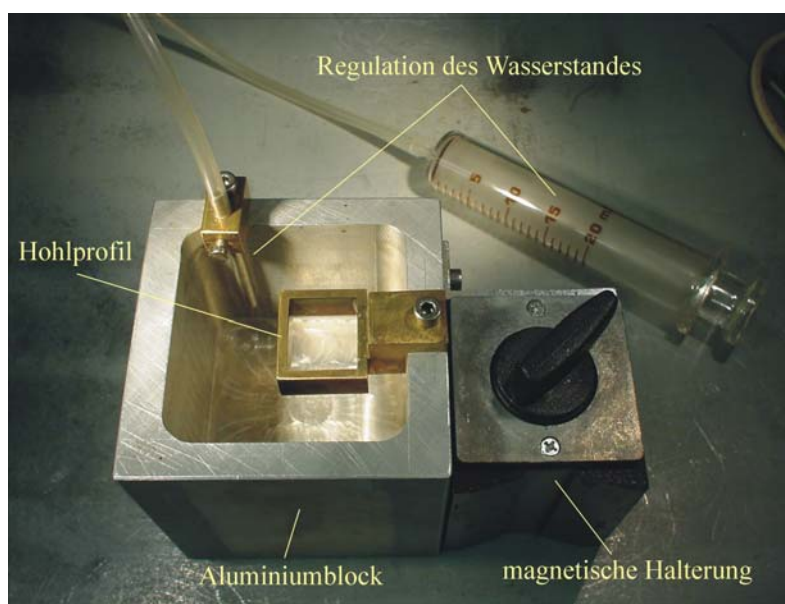


Abb. 3.11: Der Wasserbehälter mit der Regulation des Wasserstandes und dem rechteckigen Hohlprofil



Um den Wasserbehälter und die zusätzlichen Komponenten fixieren zu können, sind magnetische Halterungen eingesetzt worden. Diese magnetischen Halterungen können mechanisch ein- und ausgeschaltet werden. Alle Positionierungskomponenten, sowie der Wasserbehälter sind mit derartigen Halterungen ausgestattet und werden auf eine mit einem circa 2 mm dicken Stahlblech beschichtete, 2 cm dicke Aluminium-Grundplatte aufgesetzt.

Der Wasserstand innerhalb des Wasserbehälters kann präzise mit der Glasküvette eingestellt werden. Das rechteckige Hohlprofil, welches zur Ausrichtung des ELO-Films dient, wird seitlich an den Wasserbehälter angeschraubt und ist mit einem Absatz versehen, so dass es in den Behälter eingetaucht werden kann (siehe dazu auch Abbildung 3.14).

In der nachfolgenden Abbildung (Abbildung 3.12) ist eine der Positionierungseinheiten dargestellt. Diese 3-Achsen-Positionierung wird dazu benützt, die Glaspipetten oberhalb des ELO-Films im rechteckigen Hohlprofil zu platzieren (siehe Abbildung 3.8). Die gesamte Einheit wird zunächst grob positioniert und anschließend mit der magnetischen Halterung fixiert. Daraufhin kann mit den Justierschrauben eine genaue Positionierung erfolgen. Die Glaspipette am vorderen Ende der Positionierungseinheit muss nach unten gebogen sein, damit die Stereolupe nahe genug von oben an den Wasserbehälter herangefahren werden kann, ohne mit den Glaspipetten zu kollidieren. Am vorderen Ende der Pipetten wird durch Erhitzen eine feine Kapillare gezogen und am rückwärtigen Ende wird die Pipette so verjüngt, dass der Teflonschlauch aufgesteckt werden kann.

Um die im Auslegearm eingespannte Glaspipette vor mechanischen Überbeanspruchungen durch den beweglichen Teflonschlauch zu schützen, wird dieser durch eine Schlauchführung zugentlastet.

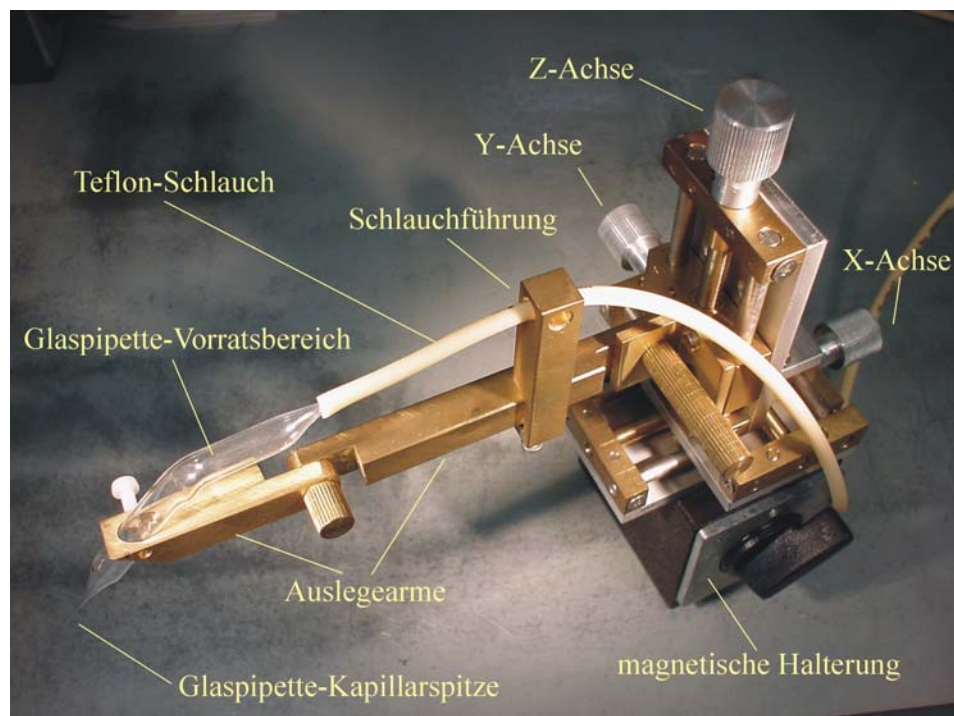


Abb. 3.12: XYZ-Positionierungseinheit zur Positionierung der Glaspipetten

Damit das Lösungsmittel möglichst tangential zur gekrümmten Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils aus der Kapillarspitze der Pipette fließen kann, ist die Positionierungseinheit mit zwei justierbaren Auslegearmen ausgestattet. Mit diesen Auslegearmen kann ein optimaler Fluss des Lösungsmittels durch Justage des Winkels der Kapillarspitze eingestellt werden. Zusätzlich wurden die Auslegearme so dimensioniert, dass ausreichend Abstand der Justage-Drehköpfe der Positionierungseinheiten von der Stereolupe gegeben ist. Während das Lösungsmittel über die APIEZON-Deckschicht strömt, kann es nötig werden, die Positionen der Kapillarspitzen entsprechend nachjustieren, da sich die Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils durch das Gewicht des einströmenden Lösungsmittels absenken kann. Deshalb ist es von Vorteil, wenn die Drehköpfe der Positionierungseinheiten gut erreichbar sind.

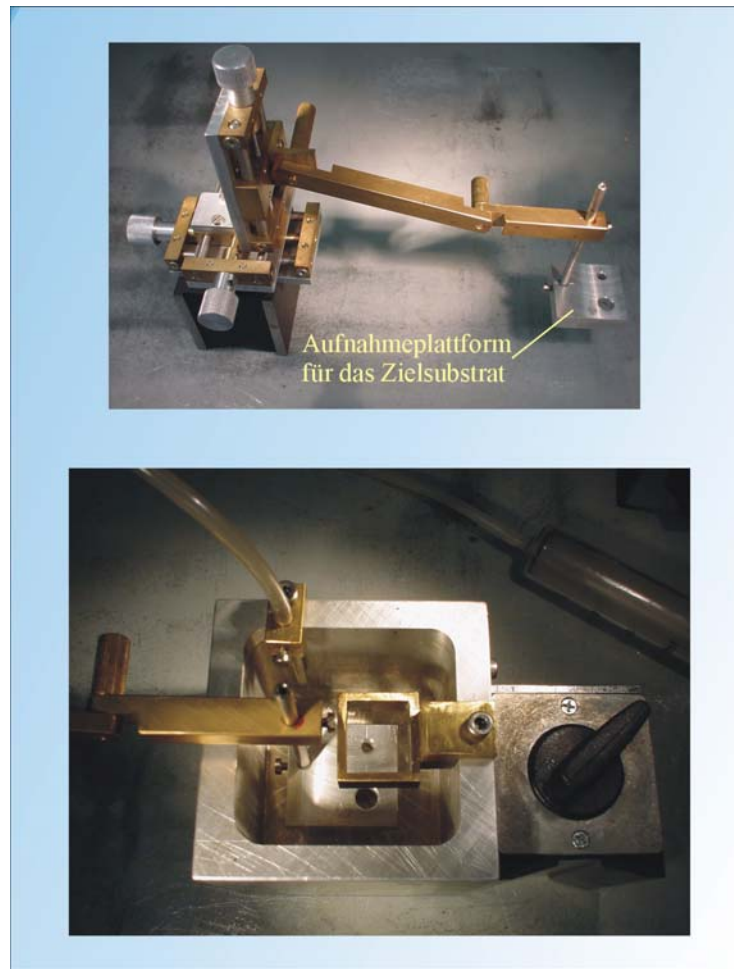
Die Glaspipetten besitzen einen groß dimensionierten Vorratsbereich, der dazu dient, eventuelle Inhomogenitäten im Fluss des Lösungsmittels, verursacht durch den periodischen Transport der Peristaltikpumpe, auszugleichen. Deshalb sind die Glaspipetten vor dem Einsatz vollständig mit Lösungsmittel aufzufüllen.

Wie in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt ist, wird das Zielsubstrat unterhalb der Wasseroberfläche innerhalb des rechteckigen Hohlprofils nach oben gefahren, sobald die Halbleiter-Heterostruktur, auf der Wasseroberfläche schwimmend, von der APIEZON-Deckschicht befreit wurde. Dieser Vorgang führt zu einem ersten Kontakt zwischen dem ELO-Film und der Oberfläche des Zielsubstrates. Um den genauen Kontaktpunkt vorbestimmen zu können, muss das Zielsubstrat nicht nur kontrolliert nach oben gefahren werden, sondern es ist auch in der XY-Ebene zu positionieren. Deshalb wird das Zielsubstrat ebenfalls auf eine entsprechende Positionierungseinheit montiert. Die nachfolgende Abbildung zeigt die Aufnahmeplattform, auf der die Zielsubstrate zu befestigen sind, die ähnlich den zuvor beschriebenen Glaspipetten-Halterungen am Ende des Auslegearmes einer XYZ-Positionierungseinheit eingeschraubt wird.

Die Aufnahmeplattform dient als Basis zur Befestigung verschiedener Zielsubstrate (Glaszylinder, gebogene Kunststofffolien, etc.), auf die in folgenden Kapiteln noch spezifisch eingegangen wird.

Das rechteckige Hohlprofil muss für die jeweiligen Abmessungen des ELO-Films explizit angefertigt werden. Als Richtlinie für die Dimensionierung gilt, dass die jeweiligen Seitenlängen des Hohlprofils im Verhältnis zu den Kantenlängen des ELO-Films stehen sollten und zwar derart, dass das Hohlprofil circa 30% - 50% größer als der ELO-Film wird. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Das abgebildete Profil wurde für die Probenherstellung zum Quanten-Hall-Effekt in nicht-planarer Geometrie verwendet.

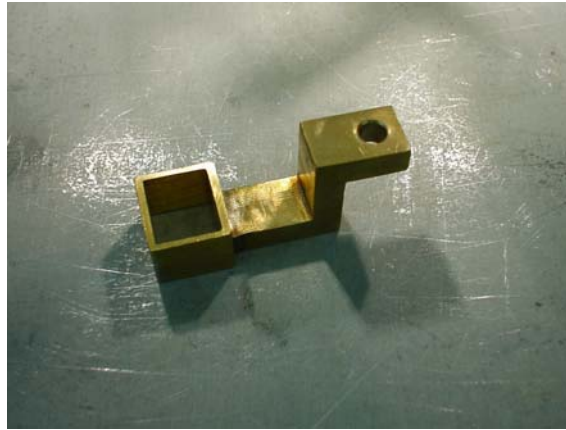
---



*Abb. 3.13: Die Aufnahmeplattform für das Zielsubstrat wird auf einer Positionierungseinheit befestigt und dann unterhalb des rechteckigen Hohlprofils innerhalb des Wasserbehälters positioniert*

Bei relativ großflächigen ELO-Filmen (ca. 5 mm x 5 mm) können die Querschnitte des Hohlprofils den Abmessungen des ELO-Films relativ nahe kommen. Damit erreicht man eine optimale Fixierung des ELO-Films auf der Wasseroberfläche innerhalb des Hohlprofils.

Werden die Abmessungen des ELO-Films jedoch deutlich geringer (ab ca. 2 mm x 2 mm), so sollte der Querschnitt des Hohlprofils größer als die Abmessungen des ELO-Films gewählt werden (50% - 80% größer als der ELO-Film), da andernfalls die Gefahr besteht, dass der ELO-Film nach Ablösen der Deckschicht in Richtung einer der Kanten des Hohlprofils gezogen wird und dort haften bleibt. In diesem Fall muss der von Hand eingegriffen werden, wodurch die Wahrscheinlichkeit sehr groß ist, dass der ELO-Film beschädigt wird.



*Abb. 3.14: Das rechteckige Hohlprofil, welches zur Herstellung der Proben für den Quanten-Hall-Effekt in nicht-planarer Geometrie verwendet wurde*

Werden die Oberflächen an den Innenseiten des Hohlprofils sorgfältig poliert, so ist eine optimale Benetzung der Wasseroberfläche an den Kanten des Hohlprofils zu erzielen, wodurch die Geometrie der Wasseroberfläche innerhalb des Hohlprofils optimiert werden kann. Wenn beispielsweise eine Seite des Hohlprofils nicht vollständig benetzt wird, so führt dies zu einer ungewollten Verzerrung der Wasseroberfläche innerhalb des Hohlprofils aufgrund der Oberflächenspannung. Diese Verzerrung kann der gewünschten Fixierung und Ausrichtung des ELO-Films auf der Wasseroberfläche negativ entgegen wirken.

### **3.4 Die Herstellung freitragender Halbleiterstrukturen mit dem epitaktischen Lift-off**

Unter einer freitragenden Halbleiterstruktur sind beispielsweise dünne Halbleitermembranen, Cantilever, usw. zu verstehen.

Im folgenden wird an einem Beispiel ein ELO-Film vorgestellt, der über eine Kante eines Glassubstrates frei hinaus steht. Diese Anordnung hat sich erstaunlich robust und gleichzeitig elastisch erwiesen, wodurch sich problemlos ein schwingungsfähiges System realisieren lassen würde.

Als ein zweites Beispiel ist eine dünne Röhre, hergestellt aus einem aufgerollten ELO-Film, realisiert worden. An diesem Beispiel lässt sich eindrucksvoll demonstrieren, welche Kräfte in einer Halbleiter-Heterostruktur aufgrund der internen Verspannungen während des Wachstumsprozess, hervorgerufen durch die Kombination der unterschiedlichen Halbleitermaterialien, vorhanden sind. Indem die Heterostruktur von ihrem Basissubstrat gelöst wird, führen diese Verspannungen zu einer Verformung der Heterostruktur, die dadurch zum Teil relaxiert wird. Obwohl es sich bei den verwendeten Strukturen um monokristalline Materialien handelt, ist die Elastizität trotz der nur wenige hundert Nanometer dünnen Schichtstrukturen äußerst bemerkenswert.

Die nachfolgende Abbildung zeigt die als erstes Beispiel angeführte Probenstruktur .

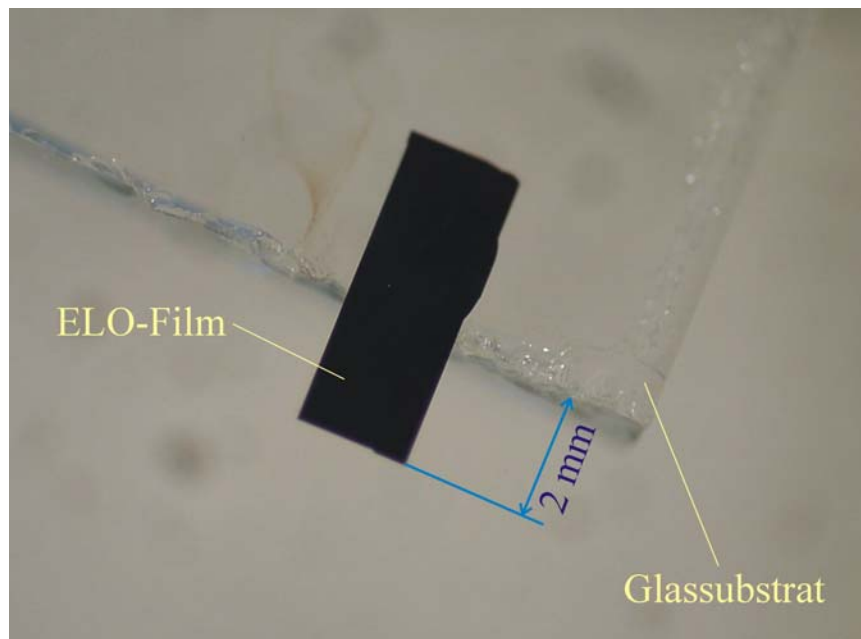


Abb. 3.15: Freitragender ELO-Film, der über die Kante eines Glassubstrates hinaus ragt. Aufgrund der Lichtverhältnisse erscheint der ELO-Film dunkel.

Bei der in Abbildung 3.15 verwendeten Heterostruktur handelt es sich um eine circa  $1\ \mu\text{m}$  dicke, symmetrisch aufgebaute GaAs/AlGaAs-Heterostruktur. Damit der freitragende Teil des ELO-Films mechanisch stabil bleibt, müssen die internen Verspannungen nach dem ELO kompensiert sein und die zuvor erwähnte Schichtdicke sollte nicht wesentlich unterschritten werden.

Der Herstellungsprozess verläuft zunächst analog zu den in Abschnitt 3.2 erläuterten Prozessabschnitten. Nach der Separation der Heterostruktur vom GaAs-Basissubstrat wird der ELO-Film auf die Oberfläche eines Glassubstrates transferiert. Anschließend wird die Wasserschicht zwischen ELO-Film und Glasoberfläche, wie in Abbildung 3.4 dargestellt wurde, soweit reduziert, dass sich der ELO-Film parallel zur Glasoberfläche ausrichtet. Es muss jedoch darauf geachtet werden, dass der Wasserfilm ausreicht, um den ELO-Film noch in der nötigen Entfernung von der Oberfläche des Glassubstrates zu halten, damit eine Positionierung möglich ist. Die Verschiebung des ELO-Films ist so durchzuführen, dass ein Teil über die Kante des Glassubstrates hinaus ragt. Dieser Vorgang ist relativ einfach durchführbar, da der ELO-Film zu diesem Zeitpunkt noch mit der APIEZON-Deckschicht überzogen ist und somit eine ausreichende, mechanische Stabilität besitzt. Dieser Vorgang ist in der nachfolgenden Abbildung schematisch dargestellt.

Nachdem der ELO-Film in seine endgültige Position gebracht wurde, muss der noch verbleibende Rest des Wasserfilms vollständig abgesaugt werden. Damit wird der auf der Glasoberfläche befindliche Teil des ELO-Films fest fixiert.

Der problematische Arbeitsschritt ist das Ablösen der APIEZON-Deckschicht. Dieser Vorgang muss so erfolgen, dass der freistehende Teil des ELO-Films nicht abbrechen kann. Das Auflösen der Deckschicht erfolgt wieder durch das Lösungsmittel TRI. Die gesamte Probe kann jedoch nicht einfach in das Lösungsmittel eingetaucht werden, da unvermeidliche, minimale Strömungen im Lösungsmittel

einerseits durch den Eintauchvorgang selbst, andererseits durch Erschütterungen des Lösungsmittelbehälters, den ELO-Film zerstören.

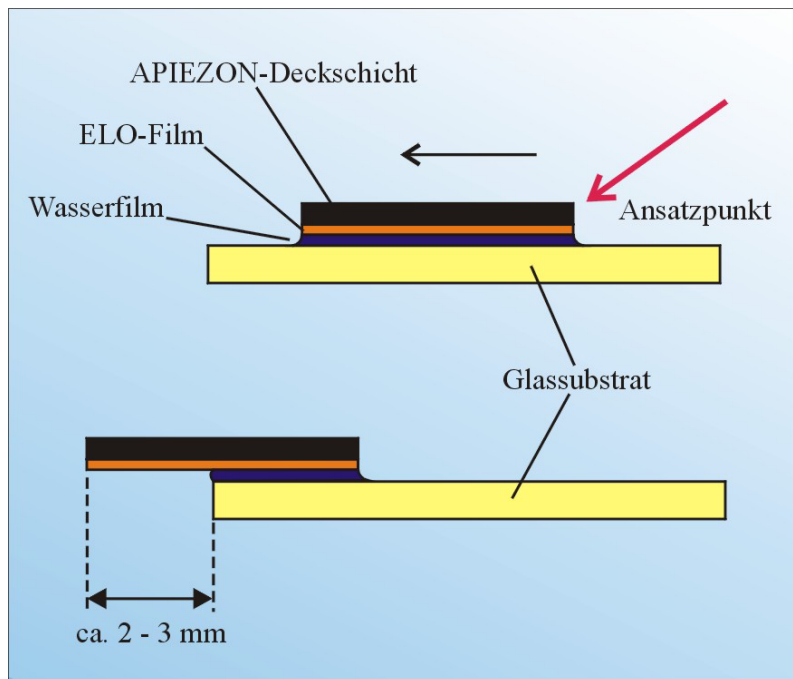


Abb. 3.16: Der ELO-Film wird zunächst auf die Oberfläche des Glassubstrates transferiert und kann nach Reduktion des Wasserfilms über die Kante des Glassubstrates hinaus verschoben werden. Die Verschiebung wird mit einer weichen Kunststoffpipette am Ansatzpunkt (roter Pfeil) durchgeführt.

Zum Ablösen der Deckschicht wird der in Abbildung 3.17 schematisch dargestellte Arbeitsschritt durchgeführt.

Die Probe wird innerhalb des Lösungsmittelbehälters auf die Probenaufgabe aufgesetzt. Zunächst liegt das Niveau der Lösungsmitteloberfläche deutlich unterhalb des ELO-Films. Daraufhin wird über eine fest positionierte, feine Glaspipette TRI zugeführt. Erreicht das Lösungsmittelniveau die Unterseite des ELO-Films, muss solange vorsichtig der Füllstand erhöht werden, bis die Unterseite des ELO-Films vom Lösungsmittel benetzt wird. In diesem Moment wird durch die Oberflächenspannung auch die APIEZON-Deckschicht benetzt und der Auflösungsprozess beginnt unmittelbar.

Das in dieser Weise aufgelöste APIEZON strömt durch Diffusion vom ELO-Film weg. Dieser Vorgang nimmt einige Zeit in Anspruch, da die Deckschicht nur vom Rand her angelöst werden kann und zur Mitte des ELO-Films hin in ihrer Schichtdicke zunimmt. Da TRI ein sehr leicht flüchtiges Lösungsmittel ist, muss für den Zeitraum des Auflösungsprozesses kontrolliert neues TRI zugeführt werden, um das Niveau des Lösungsmittels konstant zu halten.

Wurde die gesamte APIEZON-Deckschicht entfernt, ist lediglich die Zufuhr an Lösungsmittel zu unterbinden. Durch stetiges Abdampfen verringert sich selbstständig die Höhe des Lösungsmittelniveaus. Nach einiger Zeit verliert der nun freitragende Teil des ELO-Films den Kontakt



mit der Oberfläche des Lösungsmittels. Da der Vorgang des Verdampfens relativ langsam abläuft, kann der ELO-Film vollständig intakt gehalten werden. Voraussetzung ist eine ausreichende Schichtdicke des ELO-Films, damit die Kapillarkräfte der nach unten sinkenden Lösungsmitteloberfläche den nun freitragenden Bereich nicht abbrechen können.

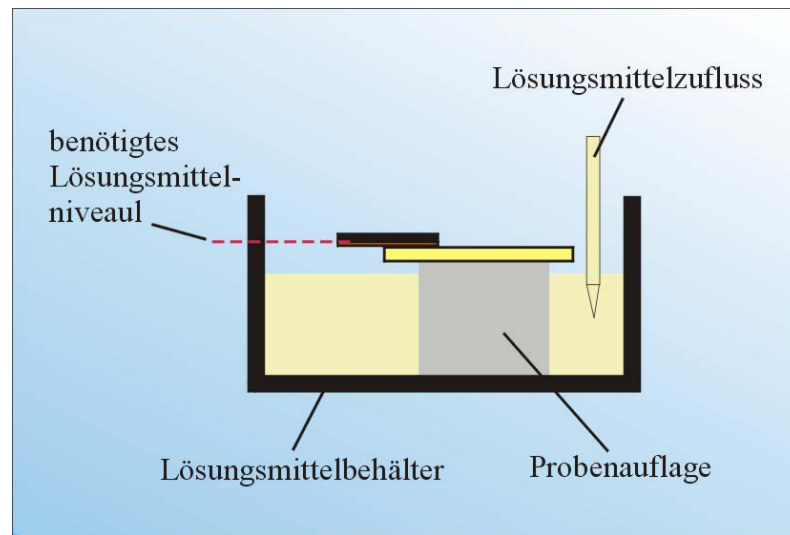


Abb. 3.17: Das Auflösen der Deckschicht erfolgt durch kontrollierte Zufuhr von Lösungsmittel bis zum erforderlichen Niveau, welches exakt auf der Höhe der Deckschicht liegen muss

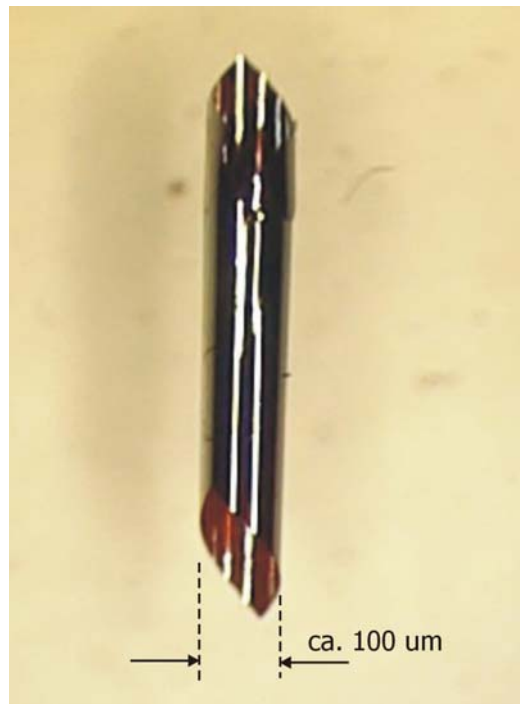
Da die Abdampftrate des Lösungsmittels konstant ist, kann die Geschwindigkeit, mit der das Niveau des Lösungsmittels absinkt, durch den Querschnitt des Lösungsmittelbehälters eingestellt werden. Je größer der Querschnitt ist, umso langsamer sinkt das Niveau ab. Je nach der Geometrie der freitragenden Struktur kann damit auf einfache Weise eine spezifische Reduktionsgeschwindigkeit des Lösungsmittelniveaus ermittelt und eingestellt werden.

Es sei noch angemerkt, dass der Lösungsmittelbehälter möglichst frei von Erschütterungen aufgestellt werden muss. Zusätzlich sollte die gesamte Anordnung so abgedeckt werden, dass keine Luftströmungen auf die Oberfläche des Lösungsmittels gelangen können. Letzteres ist insbesondere wichtig, um die Abdampftrate des Lösungsmittels konstant zu halten.

Wie am Beginn dieses Abschnitts bereits erwähnt wurde, lassen sich die internen Verspannungen in einer Heterostruktur durch den epitaktischen Lift-off freisetzen. Diese Möglichkeit, freitragende Strukturen zu erzeugen ist besonders bei sehr dünnen (ca. 200 – 300 nm) und stark verspannten, asymmetrisch aufgebauten (GaAs/InGaAs) Heterostrukturen zu beobachten. Die nachfolgende Abbildung zeigt einen GaAs/InGaAs-ELO-Film, der sich aufgrund der starken Verspannungskräfte zu einer dünnen Röhre zusammengerollt hat.

Werden die Abmessungen des ELO-Films entsprechend gewählt, so kann relativ genau die Anzahl der Windungen der Röhrenwand bestimmt werden. Durch die Verwendung verschieden aufgebauter Heterostrukturen konnte beobachtet werden, dass der Durchmesser der Röhren von der Stärke der Verspannungen innerhalb der Heterostruktur abhängig ist, die sich aufgrund der unterschiedlichen

Gitterkonstanten der verschiedenen Halbleiterschichten aufbauen. Je nach der spezifischen Schichtenfolge krümmt sich der ELO-Film in eine entsprechende Richtung.



*Abb. 3.18: Eine ca. 300 nm dünne GaAs/InGaAs-Heterostruktur, die sich nach dem Entfernen der APIEZON-Deckschicht durch die starken, internen Verspannungen zu einer dünnen Röhre aufgerollt hat. Bemerkenswert ist, dass der ELO-Film aufgrund seiner geringen Schichtdicke bereits eine Transparenz für sichtbares Licht (bräunlicher Farbton) aufweist.*

Die Herstellung derartiger Strukturen ist verhältnismäßig einfach zu realisieren, da es lediglich darauf ankommt, die APIEZON-Deckschicht möglichst schnell und gleichmäßig abzulösen. Der ELO-Film wird nicht mechanisch fixiert, während die Ablösung der Deckschicht durchgeführt wird.

Der Ablösen findet wiederum in TRI statt. Dazu wird der ELO-Film möglichst zügig in das Lösungsmittel eingetaucht. Um den Eintauchvorgang rasch durchführen zu können hat es sich als nützlich erwiesen, die APIEZON-Deckschicht etwa doppelt so dick (ca. 0.2 mm) auszuführen, als das normalerweise der Fall ist. Dadurch ist dem ELO-Film eine ausreichende mechanische Stabilität gegeben, um während des Eintauchvorgangs nicht beschädigt zu werden.

Wenn das APIEZON zu einem gewissen Grad abgelöst wurde, beginnt die Heterostruktur sich frei im Lösungsmittel schwimmend, selbständig aufzurollen. Wenn dieser Vorgang abgeschlossen ist, kann die entstandene Röhre problemlos mit einer feinen Pinzette gegriffen und aus dem Lösungsmittel entfernt werden. Die röhrenförmige Geometrie verleiht dabei der Heterostruktur eine erstaunliche mechanische Stabilität.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Technologien dienen als Grundlage für die nachfolgend beschriebenen Projekte. Die jeweiligen spezifischen Anpassungen der einzelnen Arbeitsschritte für das entsprechende Projekt werden im Detail im folgenden erläutert.



## **4 DER FELDEFFEKT-ADRESSIERBARE POTENTIOMETRISCHE SENSOR (FAPS)**

Der Feldeffekt-adressierbare potentiometrische Sensor ist ein Oberflächenpotential-Sensor, der Oberflächenpotentiale, die in biologischen Zellstrukturen mit elektrisch aktiven Zellen auftreten, in hoher Ortsauflösung detektieren kann. Das Funktionsprinzip basiert auf der Möglichkeit, kontrolliert den Widerstand eines Feldeffekt-Transistor-Kanals durch ein elektrisches Potential beeinflussen zu können.

### **4.1 Einleitung**

Alle biologischen Systeme sind aus einer großen Anzahl von Zellen aufgebaut. In derart komplexen Systemen gibt es die unterschiedlichsten Zelltypen. Es existieren Gruppen von Zellen, die auf bestimmte Funktionen spezialisiert sind und durch spezifische Kommunikationssysteme miteinander verbunden sind [ALBERTS95]. Die Reaktion eines höheren Lebewesens auf die verschiedensten Umwelteinflüsse findet ihren Ursprung in den Reaktionen einzelner Zellen, die auf äußere Einflüsse hochspezifisch und mit großer Empfindlichkeit reagieren können.

Für den menschlichen Körper sind sensorische Informationen von essentieller Bedeutung. Dabei wird die Fähigkeit, die Umwelt wahrzunehmen, zum großen Teil durch hochspezialisierte Sinnesorgane (Auge, Ohr, Nase, etc.) realisiert. Der Informationstransport im Körper kann auf elektrischem (Nervenleitung) oder chemischem (Ausschüttung von Transmittern oder Hormonen) Weg stattfinden [BIRBAUMER96].

Die Messung der elektrischen Aktivität von Zellen auf makroskopischer Skala gehört zum alltäglichen Gebrauch in der klinischen Praxis. Hier sei nur die Elektrokardiographie (EKG) oder die Elektroenzephalographie (EEG) erwähnt. Da jedoch der Ursprung einer z. B. sensorischen Information immer von einzelnen oder wenigen Zellen ausgeht, ist eine Messung der elektrischen Aktivität auf zellulärer Ebene von besonderem Interesse.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die elektrische Aktivität einer Zelle zu messen. Auf die einzelnen Verfahren wird weiter unten noch eingegangen werden. Generell lassen sich diese Verfahren in sogenannte „noninvasive“ und „invasive“ Verfahren differenzieren, wobei die invasiven Methoden eine Schädigung der Zellmembran bewirken. Weiterhin ist es bei den bisher praktizierten Verfahren kompliziert, nicht nur einzelne Zellen, sondern ausgedehntere Zellstrukturen zu vermessen.

Der hier vorgestellte Sensor (FAPS) vereinigt die Vorteile einer noninvasiven Messung der elektrischen Aktivität einer Zelle mit der Möglichkeit einer orts aufgelösten Messung der elektrischen Aktivität einer ausgedehnten Zellstruktur. Die Perspektiven, die sich dadurch ergeben, sind primär dadurch definiert, dass die interzelluläre Kommunikation eines Zellverbandes, sofern sie auf elektrischem Weg basiert,

untersucht werden kann. Weiterhin bietet das Prinzip des FAPS zusätzlich die Möglichkeit, eine lokale elektrische Stimulation einzelner Zellen des Zellverbandes durchführen zu können.

Der Weg von der prinzipiellen Funktionalität des FAPS bis zur tatsächlichen Realisierung einer Kopplung mit biologisch aktiven Zellverbänden ist mit zahlreichen Problemen verbunden. Diese Probleme sind - um nur einige zu nennen - beispielsweise die Signaleinkopplung in den FAPS, oder die Biokompatibilität der Sensoroberfläche.

Um die Anforderungen an den FAPS bzgl. Empfindlichkeit, Zeitauflösung, Ortsauflösung und Bio-Kompatibilität darstellen zu können, soll in den nachfolgenden Abschnitten eine kurze Einführung zu den Grundlagen elektrisch aktiver Zellen gegeben werden.

## 4.2 Das Zellmembranpotential

Die elektrischen Eigenschaften von Zellen sind im wesentlichen durch deren Zellmembranen definiert. Unter physiologischen Bedingungen sind Zellen von einer wässrigen Lösung bestehend aus  $\text{Na}^+$ - und  $\text{Cl}^-$ -Ionen umgeben. Der Innenraum der Zelle setzt sich dagegen aus  $\text{K}^+$ - und anorganischen Anionen zusammen. Da die Ionenkonzentrationen im Außenraum und im Zellinneren i. a. nicht gleich sind, kann ein Potential, das Membranpotential, wie folgt definiert werden:

*Das Membranpotential ist die elektrische Spannung zwischen Zellinnen- und Zellaussenraum*

Zellmembranen bestehen aus Phospholipid-Doppelschichten [BRECKOW94] mit Poren, die durch an die Oberfläche der Membran gebundene Proteine [ALBERTS95] gebildet werden. Diese Poren sind als Ionenkanäle bekannt. Die Zahl der Ionenkanäle variiert stark zwischen den unterschiedlichen Zelltypen. Durch spezifische Ionenkanäle können bestimmte Ionen aus dem Elektrolyten in das Zellinnere und umgekehrt transportiert werden. Auf den sehr komplexen Prozess des Ionentransports soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden. Detaillierte Beschreibungen hierzu sind beispielsweise in [BIRBAUMER96], [HILLE92] und [SHEPERD93] zu finden.

Im Ruhezustand stellen die unterschiedlichen Ionenkonzentrationen innerhalb einer Zelle gegenüber der physiologischen Umgebung ein Ruhepotential von typischerweise  $U_{\text{MR}} \approx -70 \text{ mV}$  ein.

Um eine elektrisch aktive Zelle modellieren zu können, kann die Zellmembran durch eine Membrankapazität  $C_{\text{M}}$  und die Ionenkanäle durch einen Widerstand  $R_{\text{M}}$  und einen Strom  $I_{\text{M}}$  dargestellt werden. Während die Membrankapazität, bestimmt durch die Dicke und die Dielektrizitätskonstante der Phospholipid-Doppelschicht, bei allen Zellen im Bereich um  $C_{\text{M}} \approx 1 \frac{\mu\text{F}}{\text{cm}^2}$  liegt ([HILLE92]), variiert

die spezifische Leitfähigkeit der Zellmembran  $g_{\text{M}}$  hauptsächlich mit der Zahl der auf der Zellmembran vorhandenen Ionenkanäle.

In der nachfolgenden Abbildung ist diese Modellvorstellung schematisch dargestellt.

---

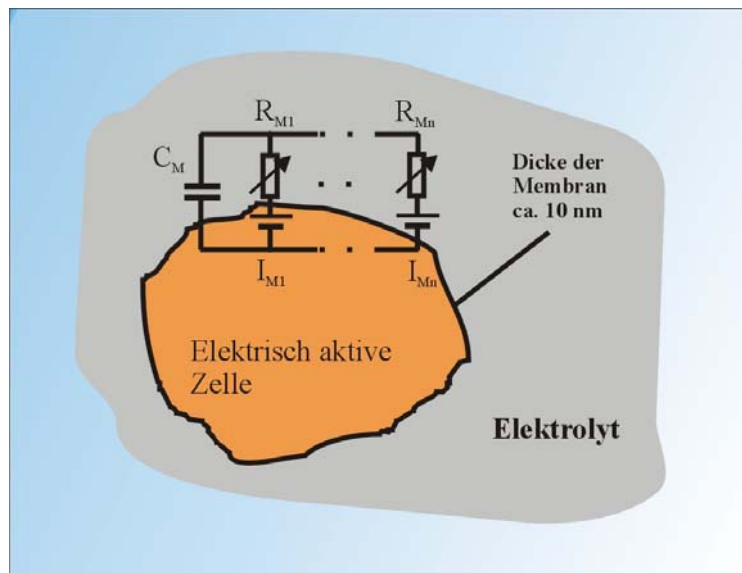


Abb. 4.1: Eine elektrisch aktive Zelle kann durch eine Membrankapazität  $C_M$  und eine Vielzahl von Ionenkanälen ( $R_M$ ,  $I_M$ ) modelliert werden

Der Mechanismus des Ionentransports durch die Ionenkanäle wird zusätzlich noch wesentlich komplexer dadurch, dass die Leitfähigkeit der Ionenkanäle selbst wiederum spannungs- und/oder (Ionen)konzentrationsabhängig gesteuert werden kann.

Der Mechanismus des Ionentransports führt bei einer entsprechenden Stimulation der Zelle zur Ausbildung eines sogenannten Aktionspotentials.

### 4.3 Ausbildung von Aktionspotentialen

Die Ausprägung eines Aktionspotentials soll anhand von  $\text{Na}^+$ - und  $\text{K}^+$ -Ionenkanälen beispielhaft erläutert werden. Der Mechanismus, der zur Ausprägung des Aktionspotentials führt, ist in den wichtigsten Punkten in der nachfolgenden Abbildung schematisch dargestellt.

Im allgemeinen enthalten Zellen zahlreiche unterschiedliche Typen von Ionenkanälen. Von biologischem Interesse sind vor allem die Typen, welche jeweils nur für eine Ionenart gut durchlässig sind.

Ausgehend von potentialgesteuerten Ionenkanälen, deren Leitfähigkeit vom Membranpotential abhängig ist, kann die Leitfähigkeit durch eine Veränderung des Membranpotentials erhöht werden. Erreicht dieses einen bestimmten Schwellwert, so kann sich die Leitfähigkeit der Ionenkanäle weiter erhöhen und sich aktiv auf benachbarte Ionenkanäle ausdehnen. Dieser Vorgang setzt gleichsam eine lawinenartige Ausbreitung über die gesamte Zellmembran hinweg in Gang ([SHEPERD93]).

Der Ausgangspunkt für diesen Mechanismus sei eine Zelle, deren Membranpotential auf dem Ruhepotential bei einem Wert von ca.  $-70$  mV liegt. In diesem Zustand finden keinerlei Aktivitäten statt.

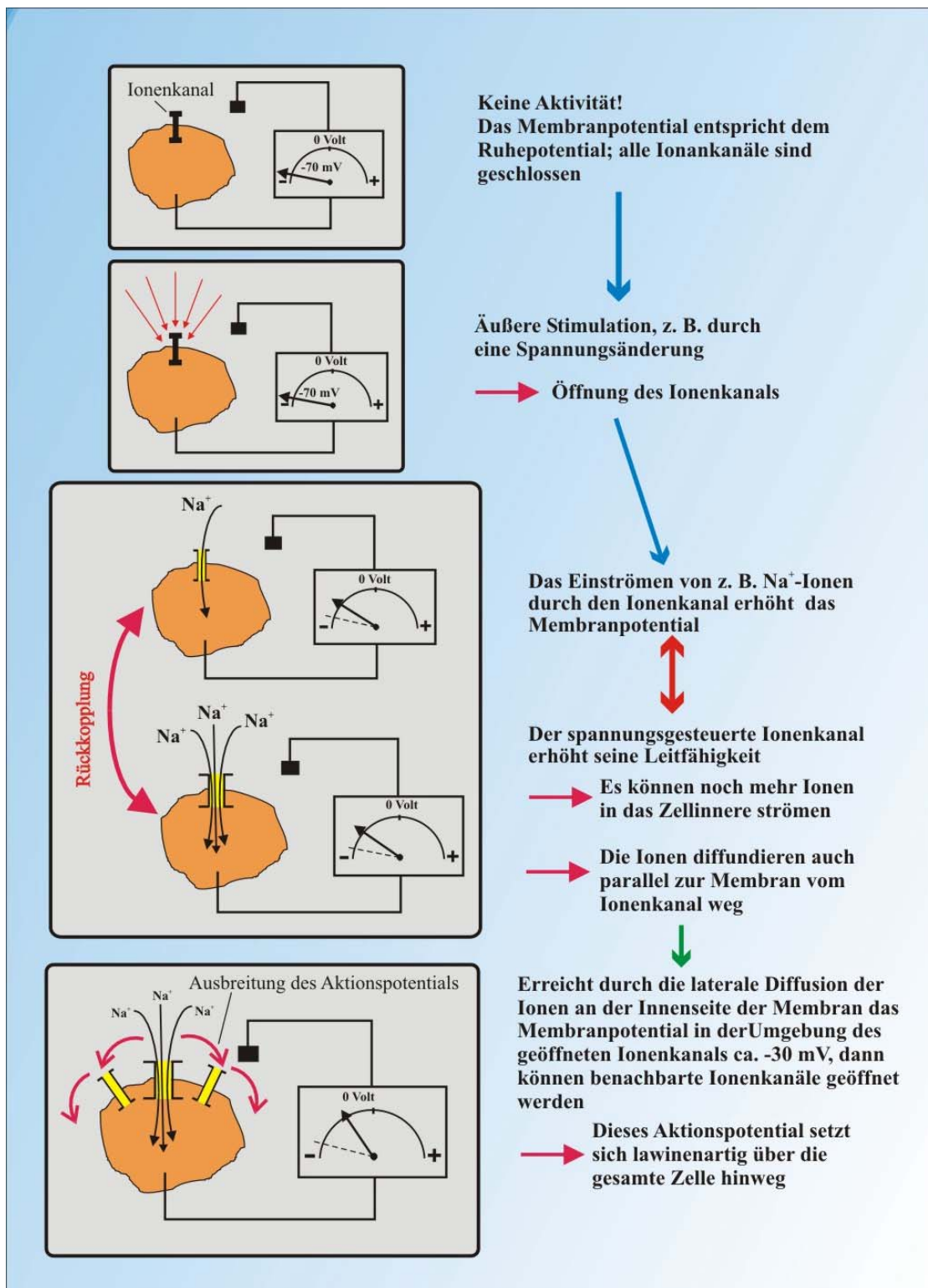


Abb. 4.2: Schematische Darstellung der Ausprägung eines Aktionspotentials am Beispiel von  $\text{Na}^+$ -Ionenkanälen

Durch eine äußere Stimulation der Zelle, beispielsweise durch eine Spannungsänderung, kann sich ein  $\text{Na}^+$ -Ionenkanal öffnen. Daraufhin können  $\text{Na}^+$ -Ionen in das Innere der Zelle einströmen. Durch diesen

Einstrom positiv geladener Ionen erhöht sich das Membranpotential. Da der  $\text{Na}^+$ -Ionenkanal spannungsgesteuert ist, erhöht sich seine Leitfähigkeit durch das ansteigende Membranpotential weiter.

Die nun vermehrt einströmenden  $\text{Na}^+$ -Ionen können nun auch an der Innenseite der Membran vom geöffneten Ionenkanal weg lateral diffundieren. Dieser Diffusionsvorgang hat zur Folge, dass sich das Membranpotential in der Umgebung des geöffneten Ionenkanals ebenfalls erhöht. Erreicht das Membranpotential in der Umgebung des geöffneten Ionenkanals einen Schwellwert von circa  $-30$  mV, dann können die benachbarten  $\text{Na}^+$ -Ionenkanäle ebenfalls geöffnet werden.

Damit beginnt der zuvor an einem einzelnen Ionenkanal beschriebene Vorgang des Einstroms positiv geladener  $\text{Na}^+$ -Ionen auch an benachbarten Ionenkanälen und setzt sich in dieser Weise gleichsam lawinenartig über die gesamte Zellmembran hinweg fort.

Durch den Einstrom positiv geladener  $\text{Na}^+$ -Ionen kann das Membranpotential sogar positive Werte annehmen. Das Einströmen der positiv geladenen Ionen setzt sich natürlich nicht beliebig lange fort. So werden aufgrund des nun positiv gewordenen Membranpotentials mit einer zeitlichen Verzögerung  $\text{K}^+$ -Ionenkanäle aktiviert. Die Öffnung dieses Typs von Ionenkanälen bewirkt ein Ausströmen positiv geladener  $\text{K}^+$ -Ionen aus dem Zellinneren. Dadurch wird das Membranpotential wieder zu negativen Werten korrigiert und die  $\text{Na}^+$ -Ionenkanäle schließen sich wieder.

Es sei noch erwähnt, dass andere, energiegetriebene Pumpmechanismen langfristig sicherstellen, dass im Gleichgewicht (also bei einem Membranpotential, welches dem Ruhepotential entspricht) die  $\text{Na}^+$ - und  $\text{K}^+$ -Ionenkonzentrationen im Zellinneren immer wieder auf ihre ursprünglichen Werte zurückkehren können. Diese Pumpmechanismen sind jedoch nicht unmittelbar mit der Ausbildung eines Aktionspotentials verbunden.

Genau diese Aktionspotentiale sind messtechnisch zu erfassen. Zum besseren Verständnis werden zunächst die verschiedenen Möglichkeiten zur Ableitung dieser Potentiale diskutiert, um daran anschließend das grundlegende Funktionsprinzip des FAPS zu beschreiben.

## **4.4 Methoden zur Messung der elektrischen Aktivität einzelner Zellen**

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die elektrische Aktivität einzelner Zellen abzuleiten. Generell lassen sich diese in zwei große Gruppen unterteilen. Zur ersten Gruppe der sogenannten invasiven Techniken gehören jene, die in das Innere der Zelle vordringen. Die andere Gruppe der noninvasiven Techniken umfasst Messmethoden, die außerhalb der Zelle an der Zellmembran die elektrische Aktivität der Zelle messen.

Im folgenden werden die allgemein bekanntesten Methoden kurz dargestellt. Anhand dieser Erläuterungen lässt sich die Motivation für die Entwicklung des FAPS deutlich hervorheben.

### **Die intrazelluläre Mikroelektrode**

Die intrazelluläre Mikroelektrode zur Messung des Membranpotentials gehört zu den klassischen Ansätzen, die auf dem Einstechen einer sehr feinen, mit Elektrolyt gefüllten Glaskapillare in das Innere der Zelle beruhen ([KATZ71]).

Bei dieser Methode erhält man den direktesten Zugang zur Messung des Membranpotentials, da der Innenraum der Zelle über den Elektrolyt innerhalb der Glaskapillare einen ohmschen Kontakt bildet. Das Membranpotential wird so direkt durch die Messung der Spannung zwischen der Glaskapillare und einer Referenzelektrode im die Zelle umgebenden physiologischen Elektrolyten bestimmt.

Zur Veranschaulichung ist in der nachfolgenden Abbildung der Sachverhalt schematisch dargestellt.

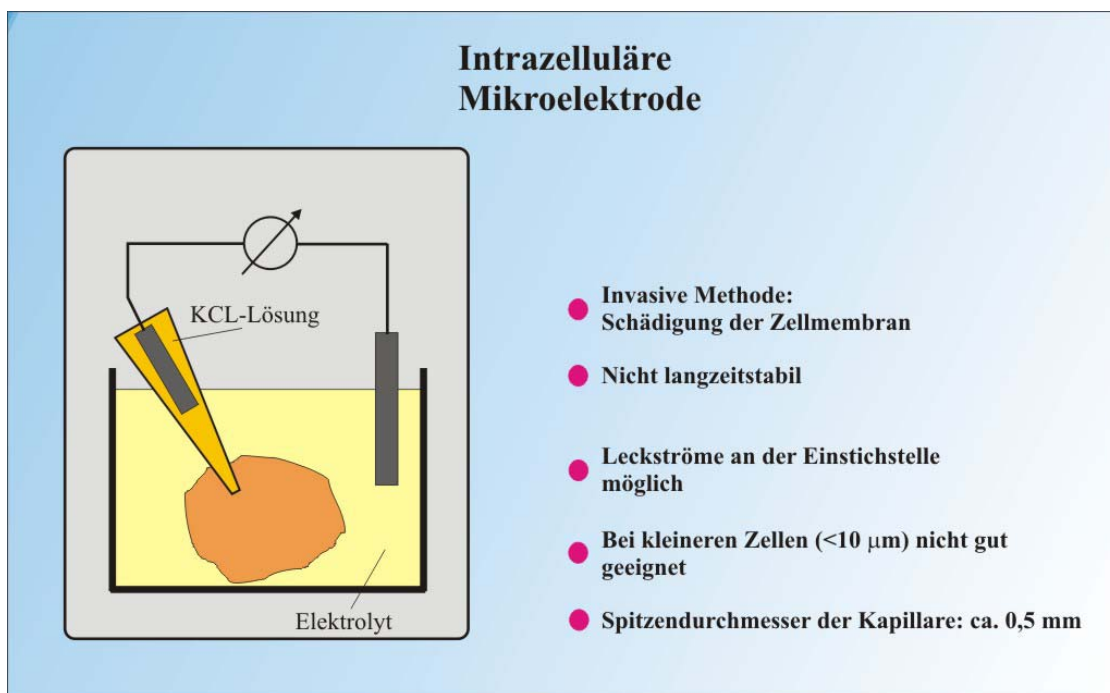


Abb. 4.3: Schematische Darstellung einer intrazellulären Mikroelektrode

Der große Nachteil dieser Methode ist jedoch offensichtlich: Der Einstich der Glaskapillare in das Innere der Zelle führt zu einer signifikanten Schädigung der Zellmembran, die auf Dauer die biologische Funktion der Zelle unterbindet. Diese Methode ist somit nicht langzeitstabil.

Da die Kontaktierung ohmscher Natur ist, können Leckströme, die insbesondere an der Einstichstelle entstehen können, das Messergebnis deutlich beeinflussen. Hinzu kommt noch die Tatsache, dass die mechanische Manipulation der Glaskapillare nicht ohne den Einsatz präziser Mikromanipulatoren durchgeführt werden kann. Aus diesem Grund erweist es sich i. a. als nicht praktikabel, viele Zellen eines Zellverbandes gleichzeitig kontaktieren zu können.

### Die Patch-Clamp-Technik

Die Patch-Clamp-Technik wird in der Literatur als entscheidender Durchbruch beschrieben. Sie wurde im Jahre 1976 von Neher und Sakmann entwickelt [NEHER76].

Der große Vorteil an dieser Methode ist, wie in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt wird, dass die Spitze der Glaskapillare nicht mehr in das Innere der Zelle eindringt.

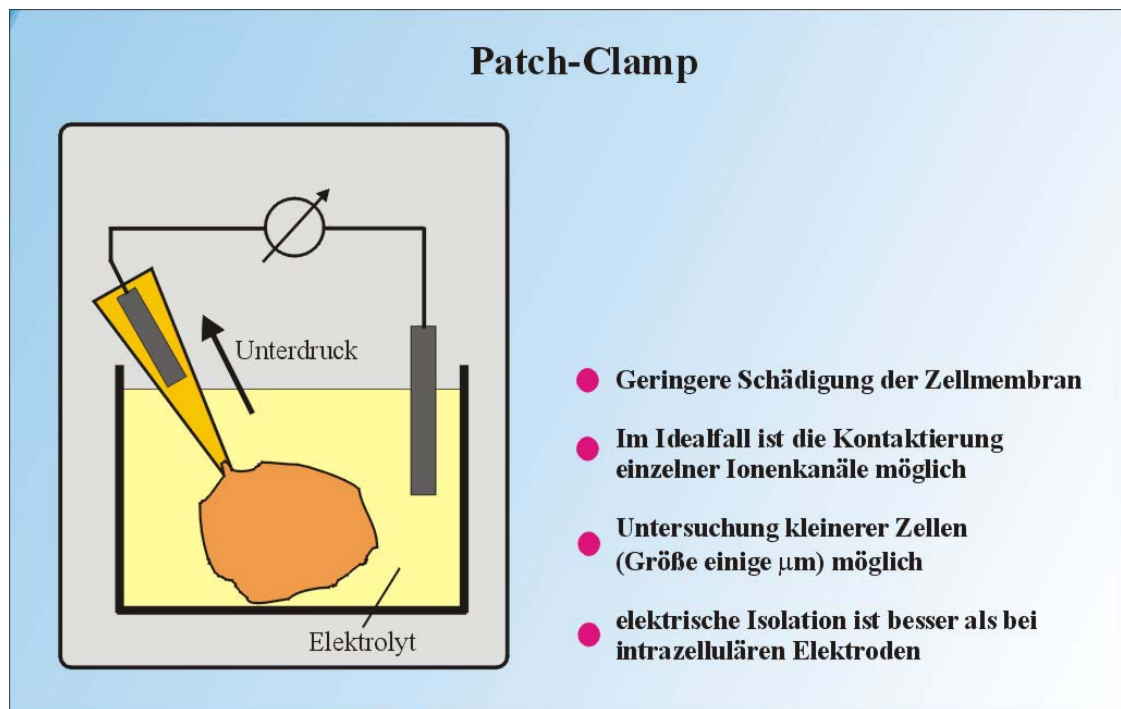


Abb. 4.4: Schematische Darstellung der Patch-Clamp-Technik

Die Glaskapillare wird auf die Zellmembran aufgesetzt und durch die Erzeugung eines leichten Unterdrucks fest mit der Zellmembran verbunden. Ist diese Art des Kontaktes hergestellt, wird der Unterdruck soweit erhöht, bis die Zellmembran an der Kontaktstelle aufgerissen wird. Dadurch wird der ohmsche Kontakt zum Zellinneren hergestellt. Die Schädigung der Zelle ist jedoch weitaus geringer, als wenn die Glaskapillare vollständig in das Innere der Zelle eingestochen wird.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass gegenüber der intrazellulären Mikroelektrode wesentlich geringere Leckströme in das die Zelle umgebende Medium entstehen.

Die beiden genannten Möglichkeiten bieten einen optimalen Zugang zur direkten Messung des Membranpotentials und damit zur Beobachtung der elektrischen Aktivität einzelner Zellen. Die Potentialauflösung ist im Vergleich zu anderen Verfahren ebenfalls optimal und die geringe Kapazität der Pipettenspitze erlaubt eine Zeitauflösung der elektrischen Signale von typischerweise 10 kHz. Diese Zeitauflösung ist für die meisten Anwendungen ausreichend, da der Verlauf der Aktionspotentiale typischerweise in einem Bereich von einigen Millisekunden stattfindet.



Trotz der geringeren Schädigung der Zellmembran ist auch hier eine stabile Messung der elektrischen Zellaktivität über einen längeren Zeitraum nicht möglich. Des Weiteren kann eine Zelle nur ein einziges Mal kontaktiert werden und ist in der Regel für eine weitere Kontaktierung nicht mehr geeignet.

Trotz der Verbesserungen durch die Patch-Clamp-Technik ist eine Messung an vielen Zellen in einem räumlich ausgedehnten Zellverband lediglich an einigen, wenigen Stellen möglich. Aufgrund der Beschränkung, dass jede einzelne Zelle nur ein einziges Mal kontaktiert werden kann, eignet sich auch diese Methode nicht, größere Zellverbände orts- und zeitaufgelöst beobachten zu können.

### **Extrazelluläre Elektroden**

Eine Messung der Aktionspotentiale einer Zelle ohne eine Schädigung der Zellmembran zu verursachen ist der Zielansatz aller extrazellulären Techniken. So kann die elektrische Aktivität beispielsweise durch eine extrazelluläre Elektrode, wie in der folgenden Abbildung schematisch dargestellt ist, gemessen werden ([GROSS77]).

Möglich wird die extrazelluläre Ableitung der Aktionspotentiale dadurch, dass eine Änderung des Membranpotentials einer Zelle auch eine Änderung des elektrischen Potentials außerhalb der Zelle zur Folge hat ([FROMHERZ91]).

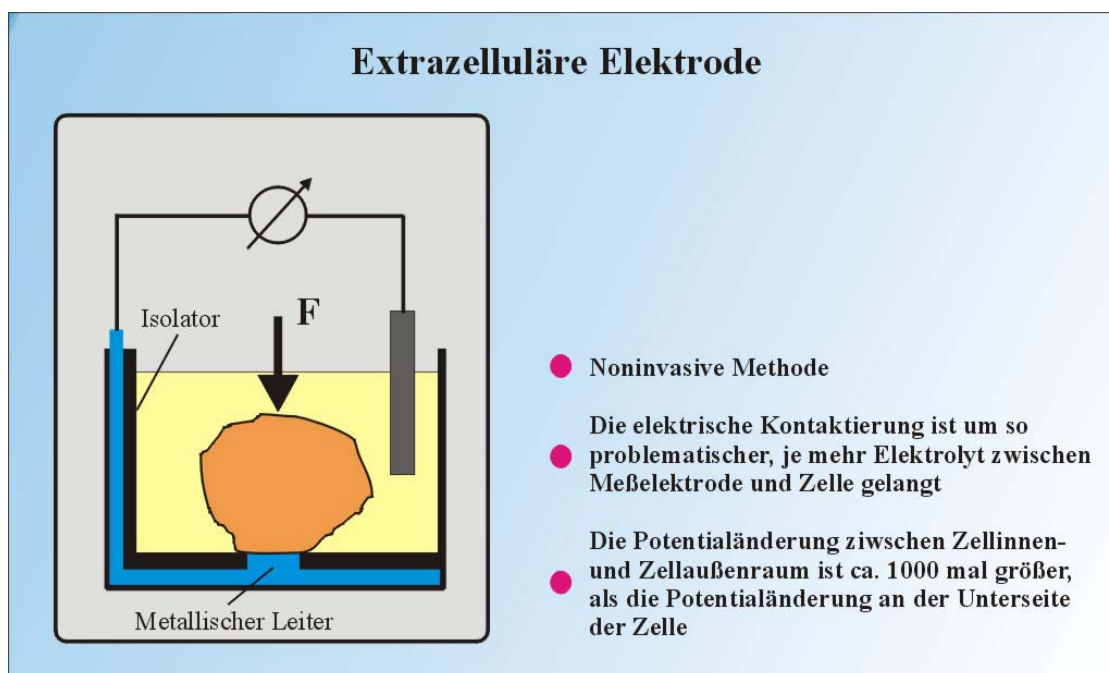


Abb. 4.5: Schematische Darstellung einer extrazellulären Elektrode

Diese Potentialänderung kann mit einer Metallelektrode detektiert werden, auf welche die Zelle durch ausüben eines entsprechenden Drucks gepresst werden muss. Die Potentialänderungen, die gemessen werden können, sind jedoch im Vergleich zur direkten Messung innerhalb der Zelle, um den Faktor 1000 geringer. Deshalb wirken sich Leckströme in das umgebende Medium wesentlich stärker aus, als



bei den invasiven Technologien. Aufgrund der gegenüber einer Glaskapillare deutlich größeren Kontaktfläche der extrazellulären Elektrode ist die Isolation der metallischen Kontaktfläche von dem die Zelle umgebenden Elektrolyten erheblich kritischer, wodurch das Auftreten von Leckströmen auch weitaus wahrscheinlicher wird. Der Vorteil dieser Methode ist jedoch die Langzeitstabilität des Systems, da keinerlei Schädigungen der Zellmembran auftreten.

Trotz des Anpressdrucks der Zelle auf der Elektrode verbleibt ein dünner Film des Elektrolyten zwischen der Zellmembran und der Elektrode. Dieser Elektrolyt-Film ist bei einer ohmschen Kontaktierung hinderlich und beeinflusst die Ableitung der Aktionspotentiale stärker, je dicker er wird.

Die logische Konsequenz, die zur Weiterentwicklung der extrazellulären Techniken führte, ist eine Kontaktierung der Zellmembran nicht auf ohmschem-, sondern auf kapazitivem Wege. So wurde z. B. in [FROMHERZ91] gezeigt, dass eine auf die Gate-Elektrode eines Feldeffekt-Transistors (FET) gesetzte Blutegel-Nervenzelle durch Änderungen ihres extrazellulären Potentials den FET schalten kann. In der nachfolgenden Abbildung ist das Prinzip schematisch dargestellt.

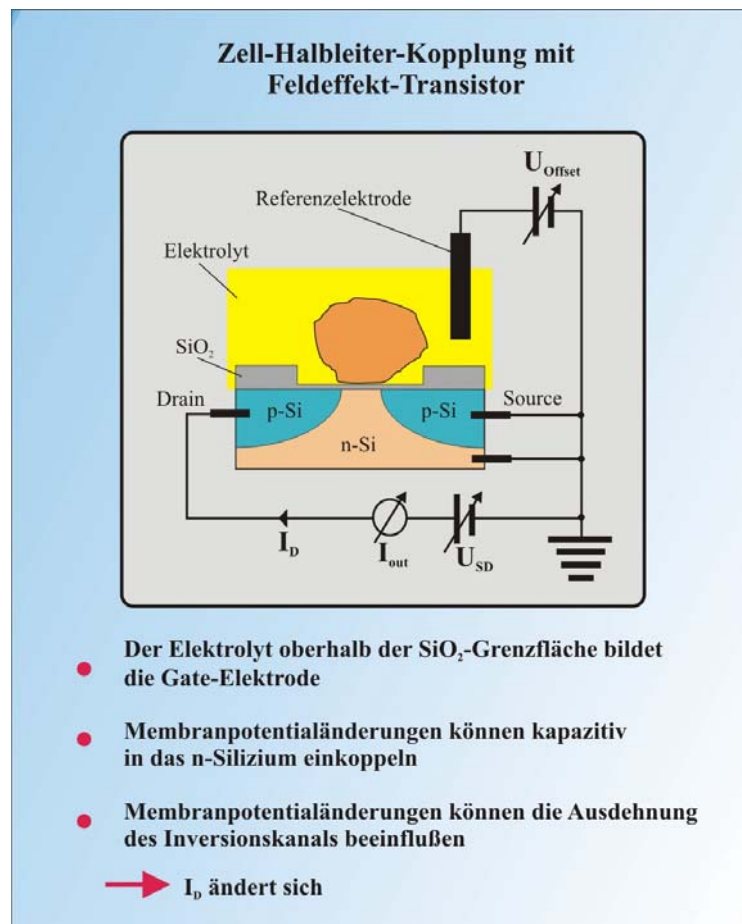


Abb. 4.6: Funktionsprinzip zur Messung extrazellulärer Potentiale mit einem Feldeffekt-Transistor (FET) in schematischer Darstellung

Es gibt noch zahlreiche weitere Ansätze der extrazellulären Techniken. Es sei an dieser Stelle noch der sogenannte licht-adressierbare Potentiometrische Sensor (LAPS) erwähnt, der 1988 von Hafeman und

McConnel vorgestellt wurde ([HAFEMAN88]) und der von W. J. Parak und M. George ([PARAK99/2], [GEORGE97]) weiterentwickelt wurde. Der LAPS ist in einer Elektrolyt-Isolator-Halbleiter Geometrie aufgebaut und arbeitet nach einem ähnlichen Prinzip wie eine orts aufgelöste Photodiode. Ein gepulster Lichtzeiger erzeugt an der beleuchteten Stelle Elektron-Lochpaare, die einen Verschiebestrom hervorrufen können. Die Amplitude dieses Photostroms ist vom Oberflächenpotential an dieser Stelle abhängig und kann von einer elektrisch aktiven Zelle entsprechend beeinflusst werden. Durch Verschiebung des Lichtzeigers können orts aufgelöste Potentialmessungen durchgeführt werden.

## 4.5 Die Problematik eines Zell-Halbleiter-Hybrids

Nicht jeder denkbare Zelltyp ist für die Herstellung eines Zell-Halbleiter-Hybrids zur Detektion, bzw. Stimulation von Aktionspotentialen geeignet.

Die nachfolgende Abbildung stellt die wichtigsten Anforderungen zusammen:



Abb. 4.7: Die Anforderungen an geeignete Zellstrukturen

Grundsätzlich ist ein Zelltyp erforderlich, der elektrisch aktiv ist, d. h., eine Ausprägung von Aktionspotentialen aufweist und der auch durch elektrische Stimulation angeregt werden kann. Die Größenordnung der extrazellulären Zellpotentiale liegt bei ca.  $100\ \mu\text{V}$ . Der hier beschriebene FAPS basiert, wie weiter unten noch detailliert ausgeführt wird, auf einer kapazitiven Einkopplung der Aktionspotentiale in eine FET-Struktur. Deshalb sind möglichst große elektrische Signale der Zellstruktur wünschenswert. Die Kultivierung und die Präparation der Zellstrukturen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, muss einfach zu handhaben sein und sollte die Herstellung reproduzierbarer Zell-Halbleiter-Hybride ermöglichen. Da der FAPS auf einer FET-Struktur basiert, werden die Potentialänderungen der Zellstruktur kapazitiv eingekoppelt. Aus diesem Grund ist eine möglichst gute Adhäsion der Zellen auf der Detektoroberfläche besonders wichtig, um eine optimale Signaleinkopplung zu erreichen.

Um eine Vorstellung von der Struktur und der Größe von geeigneten Zellstrukturen geben zu können, ist in der nachfolgenden Abbildung eine Übersicht zusammengestellt.

Der wohl interessanteste Zelltyp sind Nervenzellen. Es ist jedoch äußerst problematisch, diese Zellen auf der Oberfläche eines Detektors zu kultivieren, da schon kleinste Instabilitäten im biologischen Umfeld (Nährlösung, Detektoroberfläche, etc.) markante Schädigungen der Zellen nach sich ziehen können.

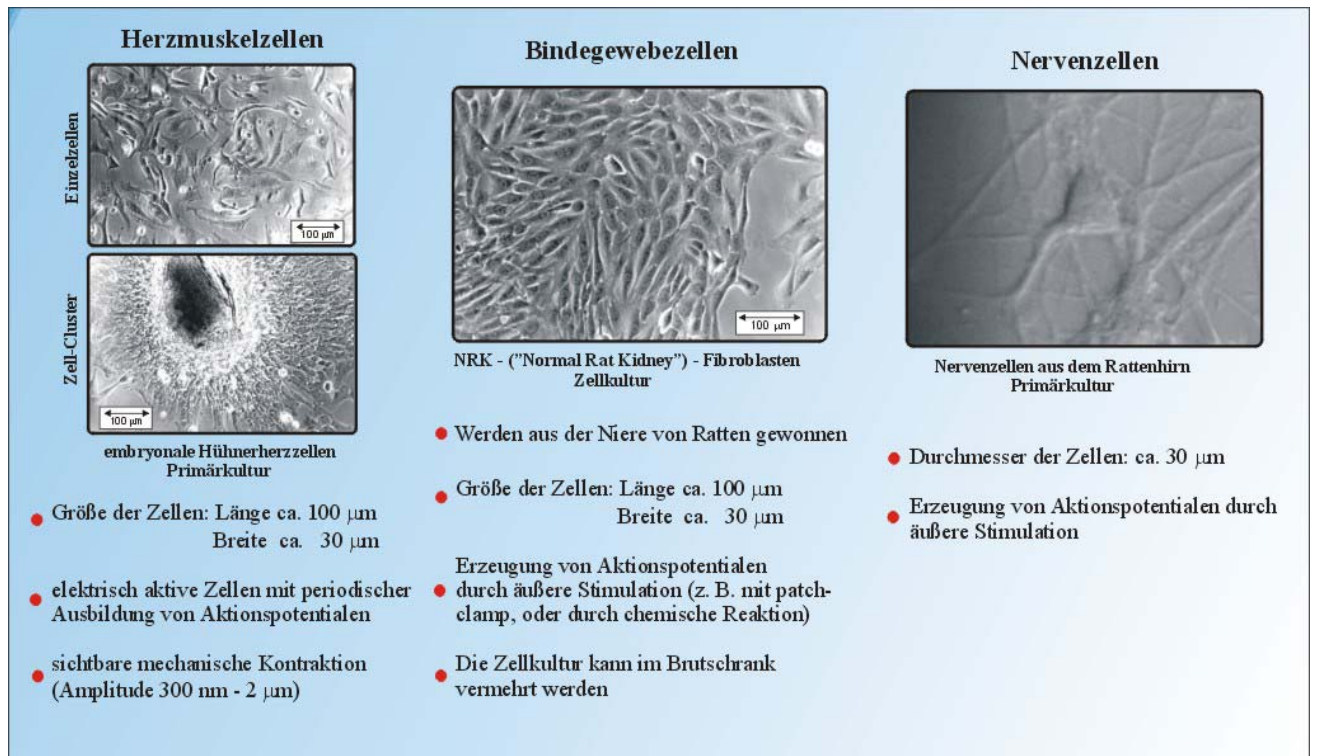


Abb. 4.8: Aufzählung von geeigneten Zelltypen (das Bildmaterial wurde freundlicherweise von W. J. Parak, Lehrstuhl f. angewandte Physik, Prof. H. Gaub, Ludwig-Maximilians-Universität München zur Verfügung gestellt)

Zusätzlich setzt die Kultivierung von Nervenzellen einen relativ langen Zeitraum voraus, in dem sich die Verknüpfungen der einzelnen Zellen untereinander ausbilden können.

Um die Charakterisierung eines Detektors wie den FAPS durchführen zu können, dürften die Herzmuskelzellen wohl den geeignetsten Zelltyp darstellen, da diese Zellstrukturen nach einer ausreichenden Differenzierung selbständig Aktionspotentiale mit definierter Frequenz ausbilden.

Eine detaillierte Beschreibung zur Herstellung und Kultivierung der in Abbildung 4.8 dargestellten Zelltypen ist in der Dissertation von W. J. Parak ([PARAK99/2]) zu finden.

Die Halbleiter-Heterostruktur, die für die Herstellung des FAPS benötigt wird, besteht aus GaAs und AlGaAs. Bringt man ein GaAs-Substrat in die physiologische Nährlösung ein, mit der eine Zellstruktur versorgt wird, so werden durch die Ionen der Nährlösung mit der Zeit As-Ionen aus dem GaAs-Substrat herausgelöst. Diese As-Ionen wirken hochtoxisch auf biologisch aktive Zellstrukturen. Demnach ist die Problematik der Biokompatibilität der Halbleiteroberfläche des Zell-Halbleiter-Hybrids ein entscheidendes Kriterium.

In der nachfolgenden Abbildung ist ein Beispiel für die Toxizität von As-Ionen dargestellt.

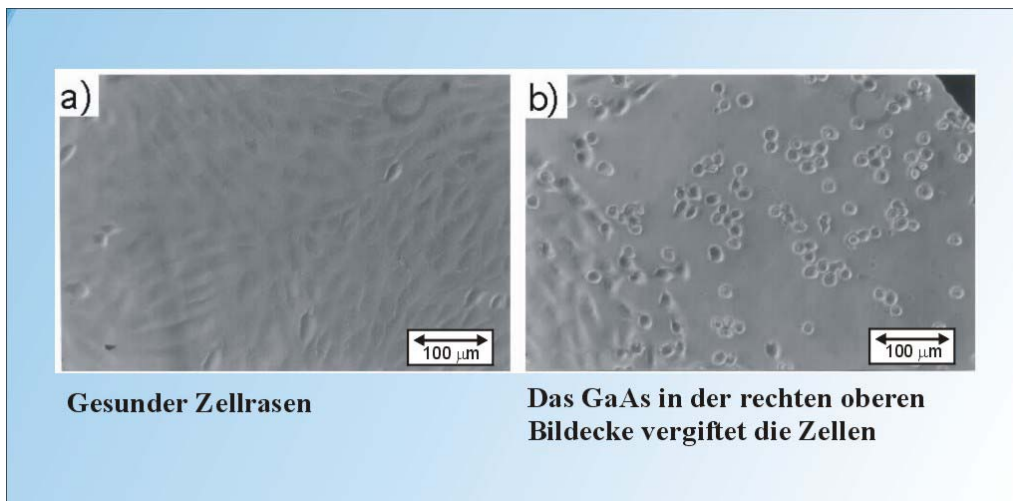


Abb. 4.9: a) Eine homogene Zellstruktur bestehend aus Fibroblasten, adhären in einer Petry-Schale b) Die gleiche Zellstruktur zwei Tage nachdem ein kleines Stück GaAs (siehe rechte obere Ecke) zu der Zellstruktur gegeben wurde. Es ist deutlich erkennbar, dass die Zellen in der Umgebung des GaAs ihre längliche Struktur und Adhäsion verloren haben. (Quelle: [PARAK99])

Es besteht also die Notwendigkeit, eine biokompatible Separation zu schaffen, welche die Oberfläche des FAPS bedecken muss. Hier wurden zwei Lösungsansätze entwickelt: Zum einen wurde eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf der FAPS-Oberfläche abgeschieden und weiterhin wurde eine Schutzschicht aus 100 nm dickem PMMA (Polymethyl-Metacrylat) in flüssiger Phase mit einer sogenannten Lackschleuder (wird in der Halbleiter-Prozesstechnologie eingesetzt) aufgebracht, die anschließend bei einer Temperatur von  $90^\circ$  Celsius ausgehärtet wurde.

Auf die so definierten Separations-Schichten wurden NRK-Fibroblasten angesiedelt. Es hat sich gezeigt, dass die  $\text{SiO}_2$ -Schicht keinen ausreichenden, langzeitstabilen Schutz gewährleisten kann, da eine Diffusion von As-Ionen in die  $\text{SiO}_2$ -Schicht nicht verhindert werden konnte. Diese Diffusion hat zur Folge, dass die  $\text{SiO}_2$ -Schicht brüchig wird und damit ein Kontakt der FAPS-Oberfläche mit dem Elektrolyten nicht verhindert werden kann.

Der zweite Lösungsansatz mit einer ca. 100 nm dicken PMMA-Schicht hingegen konnte eine ausreichend biokompatible Separations-Schicht ([PARAK99]) erzeugen. Die Schichtdicke des PMMA wurde mit 100 nm als ausreichend bestimmt. In wie weit diese Schichtdicke reduziert werden kann, ist bislang noch nicht bekannt. Es ist jedoch von großem Interesse, eine möglichst dünne Separation anzustreben, da die Zellpotentiale kapazitiv in den FAPS einkoppeln und damit ein größerer Abstand der aktiven Detektorbereiche von der Zellmembran ein geringeres Signal zur Folge haben.

Abschließend sei nochmals die Problematik des Elektrolytfilms zwischen der biokompatiblen Separations-Schicht und der Zellmembran der auf der Separations-Schicht adhärenen Zelle angesprochen.

Zunächst ist die Dicke des Elektrolytfilms ein wichtiger Parameter. Diese Dicke kann z. B. durch die sogenannte Reflexions-Interferenz-Kontrast-Mikroskopie (RICM) bestimmt werden ([BEREITER-HAHN79], [CURTIS64]).

Die Dicke des Elektrolytfilms liegt in einem Bereich von 10 – 100 nm ([FROMHERZ01]). Die Charakteristik des Elektrolytfilms kann durch ein komplexes Ersatzschaltbild modelliert werden. Mit Hilfe dieses Modells kann das maximal zu erwartende, extrazelluläre Potential berechnet werden. Eine detaillierte Herleitung dazu ist beispielsweise in [PARAK99/2] zu finden.

Um möglichst hohe extrazelluläre Potentiale auf der Detektoroberfläche zu erhalten, benötigt man einen hohen Elektrolytfilm- und einen niedrigen Membran-Widerstand. Da diese beiden Parameter im Prinzip schon durch den spezifischen Zelltypus definiert sind, kann eine Maximierung des extrazellulären Potentials praktisch nur durch Minimierung des Abstands der Zellmembran vom Detektor erreicht werden.

## 4.6 Das Funktionsprinzip des FAPS

Ein generelles Kriterium für einen Oberflächenpotentialsensor mit hoher Ortsauflösung ist die Zahl der aktiven Messpunkte, die quadratisch mit der Abmessung des Sensors skaliert, sowie die Auflösung in Punkte/mm<sup>2</sup>. Der große Vorteil des FAPS besteht darin, dass die Zahl der elektrischen Zuleitungen nicht wie bei herkömmlichen FET-Sensor-Arrays bei einer  $n \times n$  Matrix mit  $n^2$  Zuleitungen skaliert, sondern lediglich  $n + 1$  Zuleitungen benötigt werden. Dies wird dadurch möglich, dass der FAPS aus zwei sich kreuzenden, gitterartigen Strukturen auf einem Trägersubstrat besteht, wie in Abbildung 4.10 schematisch dargestellt ist.

Der FAPS besteht aus einer gitterförmigen Struktur aus metallischen Gate-Elektroden und senkrecht dazu, oberhalb der Gate-Elektroden angeordneten FET-Kanälen. Die FET-Kanäle bestehen aus einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur, deren elektronische Eigenschaften so definiert sind, dass die FET-Kanäle bei einer Gatespannung  $U_{\text{Gate}} = 0$  V leitend sind, womit die FET-Kanäle als n-leitendend zu verstehen sind.

Wird eine konstante Beweglichkeit  $\mu$  angenommen, so kann gemäß dem Gesetz von Drude, der lokale Leitwert eines FET-Kanals  $\sigma(x)$  wie folgt angenähert werden ([SZE81]):

$$\sigma(x) = e \cdot n(x) \cdot \mu \quad (4.1)$$

Hier beschreibt  $e$  die Elementarladung und  $n(x)$  ist die lokale Flächenladungsträgerdichte der Elektronen im FET-Kanal. Damit kann der spezifische Flächenwiderstand eines FET-Kanals  $\rho(x)$ , der gleich der reziproken Leitfähigkeit eines FET-Kanals  $\sigma(x)$  und proportional der Dichte der freien Ladungsträger  $n(x)$  ist, wie folgt berechnet werden [SZE81]:

$$\rho(x) = \frac{1}{d_{\text{Kanal}} \cdot b_{\text{Kanal}} \cdot e \cdot n(x) \cdot \mu} \quad (4.2)$$

Mit  $d_{\text{Kanal}}$  und  $b_{\text{Kanal}}$  werden die Dicke und die Breite des FET-Kanals bezeichnet. Damit lässt sich der gesamte Widerstand  $R_{\text{Kanal}}$  eines FET-Kanals der Länge  $l$  wie folgt berechnen:



$$R_{\text{Kanal}} = \int_0^l \rho(x) \cdot dx \quad (4.3)$$

Durch das Anlegen einer negativen Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  an eine der unter den FET-Kanälen befindlichen metallischen Gate-Elektrode kann der lokale Widerstand  $\rho(x)$  des FET-Kanals kontrolliert beeinflusst werden.

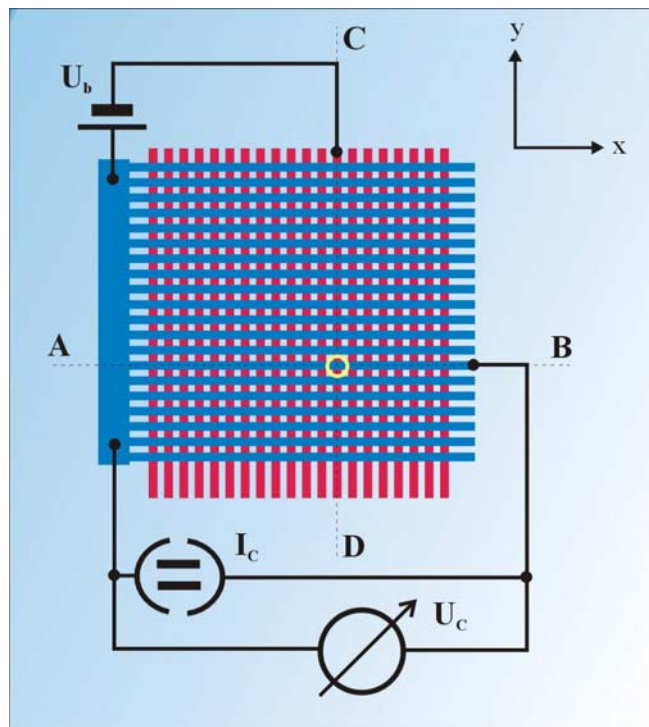


Abb. 4.10: Schematischer Aufbau des FAPS. In  $y$ -Richtung sind die Gate-Elektroden eingezeichnet und in  $x$ -Richtung die FET-Kanäle oberhalb der Gate-Elektroden. Durch Anlegen einer definierten Vorspannung  $U_b$  an eine der Gate-Elektroden längs der Achse C-D und eines konstanten Stromes  $I_c$  durch den Kanal längs der Achse A-B kann der Spannungsabfall  $U_c$  entlang des Kanals gemessen werden. Die potentialsensitive Region ist gekennzeichnet durch den Schnittpunkt des FET-Kanals mit der Gate-Elektrode (Schnittpunkt Achse A-B und C-D).

Die negative Gatespannung hat zur Folge, dass der FET-Kanal lokal an Ladungsträgern verarmt wird. Der Sachverhalt ist in der Abbildung 4.11 schematisch dargestellt.

Betrachtet man den in Abbildung 4.10 von oben dargestellten Kreuzungspunkt (Achse A-B mit Achse C-D) im Querschnitt von der Seite her, so lässt sich das Funktionsprinzip verdeutlichen. Eine negative Spannung  $U_b$  an der Gate-Elektrode bewirkt eine lokale Verarmung an Ladungsträgern im FET-Kanal, wie in der Abbildung 4.11 schematisch für den FET-Kanal gezeigt wird. Dies wiederum führt zu einer Erhöhung des Gesamtwiderstandes über den FET-Kanal hinweg. Erreicht der Grad der Verarmung mit zunehmendem Masse den Punkt der Abschnürung („pinch-off“), so wird der FET-Kanal lokal hoch empfindlich gegenüber einem zusätzlichen Potential  $\Delta U$ , welches von der Oberseite des FET-Kanals her wirkt.

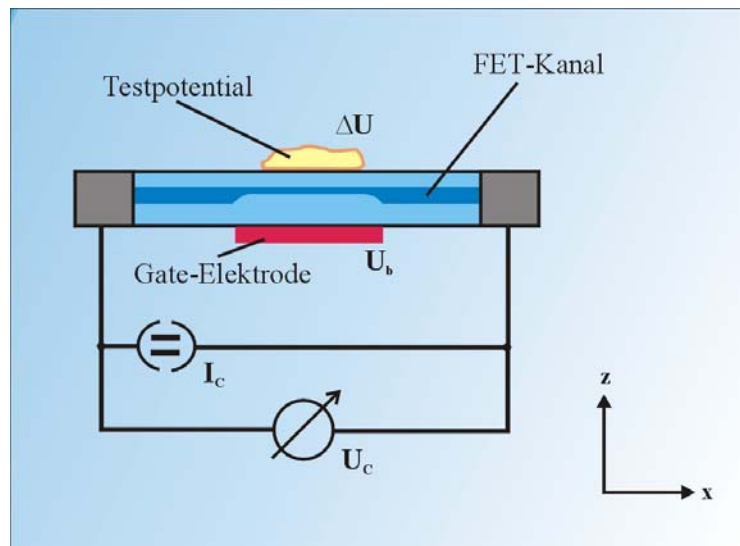


Abb. 4.11: Das Funktionsprinzip des FAPS in schematischer Darstellung. Hier ist der FET-Kanal aus Abbildung 4.10 entlang der Achse A-B im Querschnitt dargestellt, wobei anders als in Abbildung 4.10 hier jedoch nur eine Gate-Elektrode eingezeichnet ist. Unterhalb des Kanals ist der Querschnitt durch die Gate-Elektrode entlang der Achse C-D zu sehen. Eine definierte Gatespannung  $U_b$  ruft eine lokale Verarmung an Ladungsträgern im Bereich des FET-Kanals oberhalb der Gate-Elektrode hervor.  $U_b$  wird so eingestellt, dass die Potentialempfindlichkeit des Kanals maximal wird. Ein zusätzliches, geringes Potential  $\Delta U$ , welches von der Oberseite des FET-Kanals her wirkt, führt zu einer großen Änderung des Widerstandes im FET-Kanal. Diese Änderung kann indirekt über den Spannungsabfall  $U_c$  entlang des Kanals gemessen werden, wenn in den FET-Kanal ein konstanter Strom  $I_c$  eingepreßt wird.

Wird in den FET-Kanal ein konstanter Strom  $I_c$  eingepreßt, so kann der Widerstand des Kanals indirekt über den Spannungsabfall längs des Kanals gemessen werden.

Unter der Annahme kleiner Gatespannungen, kann die Flächenladungsträgerdichte  $n(x)$  innerhalb des FET-Kanals oberhalb der Gate-Elektrode und damit auch der Leitwert  $\sigma(x)$  proportional zur lokalen Gatespannung angesehen werden ([SZE81]). Es muss natürlich angemerkt werden, dass der detaillierte Mechanismus der Verarmung an Ladungsträgern in diesem linearen Bereich stark von der Geometrie des FET-Kanals abhängig ist.

Da der lokale Widerstand  $\rho(x)$  des FET-Kanals äquivalent zum reziproken Leitwert  $\sigma(x)$  ist, ist er wegen der linearen Abhängigkeit  $n \propto U_{\text{Gate}}$  damit auch proportional zur reziproken Gatespannung. Dies führt zu einem hyperbolischen Verlauf des Kanalwiderstandes in Abhängigkeit von der Gatespannung, wie in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt ist. Die Beziehung  $\sigma \propto U_{\text{Gate}}$  ist natürlich nur dann gültig, wenn die Beweglichkeit  $\mu$  als konstant und unabhängig von der Flächenladungsträgerdichte  $n(x)$  und der Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  angenommen werden kann.

Ausgehend von der in Abbildung 4.10 dargestellten Situation, in der nur eine Gate-Elektrode entlang der Achse C-D mit einer Vorspannung  $U_b$  belegt ist, wird der Widerstand eines FET-Kanals senkrecht zum Gate entlang der Achse A-B gemessen. Alle anderen Gate-Elektroden liegen auf einem Potential von 0 Volt. Wie schematisch in den Abbildungen 4.11 und 4.12 gezeigt ist, wird der FET-Kanal mit

zunehmend negativerer Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  am Kreuzungspunkt mit der Gate-Elektrode mehr und mehr an Ladungsträgern verarmt. Damit nimmt der Widerstand am Kreuzungspunkt zu, wobei gilt:

$$R_C \propto (U_{\text{Gate}} - U_{\text{th}})^{-1} \quad (4.4)$$

Die Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  setzt sich aus der Vorspannung  $U_b$  von unterhalb des FET-Kanals und einer geringen Spannung  $\Delta U$ , hervorgerufen durch Potentialänderungen oberhalb des FET-Kanals zusammen:

$$U_{\text{Gate}} = U_b + \Delta U \quad (4.5)$$

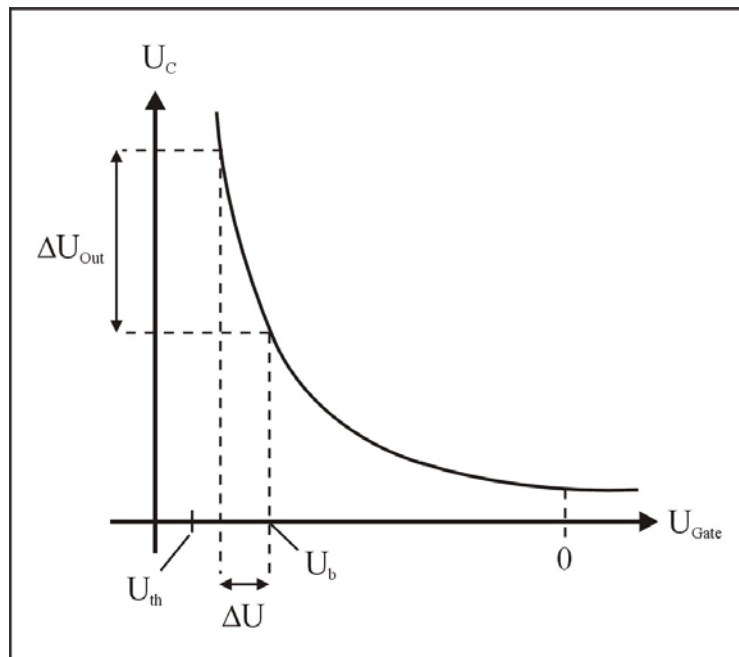


Abb. 4.12: Schematische Darstellung des Widerstandes eines FET-Kanals in Abhängigkeit von der Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$ . Der Widerstand des Kanal  $R_C = U_C / I_C$  ist durch den Spannungsabfall über den gesamten Kanal hinweg definiert, wobei ein konstanter Strom  $I_C$  in den Kanal eingepreßt wird. Für Gatespannungen  $U_b$ , die nahe an der Verarmungsspannung (threshold voltage)  $U_{\text{th}}$  liegen, verursacht ein kleines zusätzliches Potential  $\Delta U$  eine große Änderung in der Ausgangsspannung  $U_{\text{Out}}$ . Wichtig ist zusätzlich, dass bei einer Gatespannung von 0 Volt ein zusätzliches Potential  $\Delta U$  nur eine vernachlässigbare Änderung der Ausgangsspannung bewirken kann.

Liegt die Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  nahe der Abschnürspannung  $U_{\text{th}}$ , wo sich keine freien Ladungsträger mehr im FET-Kanal befinden, beginnt der FET-Kanal isolierend zu werden ([SZE81]). Im Bereich kurz vor der vollständigen Verarmung des FET-Kanals reagiert der Kanalwiderstand höchst sensitiv auf kleinste Potentialfluktuationen  $\Delta U$  von oberhalb des FET-Kanals her.

Da alle anderen Kreuzungspunkte durch eine Gatespannung von ca. 0 Volt vernachlässigbar gering auf Potentialfluktuationen reagieren und ein ausgezeichneter Kreuzungspunkt aus Gate-Elektrode und FET-Kanal auf höchste Potentialempfindlichkeit, beschränkt auf die Fläche des Kreuzungspunktes, eingestellt werden kann, ist eine orts aufgelöste Potentialmessung mit dem Funktionsprinzip des FAPS möglich.



Dadurch, dass lediglich immer nur ein FET-Kanal zu einem Zeitpunkt adressiert wird, braucht die Messelektronik nur ein einziges Mal vorhanden zu sein.

Auf ähnlichem Wege ist es ebenso möglich, ein lokales elektrisches Feld mit dem FAPS zu erzeugen. Es sei wiederum der Fall in Abbildung 4.10 betrachtet, bei dem eine Gate-Elektrode entlang der Achse C-D mit einer Vorspannung  $U_b$  belegt wird und an den FET-Kanal entlang Achse A-B die Spannung  $U_c$  angelegt sein soll. Alle anderen Gate-Elektroden werden wieder auf das Potential 0 Volt gebracht. Ausgehend davon aus, dass die Struktur des FET-Kanals n-leitend („normally on“) ist, sind alle Kreuzungspunkte des FET-Kanals mit Gate-Elektroden, die auf dem Potential 0 Volt liegen, leitend. Nur der ausgezeichnete Kreuzungspunkt von Achse A-B mit der Achse C-D, bei dem die Gate-Elektrode auf einem Potential  $U_b < 0$  Volt liegt, ist durch den Mechanismus der Verarmung lokal der Widerstand des FET-Kanals deutlich erhöht (siehe Abbildung 4.12). Damit fällt die gesamte an den FET-Kanal angelegte Spannung  $U_c$  exakt an diesem Kreuzungspunkt ab, wodurch ein lokales elektrisches Feld hervorgerufen wird. Dieses lokale elektrische Feld kann durch die oben beschriebene Adressierung an jedem beliebigen Kreuzungspunkt eines FET-Kanals mit einer Gate-Elektrode erzeugt werden.

Um die theoretische Funktionsweise des FAPS experimentell nachweisen zu können, wurde zunächst ein sehr einfacher, erste Prototyp auf der Basis einer GaAs/AlGaAs-Quantentopfstruktur hergestellt. Das Herstellungsverfahren beruht wie erwähnt auf der Technologie des epitaktischen Lift-offs. Die genauen Prozessschritte werden im nachfolgenden Abschnitt, der die Herstellung einer ersten FAPS-Teststruktur beschreibt, detailliert erläutert, so dass an dieser Stelle nur der schematische Aufbau des Prototypen anhand der folgenden Abbildung diskutiert werden soll.

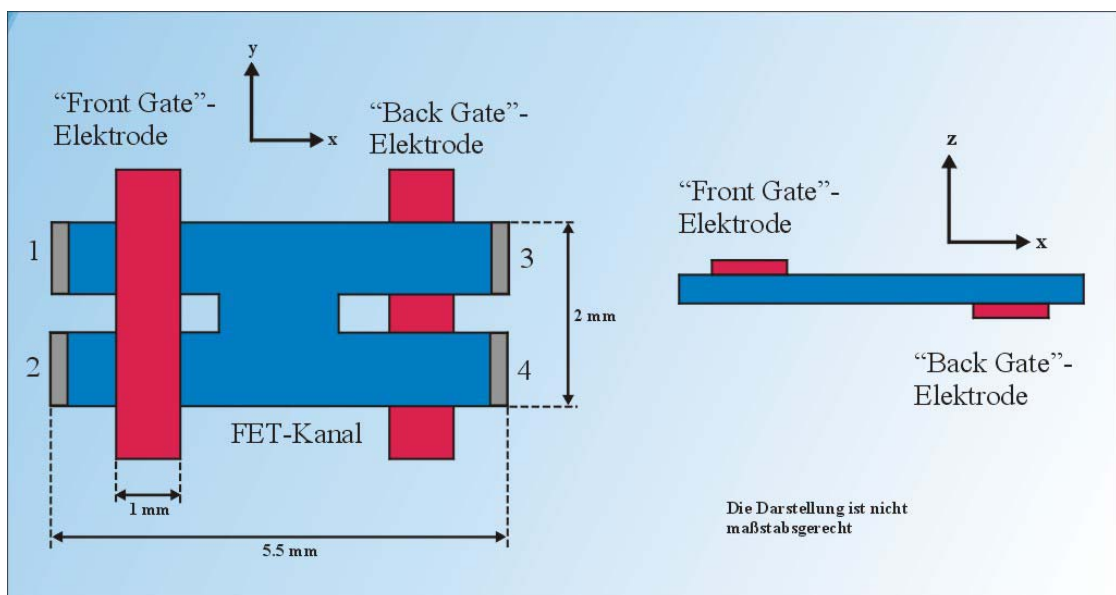


Abb. 4.13: Schematischer Aufbau des FAPS-Prototypen. Die Struktur besteht aus einem FET-Kanal mit insgesamt vier Anschlüssen in Form von ohmschen Kontakten. Jeweils eine Gate-Elektrode befindet sich ober- bzw. unterhalb des FET-Kanals. Der FET-Kanal selbst wurde aus einer 700 nm dünnen GaAs/AlGaAs-Heterostruktur hergestellt. Der Prototyp wurde auf die Oberfläche eines Glassubstrates aufgebracht.

Die Realisation des FET-Kanals basierend auf GaAs und der Technologie des epitaktischen Lift off beeinflusst das Arbeitsprinzip des Prototypen. Bei der hier verwendeten GaAs-Heterostruktur ist der Fluss der Elektronen auf die x-y-Ebene (siehe Abbildung 4.13) beschränkt. Ein derartiges System wird als quasi-zweidimensionales Elektronensystem bezeichnet ([ANDO82]). In der z-Richtung sind die Elektronen in einem dreieckigen Potentialtopf, der durch ein AlGaAs/GaAs/AlGaAs-Schichtsystem erzeugt wird, quantisiert ([SZE81]). Hat die Breite des Potentialtopfes in z-Richtung die gleiche Dimension wie die Wellenlänge eines freien Elektrons, dann wird der Potentialtopf als Quantentopf („quantum well“) bezeichnet ([ANDO82]). Damit kann ein Elektronenfluss lediglich in der x-y-Ebene stattfinden. Eine detailliertere Behandlung zwei-dimensionaler Elektronensysteme ist in Kapitel 5.2 zu finden.

Wird eine negative Spannung an eine der Gate-Elektroden angelegt, so überlagert sich dieses zusätzliche Potential dem Potential des Quantentopfes und beeinflusst damit die effektive Breite des Quantentopfes. Dies wiederum führt dazu, dass die potentielle Energie der Elektronen in diesem Bereich erhöht wird, wodurch die Elektronen unter Vermeidung dieser energetisch ungünstigen Energieniveaus in x-Richtung ausweichen. Damit wird die Dichte der Elektronen im FET-Kanal am Kreuzungspunkt mit einer Gate-Elektrode beim Anlegen einer negativen Vorspannung an die Gate-Elektrode reduziert und der lokale Kanalwiderstand steigt somit an.

Die Spannungsabhängigkeit der Verarmung des FET-Kanals kann für ein zweidimensionales Elektronensystem quantitativ beschrieben werden: Nimmt man die Gate-Elektrode und das zweidimensionale Elektronensystem als die elektrisch leitenden Platten eines Plattenkondensators an, so lässt sich die Gesamtzahl der Elektronen  $N$  mit

$$Q = e \cdot N = \int_{U_{th}}^{U_{Gate}} C \cdot dU \quad (4.6)$$

direkt berechnen:

$$e \cdot N = \varepsilon \cdot A_a \cdot \frac{1}{d} \cdot (U_{Gate} - U_{th}) \quad (4.7)$$

Hier ist  $\varepsilon$  dielektrische Konstante und  $A_a$  die Fläche des Kanals. Die Variable  $d$  bezeichnet die Distanz zwischen FET-Kanal und der Gate-Elektrode. Unter Verwendung von Gleichung 4.1 lässt sich wiederum ein hyperbolischer Verlauf des Kanalwiderstandes  $R_c$  in Abhängigkeit von der Gate-Spannung  $U_{Gate}$  herleiten, wie er schematisch in Abbildung 4.12 dargestellt ist.

Die Halbleiter-Heterostruktur, die für den Prototypen verwendet wurde, ist ursprünglich nicht für Raumtemperaturmessungen geeignet, deshalb musste die Spannungs-/Widerstands-Charakteristik des FAPS-Prototypen bei einer Temperatur von 4.2 K aufgezeichnet werden. Die Kennlinien sind in Abbildung 4.14 dargestellt.

Wie in der Charakteristik der Kennlinien deutlich zu sehen ist, kann der Widerstand eines FET-Kanals sowohl von der Rückseite, wie auch von der Vorderseite her durch entsprechende Gate-Elektroden („back gate“, „front gate“) gezielt beeinflusst werden. Die unterschiedlichen Gatespannungen für die

vordere- und die rückwärtige Elektrode, bei denen die Verarmung des FET-Kanals einsetzt, weichen etwas voneinander ab, da das zweidimensionale Elektronensystem in der GaAs/AlGaAs-Heterostruktur nicht symmetrisch bezüglich der beiden Gate-Elektroden angeordnet ist. Damit unterscheiden sich die Kennlinien voneinander.

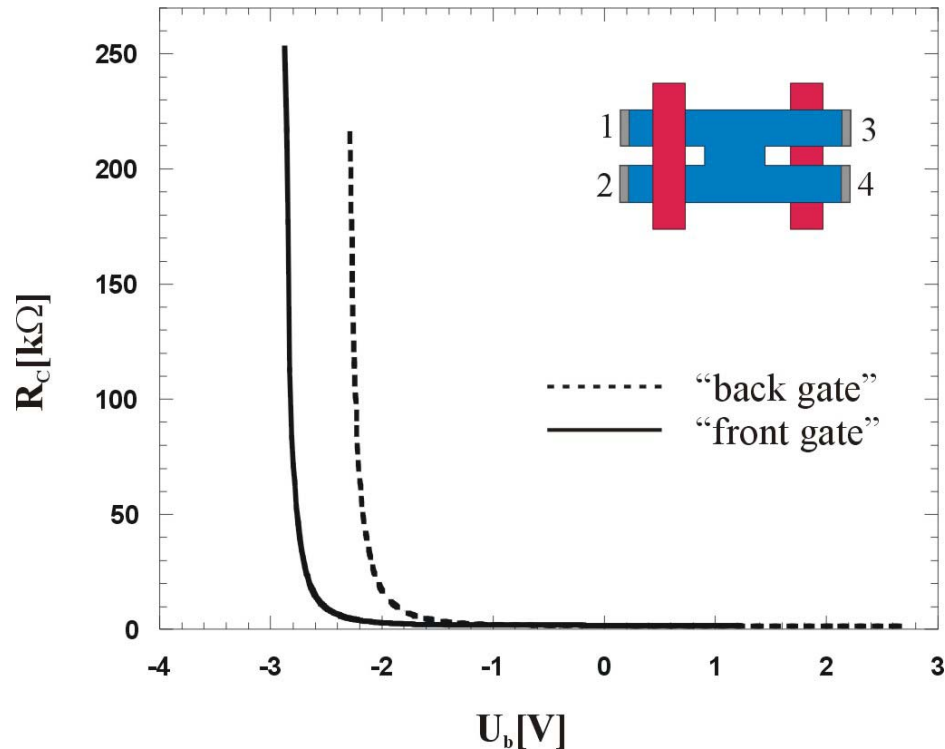


Abb. 4.14: Spannungs-/Widerstands-Charakteristik des FAPS-Prototypen aus Abbildung 4.13. Es wurde eine Gatespannung  $U_b$  an die vordere Elektrode ("front gate") angelegt und der Widerstand  $R_C$  zwischen den Punkten 1 und 2 gemessen. In gleicher Weise wurde die Gatespannung an die rückseitige Elektrode ("back gate") angelegt und der Widerstand des FET-Kanals zwischen den Punkten 3 und 4 gemessen. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4.2 K durchgeführt.

Um die Steilheit der charakteristischen Widerstandskennlinie mit anderen potentialsensitiven Sensoren vergleichen zu können, wird an dieser Stelle die sogenannte normierte Potentialempfindlichkeit (normalized potential sensitivity)  $S$  für den FAPS eingeführt ([PARAK98], [BÖHM2000]):

$$S_{\text{FAPS}} = \frac{1}{R_C} \cdot \left( \frac{dR_C}{dU_{\text{gate}}} \right) \quad (4.8)$$

$S$  ist definiert als die Steigung der charakteristischen Widerstandskennlinie normiert auf den absoluten Wert am Arbeitspunkt des Sensors. Insbesondere ist der Widerstand des FET-Kanals  $R_C = R_C(U_{\text{gate}})$  die charakteristische Größe die von einem zu messenden Oberflächenpotential beeinflusst wird.

Aus den Daten der Kennlinien aus Abbildung 4.14 lässt sich  $S_{\text{FAPS}} \approx 20\text{V}^{-1}$  für eine Temperatur von 4.2 K berechnen. Dieser Wert wird sich natürlich verringern, wenn der FAPS bei Raumtemperatur, bzw. 37° Celsius bei biologischer Kompatibilität in elektrolytischer Umgebung arbeiten soll. Um einen

Vergleich zu erhalten, kann beispielsweise der FAPS mit einem sogenannten ISFET (ion selective field-effect transistor) vergleichen. Der Aufbau und die Anordnung eines ISFET-Arrays ist beispielsweise in [SCHOOT87], oder in [COBBEN92] detailliert beschrieben.

Für einen ISFET lässt sich die normalisierte Potentialempfindlichkeit wie folgt definieren:

$$S_{\text{FET}} = \frac{1}{I_{\text{DS}}} \cdot \left( \frac{dI_{\text{DS}}}{dU_{\text{gate}}} \right) \quad (4.9)$$

Hier ist  $I_{\text{DS}}$  der Drain-Source-Strom, der hier die charakteristische Größe ist, die sich unter dem Einfluss des zu messenden Oberflächenpotentials ändert, was gleichbedeutend mit  $I_{\text{DS}} = I_{\text{DS}}(U_{\text{gate}})$  ist. Aus der Literatur sind entsprechende Werte von siliziumbasierten ISFET's in elektrolytischer Umgebung bei 37° Celsius zu finden:  $S_{\text{FET}} \approx 1\text{V}^{-1}$  ([FROMHERZ91], [OFFENHÄUSER97]).

Vergleicht man die normierte Potentialempfindlichkeit des FAPS mit diesem Wert, so kann erwartet werden, dass selbst bei Temperaturen um 37° Celsius mit dem Funktionsprinzip des FAPS auf jeden Fall die Größenordnung  $S_{\text{FAPS}}$  mit  $S_{\text{FET}}$  identisch ist. Zusätzlich hat sich bei diesen ersten Messungen herausgestellt, dass  $S$  eine sehr gute Größe ist, um orts aufgelöste Potentialsensoren miteinander zu vergleichen.

Mit diesem ersten Prototypen konnte also das Funktionsprinzip des FAPS verifiziert werden. Die weitere Vorgehensweise bestand darin, eine aussagekräftigere Struktur zu entwickeln, die es ermöglicht, weitere Größen wie Potentialempfindlichkeit, Zeitauflösung und Ortsauflösung charakterisieren zu können.

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels ausgeführt wurde, muss der FAPS Potentiale in der Größenordnung von 100µV bei einer Zeitauflösung von einigen Kilohertz und einer Ortsauflösung besser als 10µm sicher erkennen und auswerten können.

## 4.7 Die Herstellung einer FAPS-Teststruktur

Das Ziel war ein entsprechendes Design der FAPS-Teststruktur die bei Raumtemperatur arbeitet und es ermöglicht, die wichtigen Kenngrößen Potentialempfindlichkeit und Zeitauflösung bestimmen zu können.

Die FAPS-Teststruktur besteht aus insgesamt fünf FET-Kanälen und einer senkrecht unter den Kanälen befindlichen Gate-Elektrode. Somit können fünf adressierbare Kreuzungspunkte realisiert werden. Die nachfolgende Abbildung zeigt die Teststruktur.

Die Teststruktur basiert auf einer GaAs/InGaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostruktur (hergestellt von SIEMENS, München). Der genaue Schichtenaufbau ist im Anhang zu finden. Zwischen der Heterostruktur und dem GaAs-Basissubstrat befindet sich eine 50 nm dünne AlAs-Trennschicht, die den epitaktischen Lift-off der Heterostruktur ermöglicht.

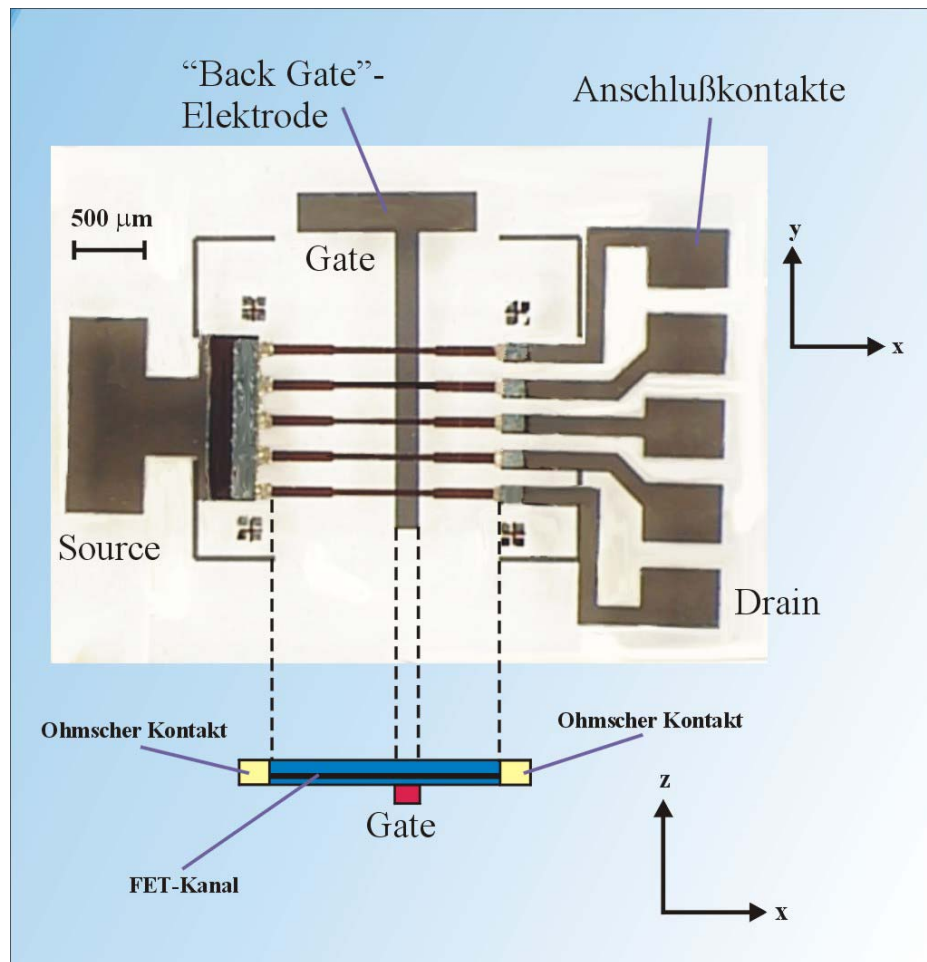


Abb. 4.15: Aufsicht auf die FAPS-Teststruktur und schematischer Querschnitt durch einen FET-Kanal. Die Dimensionen der Teststruktur sind durch den Skalierungsbalken ( $500\ \mu\text{m}$ ) dargestellt. Der schematische Querschnitt durch den FET-Kanal ist nicht maßstabsgerecht. Die Teststruktur besteht aus fünf FET-Kanälen die aus einer GaAs/InGaAs/AlGaAs-Heterostruktur hergestellt wurden. Durch eine Elektrode unterhalb der FET-Kanäle werden insgesamt fünf adressierbare Punkte definiert.

Die gesamte FAPS-Teststruktur befindet sich auf der Oberfläche eines Glassubstrates. Wie in Abbildung 4.15 zu sehen ist, setzt sich die Teststruktur aus den schmalen FET-Kanälen, der Gate-Elektrode und den Anschlusskontakten zusammen. Die Dimensionen dieser Komponenten unterscheiden sich stark voneinander. Die optische Lithografie benötigt demnach Masken, welche die FET-Kanäle, die Gate-Elektrode und die entsprechenden Anschlusskontakte definieren. Es werden also großflächige Masken und entsprechende Masken mit hoher Strukturauflösung benötigt, die in den entsprechenden Arbeitsschritten miteinander kombiniert werden müssen.

Die FAPS-Teststruktur stellt an die Lithografie der FET-Kanäle keine so hohen Anforderungen, wie es die FAPS-Struktur mit hoher Ortsauflösung erfordert, die in Abschnitt 4.9 vorgestellt wird. Es war jedoch eine neue Technologie zur Herstellung der Masken für die optische Lithografie nötig, mit der es ermöglicht wurde, großflächige- und auch feinstrukturierte Masken auf einfachem Wege erzeugen zu können.

### 4.7.1 Maskenherstellung für die optische Lithografie

Die Problematik bei der Herstellung des FAPS ist die Kombination von kleinen, periodischen Strukturen (FET-Kanäle und Gate-Elektroden) in einer Größe von ca. 10 – 15  $\mu\text{m}$  mit großflächigen und ausgedehnten, metallischen Kontaktstrukturen zur elektrischen Kontaktierung der FET-Kanäle und der Gate-Elektroden. Die Kontaktstrukturen haben eine durchschnittliche Fläche von 100  $\mu\text{m}$  x 100  $\mu\text{m}$  und sind circa 5 – 10 mm von den FET-Kanälen und den Gate-Elektroden entfernt. Diese großen Abstände sind nötig, um eine ausreichende Fläche zur Ansiedlung der Zellstrukturen bereit zu stellen, die zusätzlich von einem bestimmtem Mindestvolumen an Elektrolyt umgeben sein müssen.

Normalerweise werden die Masken für die optische Lithografie mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) hergestellt. Mit dem REM können feinste Strukturen erzeugt werden. Der Nachteil ist jedoch, dass eine Maske mit einer Strukturausdehnung von ca. 15 mm x 15 mm nicht, oder nur sehr umständlich mit dem REM erzeugt werden kann. Hinzu kommt noch, dass eine derartige Strukturausdehnung eine extrem lange Zeit benötigen würde, bis der Elektronenstrahl eine derart ausgedehnte Struktur wie beispielsweise die Anschlusskontakte der FAPS-Teststruktur geschrieben hätte. Zusätzlich ist es im allgemeinen nicht nötig, bei einer Strukturausdehnung von etwa 15 mm x 15 mm und einer Strukturauflösung von ca. 100  $\mu\text{m}$  ein REM mit einer hierfür nicht benötigten, wesentlich höheren Auflösung einzusetzen.

Aus diesen Gründen wurden zwei Verfahren zur Maskenherstellung für die optische Lithografie entwickelt. Das erste Verfahren beruht darauf, eine computergenerierte Vorlage auf einen speziellen Negativ-Film fotografisch zu übertragen. Dieses Negativ wird dann in Kontakt mit einer chrombeschichteten Glasplatte gebracht, die zuvor mit einer lichtempfindliche Lackschicht (Photoresist) überzogen wurde. Durch Belichtung und Entwicklung der Lackschicht wird die Struktur des Negativs in den Fotolack übertragen. Anschließend werden die Bereiche der Chromschicht, die nun frei von Fotolack sind, nasschemisch geätzt. Die so erzeugten Masken können in einer maximalen Ausdehnung hergestellt werden, die den Abmessungen des Film-Negativs entspricht (hier 24 mm x 36 mm Kleinbildformat).

In Abbildung 4.16 ist schematisch der Herstellungsprozess dargestellt. Dieses Verfahren soll im folgenden als „Reflektive Maskenherstellung“ bezeichnet werden.

Eine entsprechend skalierte schwarz/weiss-Vorlage wird von Halogenscheinwerfern angestrahlt. Die Vorlage wird damit homogen beleuchtet und mit einer Kamera fotografiert. Als Filmmaterial wird ein sogenannter Dokumenten-Film eingesetzt (AGFA Ortho 25 Professional oder MACOPHOT ORT 25). Dieser spezielle Film zeichnet sich durch eine äußerst steile Gradation aus. Das bedeutet, das Negativ erzeugt bei entsprechender Belichtungszeit und Entwicklung, vollständig transparente oder geschwärzte Bereiche, gemäß der abfotografierten Vorlage.

Der Abstand der Kamera zur Vorlage ist durch den Skalierungsfaktor definiert. D. h., bei einem Skalierungsfaktor von 30:1 auf der Vorlage wird die Struktur auf dem Negativ um den Faktor 30 kleiner abgebildet. Dementsprechend ist der Abstand der Kamera und die Schärfereinstellung des Objektivs zu justieren.

---

Die Belichtungszeiten liegen im allgemeinen zwischen 20 und 40 Sekunden. Derartige Belichtungszeiten sind mit einer handelsüblichen Kamera i. a. nicht ohne weiteres zu realisieren.

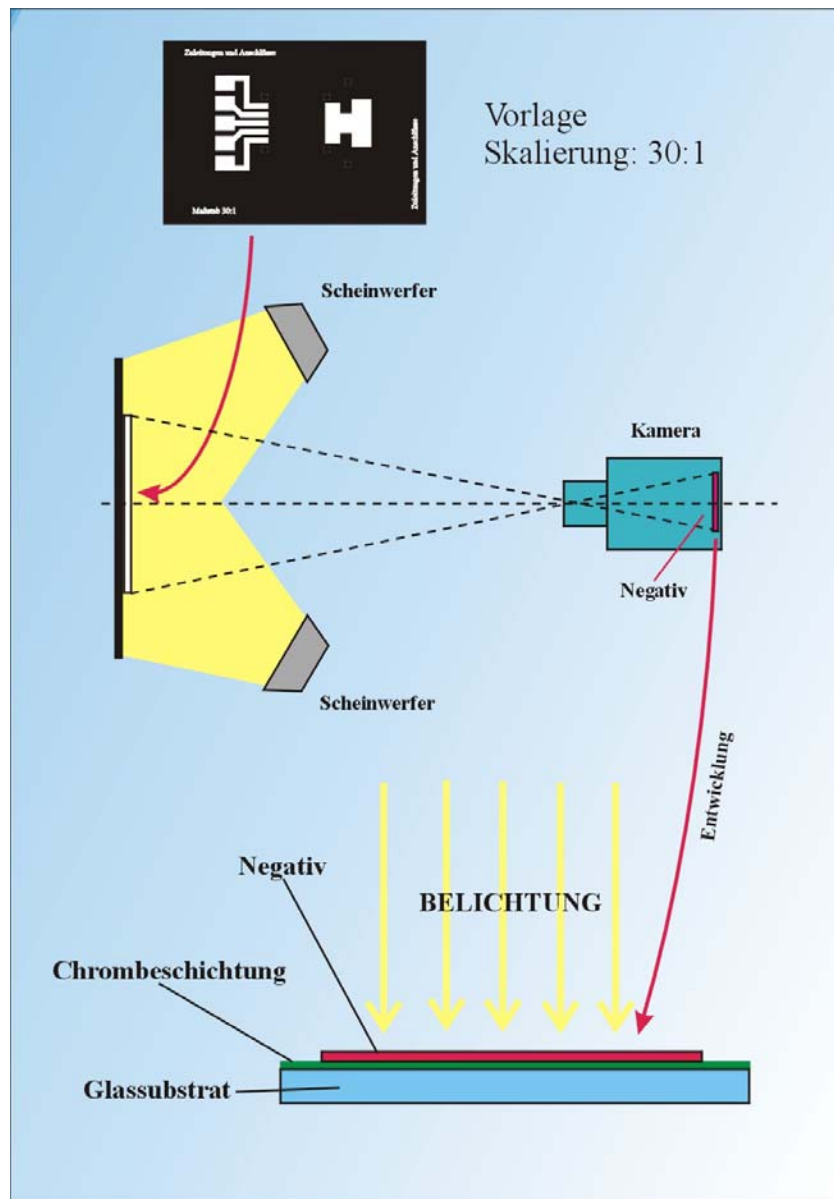


Abb. 4.16: Reflektive Maskenherstellung. Eine entsprechend skalierte Vorlage (hier 30:1) wird von Halogenscheinwerfern angestrahlt. Mit einer Kamera wird die Vorlage abfotografiert. Der Abstand Kamera zur Vorlage wird durch den Skalierungsfaktor der Vorlage definiert. Nach der Entwicklung des Negativs wird die Struktur der Vorlage durch eine Kontaktbelichtung auf eine mit Chrom beschichtete Glasplatte übertragen. Die Chromschicht wird zuvor mit einer lichtempfindlichen Lackschicht überzogen. Nach der Belichtung und Entwicklung der Lackschicht kann die Struktur der Vorlage aus der Chromschicht herausgeätzt werden.

Deshalb wird stattdessen die Belichtungszeit durch kontrolliertes Ein- und Ausschalten der Scheinwerfer eingestellt. Zu diesem Zweck sind die Scheinwerfer mit einer Zeitsteuerung verbunden. Die gesamte Anordnung muss in einer Dunkelkammer aufgebaut werden, da der Verschluss der Kamera zunächst



permanent geöffnet wird. Danach werden die Scheinwerfer für die definierte Belichtungszeit eingeschaltet.

Nach der Belichtung des Filmmaterials wird dieses nach einem standardisierten Prozess entwickelt. Genaue Angaben hierzu sind im Anhang und in [BÖHM97] zu finden.

Nach der Entwicklung des Negativs wird die Struktur durch Kontaktbelichtung auf ein mit Chrom beschichtetes Glassubstrat übertragen. Zuvor wird die Chrom-Oberfläche mit einem lichtempfindlichen Fotolack überzogen. Nach der Belichtung und der Entwicklung der Lackschicht werden die nunmehr freien Bereiche der Chromschicht nasschemisch geätzt. Die genaue Vorgehensweise hierzu ist wiederum im Anhang und in [BÖHM97] dokumentiert.

Die Grenzen der zu erzielenden Kantenschärfe der Maskenstrukturen sind durch die Körnigkeit des Filmmaterials begrenzt und liegen bei ca. 50 - 100  $\mu\text{m}$ . Diese Auflösung ist für großflächige Strukturen vollkommen ausreichend. Unterschreitet die Strukturgröße diesen Wert, so ist das Verfahren nicht mehr geeignet und es kommt eine alternative Maskenherstellung zum Einsatz. Dieses Verfahren sei im folgenden als „Transmitive Maskenherstellung“ bezeichnet und ist schematisch in der folgenden Abbildung dargestellt.

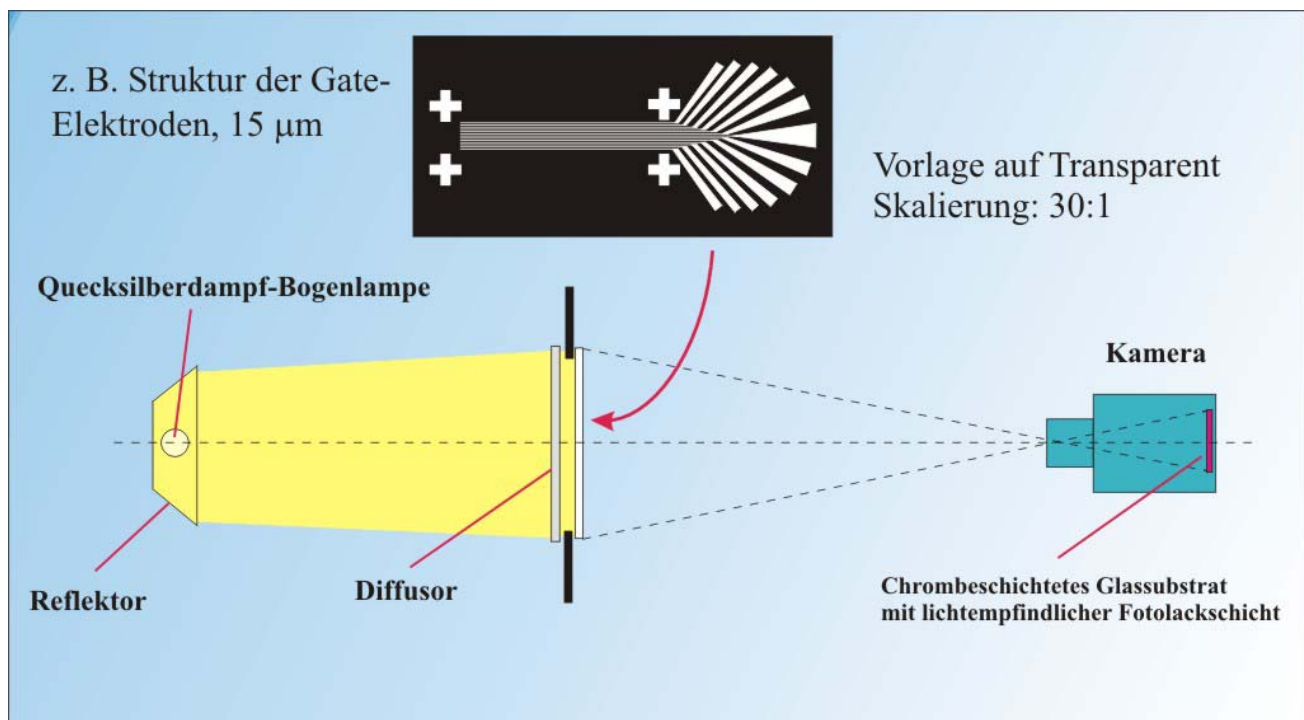


Abb. 4.17: Transmitive Maskenherstellung. Die Vorlage wird auf ein Transparent ausgedruckt. Mit einer starken Quecksilberdampf-Bogenlampe wird das Transparent rückwärtig ausgeleuchtet. Ein Diffusor sorgt für homogene Ausleuchtung des Transparentes. Die Struktur der Vorlage wird in der entsprechenden Skalierung direkt auf ein chrombeschichtetes Glassubstrat mit lichtempfindlicher Fotolackschicht übertragen.

Der Unterschied zur „Reflektiven Maskenherstellung“ besteht im wesentlichen darin, dass hier kein Filmmaterial mehr als Zwischenstufe eingesetzt wird, sondern die Aufbelichtung der gewünschten



Struktur erfolgt direkt auf den mit Chrom beschichteten Glasträger. Dazu wird die Chromschicht mit einer sehr dünnen Schicht aus lichtempfindlichem Fotolack überzogen. Diese Fotolackschicht wird dann direkt belichtet, indem der gesamte Glasträger anstelle des Filmmaterials in die Kamera eingelegt wird. Die in der Halbleiterprozesstechnologie verwendeten Fotolacke haben eine deutlich bessere Auflösung (unter  $1\ \mu\text{m}$ ), als sie das beste Filmmaterial haben kann. Mit dem hier beschriebenen Verfahren konnten Kantenschärfen von  $\leq 1\ \mu\text{m}$  erzielt werden.

Der Nachteil an diesem Verfahren ist, dass die zur Verfügung stehenden Fotolacke im allgemeinen nur auf ultraviolettes Licht empfindlich reagieren. Der kurzwellige Anteil am Spektrum einer Glühlampe, wie sie im reflektiven Verfahren eingesetzt wird, ist bei weitem nicht ausreichend, um die Fotolackschicht ausreichend schnell und vollständig belichten zu können. Es muss deshalb eine andere Lichtquelle, hier eine Quecksilberdampf-Niederdrucklampe eingesetzt werden.

Zusätzlich ist die Lichtstärke, die selbst dieser Lampentyp im reflektiven Verfahren zur Verfügung stellen könnte, deutlich zu gering, um ausreichend akzeptable Belichtungszeiten zu erhalten. Aus diesem Grund wird die Vorlage durchleuchtet.

Die besten Ergebnisse wurden erzielt, wenn die Vorlage mit handelsüblichen Tintenstrahl Druckern auf hochauflösenden, speziell beschichteten Kunststofffolien (Auflösung 1440 dpi) hergestellt wird. Diese Folien werden von der in einem Reflektor eingebauten Bogenlampe durchleuchtet. Um die Ausleuchtung der Vorlage zu homogenisieren, wird ein Diffusor in den Strahlengang zwischen der Bogenlampe und der Vorlage eingebracht.

Der Diffusor besteht aus einer milchig getrübbten Kunststoffscheibe in einer Dicke von ca. 5 mm. Die homogene Ausleuchtung der Vorlage ist von besonderer Bedeutung, da die Fotolackschicht äußerst sensitiv auf inhomogene Ausleuchtung reagiert.

Da im Diffusor und in der Kunststofffolie der Vorlage, sowie im Objektiv der Kamera ein großer Teil der kurzwelligen UV-Strahlung absorbiert wird, muss mit ausreichender Leistung in die Anordnung eingestrahlt werden. Im hier beschriebenen Aufbau wurde eine 450 Watt starke Quecksilberdampf-Niederdrucklampe eingesetzt, die einen Großteil ihrer Emission im Wellenlängenbereich um 250 nm abgibt. Derartige Lampen werden hauptsächlich im industriellen Bereich der UV-Kunststoffhärtung eingesetzt.

Die Belichtungszeiten liegen in einem Bereich von 10 – 20 Minuten, je nach Größe und Struktur der Vorlage. Nach dem Belichtungsvorgang wird die Fotolackschicht entwickelt (Details hierzu im Anhang), und die freigelegten Bereiche der Chromschicht werden abschließend in einem Ätzvorgang entfernt.

Der detaillierte Vorgang der „Transmitiven Maskenherstellung“ ist mit allen nötigen Parametern im Anhang zu finden.

#### 4.7.2 Die Prozessschritte im Überblick

Die Herstellung der FAPS-Teststruktur beruht auf der Technologie des epitaktischen Lift-offs und hier speziell auf dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Transfer von ELO-Filmen auf planare Zielsubstrate.

Wie bereits weiter oben erwähnt wurde, wird die Struktur der FET-Kanäle und der Gate-Elektroden auf der Oberfläche eines Glassubstrates hergestellt. Deshalb muss zunächst die Backgate-Elektrode, die sich unterhalb der FET-Kanäle befinden soll (Pre-Processing), auf der Glasoberfläche durch eine entsprechende Maske mit optischer Lithografie und einer Metallbedampfung aus NiCr hergestellt werden. Dieser Arbeitsschritt ist schematisch in der folgenden Abbildung dargestellt.

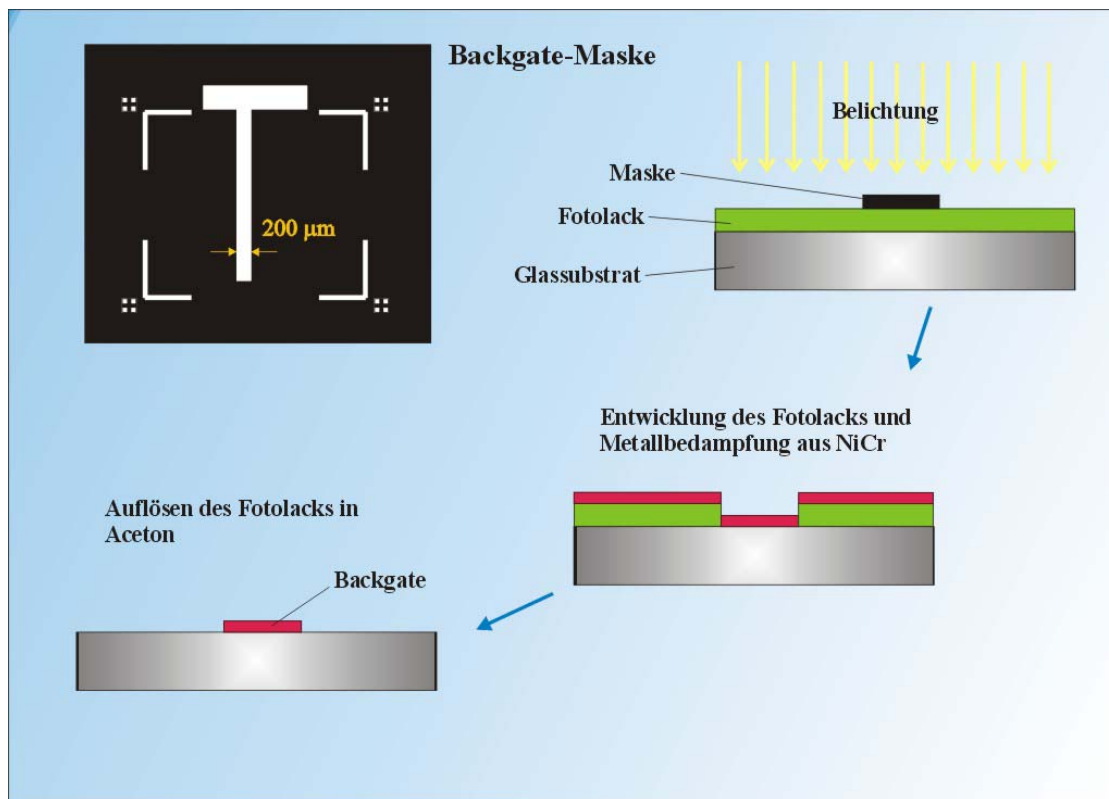


Abb. 4.18: Definition der Backgate-Elektrode auf der Oberfläche eines Glassubstrates. Die Elektrode besteht aus einer Metallbedampfung aus NiCr in einer Schichtdicke von 100 nm.

Um die nötige Haftung der NiCr-Bedampfung auf der Glasoberfläche zu gewährleisten, ist das Glassubstrat zuvor sorgfältig zu reinigen und von organischen Resten zu befreien.

Die Schichtdicke der Backgate-Elektrode sollte 100 nm nicht überschreiten, da die FET-Kanäle über die Elektrode geführt werden und die Struktur der FET-Kanäle durch einen nasschemischen Ätzprozess aus dem auf die Oberfläche des Glassubstrates transferierten ELO-Film definiert werden. Ist die Schichtdicke der Elektrode zu groß, besteht die Gefahr, dass Säure zwischen ELO-Film und Glassubstrat gelangen kann. In diesem Fall würde der ELO-Film auch von der Unterseite her angegriffen werden. Das hätte eine Unterbrechung der FET-Kanäle an diesen Stellen zur Folge, mindestens jedoch eine Beeinträchtigung der elektronischen Eigenschaften.

Die folgenden Arbeitsschritte führen das Pre-Processing am Halbleiter-Basismaterial durch, gefolgt vom epitaktischen Lift-off und dem Transfer des ELO-Films auf die Oberfläche des Glassubstrates. Abschließend wird die Struktur der FET-Kanäle definiert und es wird die metallische Struktur der Anschlusskontakte hergestellt.

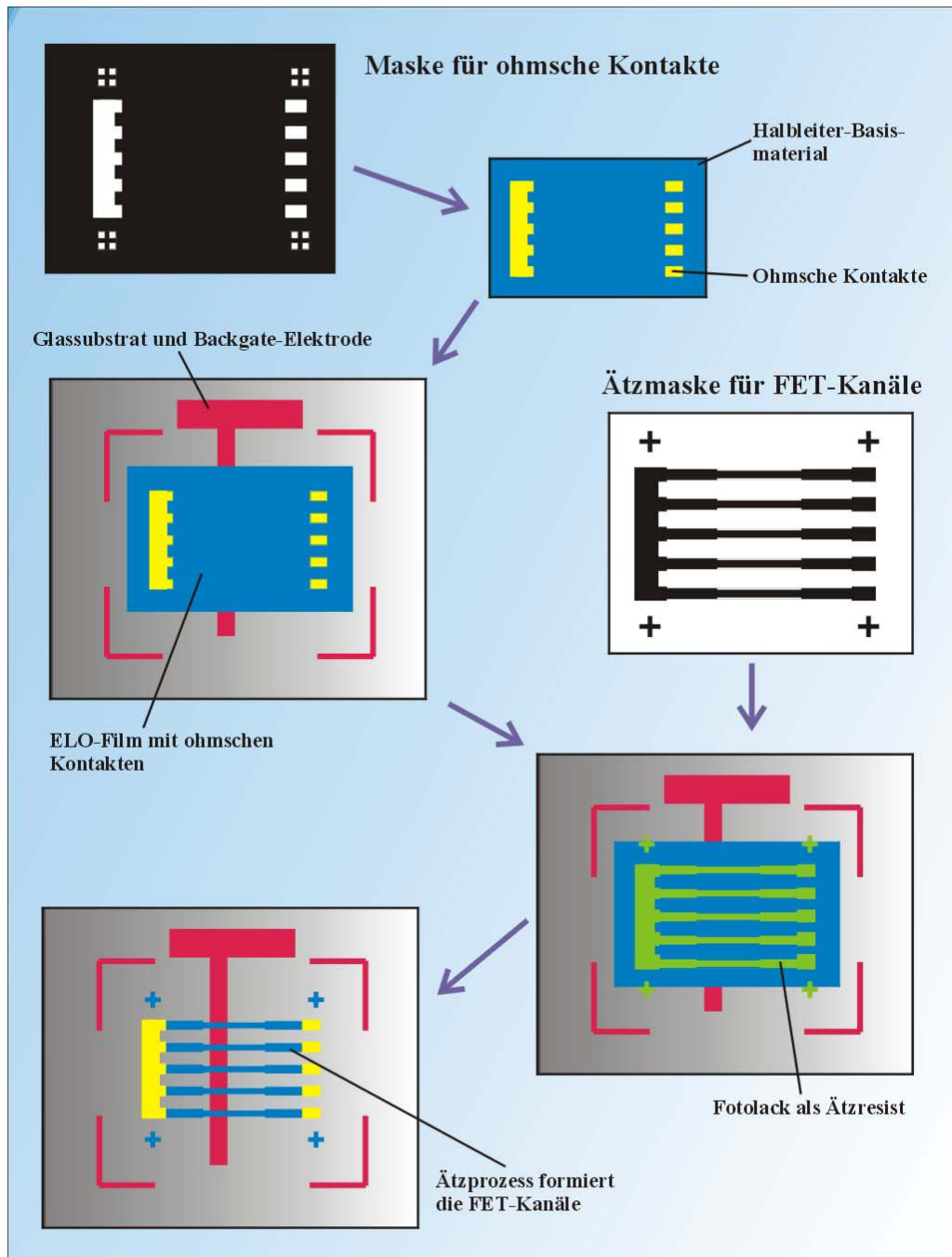


Abb. 4.19: Im Pre-Processing werden zunächst die ohmschen Kontakte auf dem Halbleiterbasismaterial vor dem epitaktischen Lift-off durch optische Lithografie und einer AuGe-Bedampfung definiert. Danach wird der ELO durchgeführt und der ELO-Film wird oberhalb der Backgate-Elektrode auf dem Glassubstrat positioniert. Anschließend wird lithografisch die Struktur der FET-Kanäle definiert, wobei die Fotolackstruktur als Ätzresist dient. Im letzten Arbeitsschritt werden die FET-Kanäle aus dem ELO-Film herausgeätzt.

Der Anfang der folgenden Arbeitsschritte besteht in der Definition der ohmschen Kontakte, die einen elektrischen Zugang zu den FET-Kanälen bilden. Hierfür wird, wie in Abbildung 4.19 schematisch dargestellt wird, die Maske für die Kontakte zunächst auf das Halbleiterbasismaterial in der gleichen Weise aufgebracht, wie zuvor die Backgate-Elektrode.

Danach erfolgt das Aufdampfen einer definierten Schichtdicke von AuGe. Die genauen Arbeitsschritte zur Formierung der ohmschen Kontakte für ELO-Filme ist in [BÖHM97] zu finden.

Danach wird der epitaktische Lift-off wie in Kapitel 3 erläutert wurde, durchgeführt. Der eigentliche ELO-Film wird anschließend auf das Glassubstrat oberhalb der Backgate-Elektrode transferiert, wie detailliert in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde.

Im folgenden wird eine weitere Maske, welche die Struktur der FET-Kanäle definiert, in Form einer Fotolackschicht oberhalb des ELO-Films lithografisch hergestellt. Den Abschluss bildet ein nasschemischer Ätzprozess, der die Bereiche des ELO-Films entfernt, die über die Fotolackstruktur der FET-Kanäle hinaus stehen. Die hierzu verwendete Ätzlösung basiert auf einer Kombination von Schwefelsäure, Wasserstoffperoxyd und deionisiertem Wasser. Die detaillierten Mischungsverhältnisse und die nötige Ätzdauer sind ebenfalls optimiert auf ELO-Filme in [BÖHM97] zu finden. Abschließend wird die Fotolackschicht in Aceton entfernt

Der letzte Arbeitsschritt besteht darin, die FET-Kanäle durch eine zusätzliche Metallisierung nach außen hin leicht kontaktierbar zu machen, wie in der nachfolgenden Abbildung dargestellt ist.

---

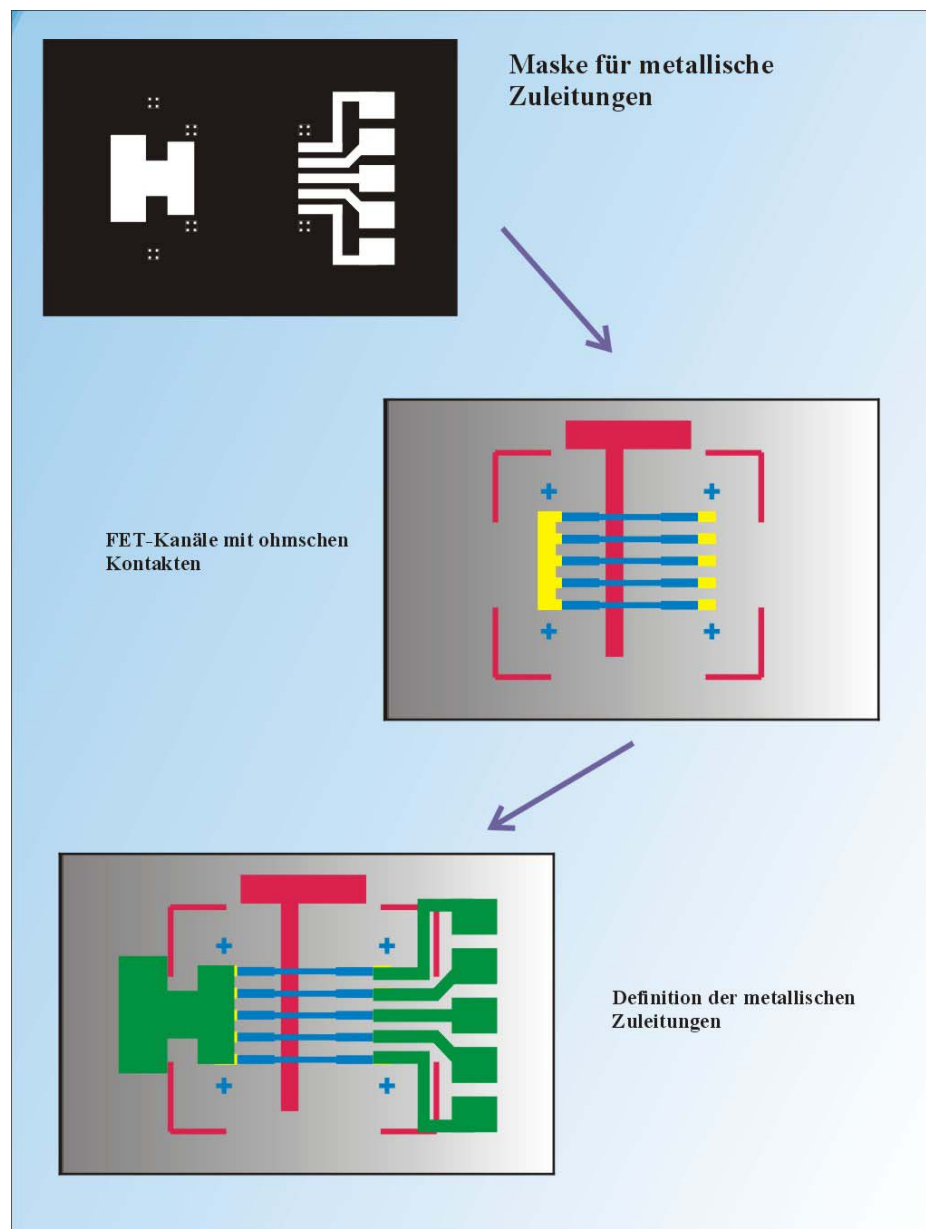


Abb. 4.20: Eine abschließende Metallbedampfung (in der unteren Abbildung grün dargestellt), erzeugt die metallischen Zuleitungen, die eine bequeme Kontaktierung der FET-Kanäle ermöglicht.

Die Charakterisierung der Teststruktur erfolgt im allgemeinen durch das Anlegen einer definierten Gatespannung  $U_B$  an die unterhalb der FET-Kanäle befindliche Gate-Elektrode, wobei in den FET-Kanal ein konstanter Strom  $I$  eingepreßt wird. Der Kanalwiderstand wird dann von einem Potential oberhalb des FET-Kanals beeinflusst. Um die Empfindlichkeit des Widerstandes des FET-Kanals auf diese Potentiale untersuchen zu können, sollte die Möglichkeit gegeben sein, ein Testpotential oberhalb eines Kreuzungspunktes aus Backgate-Elektrode und FET-Kanal simulieren zu können.

Die Definition eines Testpotentials oberhalb des FET-Kanals erfolgt durch eine zusätzliche Gate-Elektrode über dem FET-Kanal (Frontgate-Elektrode). Es ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, durch lithografische Verfahren und Metallbedampfungen diese Frontgate-Elektrode herzustellen, da es unter allen Umständen vermieden werden muss, dass ein elektrischer Kontakt zwischen Backgate- und Frontgate-Elektrode entsteht.

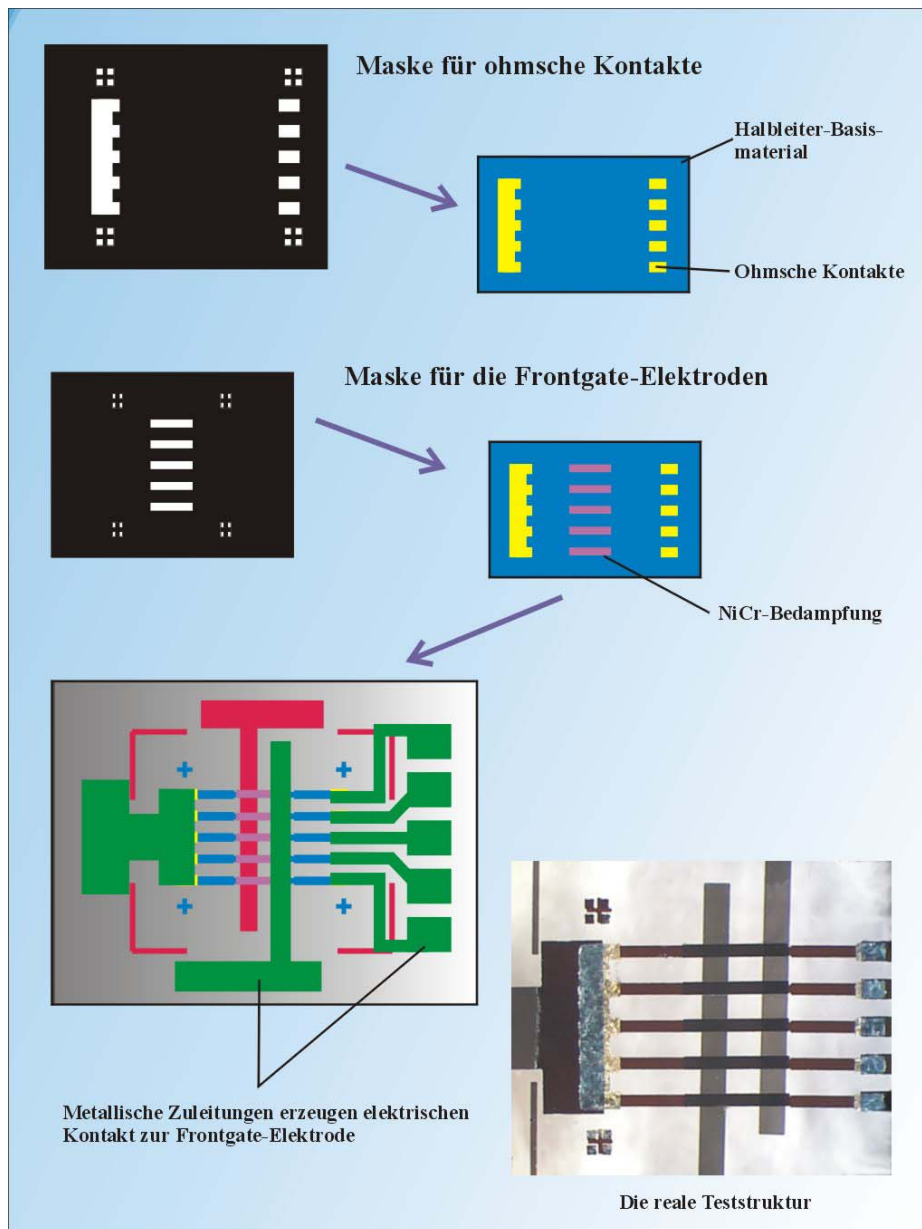


Abb. 4.21: Herstellung zusätzlicher Frontgate-Elektroden oberhalb der Kreuzungspunkte aus FET-Kanälen und Backgate-Elektroden.

Abbildung 4.21 illustriert das Herstellungsverfahren. Nach Definition der ohmschen Kontakte werden zusätzliche Metallbedampfungen aus NiCr im Bereich des späteren FET-Kanäle aufgebracht, welche die Frontgate-Elektroden formieren sollen. Nach dem epitaktischen Lift-off wird, wie in Abbildung 4.19 dargestellt wurde, die Struktur der FET-Kanäle durch einen nasschemischen Ätzprozess erzeugt. Nun wird die Kontur der FET-Kanäle durch die Frontgate-Elektroden bestimmt, da die NiCr-Bedampfung resistent gegenüber dem nasschemischen Ätzprozess ist und die Ätzmaske der FET-Kanäle in den Bereichen der Frontgate-Elektroden schmaler definiert wird.

Da während des Ätzvorgangs die Halbleiter-Heterostruktur immer auch in lateraler Richtung angegriffen wird, findet eine leichte Unterätzung des FET-Kanals im Bereich der Frontgate-Elektrode statt. Somit ist sichergestellt, dass die Frontgate-Elektrode die gesamte Breite des FET-Kanals überdeckt und keine Leckströme auftreten können.

Nun ist die Frontgate-Elektrode, die nach dem Transfer des ELO-Films oberhalb der Backgate-Elektrode liegt, durch den dazwischen liegenden FET-Kanal von der Frontgate-Elektrode separiert.

Abschließend wird die Maske der metallischen Zuleitungen in der Weise ergänzt, dass eine elektrische Kontaktierung der Frontgate-Elektroden ermöglicht wird, wie in Abbildung 4.21 zu erkennen ist.

## 4.8 Charakterisierung der FAPS-Teststruktur

### 4.8.1 Messung der charakteristischen Kenngrößen

Die Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften der FAPS-Teststruktur erfolgte in einem Messaufbau, wie er in Abbildung 4.22 dargestellt ist. Alle Messungen wurden im Vergleich zum ersten Prototypen bei Raumtemperatur durchgeführt, wobei die Teststruktur in eine abgeschirmte Kupfer-Box eingebaut wurde. Auf die Teststruktur gelangte somit auch kein Licht.

Ein konstanter Strom  $I \approx 0,75\mu\text{A}$  wurde in einen der FET-Kanäle eingepreßt. Die Konstantstromquelle muss ausreichend schnell auf Stromänderungen im FET-Kanal reagieren können, um die Frequenzabhängigkeit der FAPS-Teststruktur zu messen. Deshalb wurde die Stromquelle durch eine Batterie mit einem Widerstand  $R_i = 20\text{ M}\Omega$  in Reihe geschaltet realisiert.

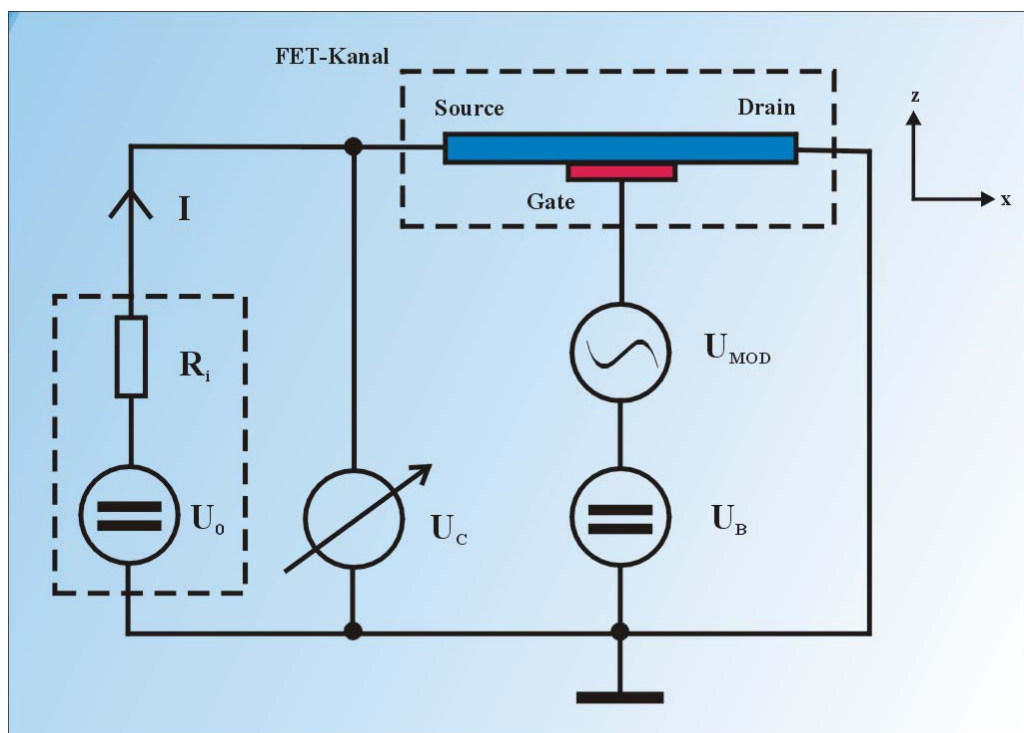


Abb. 4.22: Schematische Darstellung des Messaufbaus. Ein konstanter Strom  $I$ , erzeugt durch den Innenwiderstand  $R_i$  und die Spannungsquelle  $U_0$ , wird in den FET-Kanal eingepreßt. Der Spannungsabfall  $U_C$  entlang des FET-Kanals wird mit einem Voltmeter mit hohem Eingangswiderstand gemessen. Eine Vorspannung  $U_B$  wird an die Gate-Elektrode angelegt. Um frequenzabhängige Messungen durchführen zu können, wird der Gatespannung eine Modulationsspannung  $U_{MOD}$  überlagert.

Um die Übertragungscharakteristik der FAPS-Teststruktur, also die Abhängigkeit des Widerstandes des FET-Kanals von der angelegten Gatespannung  $R_C(U_B)$ , bestimmen zu können, wurde eine Gleichspannung  $U_B$  an die Gate-Elektrode angelegt und der Spannungsabfall  $U_C(U_B) = R_C \cdot I$  entlang des FET-Kanals gemessen. Dazu wurde  $U_C$  mit einem Spannungsverstärker mit sehr hohem Eingangswiderstand ( $> 100 \text{ M}\Omega$ ) gemessen. Die Messung ist in Abbildung 4.23 a) dargestellt.

Wie in der Kennlinie a) in Abbildung 4.23 zu erkennen ist, ergibt sich für Gatespannungen  $U_B$  kleiner als  $-0.35 \text{ V}$  eine Abweichung im Vergleich zur Kennlinie des Prototypen aus Abbildung 4.14. Diese Abweichung ist auf den endlichen Innenwiderstand  $R_i$  der Stromquelle zurückzuführen.

Ausgehend von einer spannungsabhängigen Stromquelle  $I=I(U_C)$  lässt sich die Widerstandskennlinie  $R_C$  korrigieren, wie rechts oben in Abbildung 4.23 a) dargestellt ist. Dazu wird die Kennlinie von  $R_C$  („raw data“) mit  $R_i/U_0$  multipliziert. Somit lässt sich  $R_C$  wie folgt korrigieren:

$$R_C(\text{"corrected data"}) = \frac{U_C \cdot R_i}{U_0 - U_C} \quad (4.10)$$

In einer parallelen Messung wurde das Rauschen  $\delta U_C$  in der Messung von  $U_C$  bestimmt. Dazu wurde für verschiedene Gatespannungen  $U_B$  das Signal  $U_C$ , gefiltert mit einem  $0.03 \text{ Hz}$  Hochpass- und einem  $3 \text{ kHz}$  Tiefpassfilter, gemessen. Die zeitlichen Fluktuationen von  $U_C$ , hier bezeichnet mit  $\Delta U_C(t)$ , wurden mit einer Abtastrate von  $10 \text{ kHz}$  aufgezeichnet. Der Rauschpegel  $\delta U_C$  wird definiert als die Standardabweichung des Spannungssignals  $\Delta U$ , wie in Abbildung 4.24 a) dargestellt ist. Der Rauschpegel, welcher bei der Bestimmung des Widerstandes des FET-Kanals zugeordnet werden kann, sei mit  $\delta R_C$  bezeichnet und lässt sich bestimmen durch:

$$\delta U_C = \delta R_C \cdot I \quad (4.11)$$

Aus den Messwerten, dargestellt in Abbildung 4.24, lassen sich zwei wichtige Kenngrößen zur Charakterisierung des FAPS gewinnen, die einen Vergleich mit anderen Potentialsensoren ermöglichen.



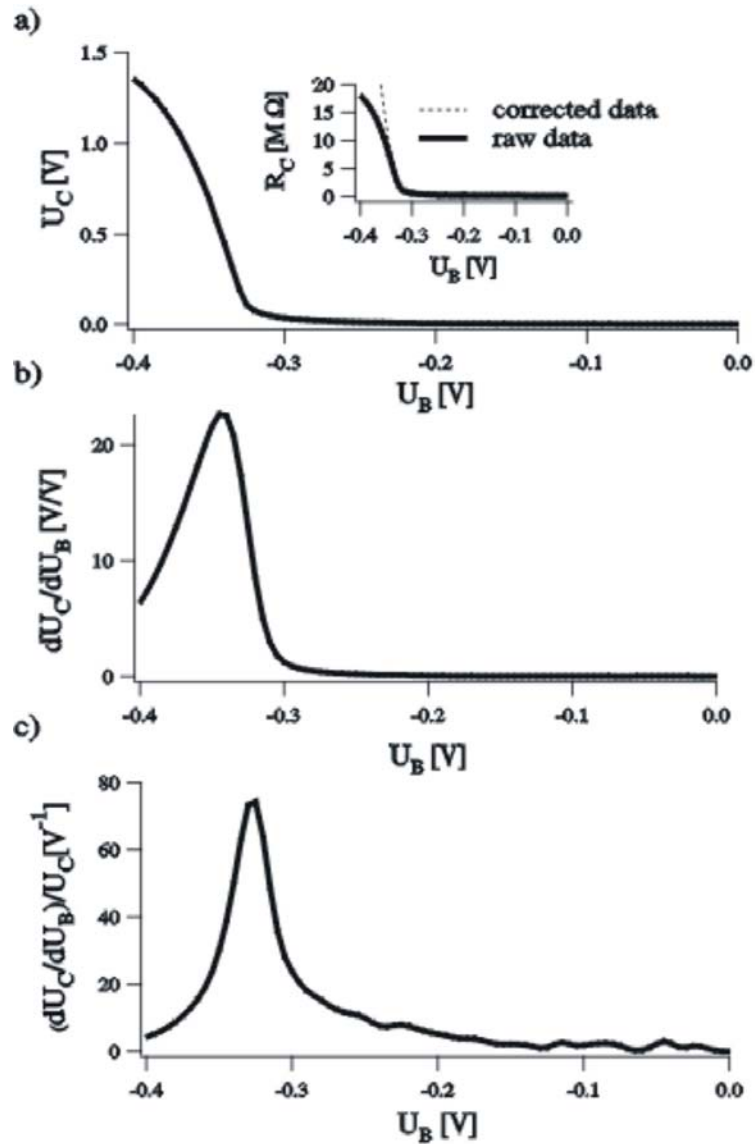


Abb. 4.23: a) Übertragungscharakteristik  $U_C(U_B)$  der FAPS-Teststruktur. Der Spannungsabfall  $U_C$  entlang des FET-Kanals ist gegen die Gate-Spannung  $U_B$  aufgetragen. Der Verlauf der Kennlinie für  $U_B < -0.35$  V ist nicht durch den Widerstand des FET-Kanals bestimmt, sondern durch den endlichen Widerstand  $R_i$  der Stromquelle. Rechts oben wurde aus den Daten der Widerstand  $R_C$  des Kanals berechnet. Zusätzlich wurde berücksichtigt („corrected data“), dass die Stromquelle einen endlichen Innenwiderstand besitzt. b) Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$ , berechnet durch Differentiation der Kennlinie aus (a). c) Normierte Steigung  $S = (dU_C/dU_B)/U_C$ , die durch Division der Daten aus (a) und (b) errechnet wurde.

Zum einen ist das die normierte Potentialempfindlichkeit  $S$ , die bereits in Abschnitt 4.7 mit Gleichung 4.8 eingeführt wurde, und die sich aus den Messdaten wie folgt berechnen lässt:

$$S = \left( \frac{dU_C}{dU_B} \right) \cdot \frac{1}{U_C} = \left( \frac{dR_C}{dU_B} \right) \cdot \frac{1}{R_C} \quad (4.12)$$

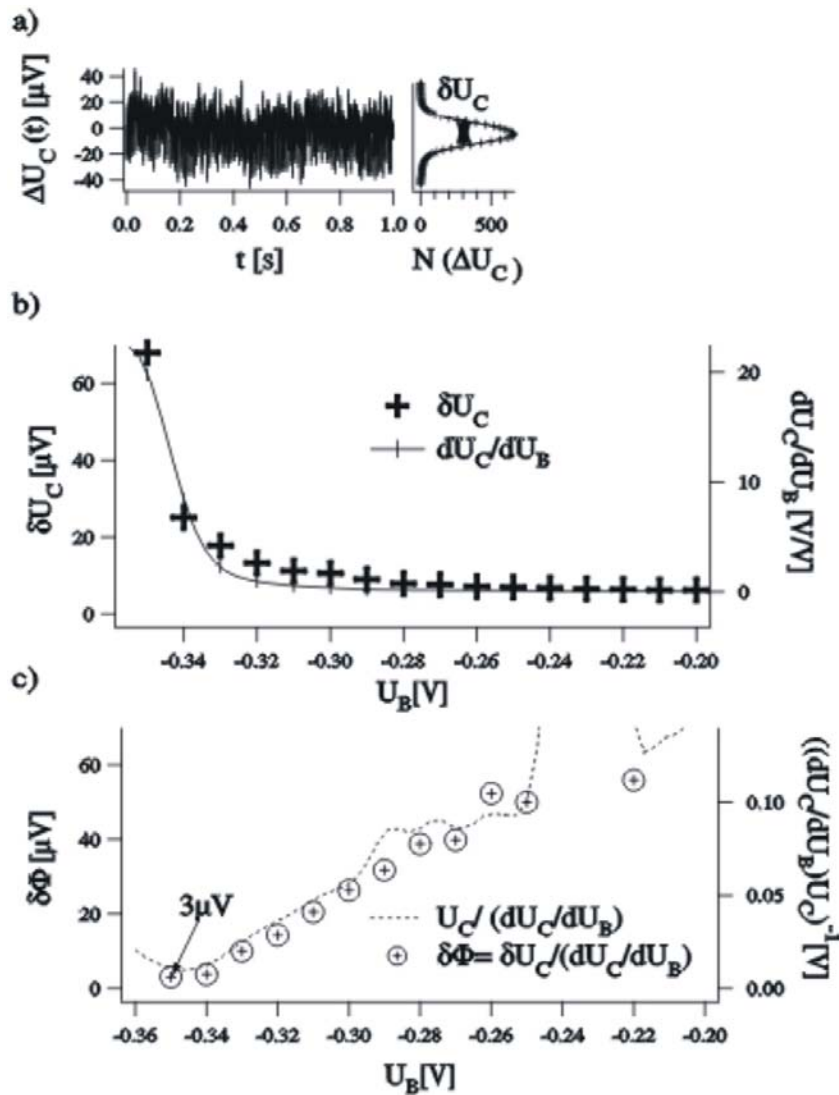


Abb. 4.24: a) Zeitliche Fluktuation  $\Delta U_C(t)$  des Spannungsabfalls  $U_C$  entlang des FET-Kanals. Das Signal wurde mit einem 0.03 Hz Tiefpass- und einem 3 kHz Hochpassfilter mit einer Abtastrate von 10 kHz und einer festen Gatespannung  $U_B = -0.35 \text{ V}$  aufgenommen. Der Rauschpegel  $\delta U_C$  wird als die mittlere Breite der Gaußverteilung (siehe rechts in (a)) definiert. b) Der Rauschpegel  $\delta U_C(U_B)$ , wurde für verschiedene Gatespannungen  $U_B$  aufgezeichnet (linke Achse in (b)). Zusätzlich wurde nochmals die Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  eingetragen (rechte Achse in (b)). c) Potentialempfindlichkeit  $\delta\Phi = \delta U_C / (dU_C/dU_B)$  und die reziproke, normierte Potentialempfindlichkeit  $S^{-1} = U_C / (dU_C/dU_B)$ , berechnet aus den Daten der Kennlinien in (a) und (b).

Eine weitere wichtige Größe ist die Spannungsempfindlichkeit  $\delta\Phi$  des FAPS, die definiert wird als der Rauschpegel in der Oberflächenpotentialmessung:

$$\delta\Phi = \delta U_C \cdot \left( \frac{dU_C}{dU_B} \right)^{-1} = \delta R_C \cdot \left( \frac{dR_C}{dU_B} \right)^{-1} \quad (4.13)$$

Die Berechnung dieser Kenngröße ist in Abbildung 4.24 c) dargestellt. Je kleiner  $\delta\Phi$  wird, umso besser ist die Spannungsempfindlichkeit.

Um die Frequenzabhängigkeit der Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  bestimmen zu können, wurde eine geringe Modulationsspannung  $U_{MOD}$  mit einer Amplitude von  $\approx 1$  mV und einer Modulationsfrequenz

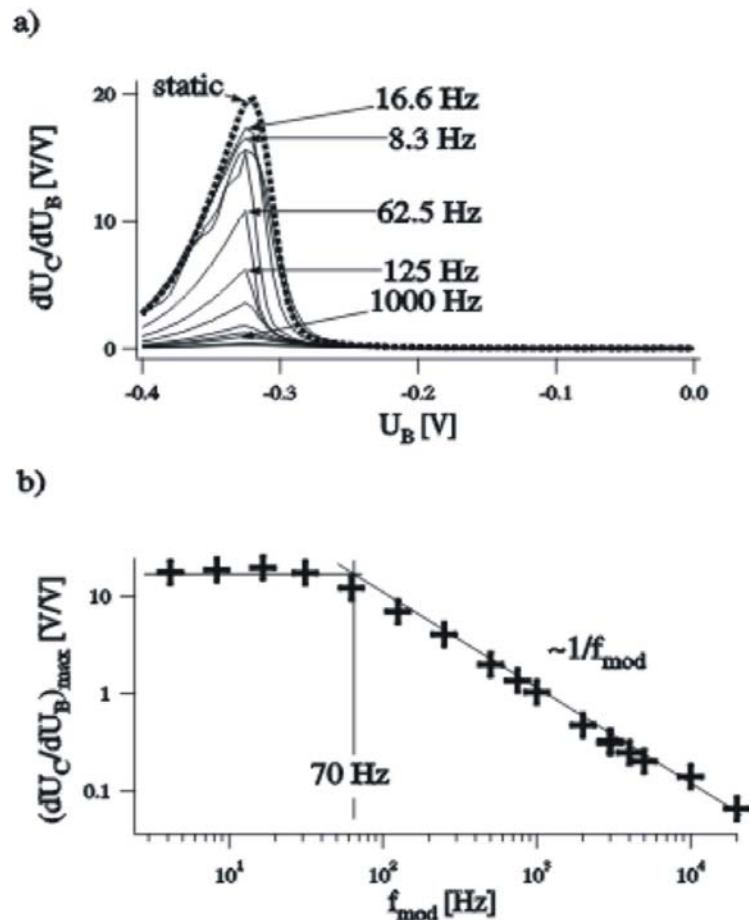


Abb. 4.25: a) Frequenzabhängigkeit der Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$ , gemessen durch Überlagerung einer Modulationsspannung  $U_{MOD}$  mit der Frequenz  $f_{MOD}$  zur Gatespannung  $U_B$ . Der Wechselspannungsanteil von  $U_C$  wurde mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. In der Messung ist  $dU_C/dU_B$  für verschiedene Modulationsfrequenzen  $f_{MOD}$  dargestellt. b) Die Maxima von  $dU_C/dU_B$  für die verschiedenen Modulationsfrequenzen sind gegen die Frequenz  $f_{MOD}$  aufgetragen. Für niedrige Frequenzen ist die Steigung nahezu konstant und fällt für höhere Frequenzen  $\propto 1/f_{MOD}$  ab (Diskussion dieses Sachverhaltes in Abschnitt 4.8.3).

$f_{\text{MOD}}$  der Gatespannung  $U_B$  überlagert. Die Amplitude der Gatespannung  $U_B$  wurde in Form einer Rampe mit einer Geschwindigkeit von 30 mV/s verändert und es wurde der Wechselspannungsanteil des Messsignals  $U_C$  mit einem Lock-In-Verstärker gemessen.

Dieser Wechselspannungsanteil ist direkt äquivalent zur frequenzabhängigen Transfercharakteristik  $dU_C/dU_B(f_{\text{MOD}})$ , wie in Abbildung 4.25 a) zu erkennen ist.

Bei allen bisher beschriebenen Messungen wurden jeweils nur Potentiale berücksichtigt, die über die Backgate-Elektrode von unterhalb des FET-Kanals appliziert wurden. Von primärem Interesse ist jedoch die Fähigkeit des FAPS, geringe Potentiale die auf die Oberseite des FAPS einwirken, zu detektieren. Um die Empfindlichkeit des Widerstandes des FET-Kanals auf Potentiale von beiden Seiten des FET-Kanals her demonstrieren zu können, wurde eine gesonderte FAPS-Teststruktur mit einer zusätzlichen Frontgate-Elektrode hergestellt, wie bereits in Abschnitt 4.7.2 beschrieben wurde.

Da herstellungsbedingt eine direkte Überlappung von Backgate- und Frontgate-Elektrode nicht möglich ist, besitzt deshalb die Frontgate-Elektrode eine effektive Breite von  $\approx 600 \mu\text{m}$ . Es wurde wiederum ein konstanter Strom  $I \approx 0,7 \mu\text{A}$  in einen FET-Kanal eingepreßt. In den verschiedenen Messungen wurde jeweils eine konstante Vorspannung  $U_B$  an die Backgate-Elektrode angelegt und der Spannungsabfall  $U_C$  entlang des FET-Kanals in Abhängigkeit von der Frontgate-Spannung  $U_F$  gemessen.

Der Messaufbau ist im wesentlichen identisch zu dem in Abbildung 4.22 dargestellten Aufbau, mit dem Unterschied, dass eine zusätzliche Spannungsquelle für die Frontgate-Spannung  $U_F$  eingefügt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.26 zusammengestellt.

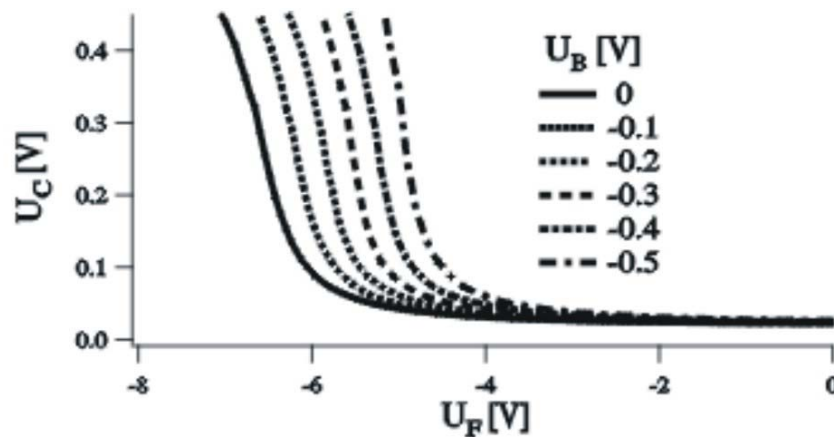


Abb. 4.26: Übertragungscharakteristik  $U_C(U_F)$  der FAPS-Teststruktur mit einer zusätzlichen Frontgate-Elektrode. Der Spannungsabfall  $U_C$  entlang des FET-Kanals ist hier gegen die Spannung  $U_F$  an der Frontgate-Elektrode aufgetragen. Die Vorspannung an der Backgate-Elektrode  $U_B$  wurde für jede Messung jeweils konstant gehalten, wie rechts oben dargestellt ist.

### 4.8.2 Ergebnisse der Messungen

Wie in Abbildung 4.23 a) eindeutig zu erkennen ist, erhöht sich der Spannungsabfall am FET-Kanal und damit auch der Widerstand des FET-Kanals drastisch für negative Spannungen an der Backgate-Elektrode. Für Gatespannungen  $>0$  Volt bleibt der Widerstand des FET-Kanals konstant, wodurch sich die Adressierung einzelner Kreuzungspunkte realisieren lässt.

In Abbildung 4.23 b) ist die Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  dargestellt, die beschreibt, wie sich der Spannungsabfall am FET-Kanal durch eine Variation der Spannung an der Backgate-Elektrode ändert. Mit dem hier verwendeten Messaufbau konnte eine normierte Steigung  $S=(dU_C/dU_B)/U_C$  bis zu  $\approx 70 \text{ V}^{-1}$  ermittelt werden, wie aus Abbildung 4.23 c) zu erkennen ist.

In Abbildung 4.24 a) und b) wurde der Rauschpegel  $\delta U_C$  für das Messsignal  $U_C$  bestimmt. Es zeigt sich, dass  $\delta U_C$  für negative Gatespannungen  $U_B$  ansteigt, analog zur Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$ . Der Rauschpegel  $\delta U_C$  steigt jedoch geringer an als die Steigung der Übertragungscharakteristik.

Die Ergebnisse zur Potentialempfindlichkeit der FAPS-Teststruktur  $\delta\Phi = \delta U_C / (dU_C / dU_B)$  sind in Abbildung 4.24 c) dargestellt. Die Daten wurden aus den Messungen des Rauschpegels  $\delta U_C$  gewonnen. Es lässt sich angenähert ein linearer Verlauf der Potentialempfindlichkeit  $\delta\Phi$  in Abhängigkeit von der Gatespannung  $U_B$  erkennen. Hieraus lässt sich schließen, dass eine Steigerung der Potentialempfindlichkeit damit einhergeht, dass der FET-Kanal mehr und mehr an freien Elektronen verarmt wird. Wie in Abbildung 4.24 c) weiterhin zu erkennen ist, ergibt sich für die reziproke normierte Steigung  $S^{-1}$  ein analoges Verhalten.

Ein Oberflächenpotentialsensor wie der FAPS soll Potentialänderungen an der Sensoroberfläche erkennen können. Diese Potentialänderungen sind zeitabhängig und deshalb muss die Frequenzabhängigkeit der Übertragungscharakteristik der FAPS-Teststruktur bestimmt werden. Alle Potentialänderungen, die durch den FAPS detektiert werden, resultieren in einem Spannungsabfall  $U_C$  entlang des FET-Kanals, der sich in einer Widerstandsänderung des FET-Kanals ausdrücken lässt. In Abbildung 4.25 zeigt sich, dass die Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  von der Modulationsfrequenz  $f_{\text{MOD}}$  der Potentialänderung abhängig ist. Mit zunehmender Modulationsfrequenz nimmt die Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  ab. Das heißt, dass der Spannungsabfall am FET-Kanal und damit der Widerstand durch Potentialänderungen höherer Frequenz geringer beeinflusst werden, als das für quasi-statische Potentialänderungen der Fall ist.

Damit ist auch die Potentialauflösung des FAPS frequenzabhängig und wird von einer maximalen Zeitauflösung begrenzt. Für Frequenzen oberhalb von  $\approx 70 \text{ Hz}$  zeigt sich, dass der Abfall der Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  linear mit der reziproken Modulationsfrequenz abnimmt, wie in Abbildung 4.25 b) zu erkennen ist.

Unter der Verwendung eines 3 kHz-Tiefpass-Filters wurde das Rauschen  $\delta U_C$  des Spannungsabfalls  $U_C$  am Arbeitspunkt bei einer Gatespannung  $U_B \approx -0.35 \text{ V}$  bestimmt zu  $\approx 65 \mu\text{V}$ , wie aus Abbildung 4.24 b) zu entnehmen ist.

Bei einer quasi-statischen Potentialänderung kann die Steigung der Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  am Arbeitspunkt bestimmt werden zu  $\approx 22$ , wogegen sich bei einer Modulationsfrequenz von 3 kHz ein Wert von  $\approx 0.4$  ergibt (Abbildung 4.24 b) und Abbildung 4.25). Damit lässt sich die Potentialempfindlichkeit der FAPS-Teststruktur bei einer Zeitauflösung von 3 kHz berechnen zu  $\delta\Phi = 65 \mu\text{V} / 0.4 \approx 150 \mu\text{V}$ . Für eine quasi-statische Potentialänderung lässt sich weiterhin eine Potentialempfindlichkeit von wenigstens  $\delta\Phi = 65 \mu\text{V} / 22 \approx 3 \mu\text{V}$  angeben.

Wird der FET-Kanal von beiden Seiten her mit einer Gatespannung belegt (Backgate- und Frontgate-Elektrode gleichzeitig), dann wird der Widerstand des FET-Kanals durch das gesamte, resultierende elektrische Feld bestimmt. Dieser Sachverhalt ist in den Kennlinien aus Abbildung 4.26 deutlich zu erkennen.

### 4.8.3 Diskussion der Ergebnisse

Mit den hier gezeigten Ergebnissen konnte die Realisierbarkeit des FAPS klar bewiesen werden. Es wurde gezeigt, dass eine Gatespannung, die von unterhalb des FET-Kanals mit einer Backgate-Elektrode angelegt wird, den Widerstand des FET-Kanals kontrolliert beeinflusst. Die Kennlinien der Übertragungscharakteristik der FAPS-Teststruktur  $U_C(U_B)$  und  $R_C(U_B)$  zeigen ein stark nichtlineares Verhalten, welches es ermöglicht, mit entsprechend gewählten Gatespannungen Bereiche des FET-Kanals hochsensitiv gegenüber zusätzlichen Potentialen einzustellen und andere Bereiche des FET-Kanals so abzustimmen, dass diese keine Beeinflussung durch zusätzliche Potentiale erfahren. Damit ist das Konzept der Adressierbarkeit des FAPS eindeutig realisiert worden.

An dieser Stelle soll nochmals der Messaufbau diskutiert werden. Nimmt man den Strom, der in den FET-Kanal eingepreßt wird in erster Ordnung als  $I=U_0/R_i$  unabhängig von der angelegten Gatespannung  $U_B$  an, dann wird der Widerstand  $R_C$  des FET-Kanals direkt linear zum gemessenen Spannungsabfall  $U_C$  am FET-Kanal sein. Diese Annahme ist jedoch nur unter der Voraussetzung gültig, wenn der gesamte Widerstand  $R_C$  des FET-Kanals signifikant kleiner bleibt, als der Innenwiderstand  $R_i$  der Stromquelle. Für positive Gatespannungen  $U_B$  und Gatespannungen im Bereich um 0 Volt kann ein Widerstand  $R_C$  von  $\approx 100 \text{ k}\Omega$  gemessen werden, wodurch diese Forderung erfüllt ist. Geht die Gatespannung jedoch in negative Bereiche, dann erreicht der Widerstand  $R_C$  des FET-Kanals sehr schnell die Größenordnung des Innenwiderstandes  $R_i$  ( $20 \text{ M}\Omega$ ). In diesem Fall wird die Stromquelle spannungsabhängig und muss mit dem Widerstand des FET-Kanals als ein Spannungsteiler betrachtet werden. Aus diesem Grund wurden die Messdaten der Kennlinien der  $U_C/U_B$ -Charakteristik entsprechend korrigiert. Durch die Korrektur erhalten die Kennlinien den für einen Feldeffekt-Kanal erwarteten, hyperbolischen Verlauf.

Die Messungen des Spannungsabfalls  $U_C$  entlang des FET-Kanals werden zusätzlich begrenzt durch den endlichen Innenwiderstand des Spannungsmessers ( $\approx 100 \text{ M}\Omega$ ), der zur Messung von  $U_C$  verwendet wurde. Erreicht der Widerstand des FET-Kanals für negative Gatespannungen den Wert dieses Innenwiderstandes, so müsste der Stromfluss in das Messinstrument zusätzlich mit in Betracht gezogen werden und zwar in der Weise, dass der in den Kanal eingepreßte Strom  $I$  durch diesen Effekt geringer wird.

---

Die Widerstandskennlinie des FET-Kanals weist ein deutliches Maximum bei einem Wert, der dem des Innenwiderstandes  $R_i$  entspricht, auf. Deshalb ist das Absinken des Widerstandes  $R_C$  für negativere Gatespannungen auf die Größenordnung des Innenwiderstandes der Stromquelle zurück zu führen. Für den Fall, dass  $R_i \rightarrow \infty$  gelten würde, wäre ein stetig steigender Widerstand  $R_C$  des FET-Kanals für negativere Gatespannungen zu erwarten.

Vergleicht man die Kennlinien von  $U_C(U_B)$  aus Abbildung 4.23 und  $U_C(U_F)$  aus Abbildung 4.26 so ist eine deutliche Äquivalenz zu erkennen, unabhängig davon, ob die Gatespannung von der Ober-, oder der Unterseite des FET-Kanals her appliziert wird. Aus Gründen der Verfügbarkeit musste für die Herstellung der FAPS-Teststruktur auf eine Halbleiterheterostruktur zurückgegriffen werden, die nicht für die Anforderungen des FAPS spezifiziert worden ist. Der FET-Kanal liegt nicht symmetrisch in der Mitte des ELO-Films (siehe Schichtenaufbau im Anhang), so dass Gatespannungen einen unterschiedlichen Verlauf der Widerstandskennlinie des FET-Kanals zur Folge haben, abhängig davon, ob sie über die Backgate-, oder die Frontgate-Elektrode auf den FET-Kanal einwirken.

Bei der hier verwendeten Heterostruktur hat der FET-Kanal einen Abstand von 20 nm zur Backgate-, und einen Abstand von 450 nm zur Frontgate-Elektrode. Da das effektive elektrische Feld, welches auf den FET-Kanal von einer Gate-Elektrode her einwirkt, vom Abstand zwischen Gate-Elektrode und FET-Kanal abhängig ist, wäre natürlich ein entsprechendes Design der Halbleiterheterostruktur wünschenswert, bei dem ein möglichst geringer Abstand zwischen der Oberfläche des FAPS und dem FET-Kanal vorhanden ist. Dadurch ließe sich die Oberflächenpotentialempfindlichkeit signifikant erhöhen.

Trotz des ungünstigen Strukturdesigns lässt sich aber an den Kennlinien in Abbildung 4.26 deutlich zeigen, dass die Sensitivität des FET-Kanals gegenüber eines Potentials auf der Frontgate-Elektrode durch eine entsprechende Abstimmung der Gatespannung  $U_B$  an der Backgate-Elektrode optimiert werden kann.

Wie in Abbildung 4.24 b) gezeigt wurde, nimmt der Rauschpegel  $\delta U_C$  der Messungen des Spannungsabfalls  $U_C$  am FET-Kanal für negative Gatespannungen  $U_B$  deutlich langsamer zu, als für die quasi-statischen Kennlinien. Dadurch zeigt sich, dass  $\delta U_C$  von der Gatespannung  $U_B$  abhängig ist und kleiner wird, je negativer  $U_B$  wird. Zusätzlich wird auch die Potentialempfindlichkeit für negative Gatespannungen besser, womit der Arbeitspunkt der FAPS-Teststruktur bei negativem  $U_B$  festzulegen ist.

Der Verlauf der reziproken, normierten Potentialempfindlichkeit  $S^{-1}$  stimmt mit dem Verlauf der Kennlinie der Potentialempfindlichkeit  $\delta\Phi(U_B)$  für die quasi-statischen Messungen überein (siehe Abbildung 4.24 c)). Dadurch zeigt sich, dass die normierte Potentialempfindlichkeit  $S$  eine Kenngröße für den Vergleich von Oberflächenpotentialsensoren untereinander ist.

Die dynamische Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  sinkt mit steigender Modulationsfrequenz  $f_{MOD}$  ab, wie in Abbildung 5.25 gezeigt wurde. Dieses Verhalten kann mit dem in Abbildung 4.27 dargestellten Ersatzschaltbild erklärt werden.

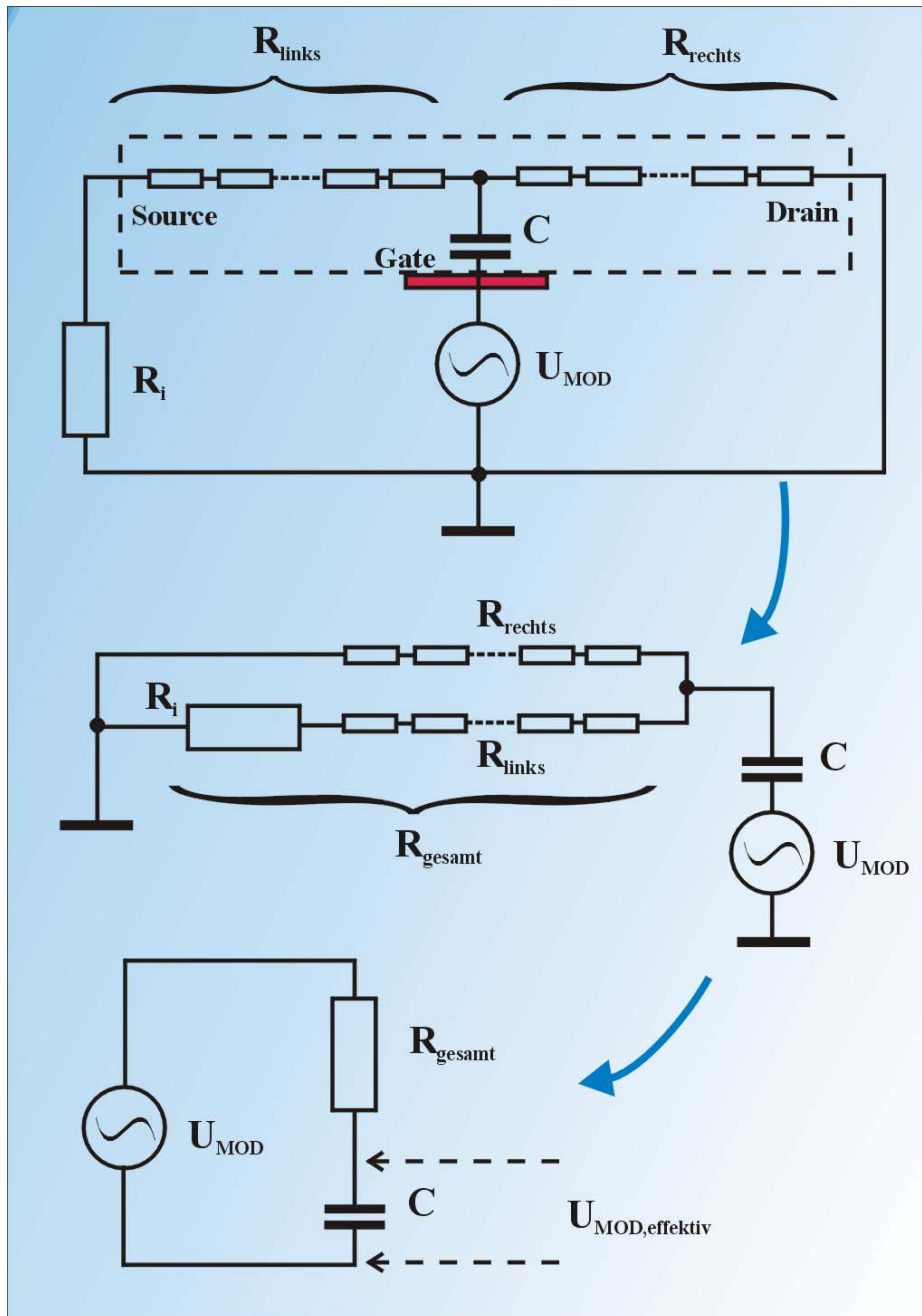


Abb. 4.27: Kleinsignal-Ersatzschaltbild der FAPS-Teststruktur. Alle Konstantspannungs- und Konstantstromquellen sind hier nicht eingezeichnet. Der FET-Kanal kann als eine Reihenschaltung von Widerständen, die Gate-Elektrode als eine Kapazität  $C$  beschrieben werden. Der Gesamtwiderstand  $R_{\text{gesamt}}$  setzt sich aus einer Parallelschaltung der Widerstandsserien  $R_{\text{links}}$  und  $R_{\text{rechts}}$  zusammen. Zur Widerstandsserie  $R_{\text{links}}$  kommt noch der Innenwiderstand  $R_i$  der Stromquelle hinzu. Letztlich lässt sich das Ersatzschaltbild auf einen Spannungsteiler reduzieren, wobei sich eine effektive Modulationsspannung  $U_{\text{MOD,effektiv}}$  errechnen lässt.

Der FET-Kanal der FAPS-Teststruktur kann als eine Serienschaltung kleiner Widerstände modelliert werden und die Gate-Elektrode wird als Kondensator der Kapazität  $C$  betrachtet. Der Blindwiderstand eines Kondensators lässt sich mit  $R_C = (i \cdot \omega_{\text{MOD}} \cdot C)^{-1}$  berechnen, wobei für die Modulationsfrequenz  $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot f_{\text{MOD}}$  gilt.



Trennt man die Serienwiderstände des Ersatzschaltbildes in einen Bereich links ( $R_{\text{links}}$ ) und einen Bereich rechts ( $R_{\text{rechts}}$ ) von der Gate-Elektrode aus gesehen auf, so kann der Gesamtwiderstand  $R_{\text{gesamt}}$  als eine Parallelschaltung der Widerstände  $R_{\text{rechts}}$  und  $R_{\text{links}}$  errechnet werden, wobei sich der Innenwiderstand der Stromquelle  $R_i$  noch zum Widerstand  $R_{\text{links}}$  hinzuaddiert. Mit dem Gesamtwiderstand  $R_{\text{gesamt}}$  ergibt sich dann über den Kondensator  $C$  ein Spannungsteiler, der eine Abweichung der Modulationsspannung  $U_{\text{MOD}}$  an der Gate-Elektrode verursacht. Diese Spannung lässt sich gemäss der Spannungsteilerformel berechnen und sei mit  $U_{\text{MOD,effektiv}}$  bezeichnet.

$$\begin{aligned} U_{\text{MOD,effektiv}} &= U_{\text{MOD}} \cdot \left( \frac{R_C}{R_{\text{gesamt}} + R_C} \right) = U_{\text{MOD}} \cdot \left( \frac{(i \cdot \varpi_{\text{MOD}} \cdot C)^{-1}}{R_{\text{gesamt}} + (i \cdot \varpi_{\text{MOD}} \cdot C)^{-1}} \right) \\ &= \frac{U_{\text{MOD}}}{1 + (\varpi_{\text{MOD}} \cdot R_{\text{gesamt}} \cdot C)^{-1}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Betrachtet man den quasi-statischen Grenzfall ( $\varpi_{\text{MOD}} \rightarrow 0$ ), so wird der Beitrag der Kapazität der Gate-Elektrode vernachlässigbar klein und es gilt:  $U_{\text{MOD,effektiv}} \rightarrow U_{\text{MOD}}$ . Für hohe Frequenzen ( $\varpi_{\text{MOD}} \gg R \cdot C$ ) wirkt sich die Kapazität der Gate-Elektrode zunehmend aus. Das hat zur Folge, dass die effektive Modulationsspannung absinkt. Die Modulationsspannung verursacht ein elektrisches Feld senkrecht zum FET-Kanal, wodurch der Widerstand des FET-Kanals kontrolliert wird. Sinkt also die Modulationsspannung ab, so verringert sich das effektive Modulationspotential  $U_{\text{MOD,effektiv}}$  mit dem Faktor  $1/f_{\text{MOD}}$ . Die Amplitude des effektiven Modulationspotentials korreliert direkt mit der dynamischen Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$ , wie in Abbildung 4.25 b) deutlich zu erkennen ist. Der Beginn der Abnahme von  $dU_C/dU_B$  definiert sich, wenn die Modulationsfrequenz in die Größenordnung von  $R_{\text{gesamt}} \cdot C$  gelangt. Aus der Kennlinie in Abbildung 4.25 b) lässt sich eine Übergangsfrequenz, mit der die Abnahme der dynamischen Übertragungscharakteristik beginnt, von  $\approx 70$  Hz ablesen.

Die Übergangsfrequenz lässt sich auf der Basis der modellierten Ersatzschaltung berechnen, da die geometrischen Abmessungen der FAPS-Teststruktur weitestgehend bekannt sind. Die Kapazität des Kondensators  $C$  lässt sich unter der Annahme berechnen, dass der Kreuzungspunkt zwischen FET-Kanal und Backgate-Elektrode einem Plattenkondensator entspricht:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_C \cdot A}{d} \quad (4.15)$$

Wobei hier die Fläche  $A$  der Fläche des Kreuzungspunktes aus FET-Kanal und Backgate-Elektrode entspricht ( $A = 200 \mu\text{m} \times 65 \mu\text{m} \approx 0.013 \text{mm}^2$ ) und  $d$  der Abstand der Backgate-Elektrode vom FET-Kanal ist ( $d \approx 26 \text{nm}$ ). Die dielektrische Konstante  $\varepsilon_C$  der Halbleiterschichtstrukturen zwischen FET-Kanal und Backgate-Elektrode kann angenähert werden durch die dielektrische Konstante von GaAs ( $\approx 13.1$ ). Mit  $\varepsilon_0 = 8.9 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$  erhält man somit eine Kapazität  $C \approx 60 \text{pF}$ .

Der Gesamtwiderstand  $R_{\text{gesamt}}$  wird, wie bereits angedeutet, über eine Parallelschaltung von  $R_{\text{links}}$  und  $R_{\text{rechts}}$  berechnen, wobei der Innenwiderstand der Stromquelle  $R_i$  noch zu  $R_{\text{links}}$  in Reihe geschaltet ist. Damit folgt:

$$R_{\text{gesamt}} = \frac{(R_{\text{links}} + R_i) \cdot R_{\text{rechts}}}{R_{\text{links}} + R_i + R_{\text{rechts}}} \quad (4.16)$$

Der Innenwiderstand der Stromquelle  $R_i$  betrug bei allen Messungen  $20 \text{ M}\Omega$ . Der Widerstandsanteil an  $R_{\text{links}}$  und  $R_{\text{rechts}}$  ist am größten dort, wo die Backgate-Elektrode durch eine negative Gatespannung zur Verarmung des FET-Kanals führt. In den Messungen hat sich gezeigt, dass der Widerstand des FET-Kanals am Arbeitspunkt bei negativer Gatespannung einen Wert von  $\approx 15 \text{ M}\Omega$  erreicht. Es ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, diesen Widerstandswert entweder  $R_{\text{links}}$  oder  $R_{\text{rechts}}$  zuzuordnen. Deshalb wird für den Gesamtwiderstand  $R_{\text{gesamt}}$  ein Wert von  $\approx 6 - 15 \text{ M}\Omega$  angenommen.

Mit diesen Werten lässt sich für  $R_{\text{gesamt}} \cdot C \approx 0.36 - 0.9$  und damit für die Übergangsfrequenz  $\frac{1}{2} \cdot \pi \cdot R_{\text{gesamt}} \cdot C \approx 180 - 440$  ermitteln. Dieses Ergebnis liegt in der gleichen Größenordnung, wie die experimentell bestimmte Übergangsfrequenz und bestätigt damit das Modell der Ersatzschaltung aus Abbildung 4.27.

Es zeigt sich weiterhin, dass insbesondere der Faktor  $R_{\text{gesamt}} \cdot C$  von entscheidender Bedeutung für die Leistungsfähigkeit des FAPS ist. Da der Widerstand  $R_{\text{gesamt}}$  von der Breite und der Länge des FET-Kanals und die Kapazität von der Breite der Backgate-Elektrode und dem Schichtenaufbau der FET-Kanäle abhängig ist, hat eine Reduzierung der Dimensionen des FAPS in jedem Fall eine deutliche Verbesserung der charakteristischen Kenngrößen zur Folge. So würde beispielsweise eine Halbierung der Breite jeweils des FET-Kanals und der Backgate-Elektrode eine Reduktion der Kapazität  $C$  um den Faktor 4 bringen, da  $C$  proportional zur Fläche eines Kreuzungspunktes zwischen FET-Kanal und Backgate-Elektrode ist. Damit würde sich die Übergangsfrequenz zu höheren Frequenzbereichen verschieben und somit die dynamische Übertragungscharakteristik  $dU_C/dU_B$  verbessern, da eine frequenzbedingte Reduktion der Potentialempfindlichkeit erst bei höheren Frequenzen stattfinden würde, wodurch sich eine Verbesserung der Zeitauflösung des FAPS ergeben würde.

Um das Konzept eines ortsaugelösten Potentialsensors wie den FAPS im praktischen Einsatz verwertbar zu machen, muss in jedem Fall die Dichte der Messpunkte deutlich erhöht werden, wobei gleichzeitig eine Reduktion der Abmessungen, wie die Breite der FET-Kanäle und der Backgate-Elektroden, stattfinden muss. Der nachfolgende Abschnitt beschreibt ein neues Design für den FAPS mit einer deutlich höheren Ortsauflösung und einer Zahl von  $13 \times 13$  aktiven Messpunkten.

## 4.9 Herstellung eines FAPS mit hoher Ortsauflösung

Eine FAPS-Struktur mit einer höheren Ortsauflösung und einer größeren Zahl an adressierbaren Messpunkten stellt eine Herausforderung an die Halbleiter-Prozesstechnik in Kombination mit dem epitaktischen Lift-off dar.

In der folgenden Abbildung ist eine Struktur mit insgesamt 13 x 13 Messpunkten und einer Ortsauflösung von 15  $\mu\text{m}$  dargestellt. In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Herstellung dieser FAPS-Struktur gegeben werden.

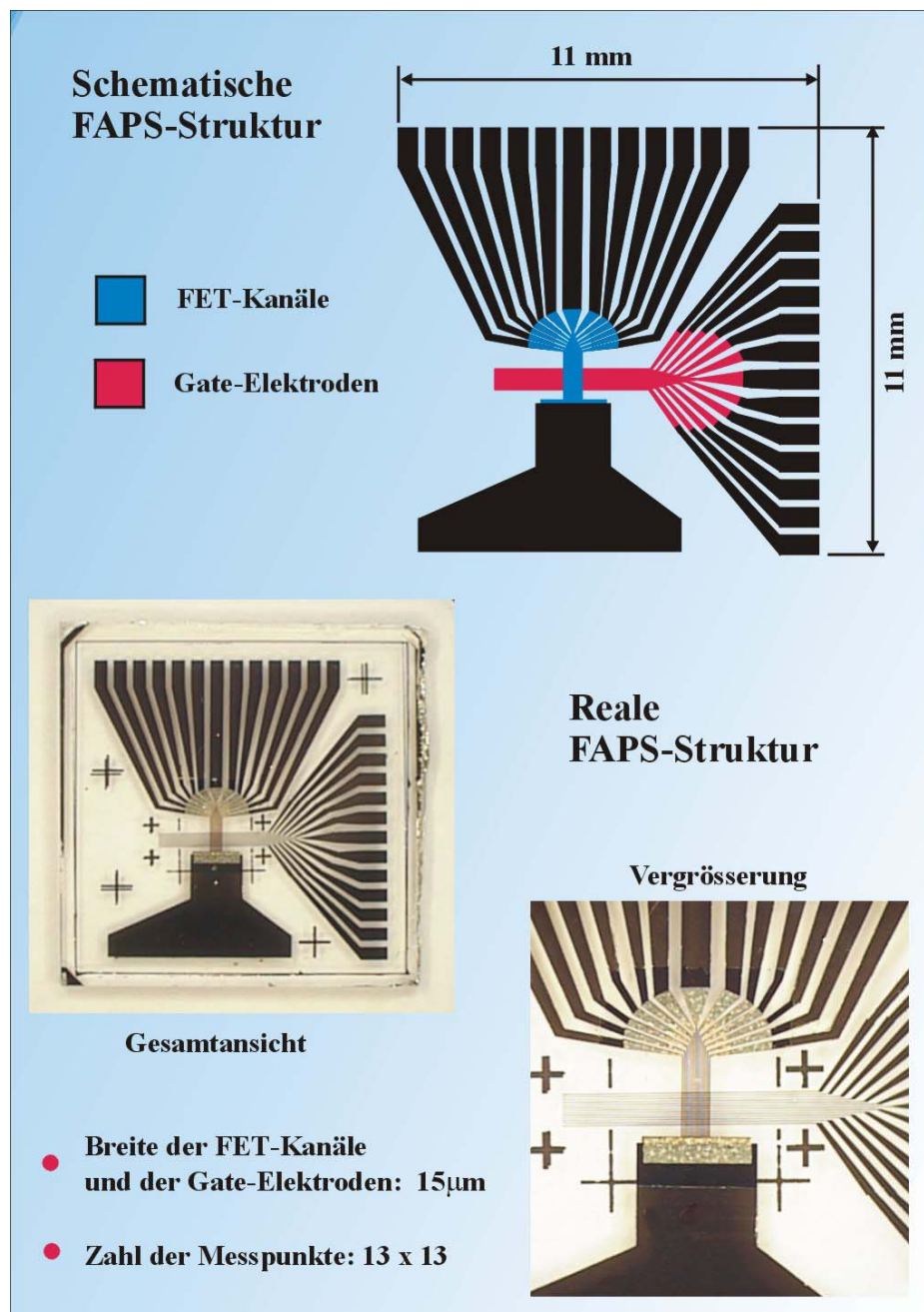


Abb. 4.28: FAPS-Struktur mit hoher Ortsauflösung auf einem Glassubstrat. Oben ist ein schematischer Aufbau dargestellt. Unten sind Fotografien der realen Struktur abgebildet.

Wie in obiger Abbildung erkennbar ist, besitzt die gesamte FAPS-Struktur eine verhältnismäßig große Ausdehnung (11 mm x 11 mm) mit einer feinen Struktur aus FET-Kanälen und den entsprechenden Gate-Elektroden (Breite der FET-Kanäle und der Gate-Elektroden  $15 \mu\text{m}$ ). Um diese Struktur mit optischer Lithografie herstellen zu können, werden zahlreiche Masken benötigt, die einerseits die großflächigen, metallischen Zuleitungen definieren und andererseits die hochauflösenden FET-Kanäle, sowie die Gate-Elektroden. Durch die Kombination der beiden Maskenherstellungsverfahren aus Abschnitt 4.7.1 können die entsprechenden Masken erzeugt werden. Die großflächigen Masken für die metallischen Zuleitungen werden mit dem reflektiven Verfahren hergestellt und haben keine großen Anforderungen an die Strukturauflösung. Die Masken, mit denen die Struktur der FET-Kanäle und der Gate-Elektroden definiert werden, sind mit dem transmittiven Verfahren herzustellen, da eine hohe Strukturgenauigkeit erforderlich ist.

Aus Gründen der Biokompatibilität wird die gesamte FAPS-Struktur auf der Oberfläche eines Glassubstrates aufgebaut. Die Herstellungsschritte entsprechen prinzipiell der gleichen Reihenfolge, die in Abschnitt 4.7 zur Herstellung der FAPS-Teststruktur bereits ausführlich erläutert wurde.

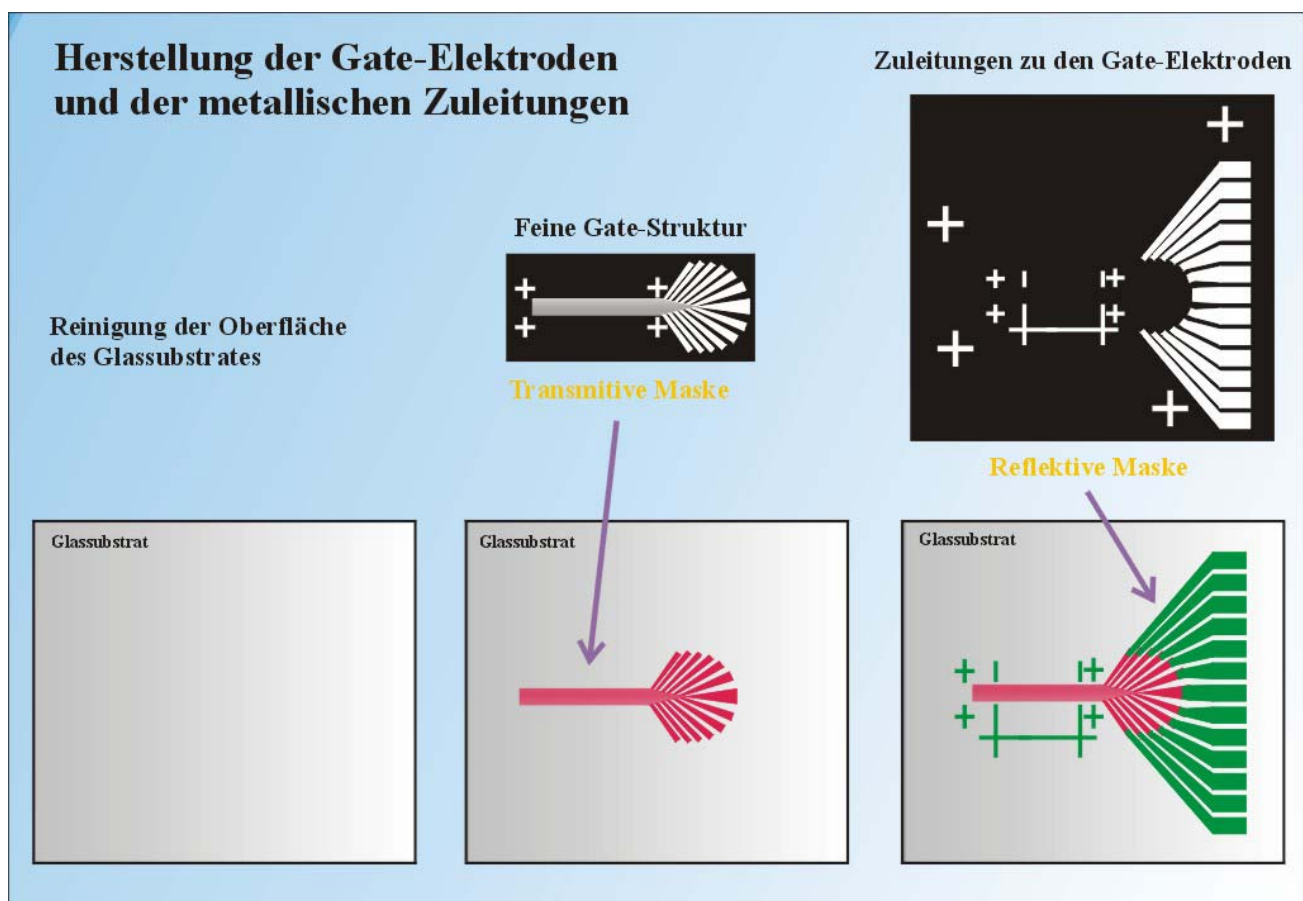


Abb. 4.29: Schematische Darstellung der Herstellungsschritte zur Erzeugung der Struktur der Gate-Elektroden und der metallischen Zuleitungen zu den Gate-Elektroden. Die Markierungen in der Nähe der feinen Gate-Struktur dienen dazu, später den ELO-Film exakt oberhalb der Gate-Elektroden ausrichten zu können.

Nach sorgfältiger Reinigung der Oberfläche des Glassubstrates wird im ersten Arbeitsschritt eine Metallbedampfung aus NiCr, welche die Struktur der Gate-Elektroden definiert, aufgebracht (mittlere Darstellung in Abbildung 4.29). Die Gate-Elektroden haben eine Breite von  $15\ \mu\text{m}$  bei einer Länge von ca. 5 mm. Die für die optische Lithografie nötige Maske wurde mit dem in Abschnitt 4.7.1 beschriebenen transmittiven Verfahren hergestellt, um die hohen Anforderungen an die Kantenschärfe der Gate-Elektroden gewährleisten zu können.

Die elektrische Kontaktierung der Gate-Elektroden nach außen wird durch die metallischen Zuleitungen (rechte Grafik in Abbildung 4.29) zur Verfügung gestellt. Um eine ausreichend große Kontaktfläche zu gewährleisten, werden die Zuleitung nach außen hin deutlich breiter. Es muss zusätzlich über den Bereich der aktiven Messpunkte der FAPS-Struktur hinaus noch genügend Fläche zur Verfügung stehen, um biologische Zellstrukturen auf der Oberfläche des FAPS anzusiedeln. Die Struktur der metallischen Zuleitungen wird durch eine weitere Bedampfung mit NiCr und einer entsprechenden Maske für die optische Lithografie hergestellt. Diese Maske wurde mit dem reflektiven Verfahren aus Abschnitt 4.7.1 erzeugt.

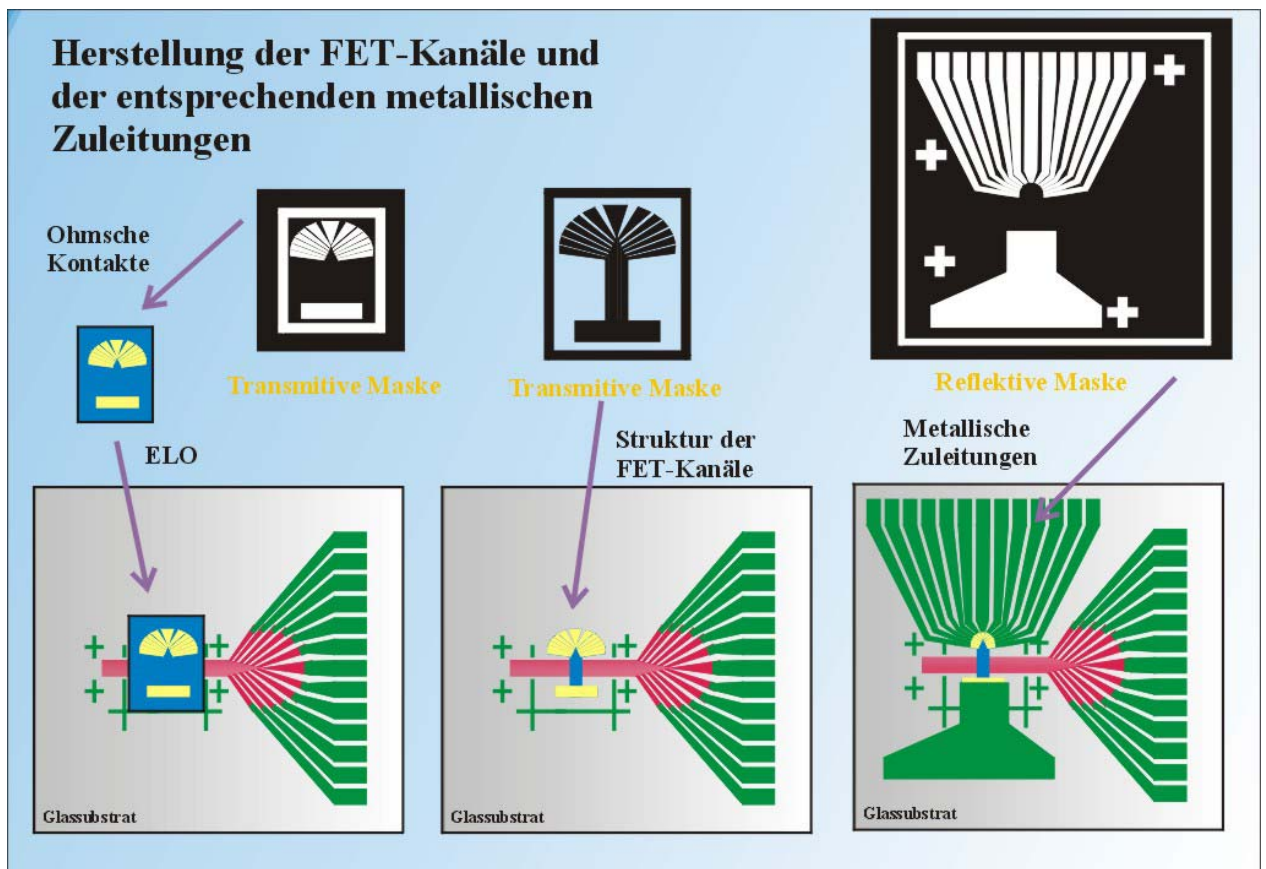


Abb. 4.30: Schematische Darstellung der Prozessschritte zur Herstellung der FET-Kanäle und der entsprechenden metallischen Zuleitungen. Die Reihenfolge der Arbeitsschritte ist von links nach rechts dargestellt.

Nachdem die Struktur der Gate-Elektroden auf der Oberfläche des Glassubstrates erzeugt wurde, müssen die FET-Kanäle oberhalb der Gate-Elektroden hergestellt werden. Die hierfür nötigen Prozessschritte sind in Abbildung 4.30 schematisch dargestellt.

Zu Beginn wird wie in Abschnitt 4.7.2 ausführlich erläutert wurde, die Struktur der ohmschen Kontaktierung der Halbleiter-Heterostruktur auf der Oberfläche des Halbleiter-Ausgangsmaterials durch optische Lithografie und eine Metallbedampfung mit AuGe definiert, wodurch im Pre-Processing der spätere elektrische Kontakt zu den FET-Kanälen hergestellt wird. Im nächsten Prozessschritt wird der epitaktische Lift-off durchgeführt und der vom Halbleiterbasissubstrat gelöste ELO-Film wird auf die Oberfläche des Glassubstrates oberhalb der Gate-Elektroden transferiert. Wie in der linken Darstellung in Abbildung 4.30 zu erkennen ist, wird die bei der Definition der Gate-Elektroden zusätzlich hergestellte Markierungsstruktur dazu benützt, den ELO-Film genau über den Gate-Elektroden zu positionieren. Die genaue Vorgehensweise hierzu wurde bereits in Abschnitt 3.2 detailliert beschrieben.

Die exakte Positionierung des ELO-Films ist einer der kritischsten Schritte der gesamten Prozesstechnologie, da es unter allen Umständen vermieden werden muss, dass eine der ohmschen Kontaktflächen oberhalb einer der Gate-Elektroden positioniert wird. In diesem Fall entstünden Kurzschlüsse zwischen den FET-Kanälen und den Gate-Elektroden, wodurch die gesamte Struktur unbrauchbar werden würde. Da der ELO-Film bei der Positionierung noch mit der APIEZON-Deckschicht überzogen ist, muss die gesamte Positionierung mit Hilfe der Markierungsstruktur erfolgen.

Die Voraussetzung hierfür ist einerseits, dass die Abmessungen des ELO-Films keinesfalls größer als die Markierungsstrukturen sind und die Länge der FET-Kanäle muss so gewählt werden, dass eine Justage des ELO-Films möglich ist, ohne die ohmschen Kontakte der FET-Kanäle auf den Gate-Elektroden zu positionieren.

Im nun folgenden Arbeitsschritt wird die Struktur der FET-Kanäle aus dem ELO-Film herausgeätzt. Dazu wird die benötigte Ätzmaske mit optischer Lithografie definiert. Es sei hier nochmals erwähnt, dass die Ätzmaske, wie in der Mitte in Abbildung 4.30 dargestellt ist, auch die ohmschen Kontakte abdecken muss, um im anschließenden nasschemischen Ätzprozess ein Unterätzen der Kontaktstruktur zu vermeiden. Der Ätzprozess formiert schließlich die Struktur der FET-Kanäle.

Im letzten Arbeitsschritt müssen die metallischen Zuleitungen zu den Kontaktflächen der FET-Kanäle hergestellt werden. Da die FET-Kanäle durch ihre geringe Breite von lediglich  $15\ \mu\text{m}$  und einer Länge von ca.  $2\ \text{mm}$  ausgesprochen empfindlich sind, ist eine weitere Prozessierung der FAPS-Struktur mit äußerster Sorgfalt durchzuführen.

Die Maske für die Zuleitungen zu den FET-Kanälen wurde wieder im reflektiven Verfahren hergestellt. Bei der optischen Lithografie wird ein UV-empfindlicher Fotolack auf der Oberfläche der Struktur abgeschieden. Diese Lackschicht wird zur Belichtung normalerweise in direkten Kontakt mit der Maske gebracht. Danach erfolgt die Belichtung und die Entwicklung der Fotolackschicht. In diesem Fall sollte jedoch ein direkter Kontakt zwischen der Maske und der Fotolackschicht vermieden werden, um mechanische Belastungen der FET-Kanäle zu vermeiden. Deshalb ist die optische Lithografie an dieser Stelle relativ aufwendig und erfordert Sorgfalt.

---



Nach der Lithografie wird eine Metallbedampfung mit NiCr vorgenommen. Üblicherweise werden die überstehenden Bereiche der Bedampfung entfernt, indem die gesamte Struktur in kochendes Aceton eingebracht wird. Der Einsatz von heißem Aceton sollte jedoch bei diesem Prozessschritt unter allen Umständen vermieden werden. Die überstehenden Bereiche der Metallbedampfung dürfen nur mit kaltem Aceton gelöst werden.

Danach sind alle Prozessschritte erfolgt und die gesamte FAPS-Struktur ist fertig. Das Ergebnis ist in der nachfolgenden Abbildung dargestellt.

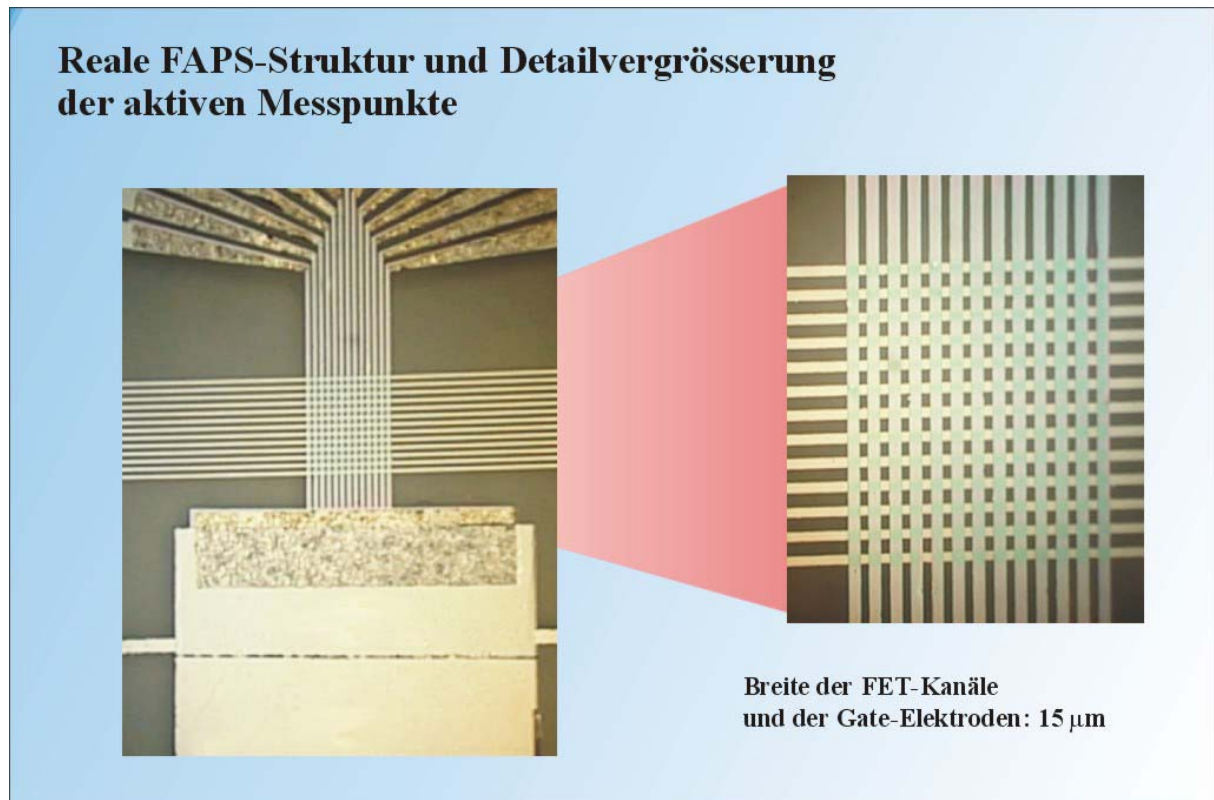


Abb. 4.31: Reale FAPS-Struktur, hergestellt mit der oben beschriebenen Prozesstechnik.

Wie in der obigen Abbildung deutlich zu erkennen ist, lässt sich eine Struktur mit 13 x 13 aktivierbaren Messpunkten mit einer Auflösung von 15  $\mu\text{m}$  mit den hier beschriebenen Verfahren herstellen. Erste Widerstandsmessungen haben gezeigt, dass die FET-Kanäle funktionsfähig sind.

## 4.10 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde der Weg zur Herstellung eines Feldeffekt-adressierbaren potentiometrischen Sensors vom grundlegenden Funktionsprinzip bis hin zur technologischen Realisation einer hochauflösenden FAPS-Struktur in den entsprechenden Entwicklungsschritten dargestellt.

Mit einer einfachen ersten Teststruktur konnte bei tiefen Temperaturen die theoretische Vorhersage der elektronischen Eigenschaften bestätigt werden. Danach folgte der Entwurf einer weiteren FAPS-



Teststruktur mit insgesamt fünf FET-Kanälen und einer Gate-Elektrode, mit der eine ausführliche Charakterisierung ermöglicht wurde. Im Rahmen dieser Charakterisierung konnte gezeigt werden, dass sowohl die Potentialempfindlichkeit, das Signal-Rauschverhältnis, als auch das Konzept der Adressierbarkeit der sensitiven Bereiche des FAPS und die zur Messung von extrazellulären Potentialen biologischer Zellstrukturen nötige Zeitauflösung den FAPS als hervorragenden Oberflächenpotentialsensor auszeichnen.

Durch eine zusätzliche Gate-Elektrode oberhalb der FET-Kanäle konnte gezeigt werden, dass der FAPS auf Potentiale von oberhalb des FET-Kanals her sensitiv reagiert, wobei die Empfindlichkeit durch eine entsprechende Vorspannung an der Backgate-Elektrode auf ein Maximum eingestellt werden kann.

Der folgenden Schritt wurde der FAPS erweitert um eine hohe Ortsauflösung und eine große Zahl an adressierbaren Punkten zu erreichen. Gleichzeitig wird durch diese Anforderung die Dimension der FET-Kanäle deutlich reduziert, was nach den Erkenntnissen der FAPS-Teststruktur eine Verbesserung der Zeitauflösung zur Folge hat. Die Realisierung dieser neuen Struktur wurde ausführlich dokumentiert.

Die zukünftige Entwicklung wird dahin gehen, die Biokompatibilität des FAPS zu verbessern, d. h., die Oberfläche des FAPS mit einer entsprechenden Schutzschicht zu überziehen, die eine optimale Basis für das Anwachsen einer biologischen Zellstruktur bietet und die ausreichend dünn ist, um die zu messenden Potentiale nicht zu sehr abzuschwächen. Die Entwicklung einer derartigen Schutzschicht ist Bestandteil eines gesonderten Forschungsprojektes und es zeichnen sich auch hier Erfolge ab. Die große Problematik bei der Herstellung dieser Schutzschicht ist es, eine Diffusion von Ionen aus der elektrolytischen Umgebung der Zellkulturen in die Schutzschicht zu verhindern, da diese Ionen einerseits einen abschirmenden Effekt auf die zu messenden Potentiale haben und andererseits die Halbleiterstruktur der FET-Kanäle angreifen können. Dies wiederum hätte zur Folge, dass sich As-Ionen aus der Halbleiterstruktur lösen und zurück in den Elektrolyten diffundieren können. Die aktuellen Ansätze gehen dahin, eventuell frei werdende As-Ionen in der Schutzschicht abzufangen und dort zu binden. Damit lässt sich eine ausreichende Langzeitstabilität einer Zellstruktur auf der Oberfläche des FAPS erzielen.

---

## 5 DER QUANTEN-HALL-EFFEKT (QHE) IN NICHT-PLANARER GEOMETRIE

In diesem Kapitel werden Magnettransport- und Magnetkapazitätsmessungen an epitaktisch abgelösten zweidimensionalen Elektronengasen (2DES) in quasi-zylinderförmiger Geometrie, strukturiert in Form eines Hallbars diskutiert. Die hier vorgestellten, experimentellen Ergebnisse sind eine Weiterentwicklung der in [BÖHM97] gewonnenen Erkenntnissen.

### 5.1 Einleitung

Die Physik gekrümmter zweidimensionaler Elektronengase in hohen Magnetfeldern stellt eine große Herausforderung dar. Es gibt nur wenige Ansätze, diese Thematik experimentell oder theoretisch zu behandeln. Obwohl in einer wegweisenden Arbeit von [LAUGHLIN81] als Gedankenexperiment der Quanten-Hall-Effekt in nicht-planarer Geometrie diskutiert wurde, fehlen bislang hinreichend realisierbare, experimentelle Ansätze. So lassen sich nicht-planare Elektronengase z. B. nur sehr schwer in kristallinen Halbleitern oder auf flüssigem Helium erzeugen. Ein Ansatz zur Herstellung einer gekrümmten Halbleiterstruktur durch strukturiertes Überwachsen eines kristallinen Halbleiters wurde in [LEADBEATER96] erwähnt. Mit dieser Technologie lassen sich sehr kleine Krümmungsradien erzielen. Jedoch erschwert das orientierte Kristallwachstum die Herstellung einer gleichmäßigen Krümmung. Darüber hinaus ist mit diesem Ansatz nur eine geringe Winkelvariation ( $\ll 90^\circ$ ) möglich.

Gekrümmte zweidimensionale Elektronensysteme sind von theoretischer Seite her deshalb von großem Interesse, da sich auf diese Weise sehr stark inhomogene effektive Magnetfelder realisieren lassen ([FODEN94]). Inhomogene Magnetfelder lassen sich zwar auch unter der Verwendung von Supraleitern oder ferromagnetischen Materialien erzeugen ([BENDING90], [YE95]), wobei jedoch nur vergleichsweise schwache Modulationen ( $< 1$  T) möglich sind. Insbesondere ist für eine Untersuchung der von [MÜLLER92], [FODEN94] und [CHAPLIK98] diskutierten Phänomene, die auf einer lokal variierenden Landauniveau-Struktur basieren, jedoch eine starke Modulation unerlässlich. In [FODEN94] wurde deshalb bereits ein gekrümmtes zweidimensionales Elektronensystem im homogenen Magnetfeld diskutiert.

Erste Erfahrungen im Umgang mit gekrümmten zweidimensionalen Elektronengasen in Hallbar-Geometrie wurden in [BÖHM97] gesammelt. Hier konnte gezeigt werden, dass sich mit Hilfe der Technologie des epitaktischen Lift-offs komplette Hallbar-Geometrien auf dünne Glasröhrchen mit Radien von  $\approx 1$  mm transferieren lassen. Dort blieben die Strukturen auch bei tiefen Temperaturen stabil und waren hinreichend homogen, so dass Transportmessungen durchgeführt werden konnten. In diesen Transportmessungen konnte gezeigt werden, dass die Lage der Minima der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen bei *in situ* Rotation um die Zylinderachse vom maximalen, zwischen den Potentialabgriffen herrschenden, effektiven Magnetfeld abhängig ist.

Die Ladungsträgerdichte in den zylinderförmigen, zweidimensionalen Elektronensystemen war ungewöhnlich hoch, was dem eigentlichen Prozess des epitaktischen Lift-offs, sowie der Krümmung der Halbleiterheterostruktur zuzuschreiben sein dürfte. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, erzeugt der Vorgang der Krümmung eines ELO-Films Verspannungen innerhalb der Heterostruktur. Diese Verspannungen können Einfluss auf den Bandkantenverlauf der Struktur haben.

Die ersten zylinderförmigen Hallbar-Geometrien konnten aufgrund prozesstechnischer Probleme nicht mit einer Gate-Elektrode zwischen den Source- und Drain-Kontakten des Hallbars hergestellt werden. Das wiederum hatte zur Folge, dass die verhältnismäßig hohe Ladungsträgerdichte nicht kontrolliert beeinflusst werden konnte.

Im wesentlichen wurde in dieser Arbeit die Hallbar-Geometrie verbessert, was einerseits stabilere Strukturen hervorbringt und andererseits die Dimensionierung des Hallbar deutlich reduziert. Durch feinere und enger zusammenstehende Potentialsonden ergibt sich eine höhere lokale Auflösung. Zusätzlich gelang es, auf dem Hallbar eine Gate-Elektrode herzustellen, wodurch die Ladungsträgerdichte kontrolliert beeinflusst werden konnte. Dadurch wurden auch erstmals Magnetokapazitätsmessungen an einem zylinderförmigen, zweidimensionalen Elektronengas ermöglicht.

Der Schichtenaufbau der Halbleiter-Heterostrukturen wurde für den Prozess des epitaktischen Lift-offs optimiert, wodurch die elektronischen Eigenschaften nach dem epitaktischen Lift-off im Vergleich zu [BÖHM97] deutlich besser definiert werden konnten.

## 5.2 Theoretische Grundlagen

Die physikalische Theorie eines gekrümmten 2DES in allen Einzelheiten zu diskutieren würde den Rahmen dieser experimentell orientierten Arbeit sprengen. Es lassen sich jedoch in einem verhältnismäßig einfachen Modell unter Umgehung einer selbstkonsistenten Betrachtungsweise zwei Grenzfälle diskutieren, die sich in einer numerischen Simulation anschaulich darstellen lassen.

Dieser Abschnitt soll eine kurze Einführung über zweidimensionale Elektronensysteme an Halbleitergrenzflächen und deren Verhalten in magnetischen Feldern geben. Auf Basis dieser Grundlagen folgt dann die Beschreibung zylinderförmiger 2DES.

In dieser Arbeit werden unter anderem Magnetokapazitätsmessungen vorgestellt, weshalb der besseren Übersicht wegen eine kurze Zusammenfassung der nötigen Hintergründe der Kapazitätsspektroskopie an zweidimensionalen Elektronensystemen folgt.

### 5.2.1 Zweidimensionale Elektronensysteme

Wird ein Elektronensystem durch ein äußeres Einschlusspotential räumlich auf eine dünnere Schicht so begrenzt, dass seine Ausdehnung mit der Fermi-Wellenlänge vergleichbar wird, so bezeichnet man dieses Elektronensystem als zweidimensionales Elektronensystem (2DES), wenn zusätzlich die durch

---

das Einschlusspotential entstehenden diskreten Energieniveaus jeweils nur im untersten Subband mit Ladungsträgern besetzt sind. Derartige Einschlusspotentiale können in Halbleiter-Heterostrukturen erzeugt werden, wenn eine geeignete Schichtenfolge aus spezifischen Halbleitermaterialien gewählt wird. Das hier verwendete Materialsystem muss zusätzlich den Anforderungen des epitaktischen Lift-offs genügen und setzt sich deshalb aus Schichten von GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  oder verwandten System wie  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  zusammen. Das 2DES bildet sich an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche aus und wird im allgemeinen durch Modulationsdotierung oder durch Feldeffekt erzeugt. Die nachfolgende Abbildung zeigt den Schichtenaufbau und den schematischen Verlauf der Leitungsbandkante in einer GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Heterostruktur.

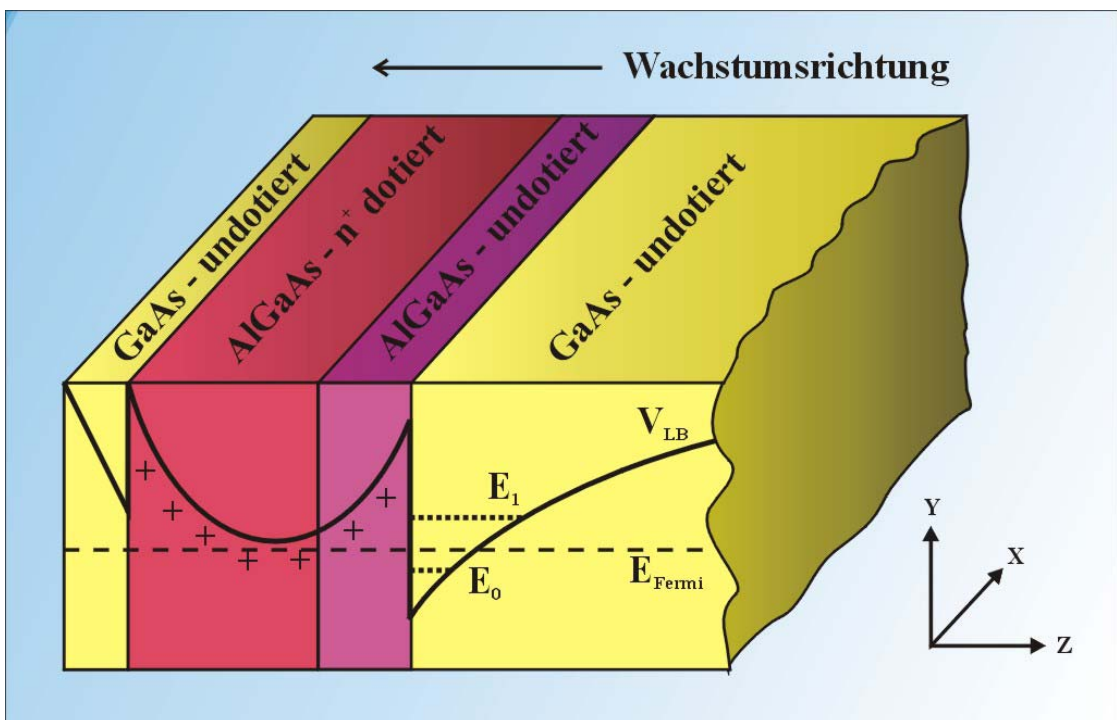


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Schichtenfolge und des Leitungsbandkantenverlaufs einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur

Derartige Heterostrukturen werden mit Hilfe der sogenannten Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt. Das 2DES bildet sich im undotierten GaAs an der Grenzfläche zum AlGaAs aus, wobei die AlGaAs-Schicht als sogenannter „Spacer“ dient. Die Raumladungsschicht im dotierten AlGaAs verursacht ein starkes elektrisches Feld, welches eine Bandverbiegung hervorruft und zur Ausbildung eines nahezu dreieckförmigen Potentialtopfes führt. Die Bewegung senkrecht zur Grenzfläche (z-Richtung) ist damit quantisiert. In der Ebene der Grenzfläche (xy-Ebene) können sich die Elektronen frei bewegen.

Das Potential und die Elektronenzustände ergeben sich durch selbstkonsistente Lösung der Schrödinger- und der Poisson-Gleichung. Die Enveloppen-Wellenfunktion lautet unter der Annahme einer konstanten isotropen effektiven Masse  $m^*$

$$\Psi(\vec{r}) = A \cdot e^{i(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} \cdot \Phi(z) \quad (5.1)$$

A : Normierungskonstante

Mit den Energieeigenwerten

$$E = E_i + E(k_x, k_y) = E_i + \frac{\hbar^2}{2m^*} \cdot (k_x^2 + k_y^2) \quad (5.2)$$

Das gesamte Energiespektrum eines 2DES setzt sich also aus dem kontinuierlichen Spektrum  $E(k_x, k_y)$  der Bewegung parallel zur Grenzfläche und dem diskreten Spektrum  $E_i$  der quantisierten Bewegung senkrecht zur Grenzfläche zusammen.

Die Energien  $E_i$  werden Subbandenergien genannt und die Energien  $E(k_x, k_y)$  bilden quasikontinuierliche Bänder, sogenannte zweidimensionale Subbänder, die sich zu den Subbandenergien  $E_i$  addieren.

Um die Ladungsträgerdichte  $N_i$  im  $i$ -ten Subband zu ermitteln, wird das Integral über die Zustandsdichte  $D(E)$  und die Fermi-Verteilung  $f(E)$  berechnet:

$$N_i = \int_{E_i}^{\infty} D(E) \cdot f(E) \cdot dE \quad (5.3)$$

Im Fall eines 2DES ist die Zustandsdichte  $D_{2DES}(E)$  eine Konstante in jedem Subband. In diesem Fall lautet die Zustandsdichte wie folgt:

$$D_{2DES}(E) = g_s \cdot g_v \cdot \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \cdot \Theta(E - E_i) \quad (5.4)$$

$\Theta$  : Heavyside-Stufenfunktion

$g_s$  : Spinentartungsfaktor

$g_v$  : Valleyentartungsfaktor,  $g_v = 1$  für GaAs

Bei tiefen Temperaturen kann davon ausgegangen werden, dass jeweils nur das unterste Subband besetzt ist. In diesem Fall ergibt sich für die Ladungsträgerdichte in GaAs:

$$N_S = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} (E_F - E_0) \quad (5.5)$$

Diese Gleichung wird an späterer Stelle noch von Bedeutung sein, da sie bei bekannter Ladungsträgerdichte  $N_S$  eine Abschätzung der Fermi-Energie  $E_F$  ermöglicht.

Ein detaillierter Überblick über die physikalischen Eigenschaften zweidimensionaler Elektronensysteme ist in [ANDO82] zu finden.

### 5.2.2 Zweidimensionale Elektronensysteme im Magnetfeld

Die Eigenschaften eines 2DES im Magnetfeld sollen als hinreichend bekannt vorausgesetzt werden. Deshalb wird an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick zu den wichtigsten Merkmalen gegeben. Im übrigen sei auf die einschlägige Literatur (z.B. [NOLTING92]) verwiesen.

#### Landau-Quantisierung

Durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur Ebene des 2DES wird auch die Bewegung der Elektronen in der  $xy$ -Ebene quantisiert. Unter der Verwendung der Landau-Eichung (z.B. [NOLTING92]) lässt sich das Problem auf die Lösung des harmonischen Oszillators zurückführen. Das resultierende Energiespektrum lautet demnach:

$$E(n) = \hbar \cdot \frac{e \cdot B}{m^*} \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) = \hbar \cdot \omega_C \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnet  $\omega_C$  die Zyklotronfrequenz. Die somit in einem Magnetfeld  $B \neq 0$  senkrecht zum 2DES entstehenden diskreten Energieniveaus werden als Landau-Niveaus bezeichnet. Insgesamt entspricht die Entartung der Anzahl der Elektronenzustände, die in der Zustandsdichte ohne Magnetfeld in dem Energieintervall  $\hbar \cdot \omega_C$  untergebracht werden können. Wird die Spinentartung  $g_s$  und die Valleyentartung  $g_v$  berücksichtigt, so lässt sich die Zahl der Zustände pro Landau-Niveau in einem zur Fläche des 2DES senkrechten Magnetfeld der Stärke  $B$  wie folgt schreiben ([ANDO82]):

$$N_L = g_v \cdot g_s \cdot \frac{eB}{h} \quad (5.7)$$

Die Zahl der besetzten Landau-Niveaus hängt somit ausschließlich vom Magnetfeld  $B$  und der Ladungsträgerdichte  $N_s$  ab. Sie ist durch den Füllfaktor  $\nu$  gegeben:

$$\nu = N_s \cdot \frac{h}{eB} = \frac{N_s [\text{cm}^{-2}]}{2.418 \cdot 10^{10} \cdot B [\text{T}]} \quad (5.8)$$

Die bisher beschriebenen deltaförmigen Landau-Niveaus sind im realen 2DES durch Streuprozesse verbreitert. Die Fermi-Energie muss, von hohen Magnetfeldern her kommend, nach Gl. 5.8 bei ganzzahligen Füllfaktoren von einem vollständig besetzten Landau-Niveau in das darüber liegende unbesetzte springen. Somit weist die Zustandsdichte an der Fermi-Energie ein  $1/B$  periodisches Verhalten auf. Sie ist immer dann maximal, wenn die Fermi-Energie im Zentrum eines Landau-Niveaus liegt, und minimal bei ganzzahligen Füllfaktoren. Hier liegt die Fermi-Energie genau zwischen dem höchsten besetzten und dem darüber liegenden unbesetzten Landau-Niveau.

## Magnetotransport

Für das elektrische Transportverhalten eines 2DES gilt im Bereich schwacher äußerer Felder das ohmsche Gesetz. Bei angelegtem Magnetfeld erfolgt der Stromfluss (Stromdichte  $\vec{j}$ ) nicht in der Richtung des elektrischen Feldes,  $\vec{E}$ . Somit ist die Leitfähigkeit  $\underline{\sigma}$  also nicht diagonal:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Im klassischen Bereich (kleine Magnetfelder, konstante Streuzeit) gilt für die Komponenten des Magnetleitfähigkeitstensors ([ASHCROFT76]):

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{e^2 \cdot N_{2DES} \cdot \tau}{m \cdot (1 + \omega_c^2 \cdot \tau^2)} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \frac{e^2 \cdot N_{2DES} \cdot \tau}{m \cdot (1 + \omega_c^2 \cdot \tau^2)} \cdot \omega_c \cdot \tau \end{aligned} \quad (5.10)$$

Die Komponenten des Widerstandstensors erhält man durch Tensorinversion:

$$\begin{aligned} \rho_{xx} = \rho_{yy} &= \frac{m^*}{e^2 \cdot N_{2DES} \cdot \tau} \\ \rho_{xy} = -\rho_{yx} &= \frac{B}{e \cdot N_{2DES}} \end{aligned} \quad (5.11)$$

## Shubnikov-de-Haas Effekt

Bei höheren Magnetfeldern ( $\omega_c \cdot \tau \gg 1$ ) und tiefen Temperaturen ( $k \cdot T \ll \hbar \cdot \omega_c$ ) werden die Transporteigenschaften eines 2DES durch Quanteneffekte beeinflusst. In diesem Bereich ist die Zustandsdichte an der Fermi-Energie nicht mehr konstant und die Annahme einer konstanten Streuzeit nicht mehr gerechtfertigt.

Die Auflösung der Landau-Niveaus und damit die Oszillation der Zustandsdichte an der Fermi-Kante spiegelt sich in  $1/B$ -periodischen Oszillationen von Magnetowiderstand und -leitfähigkeit (Shubnikov-de-Haas (SdH)-Oszillationen) wider. Experimentell kann der SdH-Effekt dazu genutzt werden, die Ladungsträgerdichte innerhalb eines 2DES zu bestimmen. Diese lässt sich gemäß Gl. 5.8 aus dem Abstand zweier aufeinanderfolgender SdH-Minima (bei ganzzahligen Füllfaktoren  $i, j$ ) berechnen:

$$N_{2DES} = \frac{2 \cdot e}{h} \cdot \left( \frac{1}{B_i} - \frac{1}{B_j} \right)^{-1} \quad (5.12)$$



### 5.2.3 Zylindrisch gekrümmte zweidimensionale Elektronensysteme

Die Ausbildung der Landau-Niveaus innerhalb eines 2DES im äußeren Magnetfeld  $B$  unterscheidet sich bei einem zylinderförmigen 2DES deutlich vom Fall des planaren 2DES. Beim zylinderförmigen 2DES herrscht an jedem Punkt ein unterschiedliches, lokales Magnetfeld. Im folgenden soll gezeigt werden, dass lediglich der senkrechte Anteil des äußeren Magnetfeldes  $B$  einen Beitrag zur Entstehung der Landau-Niveaus liefert. Unter der Annahme großer Magnetfelder lässt sich ein zylinderförmiges 2DES mathematisch behandeln ([MAGARILL96]).

#### Bestimmung der Zyklotronfrequenz eines zylinderförmigen 2DES

Wie für zylindersymmetrische Probleme üblich, empfiehlt sich eine Transformation auf Zylinderkoordinaten, wie in der folgenden Abbildung dargestellt ist. Das äußere Magnetfeld  $B$  ist in  $x$ -Richtung definiert. Um Verwechslungen zu vermeiden, sei noch angemerkt, dass die in Abbildung 5.2 definierte  $z$ -Achse nicht identisch mit der Wachstumsrichtung der Halbleiter-Heterostruktur aus Abbildung 5.1 ist.

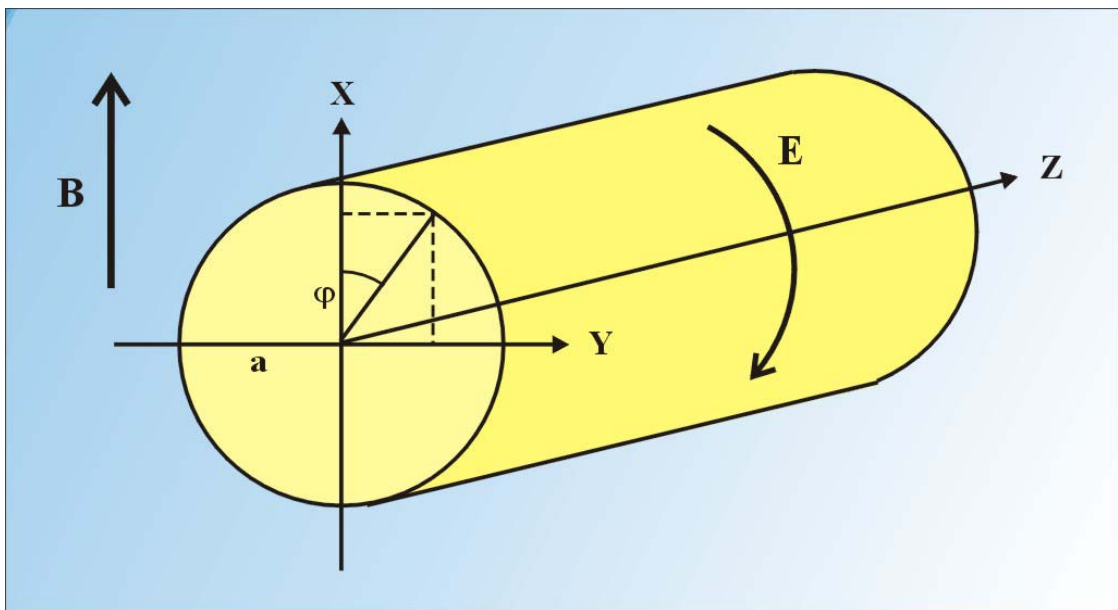


Abb. 5.2: Definition des Koordinatensystems und der Richtungen des magnetischen- und des elektrischen Feldes.

Mit der Transformation auf Zylinderkoordinaten lässt sich für das Vektorpotential  $\vec{A}$  und das skalare Potential  $\Phi$  wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}\vec{B} &= B \cdot \vec{e}_x \Rightarrow \vec{A}(\varphi, z) = B \cdot a \cdot \sin(\varphi) \cdot \vec{e}_z \\ \vec{E} &= E \cdot \vec{e}_\varphi \Rightarrow \Phi(\varphi) = -E \cdot a \cdot \varphi\end{aligned}\quad (5.13)$$

Mit Gl. 5.13 lässt sich der Hamiltonoperator für ein freies Elektron aufstellen. Zur Vereinfachung kann der Spin hier vernachlässigt werden:

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \frac{1}{2m} \cdot \left( \hat{\vec{P}} + e \cdot \vec{A}(\varphi, z) \right)^2 - e \cdot \Phi(\varphi) \\ &= \frac{1}{2m} \left[ \hat{\vec{P}}^2 + e \cdot \hat{\vec{P}} \cdot \vec{A}(\varphi, z) + e \cdot \vec{A}(\varphi, z) \cdot \hat{\vec{P}} + e^2 \cdot A(\varphi, z)^2 \right] - e \cdot \Phi(\varphi)\end{aligned}\quad (5.14)$$

Das 2DES verläuft in konstantem Radius  $a$  um den Zylinder herum. Deshalb entfallen alle Differentiale bezüglich des Radius. Damit lässt sich der Hamiltonoperator aus Gl. 5.14 so umschreiben, dass sich die Schrödingergleichung in einen winkelabhängigen  $\varphi$ - und in einen  $z$ -Anteil separieren lässt.

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2ma^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{e\hbar Ba}{m \cdot i} \sin(\varphi) \cdot \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{(eBa \cdot \sin(\varphi))^2}{2m} + eEa\varphi \quad (5.15)$$

Mit dem Separationsansatz für die Wellenfunktion

$$\Psi'(\vec{r}) = \Psi(\varphi) \cdot e^{ik_z \cdot z} \quad (5.16)$$

kann die Schrödingergleichung nach dem Zusammenfassen aller  $\varphi$ -abhängigen Anteile zu einem Potential  $V(\varphi)$  wie folgt geschrieben werden:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + V(\varphi) \right\} \Psi(\varphi) = \tilde{E} \cdot \Psi(\varphi) \quad (5.17)$$

Wobei gilt:

$$\begin{aligned}V(\varphi) &:= \frac{e\hbar Ba}{m} \cdot k_z \cdot \sin(\varphi) + \frac{(eBa \cdot \sin(\varphi))^2}{2m} + eEa \cdot \varphi \\ \tilde{E} &:= E + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}\end{aligned}\quad (5.18)$$

Im folgenden muss die Schrödingergleichung (Gl. 5.17) durch eine quadratische Ergänzung auf das bekannte Problem des harmonischen Oszillators zurückgeführt werden. Als problematisch erweist sich jedoch die Sinusfunktion im Potential  $V(\varphi)$ . Dieses Problem kann umgangen werden, indem eine Entwicklung der  $\varphi$ -abhängigen Terme durchgeführt wird. Um diese Entwicklung zu vereinfachen, sind die Sinus-Terme im Potential  $V(\varphi)$  zunächst quadratisch zu ergänzen:

$$V(\varphi) = \frac{(eBa)^2}{2m} \cdot \left( \sin(\varphi) + \frac{\hbar k_z}{eBa} \right)^2 + eEa \cdot \varphi - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} = \tilde{V}(\varphi) - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (5.19)$$

Nun muss der Potentialanteil  $\tilde{V}(\varphi)$  um sein noch zu bestimmendes Potentialminimum entwickelt werden. Die Forderung für das Potentialminimum

$$\frac{d}{d\varphi} \tilde{V}(\varphi) = 0 \quad (5.20)$$

führt zu dem Ergebnis

$$\varphi_{\min} = \sin^{-1}\left(-\frac{\hbar k_z}{eaB}\right) \quad (5.21)$$

Um die folgenden Schritte der Entwicklung einfacher zu gestalten, kann der in  $\varphi$  lineare Anteil des Potentials  $\tilde{V}(\varphi)$  durch Vernachlässigung des äußeren E-Feldes eliminiert werden, da sich zeigen lässt, dass durch das elektrische Feld E lediglich konstante Terme in die Schrödingergleichung eingebracht werden ([MAGARILL96]), wodurch sich keine signifikanten physikalischen Erkenntnisse ergeben würden.

Die Entwicklung des Potentials  $\tilde{V}(\varphi)$  um das Potentialminimum ist legitim, falls das Argument von  $\sin(\varphi)$  klein wird. Diese Bedingung ist, wie anfangs bereits erwähnt wurde, für große Magnetfelder B erfüllt, denn das Argument von  $\sin^{-1}$  im Potentialminimum ist proportional zu  $1/B$ .

Mit diesen Voraussetzungen kann eine Taylor-Entwicklung von  $\tilde{V}(\varphi)$  um das Potentialminimum  $\varphi_{\min}$  herum durchgeführt werden:

$$\tilde{V}(\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \cdot \frac{d^n}{d\varphi^n} \tilde{V}(\varphi) \Big|_{\varphi=\varphi_{\min}} \cdot (\varphi - \varphi_{\min})^n \quad (5.22)$$

Durch Einsetzen erhält man als Ergebnis der Entwicklung bis zur zweiten Ordnung den folgenden Ausdruck:

$$\tilde{V}(\varphi) \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{(eaB)^2}{m} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2 \right] \cdot (\varphi - \varphi_{\min})^2 \quad (5.23)$$

Wird das Ergebnis dieser Entwicklung in die ursprüngliche Schrödingergleichung (Gl. 5.17) eingesetzt, so folgt damit

$$\begin{aligned} & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2ma^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{(eaB)^2}{2m} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2 \right] \cdot (\varphi - \varphi_{\min})^2 \right\} \Psi(\varphi) = \\ & = \left( \tilde{E} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right) \cdot \Psi(\varphi) = E + \frac{\hbar^2 k_z^2}{m} \cdot \Psi(\varphi) \end{aligned} \quad (5.24)$$

In diese Form gebracht, hat die Schrödingergleichung die Form eines harmonischen Oszillators in der Winkelkoordinate  $\varphi$ , der um den Winkel  $\varphi_{\min}$  verschoben ist. Um aus der Schrödingergleichung 5.24 die Energieeigenwerte und damit auch die Zyklotronfrequenz bestimmen zu können, ist eine Variablensubstitution durchzuführen:

$$q := a \cdot (\varphi - \varphi_{\min}) \quad (5.25)$$

Durch Einsetzen dieser Variablensubstitution in die Schrödingergleichung (Gl. 5.24) erhält man das folgende Ergebnis:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2}{dq^2} + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left( \frac{eB}{m} \right)^2 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2 \right] \cdot q^2 \right\} \Psi(q) =$$

$$= \left( \tilde{E} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + eEa \cdot \varphi_{\min} \right) \cdot \Psi(q) \quad (5.26)$$

Durch einen Vergleich von Gl. 5.26 mit der allgemeinen Form des harmonischen Oszillators lässt sich die Zyklotronfrequenz  $\Omega$  für das zylinderförmige 2DES bestimmen:

$$\Omega(k_z) = \frac{eB}{m} \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2} = \omega_c \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2} \quad (5.27)$$

Wie man an Gl. 5.27 zu erkennt, ist die Zyklotronfrequenz gekoppelt mit der z-Komponente des Wellenvektors  $k_z$ . Damit ergibt sich eine energetische Dispersion der Landau-Niveaus. Im Grenzfall sehr großer Radien  $a$  geht die Zyklotronfrequenz des zylinderförmigen 2DES erwartungsgemäß in den Fall des planaren 2DES über.

Mit Hilfe der Additionstheoreme für die Sinus- und Kosinus-Funktionen lässt sich das Potentialminimum aus Gl. 5.21 umschreiben zu

$$\sin(\varphi_{\min})^2 = \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2, \quad (5.28)$$

Damit folgt für den Wurzelterm in Gl. 5.27:

$$\cos(\varphi_{\min}) = \sqrt{1 - \left( \frac{\hbar k_z}{eaB} \right)^2} \quad (5.29)$$

Mit diesem Ausdruck lässt sich die Zyklotronfrequenz auf die endgültige Form bringen:

$$\Omega(k_z) = \frac{e}{m} \cdot B \cdot \cos(\varphi_{\min}) = \frac{e}{m} \cdot B_{\perp} \quad (5.30)$$

Als Ergebnis lässt sich feststellen, dass jeweils nur der senkrechte Anteil des lokalen Magnetfeldes  $B_{\perp}$  zur Bildung der Landau-Niveaus beiträgt. Der energetische Abstand der Landau-Niveaus ist ortsabhängig und variiert mit dem Winkel  $\varphi$ . Die nachfolgende Grafik zeigt den Sachverhalt schematisch.

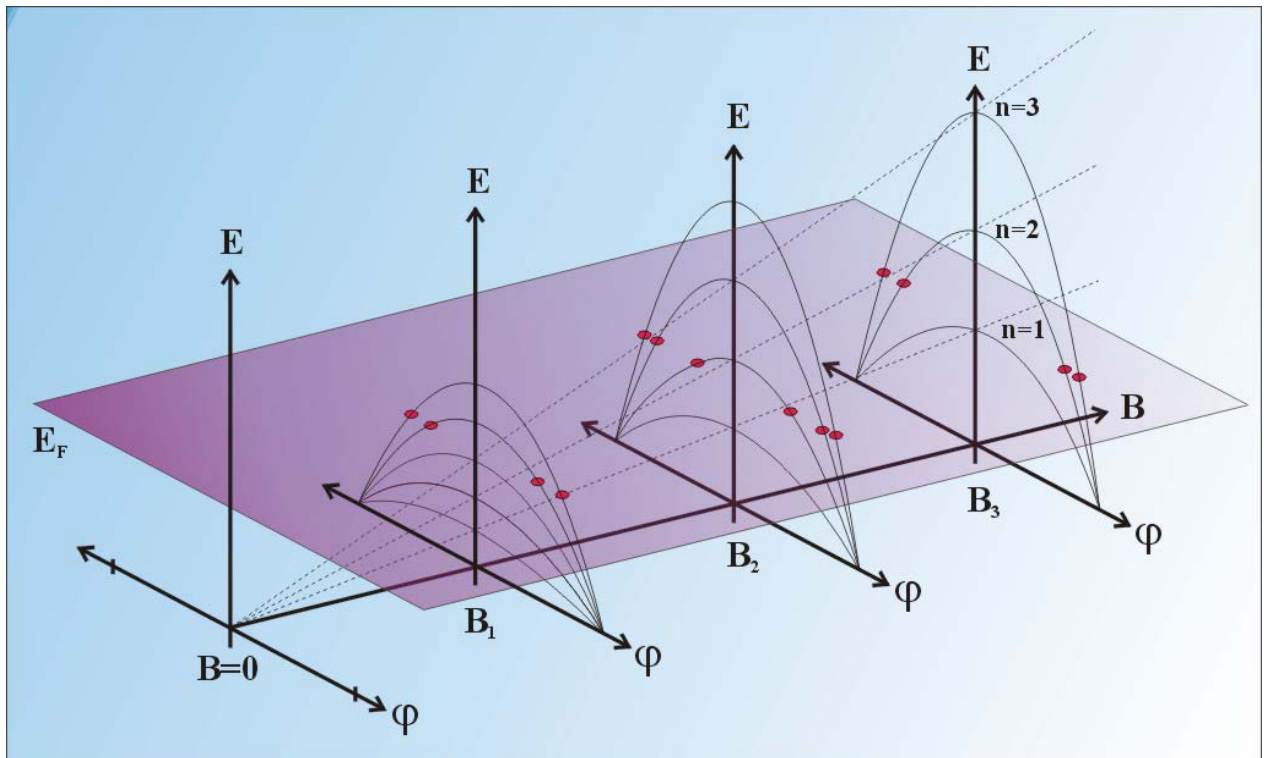


Abb. 5.3: Schematische Darstellung der Verteilung der Landau-Niveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B$  und vom Winkel  $\varphi$ . Die rot markierten Kreuzungspunkte zwischen den Landau-Niveaus und der Fläche der (konstanten) Fermi-Energie definieren die Lage der ganzzahligen Füllfaktoren.

Geht man von einer konstanten Fermi-Energie aus, so definieren die Schnittpunkte der Landau-Niveaus mit der Ebene der Fermi-Energie die Grenzen zwischen den ganzzahligen Füllfaktoren. Wie damit deutlich in Abb. 5.3 zu erkennen ist, variieren die Grenzen der ganzzahligen Füllfaktoren damit als Funktion des Ortes  $\varphi$  und des Magnetfeldes  $B$ .

### Bestimmung der Fermi-Energie und der lokalen Ladungsträgerdichteverteilung

Ist die Ladungsträgerdichte in einem planaren 2DES bekannt, so lässt sich mit Gl. 5.5 die Lage der Fermi-Energie berechnen, solange kein äußeres Magnetfeld auf das 2DES einwirkt. Ein äußeres Magnetfeld bewirkt die Bildung von Landau-Niveaus und es gilt für die Ladungsträgerdichte  $N_L$  innerhalb der Landau-Niveaus nach Gl. 5.7 unter der Berücksichtigung, der Valleyentartung  $g_v = 1$  und der Spinentartung  $g_s = 2$ :

$$N_L = 2 \cdot \frac{e \cdot B}{h} \quad (5.31)$$

Wie sich gezeigt hat, ist für ein zylinderförmiges 2DES nur der jeweils senkrechte Anteil des äußeren Magnetfeldes physikalisch relevant. Deshalb gilt für die Ladungsträgerdichte innerhalb der Landau-Niveaus nun

$$N_L = \frac{2 \cdot e \cdot B_{\perp}}{h} = \frac{2 \cdot e \cdot B}{h} \cdot \cos(\varphi) \quad (5.32)$$

Durch die Krümmung des zylinderförmigen 2DES wird eine örtlich variierende Landau-Niveau-Entartung  $N_L$  hervorgerufen. Da die Landau-Niveau-Entartung die Lage der Fermi-Energie bestimmt, hätte Gl. 5.32 zur Folge, dass die Fermi-Energie ebenfalls eine örtliche Fluktuation aufweisen müsste. Dieser Sachverhalt jedoch würde eine selbstkonsistente Behandlung dieser Problematik erfordern. Es lassen sich jedoch generell zwei Grenzfälle diskutieren:

$$\begin{aligned} \text{Fall 1} &\Rightarrow N_{2\text{DES}} \equiv \text{const.}, E_F \text{ variabel} \\ \text{Fall 2} &\Rightarrow N_{2\text{DES}}^{\text{lokal}} \text{ variabel}, E_F \equiv \text{const.} \end{aligned} \quad (5.33)$$

Auch im Fall 2 muss natürlich die gesamte innerhalb des 2DES vorhandene Zahl an Ladungsträgern konstant bleiben.

Im ersten Fall wäre demnach die Fermi-Energie eine Funktion des Ortes und des Magnetfeldes:

$$E_F := E_F(\varphi, B) \quad (5.34)$$

Zur Bestimmung der Fermi-Energie wird die Fermi-Verteilung

$$f(E) = \left( \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B \cdot T}\right) + 1 \right)^{-1} \quad (5.35)$$

und die konstante Ladungsträgerdichte  $N_{2\text{DES}}$  benötigt. Diese lässt sich mit Gl. 5.5 für das zylinderförmige 2DES ohne Magnetfeld berechnen. Der Einfachheit halber kann  $E_0=0$  gesetzt werden:

$$N_{2\text{DES}} = \frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \cdot E_F \quad (5.36)$$

Die Lage der Fermi-Kante wird durch die Fermi-Verteilung  $f(E)$  bestimmt, wie in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt ist.

Durch eine diskrete Summation über alle besetzten Landau-Niveaus gewichtet mit der Fermi-Verteilung lässt sich die Ladungsträgerdichte  $N_{2\text{DES}}$  bestimmen. Es gilt damit:

$$N_{2\text{DES}} = \sum_{k=0}^{\infty} f(E_k) \cdot N_L \quad (5.37)$$

Um eine numerische Auswertung von Gl. 5.37 durchführen zu können, darf der obere Summationsindex natürlich nicht bis unendlich laufen. Mit Hilfe einer einfachen Abschätzung kann eine Aussage darüber getroffen werden, wie viele Elemente der Reihe zu berücksichtigen sind.

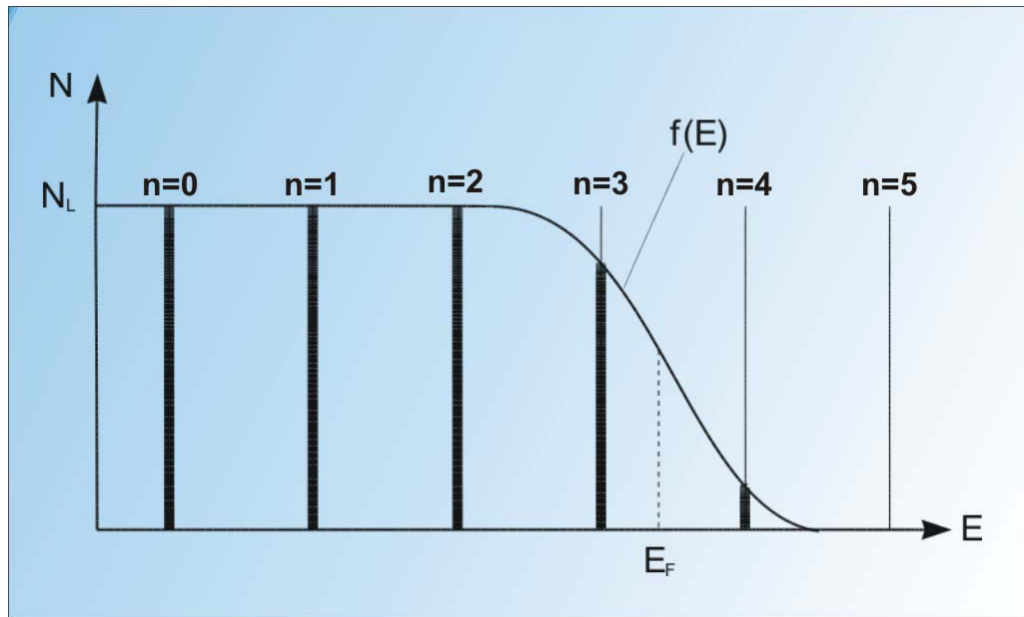


Abb. 5.4: Die Ladungsträgerdichte  $N_{2DES}$  lässt sich durch eine diskrete Summation über alle besetzten Landau-Niveaus  $n$  gewichtet mit der Fermi-Verteilung  $f(E)$  berechnen.

Für die Abschätzung kann die folgende Gleichung benützt werden:

$$k_{\max} = \text{INT}(\nu) + \text{INT}\left(\frac{10 \cdot k_B \cdot T}{\hbar \cdot \Omega}\right) \quad (5.38)$$

Die Funktion  $\text{INT}(X)$  ermittelt den ganzzahligen Teil der Zahl  $X$ . Zunächst wird also der ganzzahlige Anteil des Füllfaktors  $\nu$  berechnet. Mit dem zweiten Term in Gl. 5.38 wird ein Sicherheitsabstand zu  $k_{\max}$  hinzuaddiert, der die Ausläufer der Fermi-Verteilung bis  $10 \cdot k_B \cdot T$  über die Fermi-Kante hinweg berücksichtigt. Mit dieser Abschätzung wird sicher über hinreichend viele vollständig und teilweise besetzten Landau-Niveaus summiert.

Der Füllfaktor  $\nu$  lässt sich gemäß Gl. 5.8 wie folgt berechnen:

$$\nu = \frac{N_{2DES}}{N_L} \quad (5.39)$$

Die Zyklotronfrequenz wird nach Gl. 5.30 errechnet wodurch sich die diskreten Energien  $E_k$  aus der Fermi-Verteilung  $f(E_k)$  für die Summation errechnen lassen:

$$E_k = \hbar \cdot \Omega \cdot \left(k + \frac{1}{2}\right) \quad (5.40)$$

Um ein entsprechendes Gleichungssystem zur iterativen Bestimmung der Fermi-Energie zu erhalten, wird lediglich Gl. 5.39 nach  $N_{2DES}$  aufgelöst und anschließend mit Gl. 5.37 gleichgesetzt. Mit der Berücksichtigung der Abschätzung für den oberen Summationsindex  $k_{\max}$  folgt schließlich:

$$\sum_{k=0}^{k_{\max}} f(E_k) - \nu = 0 \quad (5.41)$$



Es ist jedoch nicht möglich, Gl. 5.41 analytisch nach der Fermi-Energie  $E_F$  aufzulösen. Stattdessen muss eine numerische Berechnung mit Hilfe des Newtonschen Iterationsverfahrens durchgeführt werden. Eine ausführliche Herleitung nebst einem entsprechenden Programmlisting ist in [BÖHM97] zu finden.

Die Simulation benötigt zur Iteration einen genügend guten Startwert für die Fermi-Energie. Dieser kann mit Gl. 5.36 angegeben werden.

In der nachfolgenden Abbildung ist der Verlauf der Fermi-Energie und die energetische Lage der Landau-Niveaus in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$  und vom Magnetfeld  $B$  dargestellt. Für die in der Simulation benötigte Ladungsträgerdichte wurde ein willkürlicher Wert von  $5.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  angenommen.

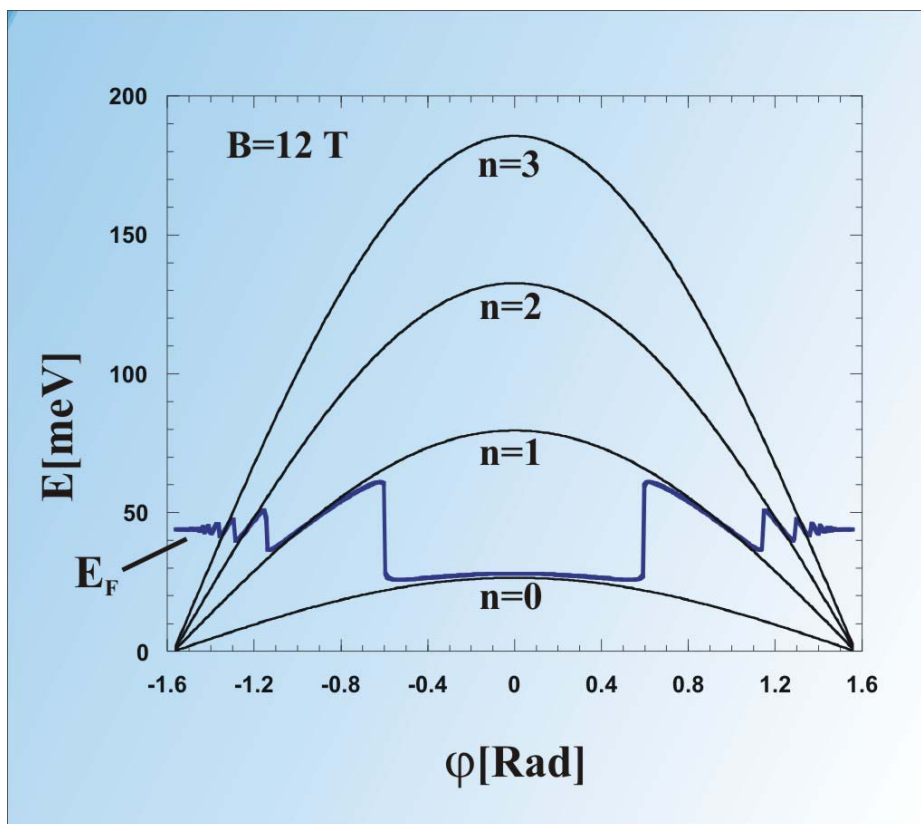


Abb. 5.5: Der Verlauf der Fermi-Energie und die energetische Lage der Landau-Niveaus  $n$  in Abhängigkeit vom Winkel berechnet mit einer numerischen Simulation. Die Ladungsträgerdichte wurde konstant gehalten und es wurde ein willkürlicher Wert von  $5.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  angenommen.

In Abb. 5.5 sind deutlich die Oszillationen der Fermi-Energie zu erkennen. Die Oszillationen finden um einen Mittelwert herum statt, welcher der Fermi-Energie eines planaren 2DES ohne äußerem Magnetfeld entspricht.

Dieses Ergebnis entspricht dem ersten Fall aus Gl. 5.33 und ist rein mathematisch gesehen korrekt. Physikalisch betrachtet ist jedoch der zweite Fall, der von einer konstanten Fermi-Energie ausgeht und damit eine örtliche Fluktuation der Ladungsträgerdichteverteilung fordert, wesentlich relevanter.

Um den zweiten Fall mathematisch behandeln zu können, nimmt man die Fermi-Energie des planaren 2DES im magnetfeldfreien Fall als Ausgangspunkt an, die sich gemäß Gl. 5.36 berechnen lässt um anschließend eine numerische Iteration durchführen zu können. Mit der Forderung, dass die gesamte Zahl an Ladungsträgern innerhalb des zylinderförmigen 2DES stets konstant bleiben muss, kann eine lokale Ladungsträgerdichte  $N_{2DES}^{\text{lokal}}$  definiert werden. Diese Ladungsträgerdichte ist nun abhängig vom Winkel  $\varphi$  und muss, integriert über den gesamten Winkelbereich des zylinderförmigen 2DES gleich der ursprünglich vorhandenen Zahl an Ladungsträgern sein.

Da die Ladungsträgerdichte innerhalb der Landau-Niveaus ebenfalls vom Magnetfeld  $B$  und damit vom Winkel  $\varphi$  abhängig ist, muss auch hier lokal wie folgt definiert werden:

$$N_L^{\text{lokal}} = \frac{e \cdot B_{\text{max}} \cdot \cos(\varphi)}{h} \quad (5.42)$$

Hier bezeichnet  $B_{\text{max}}$  das äußere Magnetfeld, welches für einen Winkel  $\varphi = 0^\circ$  maximal auf das zylinderförmige 2DES einwirkt. Mit der Fermi-Verteilung  $f(E)$  und der lokalen Zustandsdichte

$$D^{\text{lokal}}(E_k) = 2 \cdot N_L^{\text{lokal}} \quad (5.43)$$

kann die lokale Ladungsträgerdichte  $N_{2DES}^{\text{lokal}}$  ebenfalls durch eine diskrete Summation ersetzt werden:

$$N_{2DES}^{\text{lokal}} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(E) \cdot D^{\text{lokal}}(E) \cdot dE = \sum_{k=0}^{\infty} f(E_k) \cdot D^{\text{lokal}}(E_k) \quad (5.44)$$

Auch die diskreten Energien  $E_k$  müssen jetzt die lokalen Gegebenheiten entsprechend berücksichtigen. Damit lässt sich für  $E_k$  wie folgt schreiben:

$$E_k = \hbar \cdot \omega_c^{\text{lokal}} \cdot \left( k + \frac{1}{2} \right) \quad (5.45)$$

Wobei gilt:

$$\omega_c^{\text{lokal}} = \frac{e \cdot B_{\text{max}} \cdot \cos(\varphi)}{m^*} \quad (5.46)$$

Um eine numerische Iteration von Gl. 5.44 durchführen zu können, muss der obere Summationsindex wie zuvor entsprechend abgeschätzt werden. Die Abschätzung kann ebenfalls mit Gl. 5.38 erfolgen, wobei lediglich die entsprechenden lokal gültigen Größen eingesetzt werden müssen.

Die nachfolgende Abbildung zeigt die Ergebnisse der Simulation. Hier ist der Verlauf der Ladungsträgerdichteverteilung in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$  und einem konstanten äußeren Magnetfeld von  $B=12$  T dargestellt.

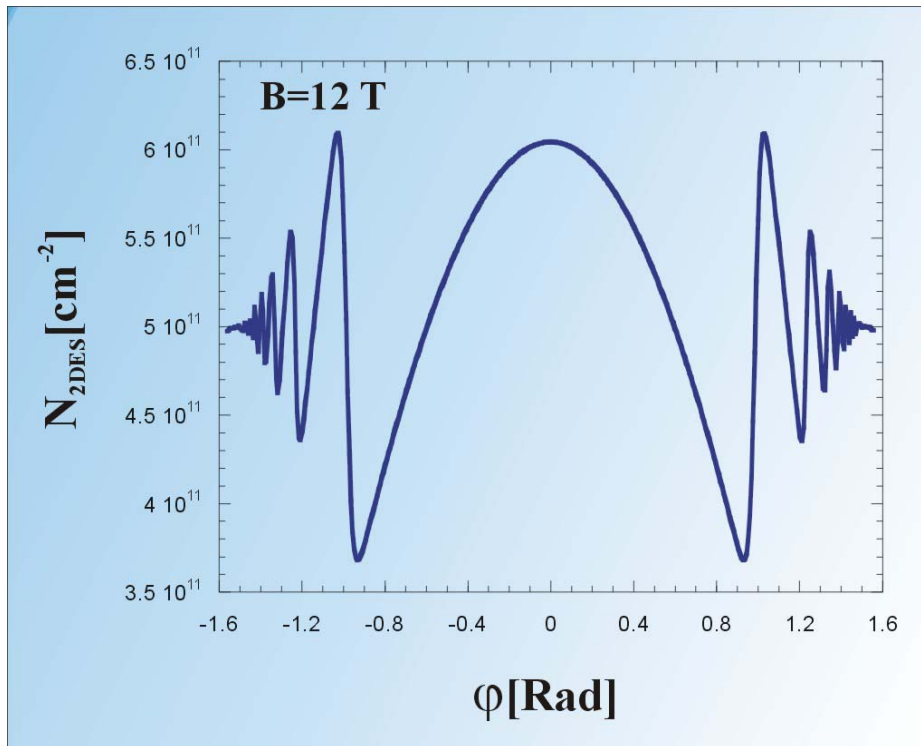


Abb. 5.6: Die Ladungsträgerdichteverteilung bei konstanter Fermi-Energie in Abhängigkeit vom Winkel berechnet mit einer numerischen Simulation für ein maximales äußeres Magnetfeld  $B=12\text{ T}$ . Die Ladungsträgerdichte bei einem Winkel von  $\pm \frac{\pi}{2}$  entspricht dabei einem Magnetfeld  $B=0$ . Die Ladungsträgerdichte im magnetfeldfreien Fall wurde in der Simulation willkürlich zu  $5.0 \cdot 10^{-11}\text{ cm}^{-2}$  angenommen.

In der Simulation wurde ein willkürlicher Ausgangswert für die Ladungsträgerdichte von  $5.0 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  angenommen. Es sind deutliche Fluktuationen der Ladungsträgerdichte zu erkennen. Bemerkenswert ist, dass die Ladungsträgerdichte lokal nahezu den Wert Null erreichen kann. Durch gezielte Kontrolle der Ladungsträgerdichte durch eine Gate-Elektrode müsste in einer realen Hallbar-Struktur eine derartige, durch das magnetische Feld induzierte Verarmungszone im longitudinalen Widerstand beobachtet werden können. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die Coulomb-Wechselwirkung dieser Umverteilung der Elektronen entgegenwirkt, sie möglicherweise sogar vollständig unterdrückt. Konsequenterweise wäre daher die numerische Simulation durch eine selbstkonsistente Rechnung zu ersetzen, wollte man eine genauere Aussage treffen.

#### 5.2.4 Magnetokapazität zweidimensionaler Elektronensysteme

Verglichen mit dreidimensionalen Metallen ist die Zustandsdichte von niederdimensionalen Elektronensystemen relativ gering. Dies führt dazu, dass eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte mit einer maßgeblichen Änderung des chemischen Potentials einhergeht. Auf diese Weise hängt die Kapazität niederdimensionaler Elektronensysteme bezüglich externer Elektroden messbar von der thermodynamischen Zustandsdichte des Elektronensystems ab.

Wie in Abbildung 5.7 schematisch dargestellt ist, kann das System Gate-Elektrode und zweidimensionales Elektronensystem als Plattenkondensator mit der differentiellen Kapazität  $C=dQ/dU$  modelliert werden.

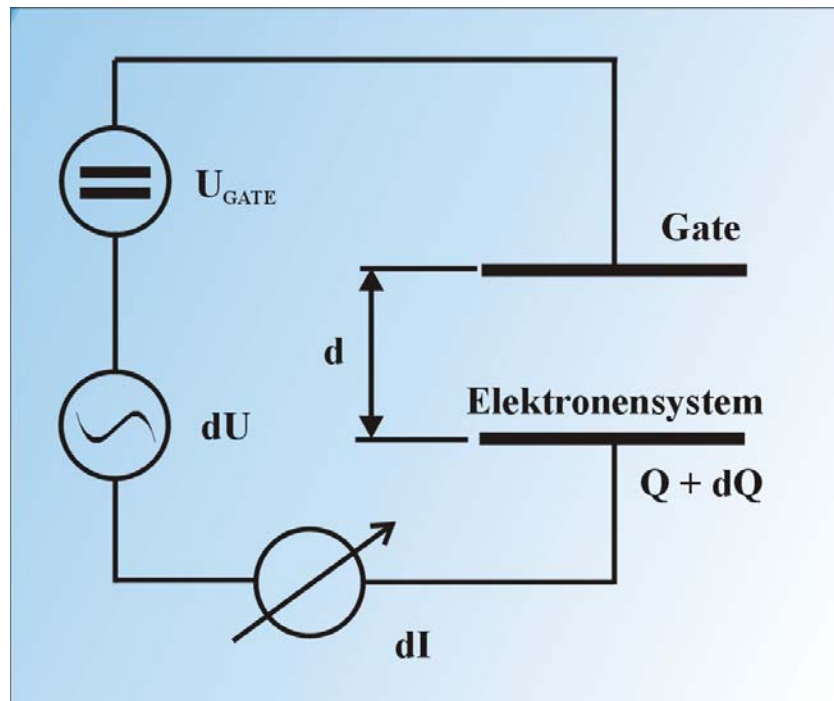


Abb. 5.7: Schematischer Versuchsaufbau zur Kapazitätsmessung. Die Probe kann als ein aus zwei Platten bestehender Kondensator modelliert werden. Eine der beiden Platten stellt die Gate-Elektrode dar, die andere Platte wird durch das zweidimensionale Elektronengas selbst gebildet.

Zwischen der Gate-Elektrode und dem 2DES wird zusätzlich zur konstanten Gatespannung  $U_{\text{Gate}}$  eine Modulationsspannung  $dU$  angelegt. Die Frequenz der Modulationsspannung ist typischerweise einige kHz und die Amplitude beträgt wenige mV. Diese Wechselspannung ändert die Ladungsträgerdichte auf den Kondensatorplatten und führt somit zu einem Wechselstrom, der mit Lock-In Technik gemessen werden kann. Dabei wird das Signal in Phase zur Modulationsspannung als resistives Signal bezeichnet. Das um  $90^\circ$  relativ zur Modulationsspannung phasenverschobene Signal stellt das kapazitive Signal dar.

Das 2DES besitzt im allgemeinen einen nicht zu vernachlässigenden Widerstand, so dass das Umladen des Kondensators durch die Modulationsspannung mit einem Ladewiderstand behaftet ist. Ist der Ladewiderstand  $R$  deutlich kleiner als die Impedanz des Kondensators ( $R \ll 1/\omega C$ ), so ergibt sich ein zur Kapazität proportionales Stromsignal und das resistive Signal ist vernachlässigbar. Andernfalls hängt der gemessene Strom vom Ladewiderstand  $R$  ab und die Phase des Stroms ist nicht mehr genau um  $90^\circ$  bezüglich der Modulationsspannung phasenverschoben.

Der Widerstand eines 2DES ist stark magnetfeldabhängig, weshalb es selbst bei sehr niedrigen Modulationsfrequenzen dann nicht mehr möglich ist, die Kapazität und damit auch die Zustandsdichte des 2DES zu bestimmen ([SMITH85]).

Die Zustandsdichte der Gate-Elektrode kann in guter Näherung als unendlich hoch angenommen werden. Wäre die Zustandsdichte des 2DES ebenfalls unendlich, so wäre die Kapazität rein durch die geometrische Anordnung der Elektroden und durch das Dielektrikum dazwischen bestimmt. Diese Kapazität wird im folgenden mit  $C_{\text{GEO}}$  bezeichnet.

Da jedoch die Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems bei  $B=0$  im allgemeinen nicht, jedoch bei ganzzahligen Füllfaktoren so gering ist, dass ein Teil der angelegten Spannung zur Erhöhung des chemischen Potentials verwendet werden muss, ist die gemessene Kapazität kleiner als die geometrische Kapazität  $C_{\text{GEO}}$  des Elektronensystems zur Gate-Elektrode hin. Die gemessene Kapazität lässt sich unter der Annahme, dass die geometrische Kapazität unabhängig von der Gatespannung ist wie folgt berechnen:

Wird eine zusätzliche Gatespannung  $dU$  angelegt, so wird ein Teil  $dU_1$  dieser Spannung zur Erhöhung der Ladungsträgerdichte  $dQ = C_{\text{GEO}} \cdot dU_1$  des 2DES verwendet und ein Teil  $dU_2 = dU - dU_1$  zur Erhöhung des chemischen Potentials  $d\mu = e \cdot dU_2$ . Dabei gilt der folgende Zusammenhang:

$$dQ = e \cdot \left( \frac{dn}{d\mu} \right) \cdot d\mu \quad (5.47)$$

Damit folgt dann:

$$dU = dU_1 + dU_2 = \frac{dQ}{C_{\text{GEO}}} + \frac{dQ}{e^2 \cdot \frac{dn}{d\mu}} \quad (5.48)$$

Durch Umstellen der Gl. 5.48 lässt sich die Kapazität des 2DES ableiten:

$$\frac{dU}{dQ} = \frac{1}{C} = \frac{1}{C_{\text{GEO}}} + \frac{1}{C_{2\text{DES}}} \quad \text{mit} \quad C_{2\text{DES}} = e^2 \cdot \frac{dn}{d\mu} \quad (5.49)$$

Die gemessene Kapazität  $C$  ergibt sich somit als Serienschaltung der geometrischen Kapazität  $C_{\text{GEO}}$  und einer von der Zustandsdichte des 2DES bestimmten Kapazität  $C_{2\text{DES}}$ .

Die Kapazität  $C$  und der Ladewiderstand  $R$  des 2DES lassen sich aus den in Lock-In-Technik gemessenen Anteilen des Stromes durch den Kondensator in Phase zur Modulationsspannung ( $I_+$ ) und  $90^\circ$  dazu phasenverschoben ( $I_-$ ) nach [GOODALL84] wie folgt errechnen, wenn mit  $\omega$  die Frequenz der Modulationsspannung  $dU$  bezeichnet sein möge:

$$I_+ = \frac{\omega^2 \cdot dU \cdot R \cdot C^2}{1 + (\omega \cdot R \cdot C)^2} \quad \text{und} \quad I_- = \frac{\omega \cdot dU \cdot C}{1 + (\omega \cdot R \cdot C)^2} \quad (5.50)$$

Betrachtet man ein zylinderförmiges 2DES, so ist die Situation nicht mehr mit einem einfachen Plattenkondensator zu beschreiben. Durch den winkelabhängigen, lokal wirksamen, senkrechten Anteil des äußeren Magnetfeldes  $B$  ändert sich über die Oberfläche des zylinderförmigen 2DES hinweg ständig die Landau-Niveau-Struktur. Damit ist auch die Zustandsdichte und der Kapazitätsanteil  $C_{2\text{DES}}$  des Elektronensystems variabel.

Wie weiter oben bereits ausgeführt wurde, setzt sich die gemessene Kapazität aus einem geometrischen Anteil und dem Anteil des 2DES in Form einer Serienschaltung zusammen. Lediglich der geometrische Anteil an der Kapazität bleibt konstant und ist von der Position auf der Zylinderoberfläche unabhängig. Eine schematische Darstellung dieser Modellvorstellung ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

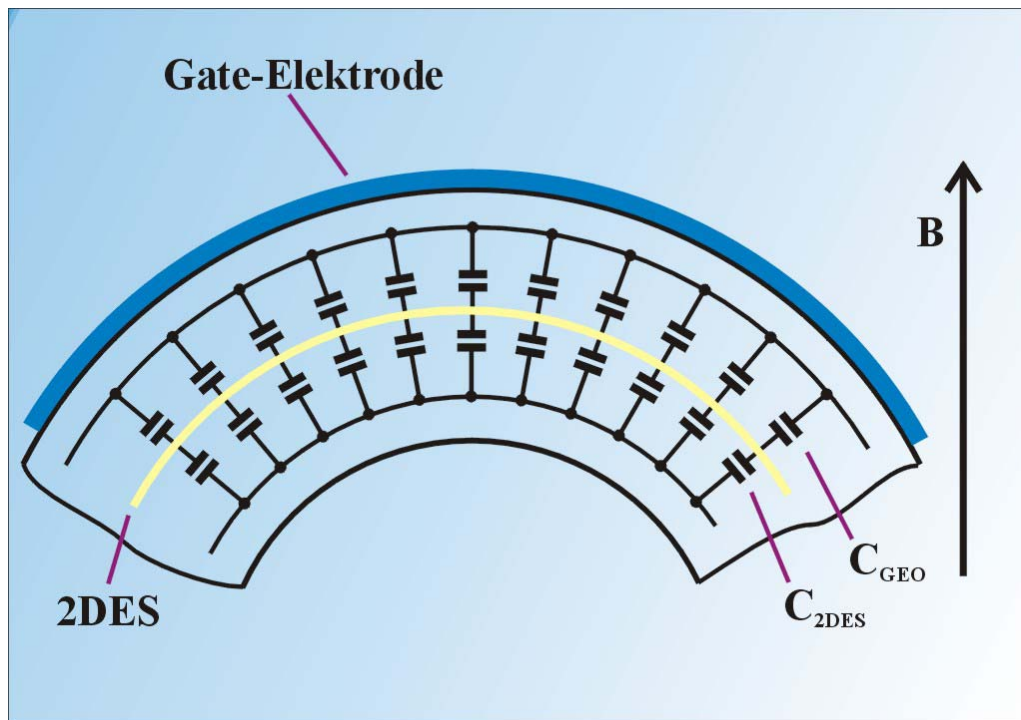


Abb. 5.8: Bei einem zylinderförmigen 2DES im Magnetfeld kann das System aus Gate-Elektrode und 2DES genaugenommen nicht mehr als einfacher Plattenkondensator betrachtet werden. Vielmehr muss aufgrund des unterschiedlichen senkrechten Anteils des Magnetfeldes  $B$  lokal jeweils ein kapazitive Serienschaltung aus geometrischer Kapazität und der Kapazität des 2DES gebildet werden. Die gesamte Kapazität, die gemessen werden kann setzt sich dann wiederum aus einer Parallelschaltung der lokalen Systeme zusammen.

Die Kapazität  $C_{2DES}$  eines jeden lokalen Systems ist demnach ortsabhängig und repräsentiert die jeweilige lokale Zustandsdichte. Die gesamte Kapazität, die gemessen werden kann, setzt sich somit aus einer Parallelschaltung aller lokalen Systeme zusammen. Damit wird die Struktur der Gesamtkapazität über alle Bereiche des 2DES unterhalb der Gate-Elektrode genaugenommen eine Integration über alle lokalen Zustandsdichten repräsentieren.

### 5.3 Technologie und Probenpräparation

Die Herstellung einer Hallbar-Struktur, die mit dem epitaktischen Lift-off vom Basissubstrat gelöst und auf ein zylinderförmiges Glasröhrchen transferiert soll, stellt eine außerordentliche Herausforderung an die Prozesstechnologie dar.

Die nachfolgende Abbildung zeigt eine schematische Darstellung des Designs der Hallbar-Struktur mit den Bezeichnungen aller elektrischen Kontakte. Die Kontaktflächen (1-7 und 8-14) die zu den Potentialsonden führen, sind deutlich vom Hallbar abgesetzt. Dadurch können die Kontaktflächen manuell besser mit Zuleitungen verbunden werden, wenn der Hallbar auf das Glasröhrchen transferiert wurde.

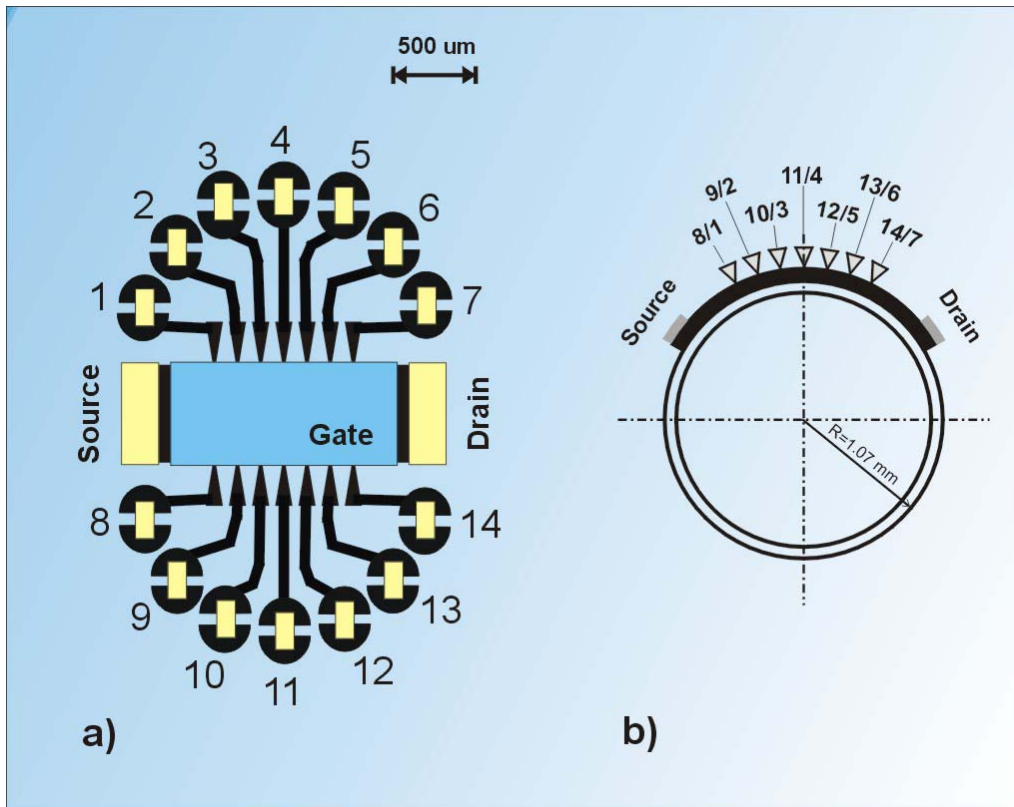


Abb. 5.9: a) Schematische Darstellung der Hallbar-Struktur und der Bezeichnungen aller elektrischen Kontakte. Die ohmschen Kontaktflächen sind gelb dargestellt, die Gate-Elektrode blau. b) Maßstäbliche Darstellung der Seitenansicht der zylinderförmigen Hallbar-Struktur. Der Winkelbereich, der von der Hallbar-Struktur überdeckt wird beträgt  $96^\circ$  bei einem Durchmesser des Glasröhrchens von ca. 2.1 mm.

Der Herstellungsprozess der ohmschen Kontakte verändert die Halbleiterheterostruktur in diesen Bereichen durch den Vorgang des Einlagierens. Das hat zur Folge, dass der ELO-Film und insbesondere die Bereiche mit Kontakten nicht ausreichend auf der Oberfläche des Glasröhrchens zu haften vermögen. Deshalb steht der ELO-Film deutlich über die Kontakte zu den Potentialsonden hinaus um die Kontaktbereiche ausreichend auf der Glasoberfläche fixieren zu können. Es muss jedoch sichergestellt werden, dass alle Randkanäle auch zuverlässig durch die Kontakte laufen. Aus diesem Grund befinden sich entsprechende Aussparungen im ELO-Film um die Kontaktflächen herum (siehe Abb. 5.9 a).

Die Herstellung der Struktur muss vollständig im Pre-Processing durchgeführt werden, da nach dem Transfer des ELO-Films auf die Oberfläche des Glasröhrchens eine optische Lithografie nicht mehr durchgeführt werden kann. Es jedoch nicht möglich, die vollständige Struktur des Hallbars vor dem



epitaktischen Lift-off zu erzeugen, da die feinen Potentialsonden beim Transfer auf das Glasröhrchen zerstört werden würden.

Es muss also ein anderer Weg gefunden werden, der es ermöglicht, einerseits die endgültige Hallbar-Struktur erst nach dem Transfer des ELO-Films zu definieren, aber andererseits auch keine zusätzlichen Lithografieprozesse mehr benötigt.

Die nachfolgende Abbildung zeigt schematisch die einzelnen Prozessschritte. Zunächst muss das entsprechende Probenmaterial auf eine Größe gebracht werden, die nur geringfügig die Abmessungen der Hallbar-Geometrie überschreitet.

Die gesamte Hallbar-Geometrie besitzt eine elliptische Form. Diese Form ist bewusst so gewählt worden, um das Krümmen des ELO-Films zu vereinfachen. Die längere Achse der Ellipse ist parallel zur Zylinderachse des Glasröhrchens ausgerichtet. Beim Transfer des ELO-Films (siehe hierzu Kapitel 3.3) kommt die Unterseite zuerst mit der Oberfläche des Glasröhrchens in Kontakt und fixiert den ELO-Film über die gesamte Länge der Ellipse hinweg auf der Glasoberfläche.

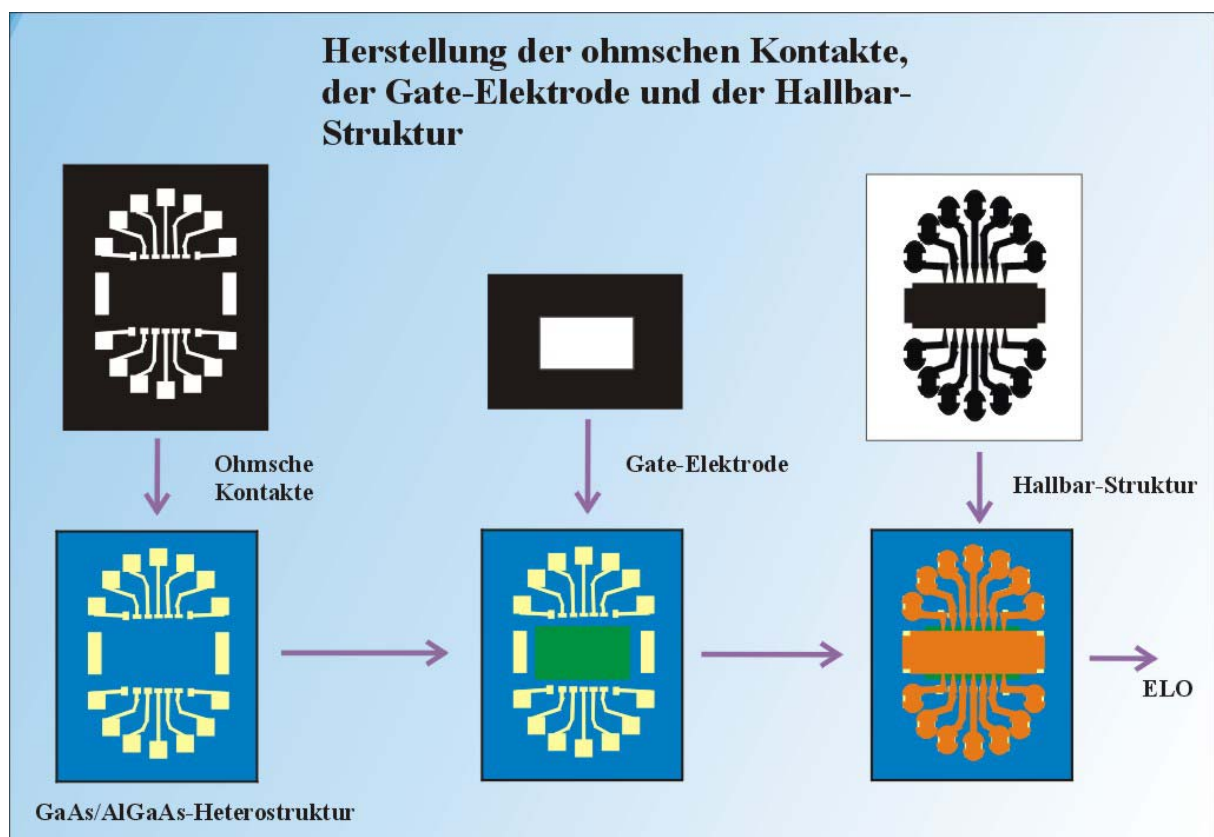


Abb. 5.10: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte bis zum epitaktischen Lift-off. Die Besonderheit ist hier, dass die Struktur des Hallbars lediglich durch einen Photoresist (orange dargestellt) definiert wird, aber der abschließende nasschemische Ätzprozess erst dann durchgeführt wird, wenn der ELO-Film auf die Oberfläche des Glasröhrchens transferiert wurde.

Im ersten Arbeitsschritt werden die ohmschen Kontakte definiert. Wie auf der linken Seite in Abbildung 5.10 zu erkennen ist, werden die Kontaktflächen bis nahe zu den Potentialsonden geführt. Damit wird erreicht, dass der Kontaktwiderstand der Zuleitungen zu den Potentialsonden so gering wie möglich ausfällt. Nach dem thermischen Einlegieren der Kontaktflächen wird im nächsten Arbeitsschritt die Gate-Elektrode erzeugt.

Die Gate-Elektrode wird durch eine entsprechende Metallbedampfung definiert. Als Material wird NiCr in einer Schichtdicke nicht unter 20 nm verwendet. Auf die einwandfreie, homogene Herstellung der Gate-Elektrode muss besonderer Wert gelegt werden, da die Längskanten beim abschließenden nasschemischen Ätzprozess als Ätzresist dienen sollen.

Um die Funktion der Gate-Elektrode zu gewährleisten, muss das 2DES in seiner gesamten Breite über den Hallbar hinweg von der Metallbedampfung der Gate-Elektrode überdeckt werden. Im nachfolgenden Schritt wird nun die gesamte Geometrie des Hallbars in Form einer Photoresistschicht (orange dargestellt in Abb. 5.10) definiert. Um hier zu vermeiden, dass die optische Lithografie die Kanten der Gate-Elektrode überdeckt, wird die Breite des Hallbars etwas geringer als die Breite der Gate-Elektrode definiert. Das hat zur Folge, dass die Metallbedampfung des Gates deutlich über die Breite des Hallbars hinaus steht. Da die metallische Gate-Elektrode resistiv ist gegenüber einer GaAs-Ätzlösung, werden die Längskanten des Hallbars im Bereich der Potentialsonden durch die Kanten der Gate-Elektrode definiert.

Nun wird die Struktur mit der APIEZON-Deckschicht überzogen, wie detailliert in Kapitel 3 beschrieben wurde, bevor der epitaktische Lift-off durchgeführt werden kann. Der große Vorteil ist nun, dass die Photoresistschicht durch das Lösungsmittel TRI, welches zum Lösen des APIEZONS benötigt wird, nicht beschädigt wird. Damit ist nun die gesamte Struktur lithografisch vollständig definiert und der ELO-Film kann als Ganzes auf das Glasröhrchen transferiert werden.

Vor dem Transfer des ELO-Films wird zuerst die gesamte APIEZON-Deckschicht abgelöst, wobei der ELO-Film auf der gekrümmten Wasseroberfläche schwimmt, wie in Kapitel 3.3 ausführlich beschrieben wurde. In Abbildung 5.11 oben ist das Ergebnis nach dem Transfer des ELO-Films abgebildet. Den Abschluss bildet nun der nasschemische Ätzschritt, der alle über die Struktur des Photoresists hinausstehenden Bereiche der Heterostruktur entfernt. In Abbildung 5.11 unten ist die fertige Hallbar-Struktur abgebildet.

---

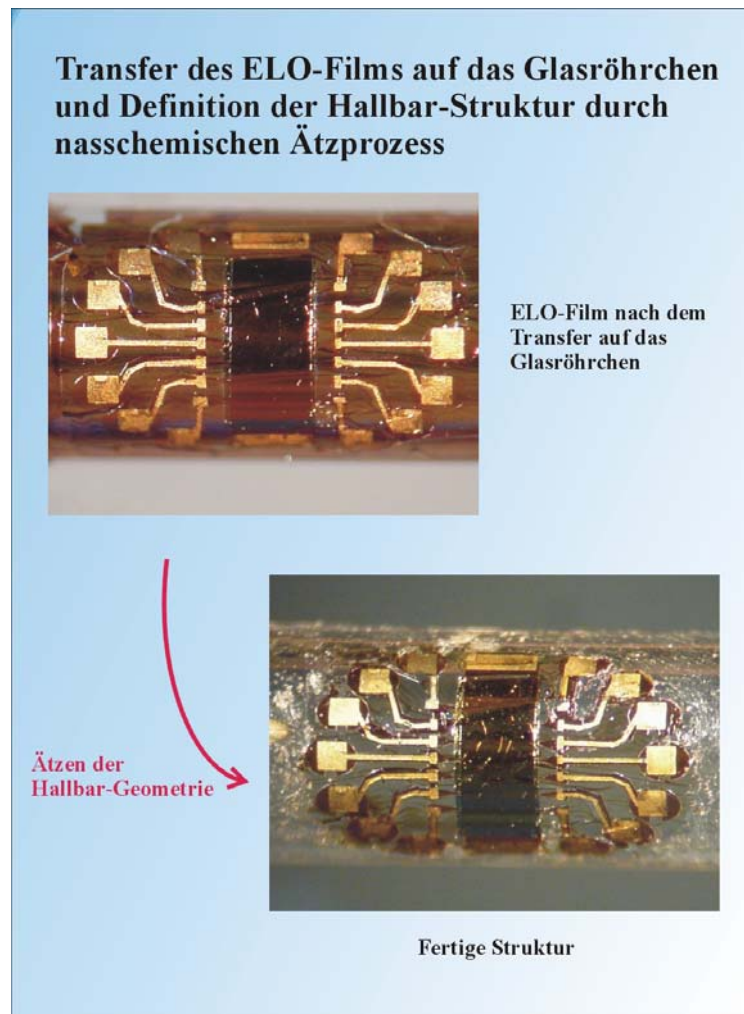


Abb. 5.11: Oben ist die Hallbar-Struktur nach dem epitaktischen Lift-off und dem Entfernen der APIEZON-Deckschicht dargestellt. Das untere Bild zeigt den fertigen Hallbar nach dem abschließenden Ätzprozess.

Für die nachfolgenden Messungen wurden insgesamt zwei Proben, die aus unterschiedlichen Heterostrukturen bestehen, hergestellt. Die erste Probe (Bezeichnung QHE1) wurde aus einer Heterostruktur des Walter-Schottky-Instituts, die zweite Probe (Bezeichnung QHE2) aus einer Heterostruktur der Firma SIEMENS hergestellt. Der genaue Schichtenaufbau der Ausgangsmaterialien ist im Anhang zu finden.

## 5.4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussionen

An den Proben QHE1 und QHE2 wurden Magnetotransportmessungen durchgeführt. Dazu wurde durch den Hallbar über die Source- und Drain-Kontakte (siehe Abbildung 5.9) ein konstanter Strom  $I = 10 \mu\text{A}$  eingepreßt. Die Gate-Elektrode wurde fest mit dem Source-Kontakt verbunden und beeinflusst somit die Eigenschaften des 2DES nicht.

Die Messungen fanden bei 4.2 K statt und die Proben konnten *in situ* im Magnetfeld längs der Zylinderachse um einen Winkel von  $70^\circ$  gedreht werden.

Durch Messung des longitudinalen Magnetowiderstandes können aus den SdH-Oszillationen zunächst die Ladungsträgerdichten der beiden Proben, mit Gl. 5.12 aus Kapitel 5.2.2 bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \text{Probe QHE1: } N_{2\text{DES}} &= 2.15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \\ \text{Probe QHE2: } N_{2\text{DES}} &= 10.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \end{aligned} \quad (5.51)$$

Die nachfolgende Messung (Abbildung 5.12) zeigt für QHE2 den longitudinalen Widerstand  $R_{xx}$  zwischen den Potentialabgriffen 12 und 14 in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B$  und von der Orientierung der Probe im Magnetfeld. Die Probe wurde dabei *in situ* gedreht (-4 Skt. bis +4 Skt.).

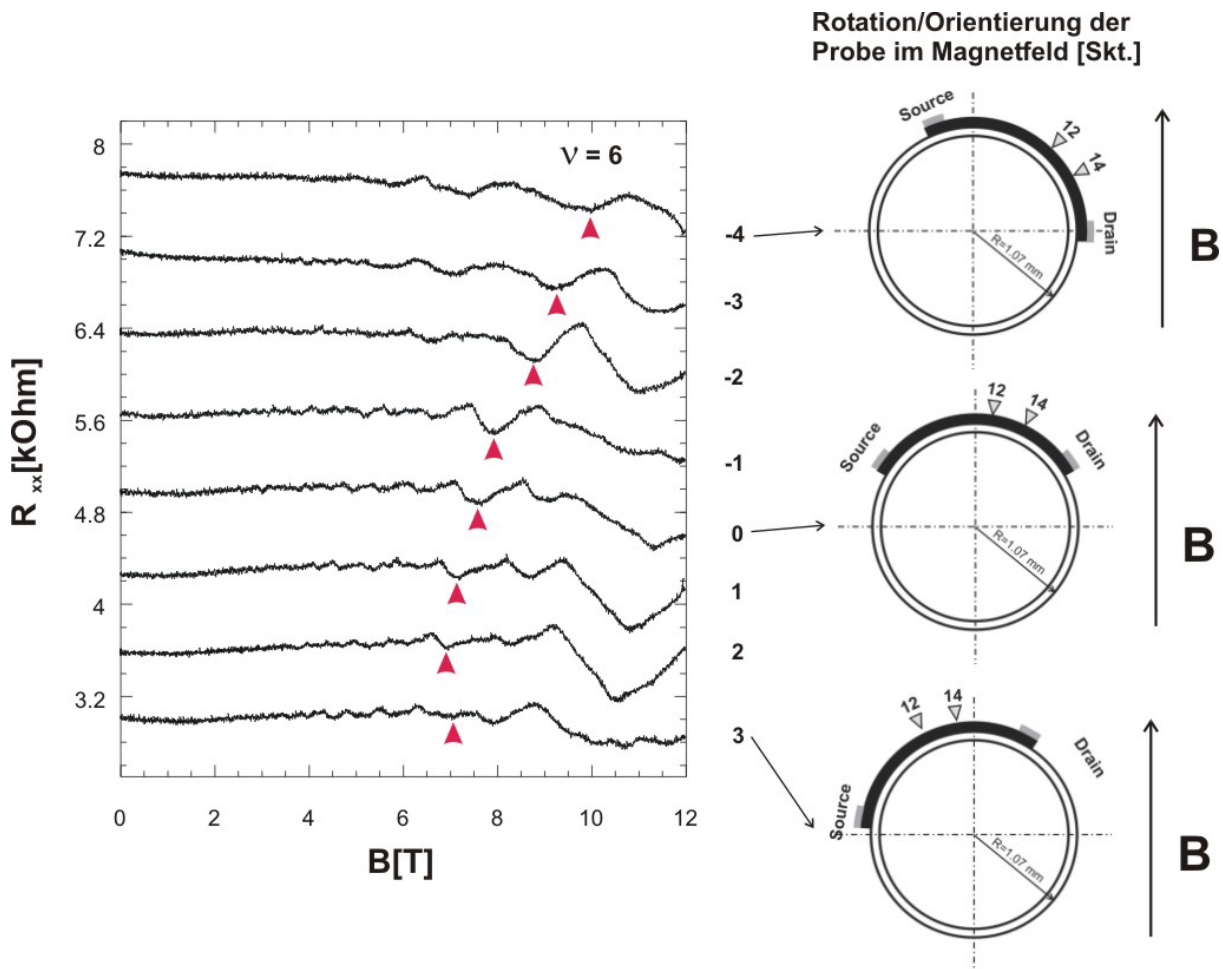


Abb. 5.12: Messung des longitudinalen Widerstandes  $R_{xx}$  zwischen den Potentialabgriffen 12 und 14 der Probe QHE2. Die Probe wurde *in situ* gedreht. In den Hallbar wurde über die Source- und Drain-Kontakte ein konstanter Strom  $I=10 \mu\text{A}$  eingepreßt. Die Gate-Elektrode wurde mit dem Source-Kontakt verbunden. Die roten Markierungen zeigen die Lage der SdH-Oszillationen für den Füllfaktor  $\nu=6$  in Abhängigkeit von der Rotation der Probe um die Zylinderachse. Die Lage der Minima für Füllfaktor 6 zeigen eindeutig eine Abhängigkeit von der Probenorientierung. Die Kennlinien wurden zur besseren Übersicht um einen konstanten Wert nach oben verschoben.

Der Potentialabgriff 12 ist bei einer Probenorientierung von  $-4$  Skt. um  $45^\circ$  gegen die Richtung des äußeren Magnetfeldes  $B$  gedreht.

Die zu Füllfaktor  $\nu = 6$  gehörenden Minima der SdH-Oszillationen sind durch einen roten Pfeil markiert. In den Kennlinien zeigt sich deutlich, dass die Lage des Minimums der SdH-Oszillationen für Füllfaktor  $\nu = 6$  von der Orientierung der Probe abhängig ist. Die Lage des Minimums ist durch das maximale, senkrechte Magnetfeld zwischen den Potentialabgriffen 12 und 14 definiert. Das lässt sich einfach zeigen:

Betrachtet man die Kennlinie für den longitudinalen Widerstand bei einer Probenorientierung von  $-4$  Skt., so erkennt man an der Lage der Potentialsonden bei dieser Probenorientierung (siehe Abbildung 5.12 rechts oben), dass der maximale senkrechte Magnetfeldanteil zwischen den beiden Potentialabgriffen 12 und 14 gerade bei der Position des Potentialabgriffs 12 herrscht.

Liest man an der Kennlinie den zu Füllfaktor  $\nu = 6$  gehörenden Magnetfeldwert ab, so erhält man  $B = 9.86$  T. Aus diesem Wert und der Lage des Potentialabgriffs 12 gegenüber der Richtung des äußeren Magnetfeldes ( $45^\circ$ ) lässt sich der senkrechte Anteil des Magnetfeldes an dieser Stelle berechnen:

$$B_{\perp} = \cos(45^\circ) \cdot B_{\max} = \cos(45^\circ) \cdot 9.86 \text{ T} = 6.97 \text{ T} \quad (5.52)$$

Mit dem bekannten Wert der Ladungsträgerdichte  $N_{2DES}$  für die Probe QHE2 (siehe Gl. 5.51) lässt sich über Gl. 5.8 der zu Füllfaktor  $\nu = 6$  gehörende Magnetfeldwert berechnen:

$$B[\text{T}] = \frac{N_{2DES} [\text{cm}^{-2}]}{2.418 \cdot 10^{10} \cdot \nu} = \frac{10.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}}{2.418 \cdot 10^{10} \cdot 6} = 7.03 \text{ T} \quad (5.53)$$

Ein Vergleich dieser beiden Werte zeigt eine hervorragende Übereinstimmung. Folglich ist der maximale, senkrechte Anteil des äußeren Magnetfeldes für die Lage der Minima der SdH-Oszillationen verantwortlich.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist in dem schematischen Randkanalbild in Abbildung 5.13 zu finden. Die Zahl der Randzustände ist von der Stärke des Magnetfeldes abhängig. Im Bereich des maximalen Magnetfeldes zwischen den Potentialabgriffen ist die Zahl der Randzustände geringer als in den Bereichen niedrigeren Magnetfeldes. Die Zahl der stromführenden Randzustände wird jedoch durch den Bereich um das maximale Magnetfeld herum definiert (Markierung  $B_{\max}$  in Abbildung 5.13), so dass die nicht durchgehenden Randzustände aus Bereichen geringeren Magnetfeldes (siehe Markierung 2 in Abbildung 5.13) keinen nennenswerten Beitrag zum Widerstand liefern können.

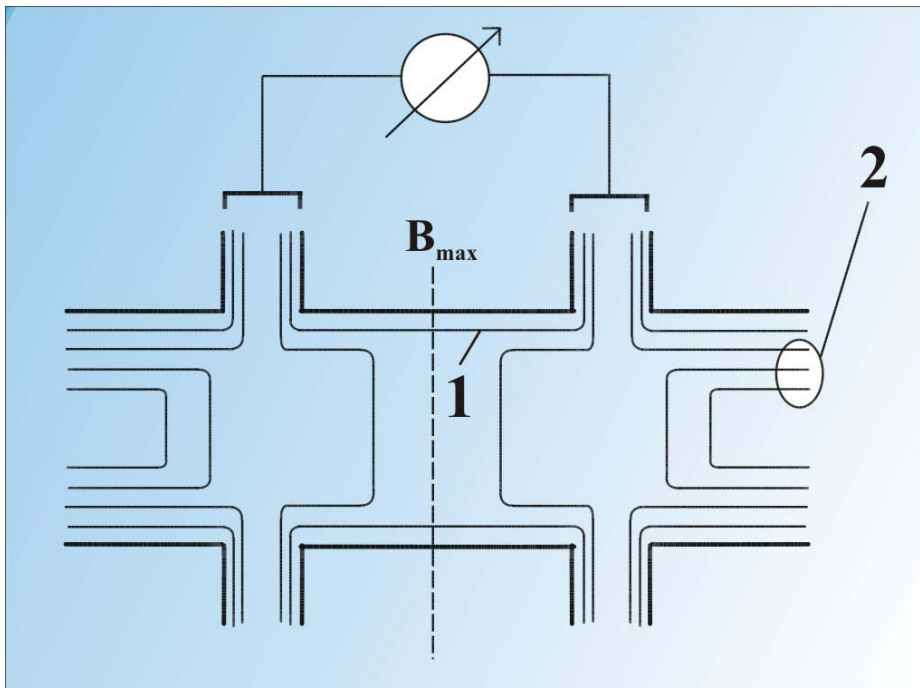


Abb. 5.13: Schematisches Randkanalbild. Die Zahl der durchgehenden Randzustände (Definition "Randzustand" siehe [BEENAKKER91]) bestimmt überwiegend den Widerstand der Probe zwischen den Potentialabgriffen (siehe Markierung 1). Die Randzustände bei geringerem Magnetfeld (siehe Markierung 2) liefern keinen signifikanten Strombeitrag, da sie nicht durchgehend sind.

Die nachfolgend dargestellte Messung zeigt wiederum den longitudinalen Widerstand  $R_{xx}$  der Probe QHE2. Die hier verwendeten Potentialabgriffe (2 und 7) sind deutlich weiter voneinander entfernt, als dies bei den Messungen aus Abbildung 5.12 der Fall war.

Wie zu erkennen ist, ändert sich die Lage der SdH-Oszillationen insbesondere in den Bereichen, in denen die Probe eine Orientierung zwischen 1 bis  $-1$  Skt. besitzt, nicht. Betrachtet man die Orientierung der Potentialabgriffe respektive zur Richtung des äußeren Magnetfeldes  $B$ , so zeigt sich, dass in diesem Winkelbereich immer das maximale, senkrechte Magnetfeld zwischen den Potentialabgriffen identisch mit dem äußeren Magnetfeld  $B$  ist.

Damit darf sich, wie oben gezeigt wurde, die Lage der SdH-Oszillationen auch nicht verändern.

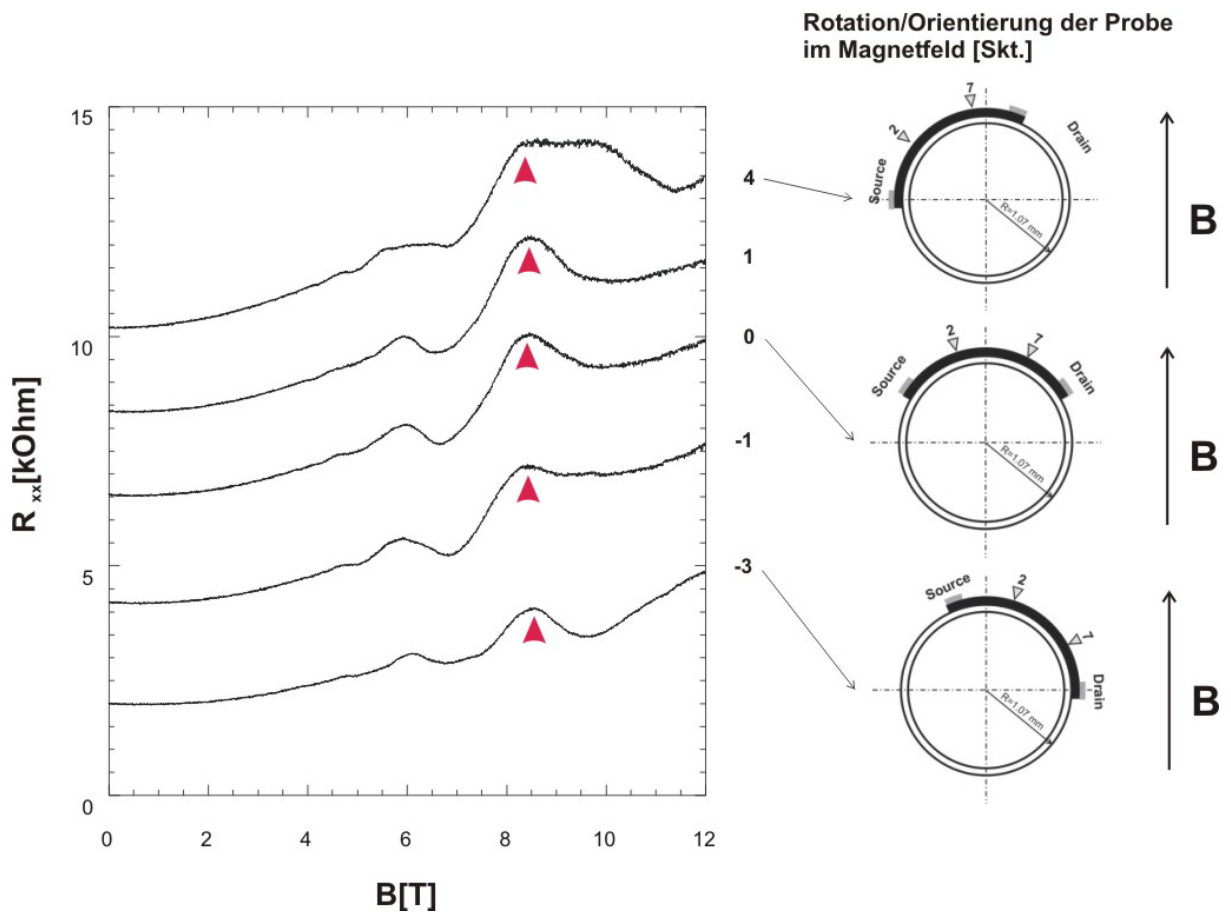


Abb. 5.14: Messung des longitudinalen Widerstandes  $R_{xx}$  zwischen den Potentialabgriffen 2 und 7 der Probe QHE2. Die Probe wurde in situ gedreht. In den Hallbar wurde über die Source- und Drain-Kontakte ein konstanter Strom  $I=10 \mu\text{A}$  eingepreßt. Die Gate-Elektrode wurde mit dem Source-Kontakt verbunden. Die roten Markierungen zeigen, dass sich die Lage der SdH-Oszillationen insbesondere im Bereich einer Orientierung der Probe von 1 bis  $-1$  Skt. nicht ändern. In diesem Bereich herrscht aufgrund der größeren Distanz zwischen den Potentialabgriffen stets das maximale äußere Magnetfeld. Die Kennlinien wurden zur besseren Übersicht um einen konstanten Wert nach oben verschoben.

Die nunmehr folgenden Kennlinien befassen sich mit der Messung des transversalen(Hall)-Widerstandes. Der Verlauf des Hall-Widerstandes weicht erwartungsgemäß von dem eines planaren 2DES ab. Zunächst fällt in den Messungen (Abbildung 5.15, grüne Markierung) auf, dass die Hallplateaus keine scharf definierten Stufen besitzen, sondern vielmehr stark abgerundet sind. Die Ursache hierfür kann darin begründet sein, dass die Potentialabgriffe eine Breite in der Größenordnung einiger  $10 \mu\text{m}$  besitzen, wodurch eine gemittelte Hallspannung aus unterschiedlichen Landau-Niveaus aufgenommen wird.



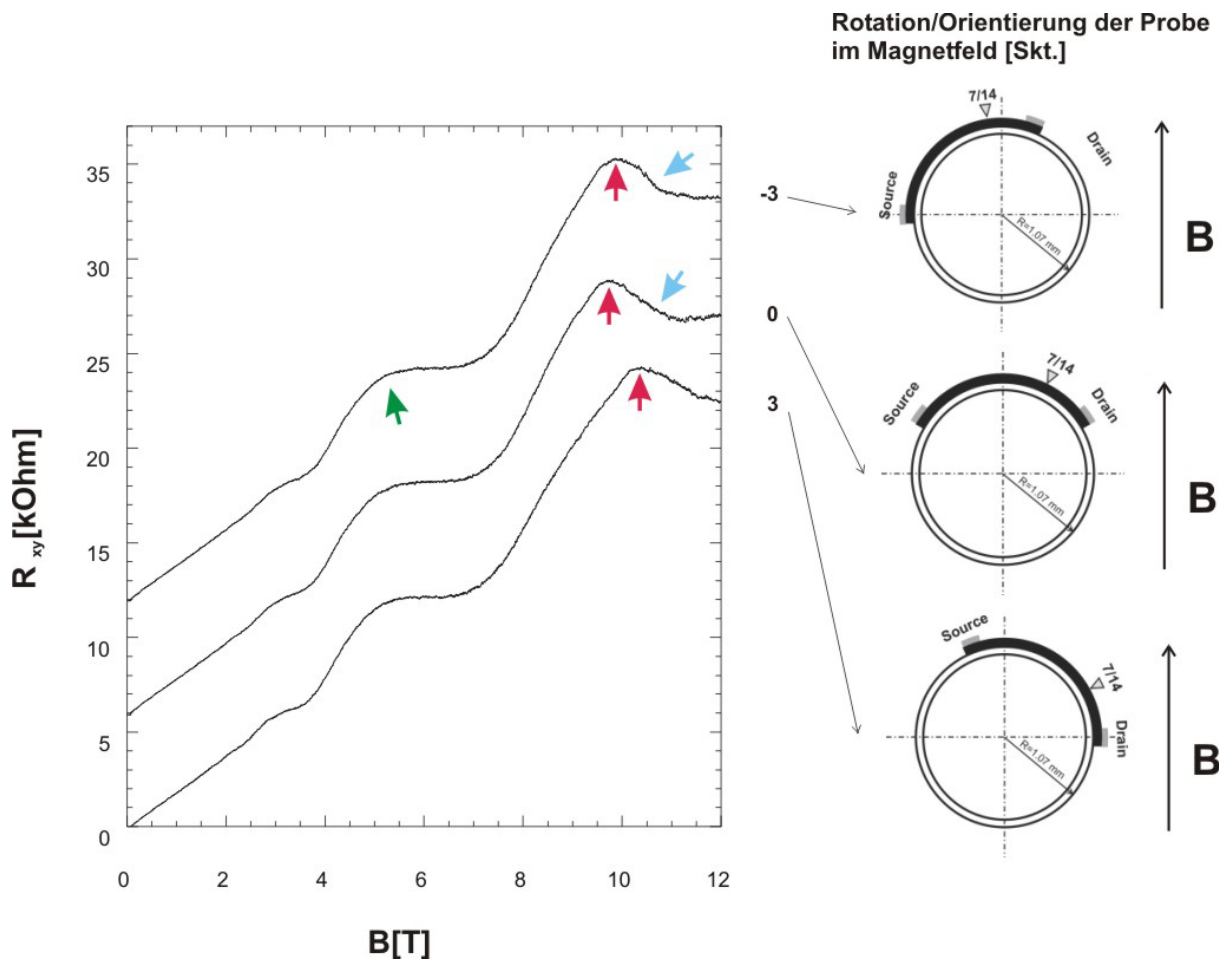


Abb. 5.15: Messung des Hall-Widerstandes  $R_{xy}$  an der Probe QHE1 in Abhängigkeit von der Orientierung der Probe. Die Hallspannung wurde zwischen den (gegenüberliegenden) Potentialabgriffen 7 und 14 gemessen. Es wurde ein konstanter Strom  $I=10 \mu\text{A}$  in den Hallbar eingepreßt. Die Gate-Elektrode ist mit dem Source-Kontakt verbunden. Rechts ist die genaue Orientierung der Probe bezüglich des äußeren Magnetfeldes dargestellt. Die Stufen der Hallplateaus im Magnetfeldbereich von 4 T bis 9 T sind stark abgerundet (grüne Markierung). Die Lage der Hallplateaus bei den roten Markierungen ist von der Probenorientierung abhängig. Der Verlauf von  $R_{xy}$  für Magnetfelder  $B > 9 \text{ T}$  zeigt ein charakteristisches Verhalten (blaue Markierung): der Hallwiderstand hat in diesem Bereich keine konstanten Plateaus, sondern fällt dort ab. Im übrigen wurden die Kennlinien der Probenorientierungen  $-3$  und  $0 \text{ Skt.}$  zur besseren Übersicht um einen konstanten Wert nach oben verschoben.

Weiterhin ist zu erkennen, dass die Lage der Hall-Plateaus oberhalb eines Magnetfeldwertes von 9 T deutlich von der Orientierung der Probe im Magnetfeld B abhängig ist (siehe rote Markierungen in Abb. 5.15).

Bemerkenswert ist das Verhalten des Hall-Widerstandes für hohe Magnetfelder B (siehe blaue Markierungen in Abb. 5.15). Hier formieren sich keine Plateaus mehr, sondern vielmehr sinkt der Hallwiderstand in diesem Bereich wieder ab. Dieses Verhalten soll in den folgenden Messungen genauer untersucht werden.



Die Kennlinien in Abbildung 5.16 wurden bei fester Probenorientierung von 0 Skt. und einer definierten Gatespannung an der Gate-Elektrode in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B$  aufgenommen.

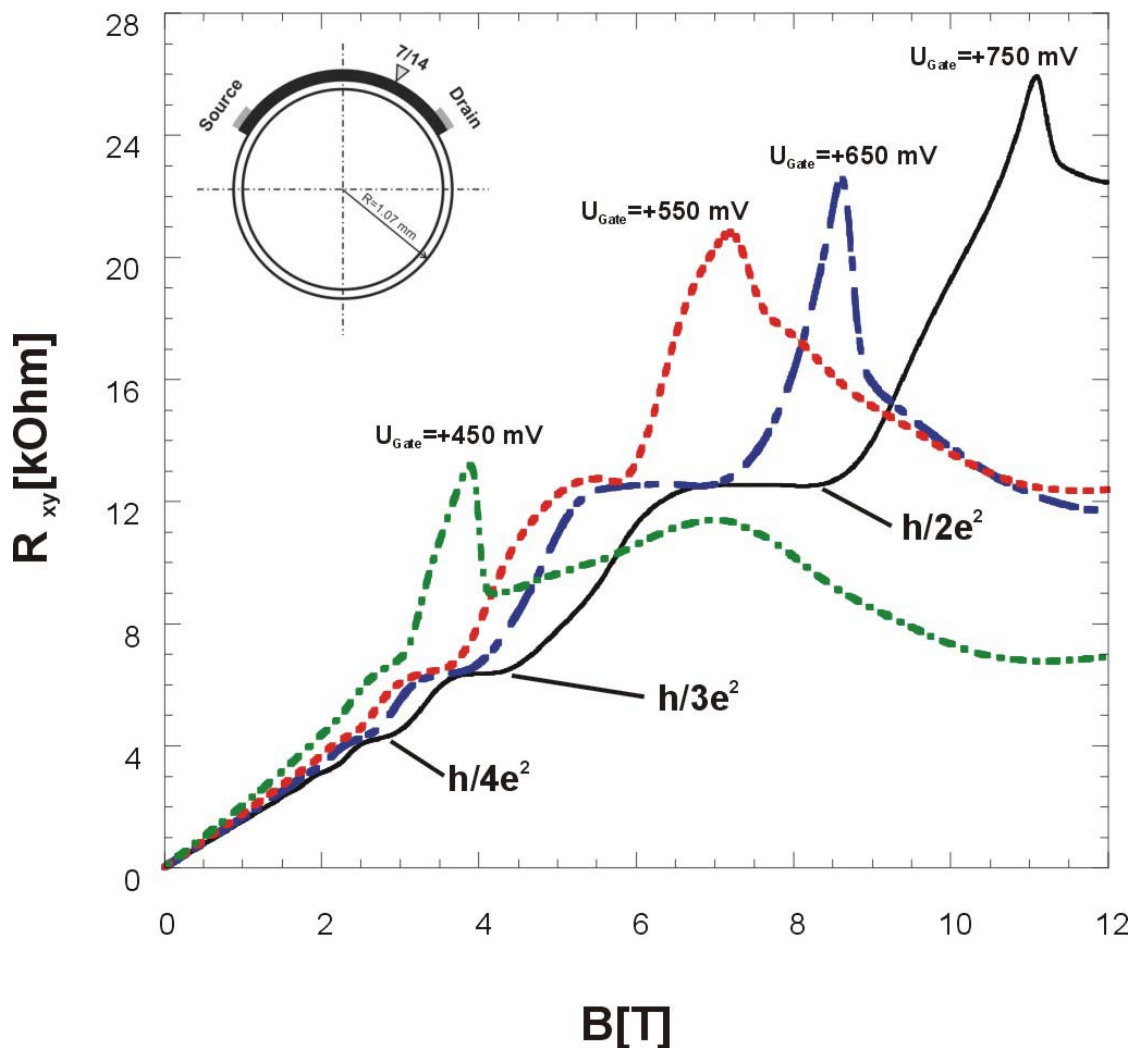


Abb. 5.16: Messung des Hallwiderstandes  $R_{xy}$  an der Probe QHE1 bei fester Probenorientierung von 0 Skt. (siehe links oben). Das Verhalten des Hall-Widerstandes bei niedrigen Füllfaktoren wird in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B$  und einer jeweils für jede Kennlinie fest eingestellten Gatespannung an der Gate-Elektrode gemessen. Die Kennlinien liegen übereinander.

Bei hinreichend kleinen Magnetfeldern entspricht das Verhalten des Hall-Widerstandes dem von planaren Proben: In der Nähe von  $B=0$  T ist eine lineare Abhängigkeit zu beobachten, die dem klassischen Hall-Effekt entspricht. Weiterhin ist zu erkennen, dass sich die Zahl der Ladungsträger innerhalb des 2DES mit sinkender Gatespannung deutlich reduziert, wodurch sich die Lage der Hallplateaus zu niedrigeren Magnetfeldwerten hin verschiebt. Eine Reduktion der Ladungsträger bringt den Effekt, der sich bei kleinen Füllfaktoren bereits in Abbildung 5.15 gezeigt hat, wesentlich deutlicher zur Geltung. Die Struktur des Hall-Widerstandes ist hier nicht mehr mit einem Plateau vergleichbar. Vielmehr zeigt sich ein deutliches Maximum des Hall-Widerstandes, gefolgt von einer Abnahme des

Hallwiderstandes. Bei einer Gatespannung von +450 mV zeigt sich sogar eine Oszillation des Hall-Widerstandes mit steigendem Magnetfeld  $B$ .

Dieses Verhalten wird in der folgenden Messung noch verdeutlicht, indem die Gatespannung und somit die Zahl der Ladungsträger innerhalb des 2DES weiter verringert wird.

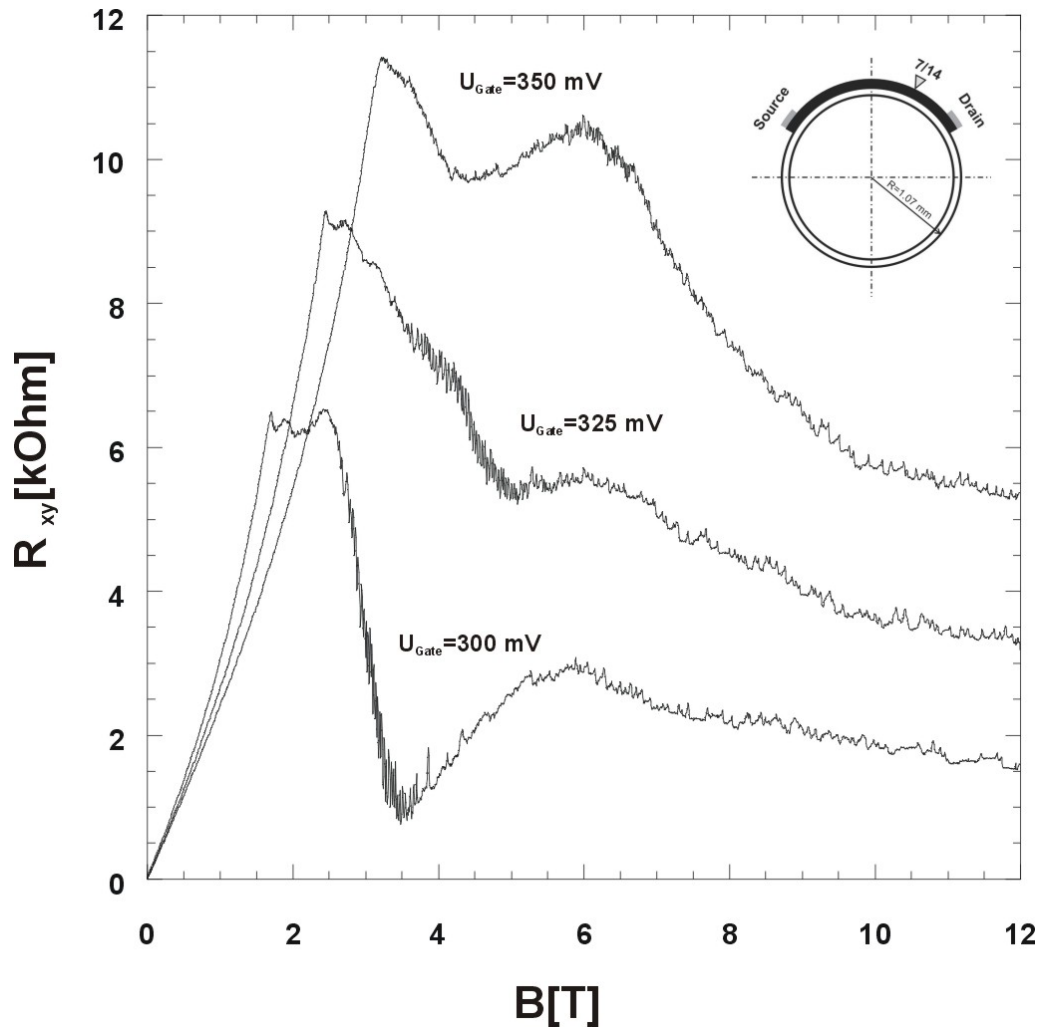


Abb. 5.17: Messung des Hall-Widerstandes  $R_{xy}$  an der Probe QHE1 in Abhängigkeit von der Gatespannung und dem Magnetfeld  $B$  bei fester Probenorientierung von  $0$  Skt. (siehe rechts oben). Im Vergleich zur Abb. 5.16 wurde hier die Gatespannung und damit die Zahl der Ladungsträger noch weiter reduziert. Es zeigt sich deutlich, dass der Hallwiderstand nach einem Maximum sogar fast den Wert Null erreicht.

Wie sich in den Kennlinien in Abbildung 5.17 zeigt, kann der Verlauf des Hall-Widerstandes durch entsprechende Wahl der Gatespannung derart beeinflusst werden, dass dieser sogar den Wert Null erreichen kann. Es ist weiterhin zu erkennen, dass ein Maximum im Verlauf des Hall-Widerstandes gefolgt von der Abnahme des Hall-Widerstandes auftritt. Dieses charakteristische Merkmal in der Struktur des Hall-Widerstandes lässt sich erklären, wenn die Simulation aus Abbildung 5.6 im Kapitel

5.2.3 neu berechnet wird. Mit der Ladungsträgerdichte der Probe QHE1, ergibt sich eine ortsabhängige Ladungsträgerdichteverteilung, wie in Abbildung 5.18 dargestellt ist.

Die numerische Simulation zeigt, dass sich bei einem Magnetfeld  $B=12$  T lokal eine vollständige Verarmung an Ladungsträgern einstellt. Die Erkenntnis aus dieser Simulation lässt die Vermutung zu, dass die Ursache für den charakteristischen Verlauf des Hall-Widerstandes (Abb. 5.17) in einer lokalen Verarmung an Ladungsträgern begründet ist.

Es sei an dieser Stelle nochmals angemerkt, dass in der Simulation die Coulomb-Wechselwirkung nicht berücksichtigt worden ist. Im gekrümmten 2DES bewirkt die lokal variierende Landauenergie eine räumliche Umverteilung der Elektronen. Dieser Umverteilung wirkt jedoch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung entgegen. Die Konkurrenz zwischen Landau-Energie und Elektron-Elektron-Wechselwirkung deutet sich auch in Abbildung 5.16 an. Dort ist zu erkennen, dass bei kleinen Ladungsträgerdichten die Plateaustruktur bereits bei viel kleineren Magnetfeldern (und entsprechend höheren Füllfaktoren) zusammenbricht.

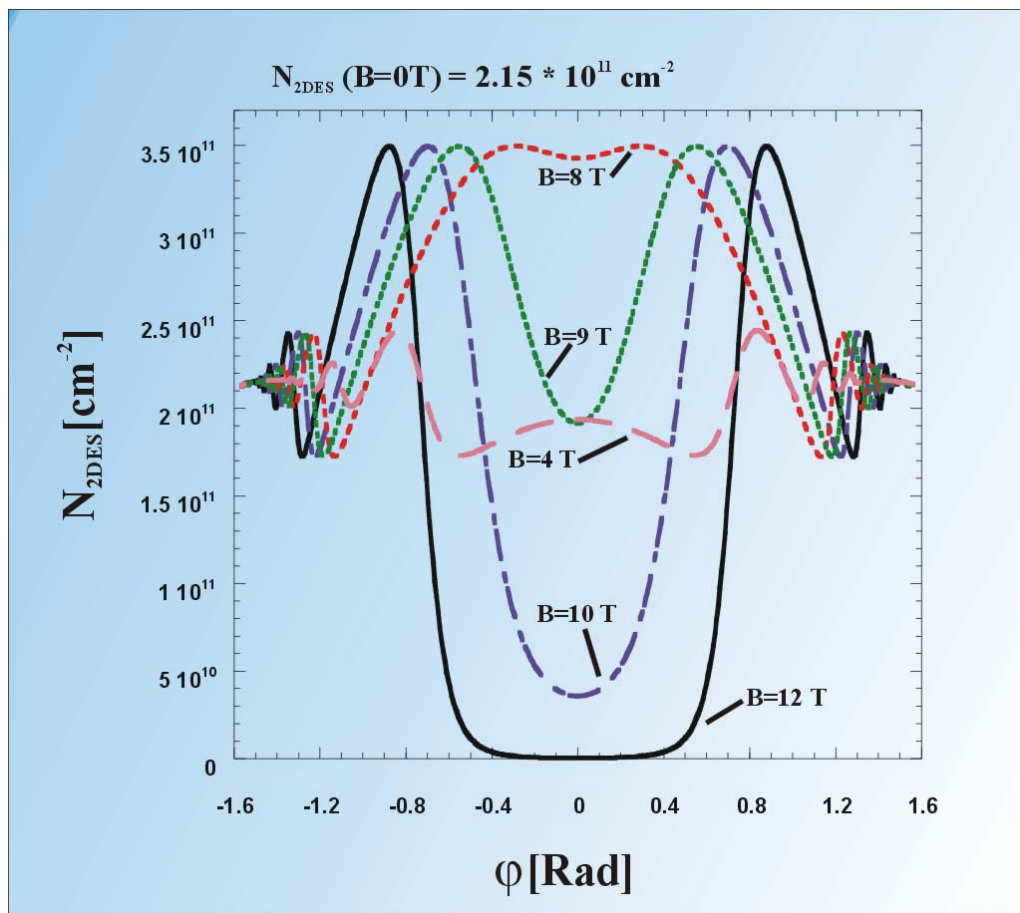


Abb. 5.18: Numerische Berechnung der Ladungsträgerdichteverteilung gemäß den Herleitungen aus Kapitel 5.2. Die Ausgangsladungsträgerdichte im magnetfeldfreien Fall wurde durch die Ladungsträgerdichte ersetzt, die für die Probe QHE1 gemessen wurde. Es zeigt sich deutlich, dass eine vollständige lokale Verarmung an Ladungsträgern bei einem Magnetfeld  $B=12$  T auftritt.

Damit die Hall-Spannung jedoch den Wert Null überhaupt erreichen kann, darf kein Randkanal mehr vom Source- zum Drain-Kontakt gelangen.

Die nachfolgende Abbildung zeigt einen möglichen schematischen Verlauf der Randzustände, so dass kein Randkanal mehr durchgehend ist. Anhand einer Aufsicht auf das zylinderförmige 2DES, wobei der Strom durch das 2DES an den Seitenkanten eingeprägt werden soll, kann sich der dargestellte Verlauf der Randkanäle ergeben. In der Mitte des 2DES soll sich am Ort des stärksten Magnetfeldes eine lokale Verarmung an Ladungsträgern gemäß der numerischen Simulation (Abb. 5.18) einstellen. Wird die Hall-Spannung an den Punkten 1 und 2 gemessen, so müsste das Resultat ein Wert von 0 Volt sein. Man könnte bei einer derartigen Konstellation von einem „magnetisch induzierten Gap“ sprechen.

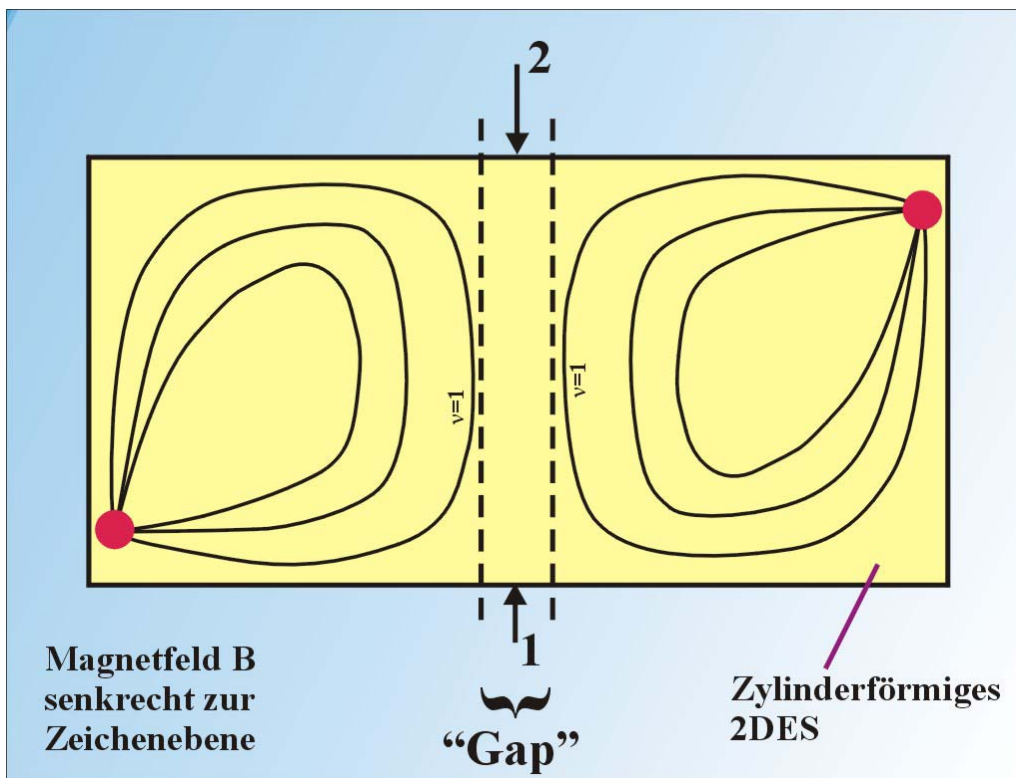


Abb. 5.19: Schematische Darstellung eines möglichen Randkanalbildes. Aufgrund einer lokalen Verarmung an Ladungsträgern (hier im Bereich zwischen den Markierungen 1 und 2) kann sich kein durchgehender Randkanal mehr ausbilden. Vielmehr würde ein „magnetisch induziertes Gap“ entstehen, welches erklären würde, dass die Spannung zwischen den Markierungen 1 und 2, den Wert Null annehmen müsste.

In der folgenden Abbildung sind Magnetkapazitätsmessungen an der Probe QHE1 dargestellt. Die Probe wurde so orientiert, dass sich das maximale Magnetfeld genau in der Mitte des 2DES zwischen Source- und Drain-Kontakt befindet (siehe Abbildung 5.20 links oben). Die Kapazität wurde zwischen der Gate-Elektrode und dem 2DES in Abhängigkeit von der Gatespannung und einem konstanten äußeren Magnetfeld  $B$  gemessen. Um den Widerstand des 2DES zu verringern, wurde der Kontakt zum 2DES gleichzeitig über den Source- und den Drain-Kontakt hergestellt.

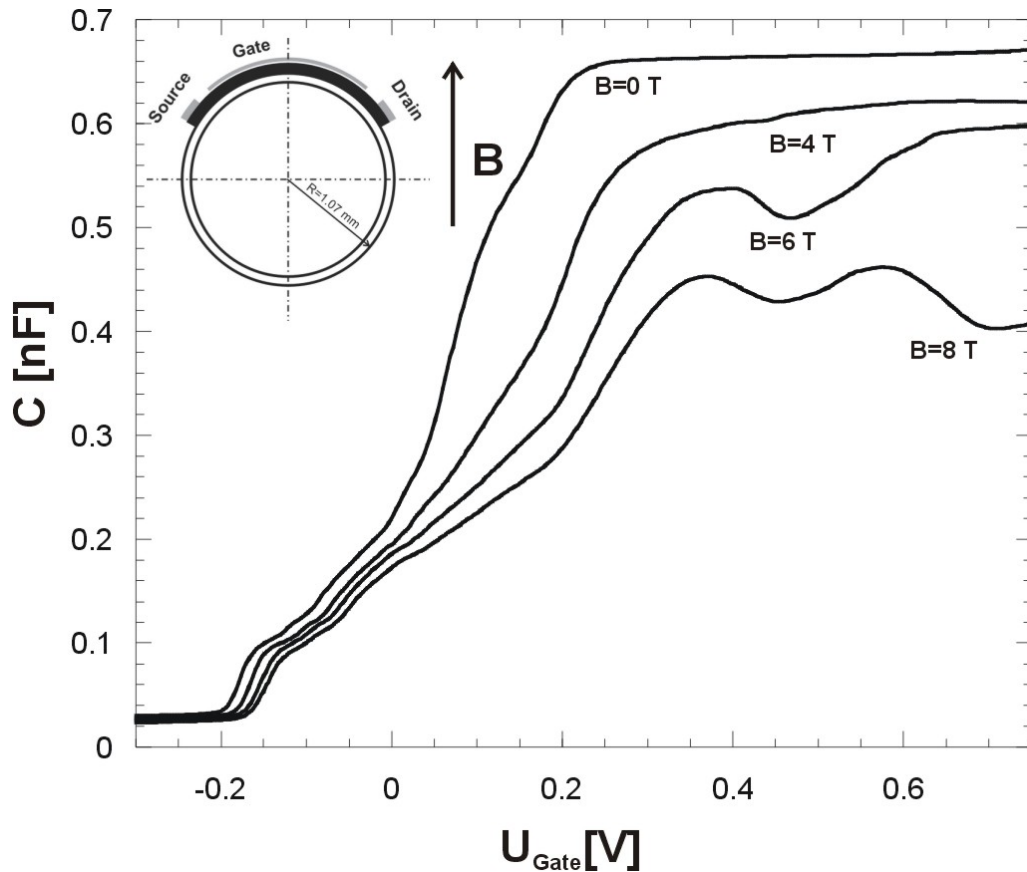


Abb. 5.20: Magnetokapazitätsmessung an Probe QHE1. Die Probe ist wie links oben dargestellt, fest orientiert, wobei das maximale Magnetfeld exakt in der Mitte des zylinderförmigen 2DES anliegt. Die Kennlinien wurden bei unterschiedlichen Magnetfeldern aufgenommen. Die Kapazität wurde zwischen der Gate-Elektrode und dem 2DES gemessen. Um die Effekte des Ladewiderstandes, den das 2DES unweigerlich darstellt zu minimieren, wurde der Kontakt gleichzeitig über den Source- und den Drain-Kontakt hergestellt.

Vergleicht man die Kapazitätsmessungen des zylinderförmigen 2DES aus Abbildung 5.20 mit denen eines planaren 2DES, dargestellt in Abbildung 5.21, so fällt zunächst die deutliche Verbreiterung der Minima in der Kapazität des zylinderförmigen 2DES auf. Zusätzlich zeigt sich, dass die relative Änderung der gemessenen Kapazität deutlich geringer ausfällt als beim planaren 2DES.

Dieses Verhalten kann mit dem Modell aus Abbildung 5.8 verstanden werden:

Die gemessene Kapazität stellt eine Parallelschaltung vieler lokaler Systeme bestehend aus einer Serienschaltung zweier Kondensatoren dar, wobei ein Kondensator die geometrische- und der andere die Kapazität des 2DES repräsentiert. Da sich die Zustandsdichte und somit die Kapazität des zylinderförmigen 2DES als Funktion des Orts ändert, stellt die gemessene Kapazität gleichsam eine Integration über alle lokalen Teilsysteme dar. So beeinflussen Bereiche des zylinderförmigen 2DES, in denen ein geringerer Anteil des senkrechten Magnetfeldes herrscht und somit die Landau-Niveaus dicht zusammen liegen, die gemessene Kapazität. Dadurch sinkt erstens die gemessene Kapazität relativ zum

planaren 2DES nicht so stark ab und zweitens erfahren die Minima der Kapazität eine deutliche Verbreiterung.

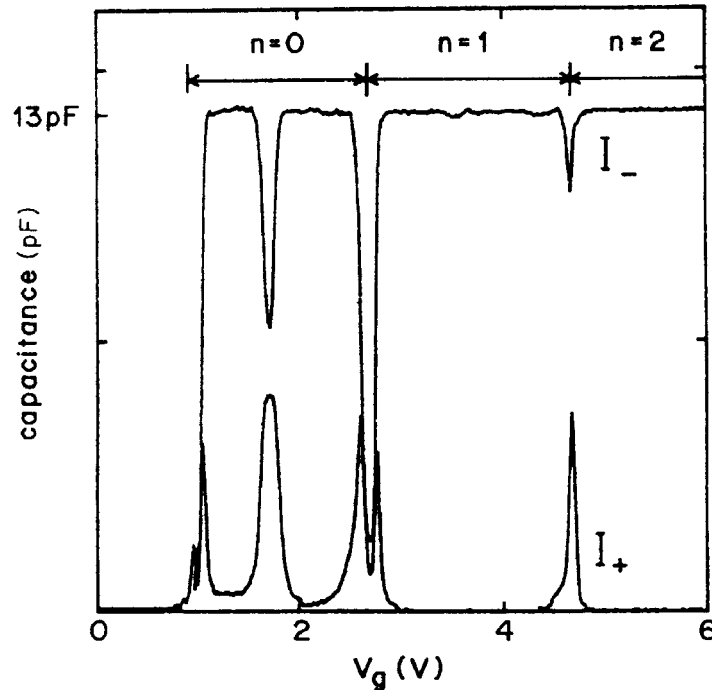


Abb. 5.21: Kapazitätsmessung an einem planaren 2DES aus [GOODALL85] zum Vergleich mit den Resultaten der Magnetokapazität eines zylinderförmigen 2DES.

Betrachtet man die Orientierung der Probe im Magnetfeld (siehe Abb. 5.20 links oben), so kann wie folgt argumentiert werden:

Je größer der Winkelbereich wird, den das zylinderförmige 2DES überdeckt, umso geringer wird die gemessene Kapazität absinken und umso deutlicher wird die Verbreiterung der Minima werden. Im Gegensatz dazu würde die gemessene Kapazität mehr die Form des planaren 2DES annehmen, wenn der Winkelbereich, den das zylinderförmige 2DES überdeckt, geringer wird.

## 5.5 Zusammenfassung und Ausblick

Es konnte gezeigt werden, dass eine zylinderförmige Hallbar-Geometrie mit einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur und dem modifizierten epitaktischen Lift-off reproduzierbar hergestellt werden kann. An diesen Strukturen konnten Magnetotransport- und Magnetokapazitätsmessungen durchgeführt werden. Die Lage der Minima der SdH-Oszillationen bei der Messung des longitudinalen Widerstandes konnte eindeutig dem zwischen den Potentialabgriffen herrschenden, maximalen Magnetfeld zugeordnet werden.

Die Messungen des Hall-Widerstandes zeigen eindeutig definierbare Stufen, die jedoch deutlich abgerundet sind. Der Verlauf des Hallwiderstandes für hohe Magnetfelder und damit niedrige Füllfaktoren zeigte ein charakteristisches Maximum gefolgt von einer Abnahme des Hall-Widerstandes.

Dieses Verhalten war reproduzierbar. Durch Anlegen einer entsprechenden Gatespannung an die Gate-Elektrode konnte die Ladungsträgerdichte im zylinderförmigen 2DES reduziert werden, wodurch sich die Ausbildung des charakteristischen Maximums des Hall-Widerstandes zu niedrigeren Magnetfeldwerten hin verschoben hat.

Die Abnahme des Hall-Widerstandes konnte im Rahmen des einfachen Modells des zylinderförmigen 2DES für den Grenzfall einer konstanten Fermi-Energie und einer lokal variablen Ladungsträgerdichte so verstanden werden, dass sich bei definierten Ladungsträgerdichten eine vom äußeren Magnetfeld abhängige, vollständige lokale Verarmung an Ladungsträgern ausbilden kann. In diesem Fall würde es keine durchgehende Randzustände mehr geben. Liegt dieser Bereich zwischen den Potentialabgriffen zur Messung der Hall-Spannung, so kann diese wie in den Messungen gezeigt wurde, den Wert Null erreichen.

Zwar ist eine einfache Erklärung im Rahmen des Landau-Büttiker-Formalismus (vergl. Abbildung 5.13) nicht möglich, es konnte jedoch ein prinzipiell mögliches Randkanalbild diskutiert werden. Als Fazit kann jedoch gesagt werden, dass das beobachtete Verhalten des Hall-Widerstandes für Magnetfeldwerte oberhalb 8 T nicht dem Einfluss einer schlecht definierten Probengeometrie, verursacht durch Ladungsträger-Inhomogenitäten oder Risse im ELO-Film zugeschrieben werden kann, da sich bei kleinen Magnetfeldern ausgeprägte Plateaus gebildet haben.

Ein besseres Verständnis der Messungen des Hall-Widerstandes würde eine selbstkonsistente Behandlung der physikalischen Eigenschaften eines zylinderförmigen 2DES erfordern. Insbesondere muss im Vergleich mit dem planaren 2DES in jedem Fall beachtet werden, dass die Fermi-Energie und die Ladungsträgerdichte nicht gleichzeitig konstant sein können. Im Rahmen dieser experimentellen Arbeit musste jedoch auf eine derart ausführliche theoretische Betrachtungsweise verzichtet werden.

Durch die Gate-Elektrode oberhalb des Hallbars konnten erstmals Magnetokapazitätsmessungen an einem zylinderförmigen 2DES durchgeführt werden. Der Verlauf der Kapazität in Abhängigkeit von der Gatespannung und dem äußeren Magnetfeld lässt sich im Vergleich mit der Magnetokapazität eines planaren 2DES verstehen. Ausgehend von einer Modellvorstellung, welche die lokale Variation der Landau-Niveau-Struktur berücksichtigt, kann eine deutliche Verbreiterung der Minima im Verlauf der Kapazität und die relative Abnahme der Kapazität im Vergleich zum planaren 2DES verstanden werden.

Die Strukturgröße der Hallbars ist derzeit dadurch begrenzt, dass eine elektrische Kontaktierung noch von Hand erfolgen muss. Damit ist eine Reduzierung der Abmessungen des Hallbars und dadurch eine Verringerung des Radius des zylinderförmigen 2DES nicht möglich. Zukünftige Entwicklungen sollten darauf abzielen, die elektrische Kontaktierungen der Strukturen durch sogenannte Bonder zu ermöglichen. Damit wäre die Möglichkeit gegeben, den Radius des zylinderförmigen 2DES deutlich reduzieren zu können, wodurch sich eine stärkere lokale Modulation des Magnetfeldes erzielen lassen würde.

Um die Effekte des Hall-Widerstandes und der Magnetokapazität besser verstehen zu können, wäre es möglicherweise interessant, die Gate-Elektrode in zahlreiche, streifenförmige Bereiche aufzuteilen. Damit könnte dann die Ladungsträgerdichte „lokal“ beeinflusst werden. Beispielsweise sollte damit der Effekt des verschwindenden Hall-Widerstandes kompensiert werden können, wenn lokal die

Ladungsträgerdichte zwischen den Potentialabgriffen verändert werden würde. Auch könnte der Verlauf der Magnetokapazität differenzierter betrachtet werden, wenn durch die streifenförmigen Gate-Elektroden die unterschiedliche Bereiche des zylinderförmigen 2DES separiert werden.

---



## 6 PHOTOLUMINESZENZ AN QUANTENTÖPFEN IN VERSPANNTEN HALBLEITER-HETEROSTRUKTUREN

### 6.1 Einleitung

Optoelektronische Bauelemente, basierend auf III-V-Halbleitern, sind für die heutige Halbleiterindustrie unerlässlich. Insbesondere im Bereich der Halbleiterlaser finden zahlreiche Aktivitäten statt, die in der Kommunikationstechnik immer effizientere und flexiblere Bauelemente hervorbringen sollen.

Da die optischen- und optoelektronischen Eigenschaften lichtemittierender Bauelemente primär durch die Wahl der Halbleitermaterialien definiert sind, gibt es zahlreiche Ansätze, diese Eigenschaften zu modifizieren. Hierzu gehört beispielsweise die Möglichkeit, die Wellenlänge eines lichtemittierenden Bauteils kontrolliert abzustimmen.

Ausgangspunkt für die folgenden Überlegungen ist, dass die Wellenlänge der Photolumineszenz einer GaAs-Struktur durch die Applikation eines hohen, hydrostatischen Drucks beeinflusst werden kann ([GUHA98], [CULP97]).

In [SHAN95] wurde eine Studie veröffentlicht, in der die Energie der Photolumineszenzstrahlung einer GaN-Struktur in Abhängigkeit vom äußeren Druck untersucht wurde. Hier wurde gezeigt, dass die Wellenlänge der emittierten Photolumineszenz nahezu linear zu höheren Energien verschoben wurde, wenn der Druck auf die Struktur erhöht wird.

All den Ansätzen, die einen hydrostatischen Druck zur Änderung der optischen Eigenschaften einer Halbleiter-Heterostruktur einsetzen, ist gemeinsam, dass die physikalisch relevanten Schichtstrukturen der Halbleiter auf einem im Vergleich zu den Schichtstrukturen makroskopisch dicken Basissubstrat aufgewachsen worden sind. Dadurch sind die erforderlichen hydrostatischen Drücke immens hoch (Größenordnung: 50 kbar).

Der Einfluss uniaxialer Drücke auf eine GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantentopf-Struktur wurde in [RAU96] theoretisch untersucht, wobei eine analytische Lösung für das Verhalten der Valenzband-Struktur bei uniaxialem Druck senkrecht zur Wachstumsrichtung präsentiert wurde. Eine experimentelle Untersuchung uniaxialer Drücke auf GaAs-basierten Quantentöpfe wurde in [JAGANNATH86] vorgestellt.

Die Technik des epitaktischen Lift-offs bietet auch hier zahlreiche, elegante Ansatzmöglichkeiten. So konnte z. B. in [PATKAR94] gezeigt werden, dass sich kristalline LED-Strukturen basierend auf GaAs, sowie Solarzellen durch den epitaktischen Lift-off von ihren Basissubstrat trennen und auf definierte Oberflächen transferieren lassen. Bei den LED-Strukturen konnte eine Effizienzsteigerung um 30% alleine dadurch erzielt werden, dass das normalerweise in das Substrat emittierte Licht durch eine geeignete Beschichtung der Oberfläche des Zielsubstrates reflektiert werden konnte.

In [PATKAR95] und [AROKIARAJ99] wurden Studien zur Elektro- und Photolumineszenzstrahlung von auf GaAs-basierten Halbleiterstrukturen, modifiziert durch den epitaktischen Lift-off vorgestellt. Der epitaktische Lift-off wurde auch anderen Materialsystemen, z. B. ZnSe-basierte II-VI-Strukturen ([BRYS95]) eingesetzt, um die optischen Eigenschaften zu untersuchen. Bei den zuletzt genannten Arbeiten wurden die Modifikationen der optischen- und optoelektronischen Eigenschaften mit der Technik des epitaktischen Lift-offs erzielt. Es wurden jedoch keine weiteren Modifikationen, wie z. B. zusätzliche mechanische Verspannungen untersucht.

In diesem Abschnitt sollen erste Messungen der Photolumineszenz an GaAs-basierten Quantentopf-Strukturen vorgestellt werden, die durch den epitaktischen Lift-off auf flexible Zielsubstrate transferiert wurden. Durch diese flexiblen Zielsubstrate besteht die Möglichkeit, gezielte mechanische Verspannungen auf die Halbleiter-Heterostrukturen auszuüben, um so die optischen Eigenschaften kontrolliert beeinflussen zu können. Bei der Herstellung der Probenstrukturen wurde großer Wert darauf gelegt, möglichst einfache und reproduzierbare Technologien einzusetzen, um eine spätere Realisation optischer Bauelemente in Betracht zu ziehen.

## 6.2 Photolumineszenz an verspannten Halbleiterstrukturen

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Quantentopf-Strukturen handelt es sich um auf GaAs basierende Halbleiter-Heterostrukturen. In der folgenden Abbildung ist schematisch die Bandstruktur für einen III-V-Halbleiter mit direkter Bandlücke, wie z. B. für GaAs, dargestellt.

In der Nähe von  $k=0$  sind insgesamt vier unterschiedliche Bänder vorhanden: das einem s-Orbital ähnliche Leitungsband und drei weitere, p-Orbitalen ähnliche Valenzbänder. Die positive Krümmung des Leitungsbandes im E-k-Diagramm indiziert, dass es sich um ein Elektronen (e) Band handelt, wogegen die negative Krümmung der drei Valenzbänder dementsprechend mit den Löchern (lh, hh, so) besetzt sind. Zwei der Valenzbänder, das Leichtlochvalenzband (lh) und das Schwerlochvalenzband (hh) sind bei  $k=0$  entartet. Das dritte Valenzband ist das sog. „splitt-off“ (so) Valenzband, hervorgerufen durch die Spin-Bahn-Kopplung.

Die Energiedifferenz zwischen dem Maximum des Valenzbandes und dem Minimum des Leitungsbandes bezeichnet die Bandlücke  $E_g$ . Die Spin-Bahn-Aufspaltung zwischen dem Leichtlochvalenzband und dem Schwerlochvalenzband bei  $k=0$  wird bezeichnet mit dem Symbol  $\Delta$ .

Die drei Valenzbänder haben einen p-Orbital ähnlichen Charakter womit elektrische Dipol-Übergänge von jedem Valenzband zum Leitungsband möglich sind. In Abbildung 6.1 sind schematisch zwei mögliche optische Übergänge eingezeichnet.

Die Absorption eines Photons während eines Interband-Überganges erzeugt ein Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband. Elektronen und Löcher können aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung einen gebundenen Zustand, bezeichnet als Exzitonen, einnehmen.

---

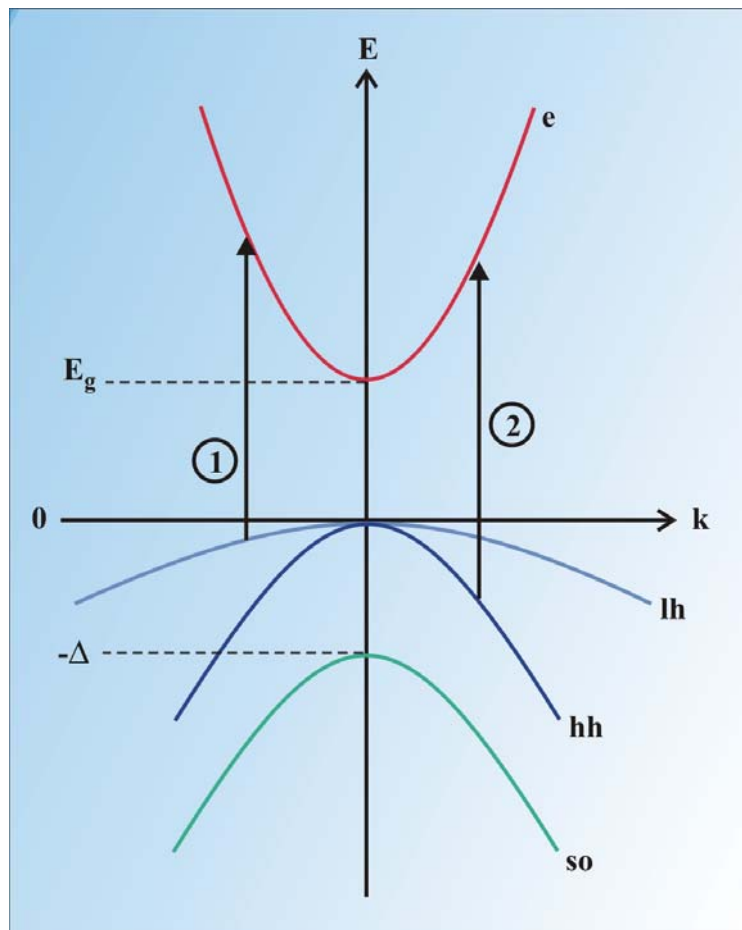


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines III-V-Halbleiters mit direkter Bandlücke, wie GaAs, nahe  $k=0$  (nach [FOX2001]).  $E=0$  entspricht dem oberen Ende des Valenzbandes, während  $E=E_g$  dem unteren Ende des Leitungsbandes entspricht. Es sind insgesamt vier Bänder dargestellt: das Schwerloch-Band („heavy hole (hh) band“); das Leichtloch-Band („light hole (lh) band“); das „splitt-off (so) band“ und das Elektronen-Band („electron (e) band“). Zwei optische Übergänge sind dargestellt: Übergang (1) ist ein hh-Übergang; Übergang (2) ist ein lh-Übergang.

Der Prozess der Photolumineszenz für einen Halbleiter mit direkter Bandlücke ist in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt. Die Absorption eines Photons (hervorgerufen durch Anregung mit einer entsprechenden Lichtquelle, wie z. B. einem Laser) bewirkt eine Injektion von Elektronen in das Leitungsband und analog dazu eine Injektion von Löchern in das Valenzband. Diese Absorption wird möglich, wenn die Frequenz  $\nu_L$  der Lichtquelle so gewählt wird, dass  $h \cdot \nu_L > E_g$  gilt.

In Abbildung 6.2 a) ist zu erkennen, dass die Elektronen relativ hoch im Leitungsband erzeugt werden. Dort verbleiben sie jedoch nur sehr kurze Zeit ( $\approx 10^{-13}$  s), da sie relativ rasch ihre Energie in Form von Phononen verlieren und zum unteren Ende des Leitungsbandes hin relaxieren. Der gleiche Prozess gilt analog für die Löcher im Valenzband. Haben die Elektronen das untere Ende des Leitungsbandes (bzw. die Löcher das obere Ende des Valenzbandes) erreicht, so verbleiben sie dort, bis sie entweder unter Aussendung eines Photons - oder nicht-emittierend - rekombinieren.

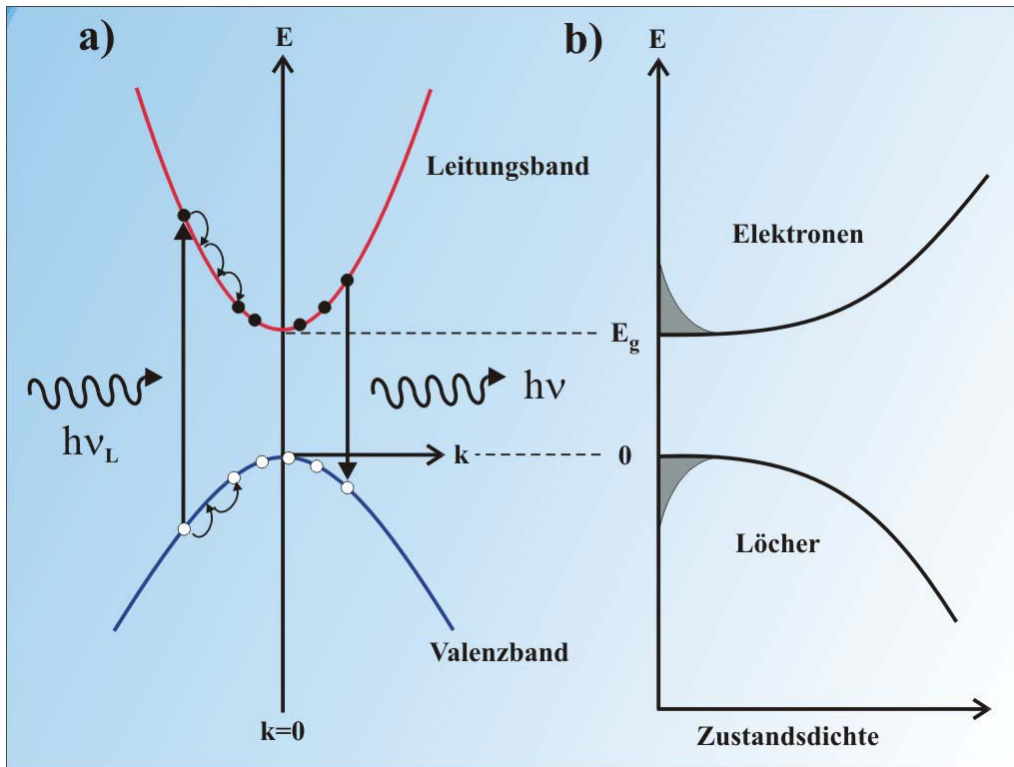


Abb. 6.2: a) schematische Darstellung der Photolumineszenz (nach [FOX2001]) für einen Halbleiter mit direkter Bandlücke nach der Anregung mit der Frequenz  $\nu_L$ . Elektronen und Löcher relaxieren sehr schnell zum unteren (bzw. oberen) Ende des jeweiligen Bandes unter Phononen-Emission hin, bevor sie unter Aussendung eines Photons rekombinieren. b) Schematische Darstellung der Zustands- und Besetzungsdichte für Elektronen und Löcher nach der optischen Anregung.

Die Auswirkungen uniaxialer Verspannungen auf eine GaAs-Quantentopfstruktur sind verhältnismäßig komplex. Beispielsweise bewirken alleine schon die inneren Verspannungen einer GaAs-Quantentopfstruktur, die bei der Herstellung entstehen und einen zwei-dimensionalen Einschluss der Elektronen verursachen, dass die Entartung des lh- und des hh-Bandes bei  $k=0$  aufgehoben wird.

Da es sich bei GaAs um ein Piezoelektrikum handelt, haben mechanische Verspannungen auch elektrische Felder zur Folge. Ein elektrisches Feld kann die optischen Eigenschaften eines Quantentopfes beeinflussen ([VASKO99], [DAVIES99]), wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt ist.

Durch ein zusätzliches elektrisches Feld  $E$ , welches in der Wachstumsrichtung der Halbleiterschichtstruktur wirken soll, werden die Energien sowohl der Elektronen im Leitungsband, als auch der Löcher im Valenzband verringert. Dadurch wird die Absorptionslinie auf einen energetisch niedrigeren Wert  $\epsilon_{QW}(E)$  verschoben. Diese Verschiebung wird als „quantum confined Stark effect“ bezeichnet. Zusätzlich werden die Elektronen und die Löcher durch das elektrische Feld  $E$  jeweils an die gegenüberliegenden Seiten des Quantentopfes gedrängt. Dieser Effekt verringert den Überlapp der Wellenfunktionen. Bei sehr hohen Feldern existiert in diesem Fall durch die räumliche Trennung von Elektronen und Löchern kein wirklicher gebundener Zustand mehr. Dieser Effekt wird als Feldionisation bezeichnet und bewirkt eine endliche Lebensdauer des Exzitons, was sich in einer

Verbreiterung der Absorptionslinie zeigt. Außerdem können durch die Reduktion der Potentialbarrieren Elektronen und Löcher in die Barrieren tunneln.

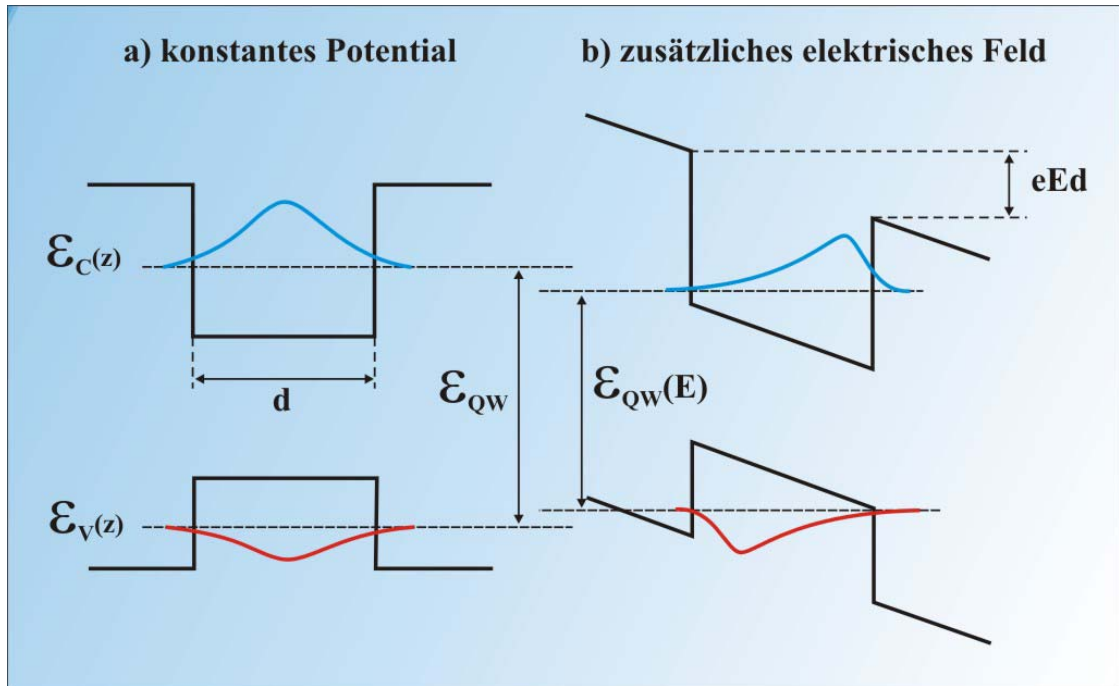


Abb. 6.3: a) In einem Quantentopf der Breite  $d$  beträgt die Absorptionsenergie  $\mathcal{E}_{QW}$ . b) ein äußeres elektrisches Feld  $E$  in Wachstumsrichtung  $z$  führt zu einer Reduktion der Absorptionsenergie auf den Wert  $\mathcal{E}_{QW}(E)$ . Zusätzlich verringert sich der Überlapp zwischen den gebundenen Zuständen im Leitungs- und Valenzband.

Die wichtigste Konsequenz uniaxialer Verspannungen ist jedoch die Reduktion der Symmetrie einer GaAs-Quantentopfstruktur, wodurch die Entartung des lh- und des hh-Bandes weiter angehoben werden kann, wie schematisch in Abbildung 6.4 dargestellt ist.

Eine Verspannung senkrecht zur Wachstumsrichtung kann das lh-Band energetisch über das hh-Band hinaus angehoben werden. Nach [KAPON99] bewirkt somit die geringere transversale effektive Masse der Elektronen im lh-Band eine erhöhte Exzitonen-Rekombinationsrate, was sich in einer deutlich erhöhten Intensität der Photolumineszenzstrahlung zeigen kann.

Durch die energetische Verschiebung der Valenzbänder verändert sich auch die Energielücke zwischen dem Leitungsband und dem lh-, bzw. dem hh-Band, wodurch die Energie der emittierten Photolumineszenzstrahlung beeinflusst wird.

Nach [JAGANNATH86] ist die Änderung der lh- und der hh-Exzitonenenergie einer GaAs-Quantentopfstruktur unter uniaxialer Verspannung eine Funktion der Quantentopfbreite  $L_z$ . So wird in [JAGANNATH86] für die Änderung der hh-Exzitonenenergie in einem  $220 \text{ \AA}$  breiten Quantentopf für geringe Verspannungen  $\leq 1 \text{ kbar}$  ein Wert von  $1.55 \text{ meV/kbar}$ , verglichen mit  $1.1 \text{ meV/kbar}$  für GaAs

Volumenmaterial angegeben. Die Änderung der hh-Exzitonenergie erhöht sich auf 1.75 meV/kbar bei einer Reduktion der Quantentopfbreite auf  $L_z \leq 75 \text{ \AA}$ .

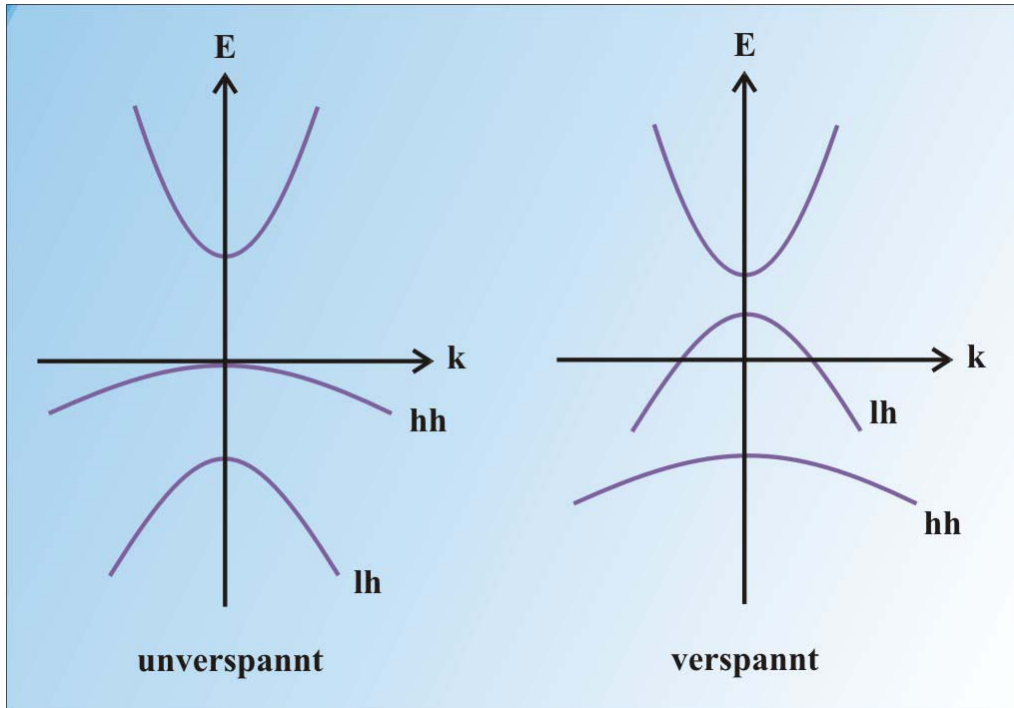


Abb. 6.4: Schematische Darstellung (nach [WEISBUCH91]) für die Veränderung der Bandkanten in einer Quantentopfstruktur in Abhängigkeit von einer Verspannung senkrecht zur Wachstumsrichtung der Struktur. Im unverspannten Zustand wird durch die Ausbildung eines zwei-dimensionalen Elektronensystems die Entartung bei  $k=0$  aufgehoben ([JAGANNATH86]). Im verspannten Zustand kann das lh-Band oberhalb des hh-Bandes verschoben werden. Aufgrund der geringeren transversalen effektiven Masse der Löcher im lh-Band erhöht sich die Rekombinationsrate der Photolumineszenzemission ([KAPON99]). Zusätzlich wird die Energielücke zwischen dem Leitungsband und dem lh-Band reduziert, wodurch sich die Wellenlänge der emittierten Photolumineszenzstrahlung verändert.

Durch eine mechanische Verspannungen wird demnach eine Modulation der Energiebänder hervorgerufen, die im Rahmen der sogenannten Deformationspotentiale beschrieben werden kann. Ausdrücke für die Leitungs- und Valenzbandenergien und die Änderung der Leicht- und Schwerlochbandlücken  $\Delta E_{l,h}$  in Abhängigkeit von der Verzerrung der Einheitszelle lassen sich den  $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Rechnungen aus [PIKUS74] entnehmen:

$$\Delta E_{l,h}(\hat{S}) = a \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \pm \sqrt{\varepsilon_S} \quad (6.1)$$

Die Verzerrung wird durch den symmetrischen Deformationstensor  $\hat{S}$  beschrieben, der wie folgt definiert ist:

$$S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial r_{\beta}} + \frac{\partial u_{\beta}}{\partial r_{\alpha}} \right) \quad \text{mit } \alpha, \beta = x, y, z \quad (6.2)$$

Hier ist  $\vec{u}(\vec{r})$  der Vektor der Verschiebung am Punkt  $\vec{r}$ .

Das '+'-Zeichen ist für den Fall des Leichtlochvalenzbandes und das '-'-Zeichen für das Schwerlochvalenzband zu setzen. Das Deformationspotential  $a$  gibt die Änderung der Bandlückenenergie durch die hydrostatische Komponente der Gitterverzerrung wieder. Mit der relativen Volumenänderung

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \text{Sp}(\hat{S}) = S_{XX} + S_{YY} + S_{ZZ} \quad (6.3)$$

und der energetischen Differenz zwischen Leicht- und Schwerlochbandlücke

$$\varepsilon_S = \frac{b^2}{2} \cdot \left( (S_{XX} - S_{YY})^2 + (S_{XX} - S_{ZZ})^2 + (S_{YY} - S_{ZZ})^2 \right) + d^2 \cdot (S_{XY}^2 + S_{XZ}^2 + S_{YZ}^2) \quad (6.4)$$

lässt sich die Modulation der Bandkantenenergien für einen GaAs-Volumenhalbleiter abschätzen, wenn die in [WALLE89] experimentell bestimmten Zahlenwerte für die Deformationspotentiale verwendet werden, die in der folgenden Tabelle dargestellt sind:

	GaAs
a (eV)	-8.33
b (eV)	-1.7
d (eV)	-4.5

Tab. 6.1: Zahlenwerte der Deformationspotentiale für einen GaAs-Volumenhalbleiter

Für einen Vergleich mit den Lumineszenzexperimenten bei tiefen Temperaturen genügt es, den  $k=0$  Zustand zu betrachten.

Die hydrostatischen Drücke, die aufgrund einer Verspannung der Halbleiterstrukturen ausgeübt werden, lassen sich über die folgende Tensorbeziehung berechnen:

$$T_i = \sum_{j=1}^6 c_{ij} \cdot S_j \quad (6.5)$$

Wobei hier bereits eine verkürzte Schreibweise aufgrund von Symmetrie- und Energiebetrachtungen benützt worden ist. Diese verkürzte Schreibweise arbeitet mit 6er-Vektoren und 6x6-Matrizen.

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} T_{XX} \\ T_{YY} \\ T_{ZZ} \\ T_{YZ} \\ T_{XZ} \\ T_{XY} \end{pmatrix} \quad \hat{S} = \begin{pmatrix} S_{XX} \\ S_{YY} \\ S_{ZZ} \\ 2 \cdot S_{YZ} \\ 2 \cdot S_{XZ} \\ 2 \cdot S_{XY} \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Die Elemente  $c_{ij}$  sind die elastischen Konstanten, die sich für (100)-GaAs in Einheiten von  $10^{10} \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$  wie folgt angeben lassen ([ROCKE97]):

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 11.84 & 5.373 & 5.373 & \dots & \dots & \dots \\ 5.373 & 11.84 & 5.373 & \dots & \dots & \dots \\ 5.373 & 5.373 & 11.84 & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & 5.911 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & 5.911 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & 5.911 \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

Die Photolumineszenzmessungen werden, wie weiter unten noch ausführlicher beschrieben wird, an GaAs-Quantentopfstrukturen durchgeführt, die durch den epitaktischen Lift-off auf die Oberfläche eines flexiblen Zielsubstrates transferiert wurden. Die mechanischen Verspannungen, die bei den Photolumineszenzmessungen in die Quantentopfstrukturen eingepägt werden, sind einerseits durch die unterschiedlichen thermischen Längenausdehnungskoeffizienten von GaAs und dem Zielsubstrat gegeben und andererseits durch eine zusätzliche Verspannung des Zielsubstrates selbst. Unter der Annahme eines linearen thermischen Längenausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  kann die Kontraktion des Zielsubstrates (hier wurde Glas, bzw. eine flexible Polyesterfolie verwendet) für tiefe Temperaturen hinreichend abgeschätzt werden, wobei die Volumenänderung der Quantentopfstruktur selbst durch den Abkühlvorgang vernachlässigt werden soll.

Die Quantentopfstrukturen werden beim Herstellungsprozess in (001)-Richtung auf ein (100)-GaAs-Substrat aufgewachsen. Die Heterostrukturen werden dann durch spalten auf die gewünschten Abmessungen gebracht. Die Spaltung läuft dabei vorzugsweise entlang der (110)-Richtung der Kristallstruktur. Nach dem epitaktischen Lift-off werden die ELO-Filme so auf dem Zielsubstrat angeordnet, dass jeweils die Bruchkanten senkrecht zur Richtung der mechanischen Verspannungen angeordnet sind.

Die mechanischen Verspannungen werden durch flexible Polyester-Zielsubstrate auf die Quantentopfstrukturen übertragen. Durch die obige Abschätzung der energetischen Differenzen von Leicht- und Schwerlochbandlücken unter dem Einfluss einer uniaxialen Verspannung können die Lumineszenzemissionen der Quantentöpfe einer signifikanten Verspannung zugeordnet werden. Ein derartige Charakterisierung ermöglicht eine Abschätzung der entsprechenden hydrostatische Drücke entlang der Kristallachsen. In dieser Abschätzung muss jedoch der Effekt der thermischen Kontraktion des Zielsubstrates durch die Abkühlung auf tiefe Temperaturen mit berücksichtigt werden. Dazu wurden



Messungen ohne zusätzliche mechanische Verspannungen durchgeführt (z.B. ELO-Film auf Glassubstrat, ELO-Film auf unverspannter Polyesterfolie), wodurch sich ein Vergleich mit unbehandelten Quantentopfstrukturen (also ohne die Durchführung des epitaktischen Lift-offs) anstellen lässt. Die Unterschiede in den Photolumineszenzemissionen lassen sich somit auf die thermischen Eigenschaften des jeweiligen Zielsubstrates zurückführen.

### 6.3 Funktionsprinzipien zur Verspannungsinduzierung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Photolumineszenzmessungen beruhen auf zwei verschiedenen Methoden zur Induzierung von mechanischen Verspannungen in den physikalisch relevanten Halbleiter-Heterostrukturen. Das erste Prinzip besteht im wesentlichen aus einer nahezu zylinderförmig gekrümmten, 60  $\mu\text{m}$  dünnen Polyesterfolie, auf die ein ELO-Film transferiert wurde. Durch die Veränderung des Durchmessers der gekrümmten Polyesterfolie werden in die oberhalb der Folie befindliche Halbleiter-Heterostruktur Verspannungen übertragen, wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt ist.

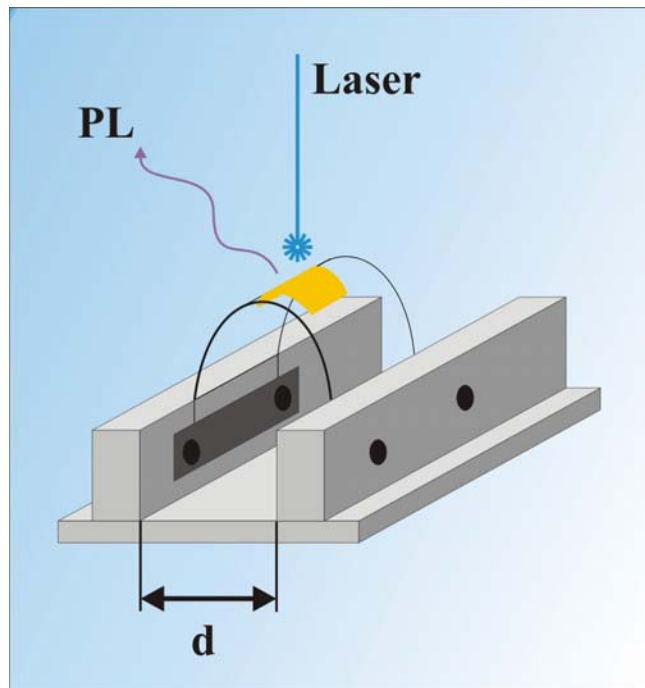


Abb. 6.5: Verspannungsinduzierung durch Veränderung des Durchmessers  $d$  eines nahezu zylinderförmig gekrümmten, flexiblen Substrates, auf das ein ELO-Film mit der physikalisch relevanten Halbleiter-Heterostruktur transferiert wurde.

Um eine kontrollierte Veränderung des Durchmessers vornehmen zu können, muss die Polyesterfolie in eine entsprechende Haltevorrichtung eingesetzt werden. Die senkrecht auf einer Grundplatte befestigten Haltebacken können gelöst und verschoben werden, wodurch sich der Durchmesser  $d$  verändern lässt.

In Abbildung 6.4 ist eine entsprechende Einspannvorrichtung dargestellt. Eine wichtige Voraussetzung für die technische Realisation dieser Einspannvorrichtung sind geringe Abmessungen, da die gesamte Anordnung zur Messung der Photolumineszenz auf tiefe Temperaturen gebracht werden muss und damit eine platzsparende Konstruktion nötig ist.

Die Grundplatte der hier dargestellte Einspannvorrichtung hat eine Abmessung von lediglich 12 mm x 12 mm und findet damit in gängigen Kryostatensystemen ausreichend Platz.

Die Kontrolle des Durchmessers  $d$  kann jedoch nicht *in situ* bei tiefen Temperaturen erfolgen, da bei diesem Aufbau die hierfür nötige Mechanik nicht integriert werden konnte. Deshalb wurde eine zusätzliche Justagevorrichtung konstruiert, die es ermöglicht, durch eine Mikrometerschraube den Durchmesser  $d$  exakt verändern zu können. Hierzu wird die Einspannvorrichtung in die Justagevorrichtung eingesetzt und arretiert. Anschließend wird die Verschraubung eines der beiden Haltebacken gelöst und der Durchmesser  $d$  kann durch Verstellen der Mikrometerschraube geändert werden. Die mögliche Genauigkeit beträgt hier ca.  $100\ \mu\text{m}$ . Nach dem Verstellen des Durchmessers wird die Verschraubung des Haltebackens wieder angezogen und die Einspannvorrichtung kann aus der Justagevorrichtung entnommen werden.

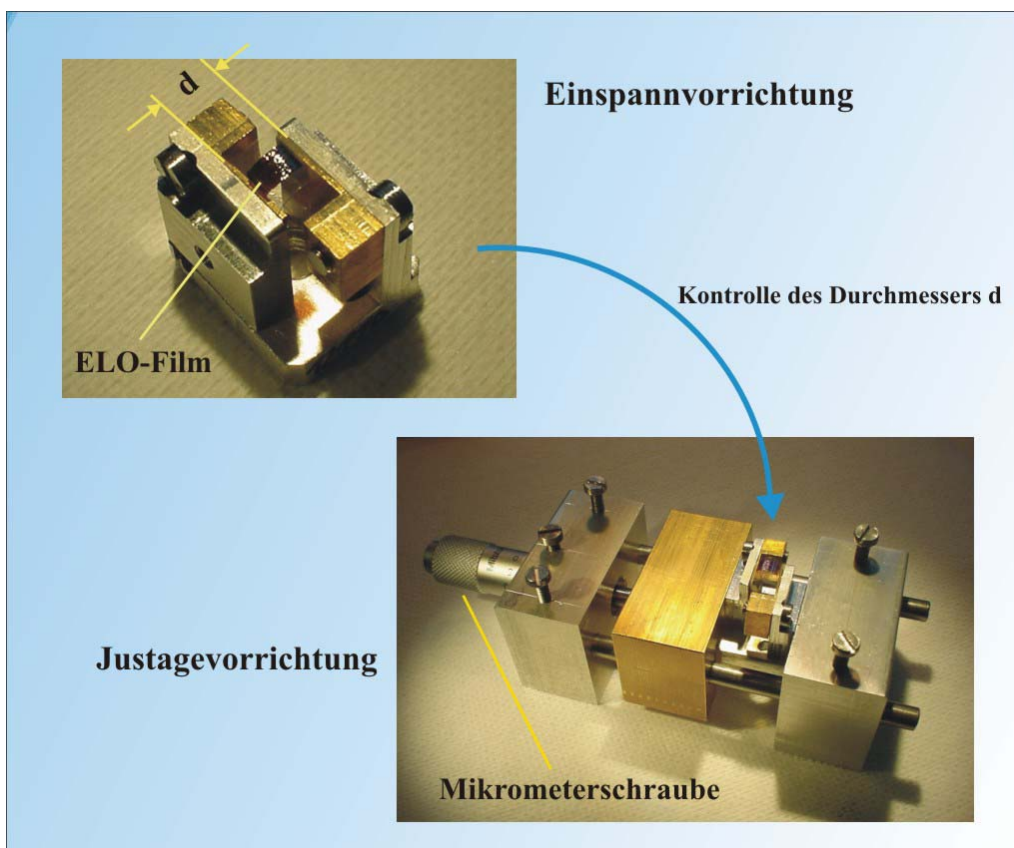


Abb. 6.6: Einspann- und Justagevorrichtung zur kontrollierten Einstellung des Durchmessers  $d$  der nahezu zylinderförmig gekrümmten Polyester-Trägerfolie.

Bevor der ELO-Film auf die Oberfläche des Polyestersubstrates transferiert wird, ist ein entsprechender Ausgangsdurchmesser der Polyesterfolie in der Einspannvorrichtung einzustellen. Der Transfer des

ELO-Films wird, wie in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, durchgeführt. Zusätzlich muss hier jedoch darauf geachtet werden, dass die Oberfläche der Halbleiter-Heterostruktur vollständig von organischen Rückständen der Lösungsmittel oder der APIEZON-Deckschicht befreit wird, um eine möglichst verlustfreie Messung der Photolumineszenz zu ermöglichen. Auch ist vor dem Transfer des ELO-Films auf eine einwandfrei gesäuberte Oberfläche des Polyestersubstrates zu achten, damit eine genügend hohe Haftung des ELO-Films vorhanden ist.

Der Ausgangsdurchmesser der hier verwendeten Proben betrug 3 mm. Die Art der Verspannung kann relativ gut durch Vergrößerung oder Verkleinerung des Durchmessers  $d$  der Polyesterfolie vom Ausgangsdurchmesser ausgehend eingestellt werden. Da sich jedoch die Verspannungen im ELO-Film durch Krümmung der Oberfläche des Trägersubstrates ausbilden, ist der Verlauf der Verspannungen im ELO-Film selbst nicht trivial. Jedoch kann aufgrund der signifikant unterschiedlichen Dimensionen der Dicke des Polyesterfilms gegenüber der des ELO-Films davon ausgegangen werden, dass der Verlauf der neutralen Linie innerhalb der Polyesterfolie definiert ist. Somit werden bei Reduktion des Durchmessers  $d$  der Polyesterfolie ausnahmslos Zugspannungen innerhalb der Heterostruktur aufgebaut.

Das zweite Funktionsprinzip basiert auf einer linearen Verspannungsinduzierung in der Halbleiter-Heterostruktur. Hierzu wird ebenfalls eine  $60\ \mu\text{m}$  dünne Polyesterfolie in einer Einspannvorrichtung befestigt. In diesem Fall bleibt die Folie jedoch plan und durch eine Veränderung des Abstandes  $d$  wird eine Zugspannung in Form einer Dehnung der Polyesterfolie aufgebaut, wie schematisch in Abbildung 6.5 dargestellt ist.

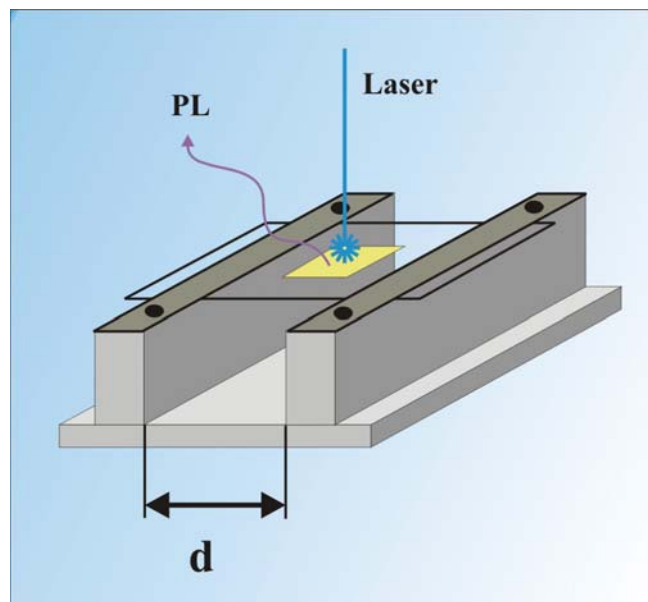
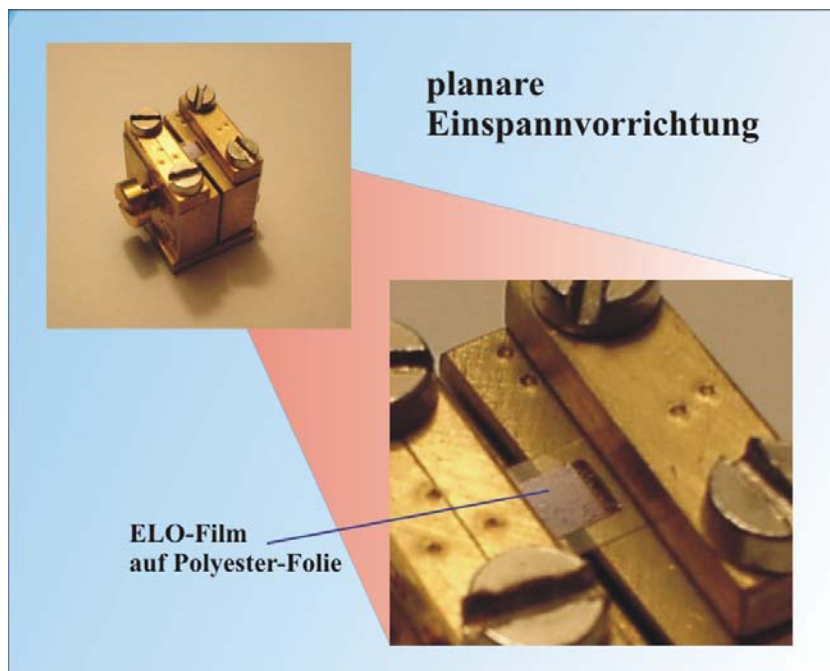


Abb. 6.7: Induzierung einer linearen Zugspannung in der Halbleiter-Heterostruktur durch Dehnung einer planar eingespannten Polyesterfolie. Die Dehnung überträgt sich auf den oberhalb der Polyesterfolie transferierten ELO-Film und wird durch den Abstand  $d$  kontrolliert.

Der Vorteil an diesem Funktionsprinzip ist ein sehr einfacher Transfer des ELO-Films auf die Polyester-Trägerfolie. Der Transfer kann vor dem Einsetzen der Trägerfolie in die Einspannvorrichtung gemäß den Anleitungen in Kapitel 3.2 durchgeführt werden.

Die Kontrolle der Dehnung findet durch eine Justageschraube statt, wie in der technischen Realisation der Einspannvorrichtung in Abbildung 6.6 dargestellt ist. Hierzu ist einer der beiden senkrecht auf der Grundplatte befindlichen Haltebacken fest mit der Grundplatte verschraubt. Durch die beiden Haltebacken sind zwei Wellen geführt, wodurch sich einer der Haltebacken verschieben lässt. Durch den beweglichen Haltebacken führt ein Gewinde, und durch Drehen einer Justageschraube um einen bestimmten Winkelbereich lässt sich bei bekanntem Gewindehub (0.8 mm pro Umdrehung) eine definierte Dehnung der Polyesterfolie erreichen.

Die Fläche der Grundplatte beträgt wie bei der zylinderförmigen Einspannvorrichtung 12 mm x 12 mm. Der Aufbau der Verspannungen kann auch hier nicht *in situ* bei tiefen Temperaturen erfolgen.



*Abb. 6.8: Technische Realisation der planaren Einspannvorrichtung. Die Trägerfolie aus Polyester wird oberhalb der beiden senkrecht auf der Grundplatte stehenden Haltebacken eingeklemmt. Durch die Justageschraube kann ein Haltebacken gegen den anderen (fest mit der Grundplatte verbundenen) Haltebacken verschoben werden, wodurch sich eine definierte Dehnung in der Trägerfolie aufbaut. Diese Zugspannung wird auf den oberhalb der Polyesterfolie befindlichen ELO-Film übertragen. Die Kontrolle der Zugspannung erfolgt durch die Winkelstellung der Justageschraube und dem definierten Hub des Gewindes der Justageschraube.*

Das Funktionsprinzip erlaubt nur eine Dehnung der Halbleiter-Heterostruktur. Mit dem Einsatz piezoelektrischer Aktuatoren kann das Prinzip sehr einfach erweitert werden, dass sowohl Druck-, als auch Zugspannungen induziert werden können. Dadurch ließe sich eine Änderung der Verspannung ohne große Probleme auch *in situ* bei tiefen Temperaturen durchführen. Deshalb sollte die hier beschriebene technische Realisation auch lediglich als „proof of principle“ angesehen werden.

## 6.4 Beschreibung des Messaufbaus

Zur Messung der Photolumineszenz in der planaren-, sowie in der zylinderförmigen Einspannvorrichtung bedarf es eines Halterahmens, der einerseits die jeweilige Einspannvorrichtung bei tiefen Temperaturen fixiert und andererseits die Positionierung einer Glasfaser direkt oberhalb der Quantentopfstruktur ermöglicht.

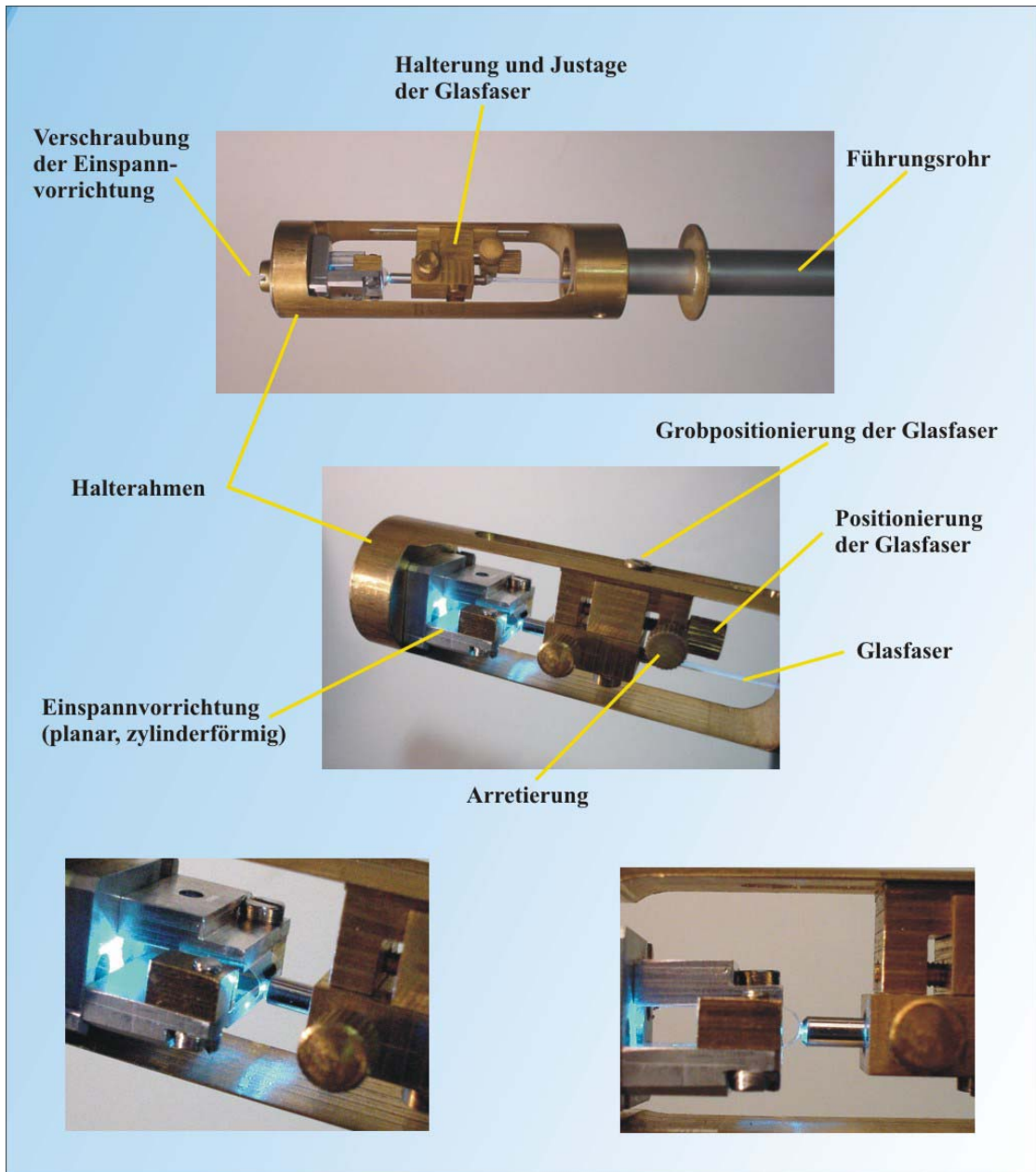


Abb. 6.9: Technische Realisation eines Halterahmens sowohl für die zylinderförmige-, als auch für die planare Einspannvorrichtung und einer Positionierungseinheit für die Glasfaser. Die gesamte Einheit sowie die Positionierungseinheit für die Glasfaser sind aus Messing gefertigt, um eine einheitliche Längenausdehnung bei der Abkühlung auf tiefe Temperaturen zu gewährleisten. Dadurch ist eine reproduzierbare Justage der Glasfaser oberhalb des ELO-Films möglich. Die gesamte Einheit kann vakuumdicht abgeschlossen werden. Die verwendete Glasfaser besitzt einen Kern mit 600  $\mu\text{m}$  Durchmesser.



Durch eine Glasfaser wird das zur Anregung der Quantentopfstrukturen nötige Laserlicht an die Oberfläche der Halbleiterstrukturen herangeführt und gleichzeitig wird von dieser Glasfaser die aus den Quantentopfstrukturen emittierte Photolumineszenzstrahlung gesammelt. In Abbildung 6.9 sind die technischen Details des Halterahmens dargestellt.

Der Halterahmen und alle Teile der Haltevorrichtung für die Glasfaser sind aus Messing gefertigt, um einen einheitlichen Längenausdehnungskoeffizienten bei der Abkühlung der gesamten Anordnung zu gewährleisten. Dadurch wird sichergestellt, dass der einjustierte Abstand der Glasfaser zur Oberfläche der Probe während der Phase der Abkühlung konstant bleibt.

Die Einspannvorrichtung (planar oder zylinderförmig) wird auf der dafür vorgesehenen Auflagefläche verschraubt. Um eine laterale Ausrichtung der Einspannvorrichtung genau unterhalb der Glasfaser zu ermöglichen, kann die Einspannvorrichtung vor der Arretierung auf der Auflagefläche entsprechend positioniert werden.

Danach erfolgt eine grobe Voreinstellung der Glasfaser, die vor dem Einsetzen der Einspannvorrichtung in eine größere Distanz zur Probenoberfläche gebracht wird, um einen unbeabsichtigten, direkten Kontakt mit der Probenoberfläche zu vermeiden. Dazu wird die Verschraubung der Halterungs- und Justagevorrichtung der Glasfaser gelöst. Durch das Langloch an der Seite des Halterahmens kann die Glasfaser auf wenige Millimeter an die Probenoberfläche herangeführt werden. Danach wird die Glasfaser, die auf einem in der Längsachse des Halterahmens verschiebbaren Schlitten sitzt, durch drehen der Justageschraube bis auf ca. 100  $\mu\text{m}$  oberhalb der Probenoberfläche abgesenkt. Die Kontrolle des Abstandes kann beispielsweise mit einer Stereolupe erfolgen. Die Arretierung des Schlittens wird durch Fixierung der Justageschraube vorgenommen.

Die Glasfaser wird durch den Halterahmen in das Innere des Führungsrohres nach außen gebracht. Während der Positionierung der Glasfaser ist eine Verschiebung von ca. 10 – 15 mm der gesamten Halte- und Justagevorrichtung der Glasfaser nötig. Da die Glasfaser nicht elastisch ist, gibt es eine lösbare Verschraubung, die den Halterahmen mit dem Führungsrohr verbindet. Durch Lösen dieser Verschraubung kann der gesamte Halterahmen auf dem Führungsrohr verschoben werden. Vor der Feinpositionierung der Glasfaser wird diese Verschraubung wieder angezogen.

Das Führungsrohr hat eine Gesamtlänge von 120 cm und mündet in eine Halterung, die mit einer Überkanne aus V2A-Stahl vakuumdicht verschraubt werden kann, wie in Abbildung 6.8 schematisch dargestellt ist. Die Problematik bei der Konstruktion dieser Haltevorrichtung ist eine vakuumdichte Verschraubung der Glasfaser, in die sowohl das zur Anregung der Photolumineszenz benötigte Laserlicht eingekoppelt werden kann, als auch die zu detektierende Photolumineszenzstrahlung zum eigentlichen Messaufbau geführt wird.

Die Glasfaser wird zunächst in die Kupplung eingesetzt und mit der Halterung verschraubt. Um einen vakuumdichten Abschluss zu erhalten, wird der Bereich um die Glasfaserkupplung herum mit Zweikomponenten-Epoxydharz ausgegossen. Damit kann der gesamte Probenhalter problemlos zur Abkühlung in einen Kryostaten eingesetzt werden und erst dann wird eine weitere Glasfaser in die

---

Kupplung eingeschraubt, wodurch die Probenoberfläche mit dem eigentlichen Messaufbau optisch verbunden wird.

Der Messaufbau ist in Abbildung 6.9 schematisch dargestellt. Die zur Anregung der Photolumineszenzstrahlung nötige Energie wird durch einen Argon-Ionen-Laser bereitgestellt. Der Laser ist so abgestimmt, dass er auf einer Wellenlänge von 488 nm emittiert. Das aus dem Laser austretende Licht wird zunächst über einen halbdurchlässigen Spiegel um 90° abgelenkt, um eine entsprechende Abschwächung des Laserlichts zu erzielen.

Die Laserstrahlung passiert nun eine Reihe von zuschaltbaren Graufiltern, um die Intensität des auf die Probenoberfläche eintreffenden Laserlichts genau abstimmen zu können.

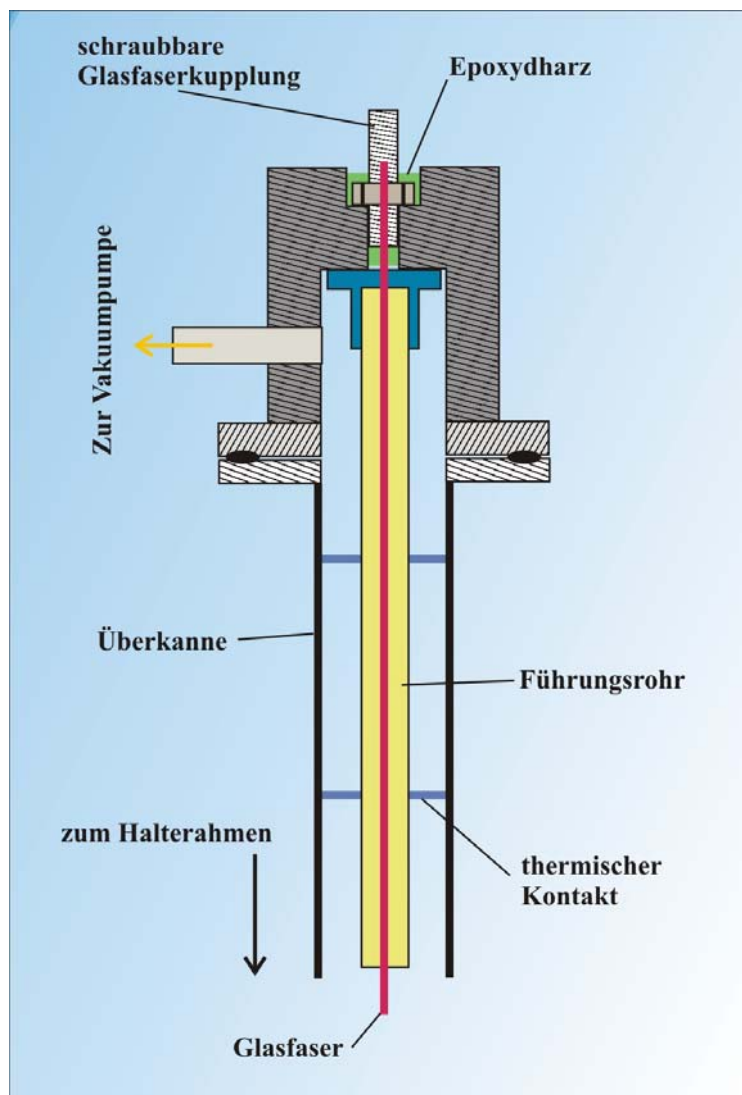


Abb. 6.10: Schematische Darstellung der vakuumdichten Halterung des Führungsrohres und der verschraubbaren Glasfaserkupplung. Die Abdichtung der Glasfaserkupplung erfolgt durch Ausgießen mit einem Zwei-Komponenten-Epoxydharz.

Nach den Graufiltern wird das Laserlicht auf ein Prisma gelenkt, welches so justiert wird, dass die Laserstrahlung in die Glasfaser eingekoppelt wird. Bei der Justage des Prismas ist darauf zu achten, dass

einerseits kein Streulicht aus dem Prisma in das Objektiv eintritt und andererseits auch die Einkopplung in die Glasfaser möglichst reflexionsarm ist.

Die Glasfaser wird mit dem Probenhalter verbunden. Dadurch wird die Quantentopfstruktur beleuchtet und die Photolumineszenzstrahlung wird zurück in die Glasfaser eingekoppelt. Um eine möglichst optimale Ausbeute zu erzielen, besitzt die verwendete Glasfaser einen Kerndurchmesser von 600  $\mu\text{m}$ . Die Photolumineszenzstrahlung tritt dann wieder aus der Glasfaser aus und wird von einem Objektiv auf den Eintrittspalt eines Gitter-Spektrometers fokussiert.

Am Austritt des Spektrometers befindet sich eine CCD-Kamera. Es handelt sich dabei um eine Kamera mit einem CCD-Zeilensensor, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden muss. Die Kamera kann pro Messung einen Wellenlängenbereich von ca. 100 nm erfassen.

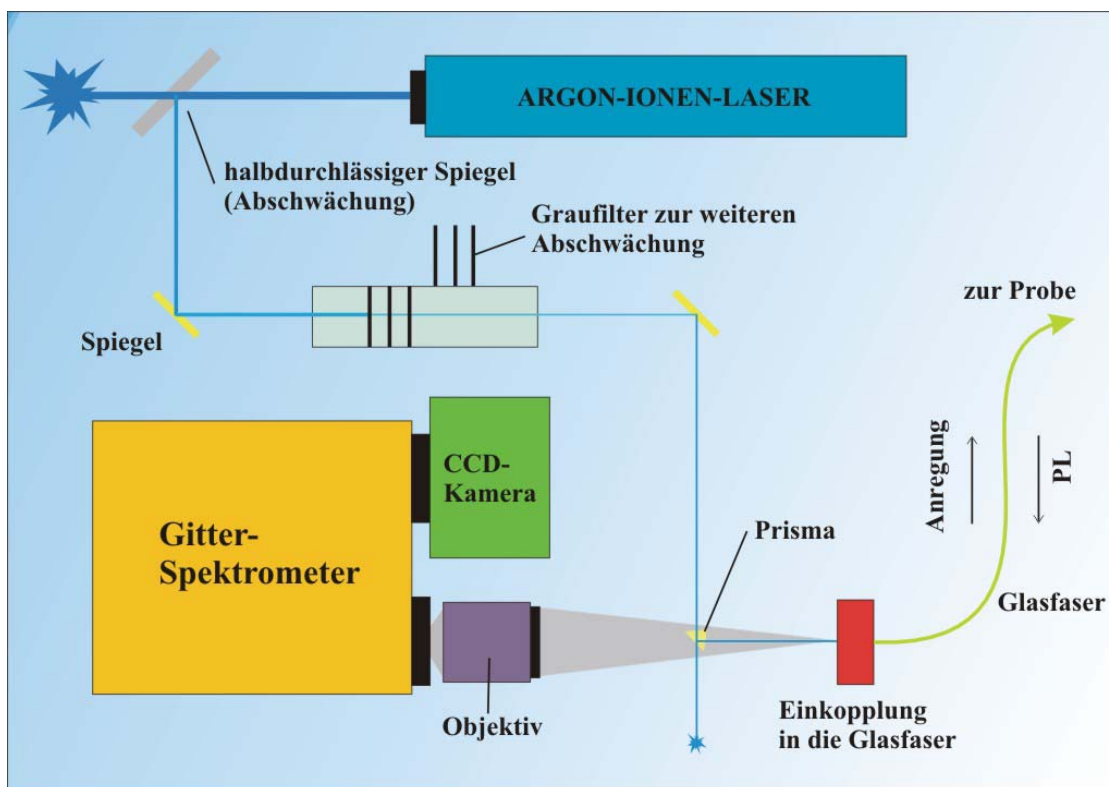


Abb. 6.11: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Messung der emittierten Photolumineszenzstrahlung. Über ein Prisma wird die anregende Laserstrahlung eines Argon-Ionen-Lasers in die Glasfaser eingekoppelt. Die von der verspannten Quantentopfstruktur emittierte Photolumineszenzstrahlung tritt aus der Glasfaser aus und wird von einem Objektiv auf den Eintrittspalt eines Gitter-Spektrometers abgebildet. Am Austritt des Spektrometers befindet sich eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera mit einem CCD-Zeilensensor. Die Auswertung der detektierten Photolumineszenzstrahlung erfolgt dann rechnergestützt.

Die Auswertung der Wellenlängen und der Intensitäten der detektierten Photolumineszenzstrahlung erfolgt rechnergestützt.



## 6.5 Experimentelle Ergebnisse und Diskussionen

Die Photolumineszenzmessungen wurden an zwei verschiedenen Quantentopfstrukturen in GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostrukturen durchgeführt. Der genaue Schichtenaufbau der beiden Probenmaterialien ist im Anhang zu finden.

Die Lage und die Breite der Quantentöpfe in den verwendeten Probenmaterialien ist zur besseren Übersicht und für die anschließende Diskussion der Messergebnisse in der nachfolgenden Abbildung schematisch dargestellt. Wie in Abbildung 6.12 zu erkennen ist, unterscheiden sich die beiden Probenmaterialien zum einen in der Gesamtdicke der Schichtstruktur und zum anderen in der Zahl und der Lage der Quantentöpfe. Der Schichtaufbau des jeweiligen Probenmaterials ist in Bezug auf die Oberfläche des Zielsubstrates dargestellt

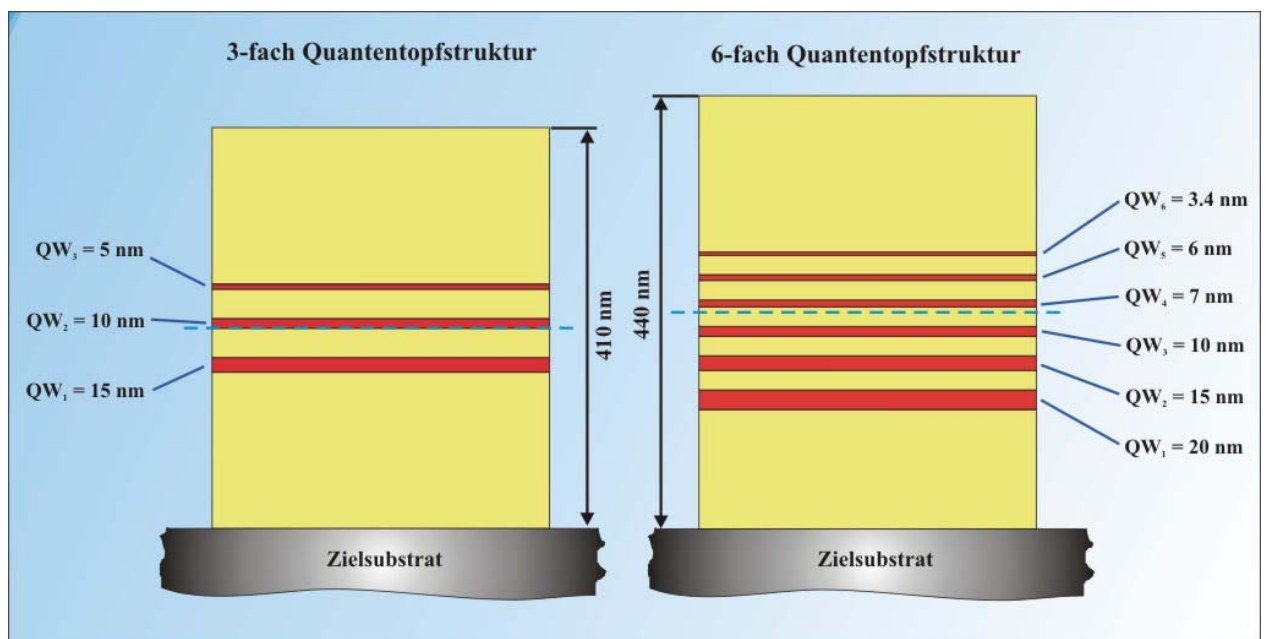


Abb. 6.12: Schematische Darstellung der Lage und der Breite der Quantentöpfe in den beiden verwendeten GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostrukturen.

Die Schichtdicken der beiden Probenmaterialien sind bis auf 30 nm identisch, jedoch die Anordnung der Quantentöpfe bezüglich der Mittellinie der Gesamtstruktur weicht bei den beiden Probenmaterialien voneinander ab. Die Lage der Quantentöpfe in der Struktur mit drei Quantentöpfen ist symmetrisch bezüglich der Mittellinie, wogegen die Lage der Quantentöpfe in der Struktur mit insgesamt sechs Quantentöpfen von der Mittellinie abweicht (siehe blaue Mittellinien in Abbildung 6.12). Zusätzlich liegt der unterste Quantentopf  $QW_1$  mit einer Breite von 20 nm deutlich näher am Zielsubstrat, als dies bei der Probe mit drei Quantentöpfen der Fall ist.

Die genaue Schichtenstruktur der Probe mit sechs Quantentöpfen sollte gemäß dem Wachstumsprotokoll der Molekularstrahlepitaxie eine Schichtdicke von 440 nm besitzen. Hier hat sich jedoch bei der Herstellung der Proben für die Photolumineszenzspektroskopie eine widersprüchliche Situation eingestellt: Der ELO-Film einer Probe mit drei Quantentöpfen zeigt eine klare Transparenz,

die aufgrund der geringen Schichtdicke problemlos beobachtet werden. Da sich die Halbleitermaterialien der beiden Probenstrukturen nicht unterscheiden und auch die Schichtdicke bis auf 30 nm übereinstimmt, sollte eine entsprechende Transparenz auch bei der Probe mit sechs Quantentöpfen beobachtet werden können. Dies war jedoch nicht der Fall. Die Probenstruktur war in keiner Weise transparent. Es zeigte sich weiterhin, dass die ELO-Filme beim Transfer auf die Oberfläche des Zielsubstrates schon rein subjektiv eine deutlich höhere Steifigkeit besaßen. Daraufhin erfolgte eine grobe Kontrolle der Gesamtschichtdicke der Proben mit sechs Quantentöpfen in einem gewöhnliche Lichtmikroskop. Dazu wurde einmal auf die Oberfläche des planaren Glassubstrates und anschließend auf die Oberfläche der Halbleiterstruktur fokussiert. Durch die messbare Höhendifferenz konnte eine Schichtdicke von ca. 1  $\mu\text{m}$  festgestellt werden. Damit muss davon ausgegangen werden, dass die tatsächliche Schichtdicke etwa doppelt so groß ist, wie die im Wachstumsprotokoll ausgewiesene.

Da die Probenstruktur nicht primär für den epitaktischen Lift-off hergestellt wurde, besteht die Möglichkeit, dass sich unterhalb der physikalisch relevanten Schichtsystemen (z.B. aus Gründen der Kalibrierung der MBE-Anlage) eine Schicht aus AlAs befindet. Diese zusätzliche AlAs-Schicht könnte beim epitaktischen Lift-off ebenfalls durchätzt worden sein. Laut dem Wachstumsprotokoll wurde nach der Kalibrierung eine Schicht GaAs in einer Dicke von 500 nm vor der eigentlichen Opferschicht aus AlAs aufgewachsen. Nach den Beobachtungen im Lichtmikroskop muss davon ausgegangen werden, dass genau diese beiden Schichtfolgen (500 nm GaAs + 100 nm AlAs) zusammen abgehoben worden sind, womit sich eine Gesamtschichtdicke von ca. 1  $\mu\text{m}$  erklären ließe.

Da die eigentliche Opferschicht während des epitaktischen Lift-offs zumindest teilweise aufgelöst worden sein muss, ist es fraglich, ob die in die Struktur übertragenen Verspannungen in der selben Art und Weise wirken, wie das bei der Probenstruktur mit drei Quantentöpfen der Fall ist. Die Photolumineszenzmessungen an den Strukturen mit sechs Quantentöpfen zeigen zwar eine prägnante Veränderung der Photolumineszenzstrahlung in Abhängigkeit der zusätzlichen, mechanischen Verspannungen, die jedoch nicht eindeutig charakterisiert werden konnten.

### **6.5.1 Photolumineszenzmessungen an einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit drei Quantentöpfen**

Um die Veränderung der Photolumineszenzstrahlung in Abhängigkeit von mechanischen Verspannungen untersuchen zu können, wurde zu Beginn das Spektrum der unbehandelten Probenstruktur (kein epitaktischer Lift-off) aufgenommen, welches Abbildung 6.13 dargestellt ist und im folgenden als Referenzmessung dienen soll. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 4 K aufgenommen. Die Leistung des eingestrahnten Laserlichts betrug 3 mW bei einer Wellenlänge von 488 nm.

Nach dieser Messung wurde die Struktur durch den epitaktischen Lift-off vom ihrem Basissubstrat getrennt und auf die Oberfläche eines planaren Glassubstrates transferiert. Die Probe wurde anschließend in den Halterahmen eingesetzt und die Glasfaser wurde auf den gleichen Abstand justiert,

---

wie bei der ersten Messung. Das Ergebnis der Photolumineszenzmessung ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

Verglichen mit der Ausgangsmessung, die in Abbildung 6.14 blau dargestellt ist, zeigt sich eine energetische Verschiebung der Photolumineszenz der Quantentöpfe  $QW_3$  und  $QW_2$  um ca. 3 meV zu kürzeren Wellenlängen hin. Am deutlichsten jedoch fällt eine drastische Intensitätssteigerung der relativen Intensitäten der beiden Quantentöpfe  $QW_3$  und  $QW_2$  in Bezug auf die Referenzmessung auf. Die Intensität des Quantentopfes  $QW_3$  steigt dabei ca. um das Dreifache und bei  $QW_2$  um das Vierfache.

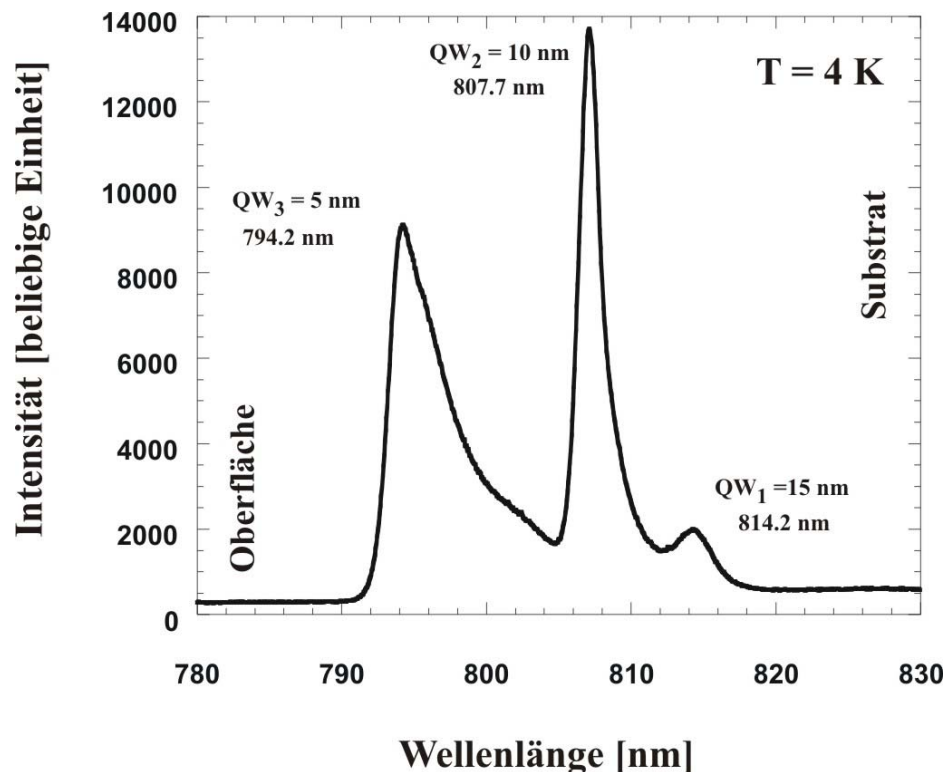


Abb. 6.13: Referenzmessung der Photolumineszenz des Ausgangsprobenmaterials. Die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts betrug 488 nm bei einer Leistung von 3 mW. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 4 K durchgeführt.

Der dem Zielsubstrat am nächsten gelegene Quantentopf  $QW_1$  erfährt keine sichtbare Veränderung durch den Transfer auf das planare Glassubstrat, wie in Abbildung 6.14 durch den roten Pfeil markiert worden ist. Da sich die relativen Intensitäten des ersten Quantentopfes  $QW_1$  vor und nach dem epitaktischen Lift-off nicht verändert haben, kann die hohe Steigerung der relativen Intensitäten von  $QW_2$  und  $QW_3$  dem epitaktischen Lift-off zugeschrieben werden. Da sich  $QW_1$  in seiner Intensität nicht verändert, zeigt sich weiterhin, dass die Justage der Proben im Halterahmen und die Einstellung des Abstandes des Glasfaser zur Probenoberfläche reproduzierbar ist.

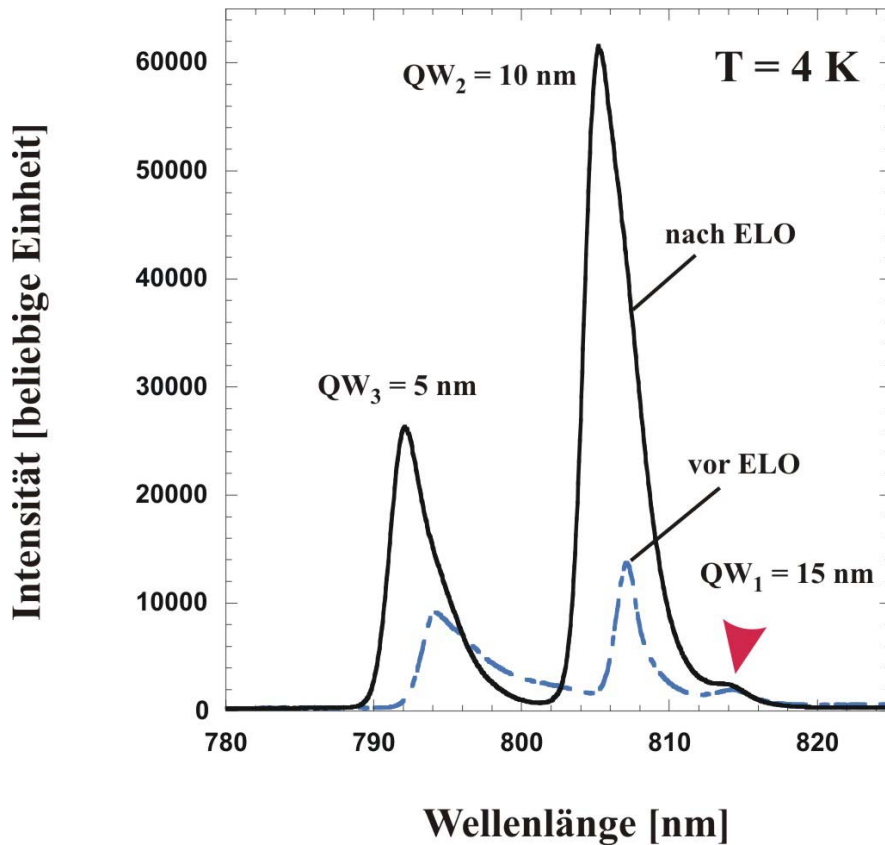


Abb. 6.14: Messung der Photolumineszenz der Probe mit drei Quantentöpfen nach dem epitaktischen Lift-off und dem Transfer des ELO-Films auf die Oberfläche eines planaren Glassubstrates. Die eingestrahelte Laserleistung betrug 3 mW. Es zeigt sich eine deutliche Steigerung der relativen Intensitäten im Maximum der Photolumineszenzstrahlung. Lediglich der erste Quantentopf  $QW_1$ , der dem Zielsubstrat am nächsten liegt, erfährt nur eine vernachlässigbar kleine Änderung in der relativen Intensität (roter Pfeil).

Die Ursache für die hohen Intensitätssteigerungen ist in den unterschiedlichen Längenausdehnungskoeffizienten des planaren Glassubstrates und der Halbleiter-Heterostruktur begründet. Die thermische Kontraktion des Glassubstrates durch den Abkühlvorgang auf 4 K ist deutlich größer als die des ELO-Films, wodurch sich eine resultierende Kontraktion des ELO-Films ergibt.

Die Größe des ELO-Films betrug bei dieser Messung 3.2 mm x 4.13 mm. Nimmt man für das Glassubstrat den thermischen Längenausdehnungskoeffizienten von Quarzglas an so findet man in den Tabellen (z.B. [KUCHLING91])  $\alpha = 0.45 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Unter der Annahme, dass die lineare, thermisch bedingte Längenänderung von Raumtemperatur (300K) bis hinab zu tiefen Temperaturen (4K) gültig sein mag, so lässt sich über

$$\Delta l = l \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (6.8)$$

die jeweilige Längenänderung des ELO-Films abschätzen, wenn mit  $\Delta T \approx -295 \text{ K}$  die Temperaturänderung bezeichnet sein soll, wobei ein negatives Vorzeichen von  $\Delta l$  eine Kontraktion bedeutet.

Die Komponenten des Verspannungstensors  $\hat{S}$  aus Gl. 6.2, die für die Abschätzung relevant sind, lauten:  $S_{XX}$ ,  $S_{YY}$  und  $S_{XY}$ , wenn die Volumenänderung des ELO-Films selbst, verursacht durch den Abkühlvorgang, vernachlässigt werden soll. Diese Komponenten können nun über die thermische Längenänderung abgeschätzt werden. Mit dieser Abschätzung können  $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$  und  $\varepsilon_S$  bestimmt werden und mit den Konstanten für die Deformationspotentiale lässt sich die Leicht- und Schwerlochbandlücke  $\Delta E_{l,h}$  mit dem folgenden Wert abschätzen:

$$\begin{aligned}\Delta E_l &\approx 2.95 \text{ meV} \\ \Delta E_h &\approx 1.65 \text{ meV}\end{aligned}\tag{6.9}$$

Aus der Messung erhält man als energetische Differenz der Photolumineszenzemission für den Quantentopf  $QW_2$  im Vergleich zum unpräparierten Ausgangsprobenmaterial (kein ELO; Quantentopfstruktur auf unpräpariertem GaAs-Substrat) und der Probe, bei welcher die Quantentopfstruktur auf eine Glasoberfläche transferiert wurde, den folgenden Wert:

$$\Delta E_{\text{Messung}} \approx 3 \text{ meV}\tag{6.10}$$

Ein Vergleich zeigt, dass die beobachtete Photolumineszenzemission im Rahmen dieser Abschätzung energetisch mit den leichten Löchern sehr gut übereinstimmt. Wie zuvor bereits erwähnt wurde (siehe dazu auch Abbildung 6.4), ist dadurch die deutlich erhöhte Intensität der Emission zu erklären.

Die in Abbildung 6.14 dargestellte Messung wurde mehrmals wiederholt. Dazu wurde die Probe erwärmt, aus dem Halterahmen ausgebaut und danach wieder eingesetzt, wobei auch die Glasfaser neu justiert wurde. Nach einem erneuten Abkühlen der Probe konnte das Spektrum der Photolumineszenzstrahlung jeweils reproduziert werden.

Nach diesen ersten Messungen der epitaktisch abgelösten Quantentopfstruktur wurde ein weiterer ELO-Film auf eine planare, flexible Polyesterfolie transferiert. Die Polyesterfolie besitzt eine Dicke von  $60 \mu\text{m}$  und wurde nach dem Transfer der Quantentopfstruktur in die planare Einspannvorrichtung eingesetzt. Danach wurde die Probe ein erstes Mal auf die Temperatur von  $77 \text{ K}$  (flüssiger Stickstoff) abgekühlt und das Photolumineszenzspektrum aufgenommen. Danach wurde in definierten Schritten eine Zugspannung in der Polyesterfolie aufgebaut. Dazu musste die Probe aufgewärmt und anschließend wieder abgekühlt werden. Aus diesem Grund wurden die folgenden Messungen bei  $77 \text{ K}$  durchgeführt, da sich hier der Abkühlvorgang deutlich einfacher gestaltet. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in Abbildung 6.15 dargestellt.

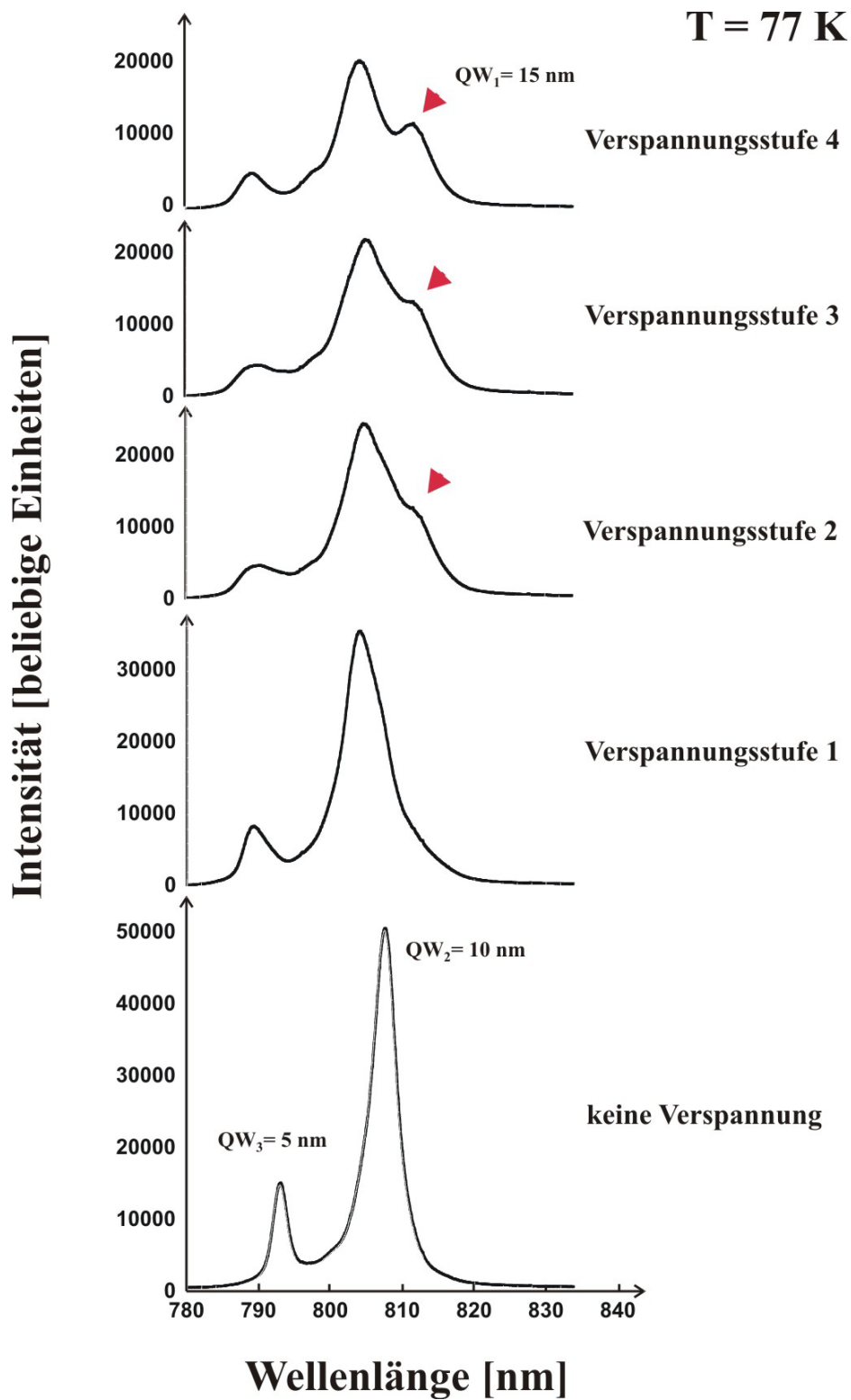


Abb. 6.15: Die Probenstruktur mit drei Quantentöpfen wurde auf eine planare,  $60 \mu\text{m}$  dünne Polyesterfolie transferiert. In der untersten Messung wurden noch keine zusätzlichen mechanischen Verspannungen ausgeübt. Die darüber liegenden Messungen repräsentieren jeweils eine Zunahme der Zugspannung in der Polyesterfolie.

In der unverspannten Messung fällt zunächst auf, dass der unterste Quantentopf  $QW_1$  nicht zu erkennen ist, was im Vergleich zu Abbildung 6.13 in der höheren Temperatur begründet sein kann. Die relative Intensität des Quantentopfes  $QW_2$  nimmt ähnlich stark zu, wie in der Messung aus Abbildung 6.14. Zwischen dem unverspannten Zustand und der ersten Verspannungsstufe fällt auf, dass sich die Wellenlängen von  $QW_3$  und  $QW_2$  zunächst zu kürzeren Wellenlängen hin verschieben. Hier muss davon ausgegangen werden, dass die mechanische Einspannvorrichtung erst ab der ersten Verspannungsstufe die Polyesterfolie in einen definierten Verspannungszustand gebracht hat, der jedoch immer noch – wie oben bereits gezeigt wurde – eine resultierende Kontraktion des ELO-Films verursacht, wodurch sich eine Verschiebung der Photolumineszenzemission zu kürzeren Wellenlängen hin ergibt. Wie weiter unten noch gezeigt wird, kann eine bessere Kontrolle der Verspannungen erzielt werden, wenn eine dickere Polyesterfolie als Trägermaterial eingesetzt wird.

Mit steigender Zugspannung wandert die Photolumineszenz von  $QW_2$  zu größeren Wellenlängen hin. Dies ist zu erwarten, da eine Kontraktion des ELO-Films die Photolumineszenz wie in Abbildung 6.14 gezeigt wurde, zu kürzeren Wellenlängen hin verschiebt.

Mit steigender Zugspannung wird der unterste Quantentopf  $QW_1$  immer deutlicher sichtbar. Dieses Verhalten lässt sich nur durch starke Inhomogenitäten in der Verspannung der Polyesterfolie erklären. Ein Indiz für diese Inhomogenitäten wurde bereits in [JAGANNATH86] angeführt: Eine Verbreiterung der Photolumineszenzemission unter uniaxialer Verspannung deutet auf Inhomogenitäten in der Verspannung der Halbleiterstruktur hin. Eine derartige Verbreiterung ist in der Emission des Quantentopfes  $QW_2$  deutlich zu beobachten.

Ebenso ist das Verhalten in der Emission der Photolumineszenz für den obersten Quantentopf  $QW_3$  nicht eindeutig definiert, da sich zwischen den Verspannungsstufen 1 und 3 zunächst eine deutliche Verbreiterung der Photolumineszenzemission bei gleichzeitig starker Abnahme der Intensitäten zeigt. Jedoch wird die Form der Emission bei Verspannungsstufe 4 wieder schmaler und die Intensität nimmt zu.

Als Fazit dieser Messreihe lässt sich feststellen, dass einerseits die mechanische Einspannvorrichtung mit der Klemmvorrichtung für die Polyesterfolie und die geringe Dicke der Polyesterfolie selbst eine homogene und kontrollierte Verspannung des ELO-Films nicht gestattet. Deshalb wurde in der nachfolgenden Messung in Abbildung 6.16 die Quantentopfstruktur im Vergleich zur Messung aus Abbildung 6.15 auf eine 120  $\mu\text{m}$  dicke Polyesterfolie übertragen. Erwartungsgemäß konnte auch hier im unverspannten Zustand die Emission des Quantentopfes  $QW_1$  nicht beobachtet werden, was wiederum auf die im Vergleich zu Abbildung 6.13 höheren Temperatur zurückzuführen ist. Es fällt zunächst deutlich auf, dass die Form der Photolumineszenzen wesentlich schärfer definiert ist, als dies bei der 60  $\mu\text{m}$  dicken Polyesterfolie der Fall gewesen ist.

In der Messung wurde zuerst die Photolumineszenzemission der auf 77 K abgekühlten Probe ohne eine zusätzliche mechanische Dehnung der Folie gemessen. Für Polyester kann in der Literatur ([KUCHLING91]) ein thermischer Längenausdehnungskoeffizient von  $\alpha = 80 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  gefunden werden. Geht man wiederum von einer linearen Kontraktion von 300 K zu 77 K aus, so erhält man eine relative Kontraktion von  $\Delta l \approx -90 \mu\text{m}$ , was einer Verspannung  $S_{\text{thermisch}} = -1.784 \cdot 10^{-2}$  entspricht.



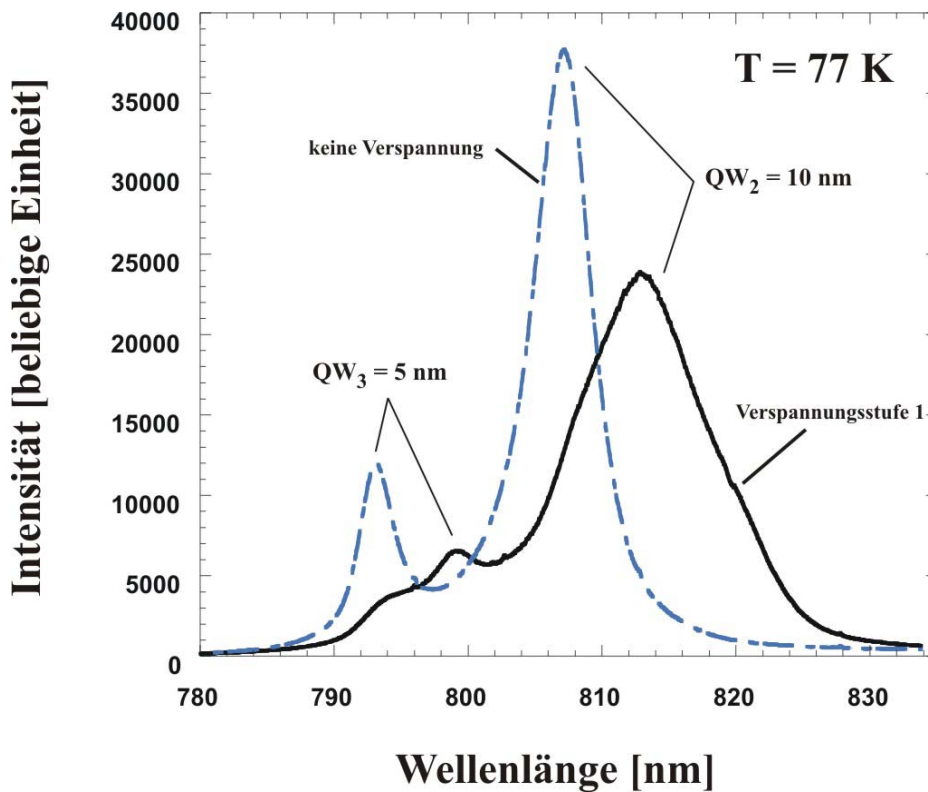


Abb. 6.16: Die Probenstruktur mit drei Quantentöpfen wurde im Vergleich zu Abb. 6.15 auf eine 120  $\mu\text{m}$  dicke Polyesterfolie transferiert. Im unverspannten Zustand sind die Intensitäten und die Lage der Photolumineszenz vergleichbar mit denen, die bei der unverspannten 60  $\mu\text{m}$  dicken Polyesterfolie gemessen wurden. Bei der ersten Verspannungsstufe zeigt sich im Vergleich zu Abb. 6.15 eine deutlichere Verschiebung der Emissionen von QW<sub>2</sub> und QW<sub>3</sub> zu größeren Wellenlängen hin.

Bei der anschließenden Dehnung der Trägerfolie wurden die Haltebacken der Klemmvorrichtung um eine Strecke von ca. 88  $\mu\text{m}$  gedehnt. Die Dehnung wird durch Drehen der Spannschraube (800  $\mu\text{m}/360^\circ$ ) um einen Winkel von circa  $40^\circ$  erzeugt. Diese Dehnung entspricht einer Verspannung von  $S_{\text{mechanisch}} = 88 \cdot 10^{-6} / 5 \cdot 10^{-3} = 1.76 \cdot 10^{-2}$ , wenn die Länge der Polyesterfolie zwischen den Haltebacken der Einspannvorrichtung ca. 5 mm beträgt. Somit verbleibt aufgrund des relativ hohen thermischen Längenausdehnungskoeffizienten eine relative Kontraktion der Polyesterfolie, die sich wie folgt zusammen setzt:

$$S_{\text{Polyesterfolie}} = S_{\text{thermisch}} + S_{\text{mechanisch}} \approx -2.4 \cdot 10^{-4} \quad (6.11)$$

Diese Verspannung wird auf die Quantentopfstruktur übertragen. Wobei jedoch berücksichtigt werden muss, dass der ELO-Film in der (110)-Richtung der Kristallstruktur verspannt wird, was bei der Berechnung der Komponenten des Verspannungstensors  $\hat{S}$  berücksichtigt werden muss. Eine einfache Abschätzung soll dazu dienen, diese Verspannung in der (110)-Richtung aus der gemessenen Energiedifferenz zwischen der Messung in unverspanntem Zustand und der Messung in verspanntem

Zustand ( $\Delta E \approx 12 \text{ meV}$ ) zu berechnen. Bei dieser Abschätzung werden die Verspannungen in (110)-Richtung auf die entsprechenden Kristallachsen in (100)- und (010)-Richtung projiziert. Der ELO-Film selbst besitzt in der (110)-Richtung eine Ausdehnung von  $3.6 \text{ mm} =: l_x$  und quer dazu eine Breite von  $3.2 \text{ mm} =: l_y$ . Wenn mit  $S_{l,h}(110)$  die Verspannung des ELO-Films längs der Polyesterfolie für Leicht- und Schwerlochbandlücke bezeichnet sein soll, so lässt sich mit Gleichung 6.1 zur Änderung der Leicht- und Schwerlochbandlücken  $\Delta E_{l,h}$  die Verspannung  $S_{l,h}(110)$  wie folgt abschätzen, wobei das '+'-Zeichen für den Fall des Leichtlochvalenzbandes und das '-'-Zeichen für das Schwerlochvalenzband zu setzen ist:

$$S_{l,h}(110) \approx \frac{\Delta E_{l,h}}{\sqrt{2} \cdot a \pm \frac{1}{2} \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{b^2 + \frac{d^2 \cdot \gamma^2}{4}}} \quad \text{mit} \quad \gamma = \left( \frac{l_x}{l_y} + \frac{l_y}{l_x} \right) \quad (6.12)$$

Hierbei ist für  $\Delta E_{l,h}$  die gemessene Energiedifferenz zwischen unverspanntem- und verspanntem Zustand einzusetzen. Die Konstanten a, b und d bezeichnen die Deformationspotentiale aus Tabelle 6.1. Setzt man die entsprechenden Werte ein so erhält man:

$$\begin{aligned} S_l(110) &\approx -1.43 \cdot 10^{-3} \\ S_h(110) &\approx -7.89 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Ein Vergleich mit der abgeschätzten Verspannung aus Gl. (6.11) zeigt, dass die gemessene Photolumineszenzstrahlung energetisch zumindest in dieser einfachen Abschätzung mit den schweren Löchern übereinstimmt, was sich auch in der deutlich reduzierten Intensität der Photolumineszenz (siehe Messung in Abb. 6.16) widerspiegelt.

Mit der Tensorbeziehung aus Gl. 6.5 und den Werten für die elastischen Konstanten lässt sich der hydrostatische Druck mit

$$P[\text{bar}] = \text{Sp}(\hat{T}) = T_{xx} + T_{yy} + T_{zz} = 31.94 \cdot 10^5 \cdot S_{l,h}(110) \quad (6.14)$$

auf die Quantentopfstruktur abschätzen. Für den errechneten Wert von  $S_h(110)$  ergibt sich somit ein hydrostatischer Druck von  $P \approx 2.5 \text{ kbar}$ .

Es bleibt also festzustellen, dass bei der ersten Verspannungsstufe immer noch eine relative Kontraktion des ELO-Films vorhanden ist und erst bei höheren Verspannungsstufen die thermische Kontraktion der Polyesterfolie kompensiert wird, um dann eine resultierende Zugspannung im ELO-Film aufzubauen. Die Messreihe der  $60 \mu\text{m}$  dicken Polyesterfolie hatte gezeigt, dass starke Inhomogenitäten innerhalb des ELO-Films vorhanden gewesen sein müssen. Zusätzlich muss davon ausgegangen werden, dass diese Inhomogenitäten zumindest bis zur Verspannungsstufe 2 noch deutlich verstärkt wurden, da dieser Verspannungszustand innerhalb der Polyesterfolie immer noch eine resultierende Kontraktion des ELO-Films zur Folge haben muss.

Die planare Einspannvorrichtung mag für relative dicke Polyesterfolien gut geeignet sein, es hat sich jedoch gezeigt, dass die mechanische Kontrolle der Verspannungen innerhalb der Polyesterfolie und

damit der Verspannungszustand innerhalb des ELO-Films mit dem vorhandenen Aufbau nur sehr ungenau definiert werden können. Wie eingangs bereits erwähnt wurde, dürfte sich dieses Problem mit dem Einsatz von Piezoaktuatoren erheblich verbessern lassen.

Wie in Abschnitt 6.3 ausführlich beschrieben wurde, kann mit der Einspannvorrichtung für eine zylinderförmig gekrümmte Polyesterfolie der Verspannungszustand innerhalb des ELO-Films wesentlich besser kontrolliert werden, da zum einen die Einstellung des Durchmessers mit Hilfe einer präzisen Mikrometerschraube erfolgt, und zum anderen die auf den ELO-Film wirkende Zugspannung lediglich durch die Reduktion des Umfangs der zylinderförmigen Polyesterfolie erzeugt wird.

In den folgenden Messungen wurde die Probenstruktur mit drei Quantentöpfen auf eine 60  $\mu\text{m}$  dicke, zylinderförmig gekrümmte Polyesterfolie transferiert. Durch eine Reduktion des Radius der Polyesterfolie werden kontrolliert zusätzliche Verspannungen in die Quantentopfstruktur eingepreßt. Die Messungen sind in Abbildung 6.17 dargestellt.

Bei der untersten Messung in Abbildung 6.17 wurde das Photolumineszenzspektrum der Quantentopfstruktur ohne die Applikation zusätzlicher Verspannungen aufgenommen. Es zeigt sich wie bei den anderen Zielsubstraten eine deutliche Verschiebung der Photolumineszenz der Quantentöpfe  $\text{QW}_3$  und  $\text{QW}_2$  zu kürzeren Wellenlängen hin. Der Quantentopf  $\text{QW}_3$  verschiebt sich von 794.2 nm auf 788.0 nm und ändert damit die Wellenlänge der Photolumineszenzstrahlung um 6.2 nm zu kürzeren Wellenlängen hin. Der mittlere Quantentopf  $\text{QW}_2$  verkürzt die Wellenlänge der Photolumineszenz um 7.1 nm verglichen mit dem Ausgangsprobenmaterial. Der dem Zielsubstrat am nächsten gelegene Quantentopf  $\text{QW}_1$  ändert die Wellenlänge nicht.

Betrachtet man die Veränderung der Photolumineszenzemissionen der Quantentopfstruktur mit steigender Verspannung, so zeigt sich, dass die Emissionen in Richtung zu größeren Wellenlängen hin verschoben werden. Bei Verringerung des Radius des Zielsubstrates um 0.6 mm erreicht die Lage der Photolumineszenz der Quantentöpfe  $\text{QW}_3$  und  $\text{QW}_2$  nahezu identisch die Position des Ausgangsprobenmaterials. Der unterste Quantentopf  $\text{QW}_1$  wird auch hier nicht durch die zusätzlichen Verspannungen beeinflusst.

---

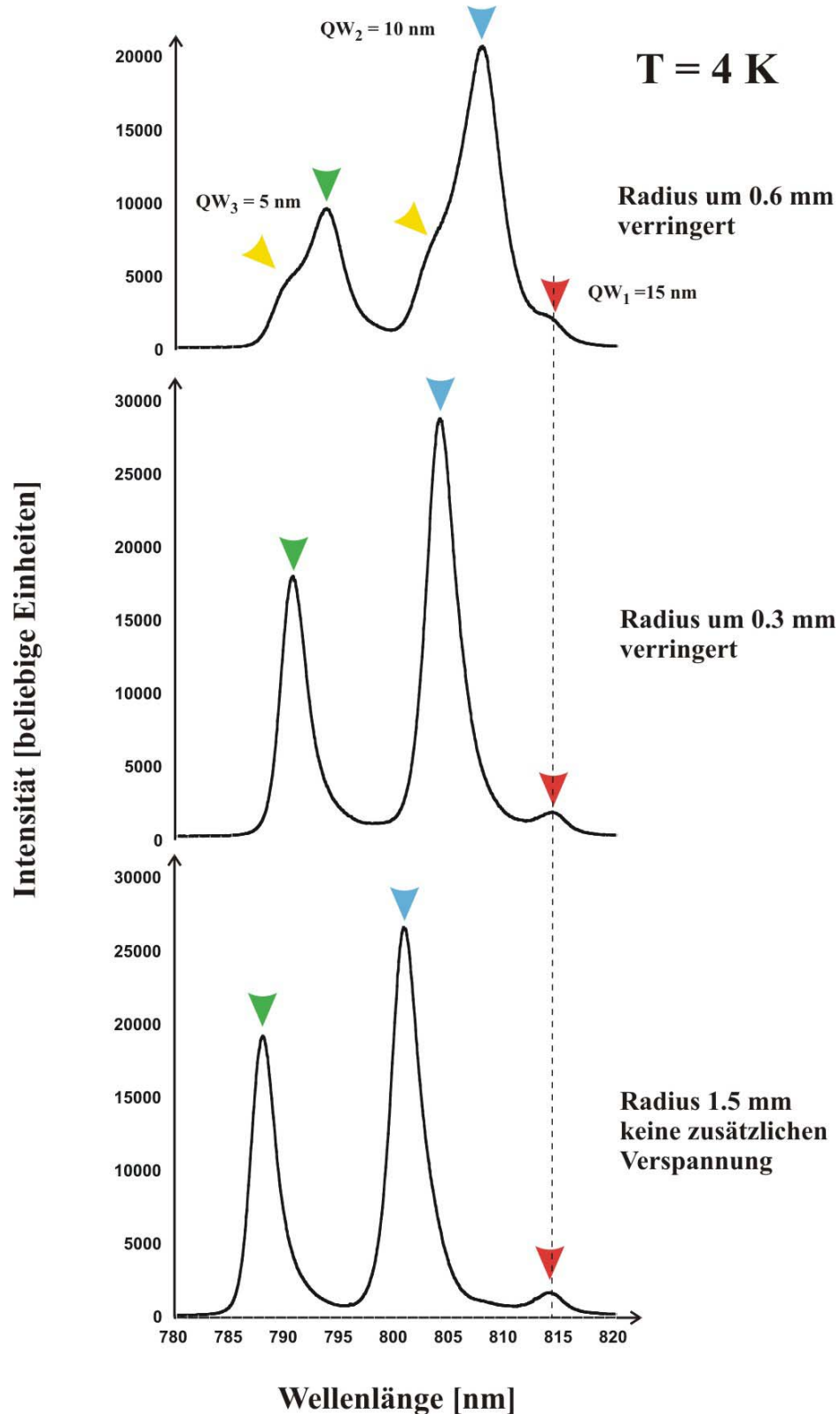


Abb. 6.17: Photolumineszenzspektrum der Probe mit drei Quantentöpfen auf einer  $60 \mu\text{m}$  dicken, mit einem Radius von  $1.5 \text{ mm}$  gekrümmten Polyesterfolie. Die Quantentopfstruktur wird durch Reduktion des Radius der Polyesterfolie verspannt, wodurch das Photolumineszenzspektrum verändert wird. Die Pfeile (rot, blau und grün) bezeichnen die Lage der PL der jeweiligen Quantentöpfe. Bei einer Reduktion des Radius um  $0.6 \text{ mm}$  tritt offensichtlich schon eine teilweise Relaxierung des ELO-Films ein (gelber Pfeil).

Ein Vergleich mit den planaren Zielsubstraten zeigt, dass die Photolumineszenz zunächst zu kürzeren Wellenlängen hin verschoben wird und durch die zusätzlichen Verspannungen in Richtung des Ausgangsprobenmaterials zurückkehrt.

In Abbildung 6.18 ist die Änderung der Wellenlängen der emittierten Photolumineszenzstrahlung der einzelnen Quantentöpfe in Abhängigkeit von der Verspannungsstufe dargestellt. Hier zeigt sich deutlich eine eindeutige Tendenz der Photolumineszenzen zu größeren Wellenlängen hin. Lediglich der unterste Quantentopf  $QW_1$  erfährt nahezu keine Änderung. Es zeigt sich weiterhin, dass die mechanische Kontrolle der Verspannungen durch die zylinderförmige Polyesterfolie erheblich besser ist, als dies bei der planaren Folie der Fall gewesen ist.

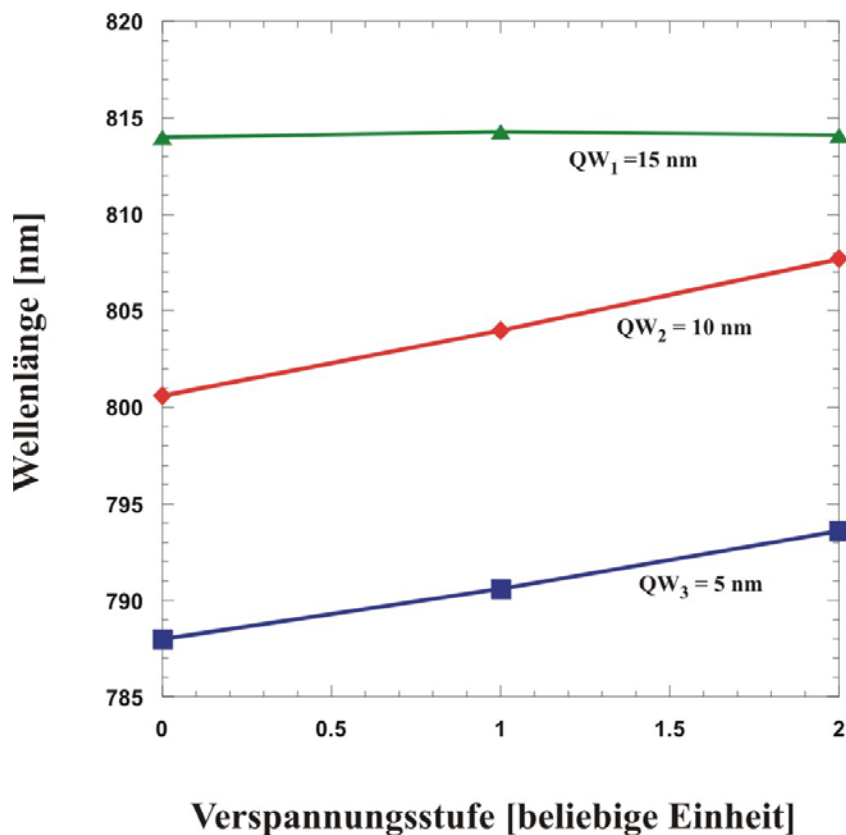


Abb. 6.18: Lage der Photolumineszenzemission in Abhängigkeit vom Grad der Verspannung. Der Quantentopf, der am tiefsten liegt ( $QW_1$ ) erfährt keine Veränderung der Wellenlänge. Der mittlere Quantentopf  $QW_2$  dagegen ändert die Wellenlänge der emittierten Photolumineszenz mit 7.1 nm am stärksten. Der Quantentopf nahe der Oberfläche ( $QW_3$ ) erfährt eine Wellenlängenänderung von 5.6 nm.

Der gelbe Pfeil in Abbildung 6.15 zeigt bei einer Reduktion des Radius um 0.6 mm bereits eine deutliche Teilrelaxation des ELO-Films auf der Polyesterfolie an. Da sich der Effekt auf die Emissionen der Quantentöpfe  $QW_2$  und  $QW_3$  gleichermaßen auswirkt, kann nicht von einer Inhomogenität in der Verspannung der Polyesterfolie ausgegangen werden. Diese Relaxation verdeutlicht die Grenze der maximalen Verspannung, die auf die Quantentopfstruktur übertragen werden kann. Wird der Radius der

Polyesterfolie um 0.9 mm reduziert, wie in Abbildung 6.19 dargestellt ist, führen die Verspannungen zu einer Zerstörung der Halbleiterstruktur.

Erstaunlicherweise haben jedoch die einzelnen Bruchstücke nach wie vor eine ausreichende Haftung zur Oberfläche des Zielsubstrates und werden je nach ihrer Größe weiterhin unterschiedlich stark verspannt. Dadurch ändert sich die Wellenlänge der Photolumineszenz von Bruchstück zu Bruchstück, wodurch sich das resultierende Spektrum als eine Überlagerung dieser unterschiedlichen Emissionen darstellt. Dadurch wird das gemessene Spektrum nahezu kontinuierlich.

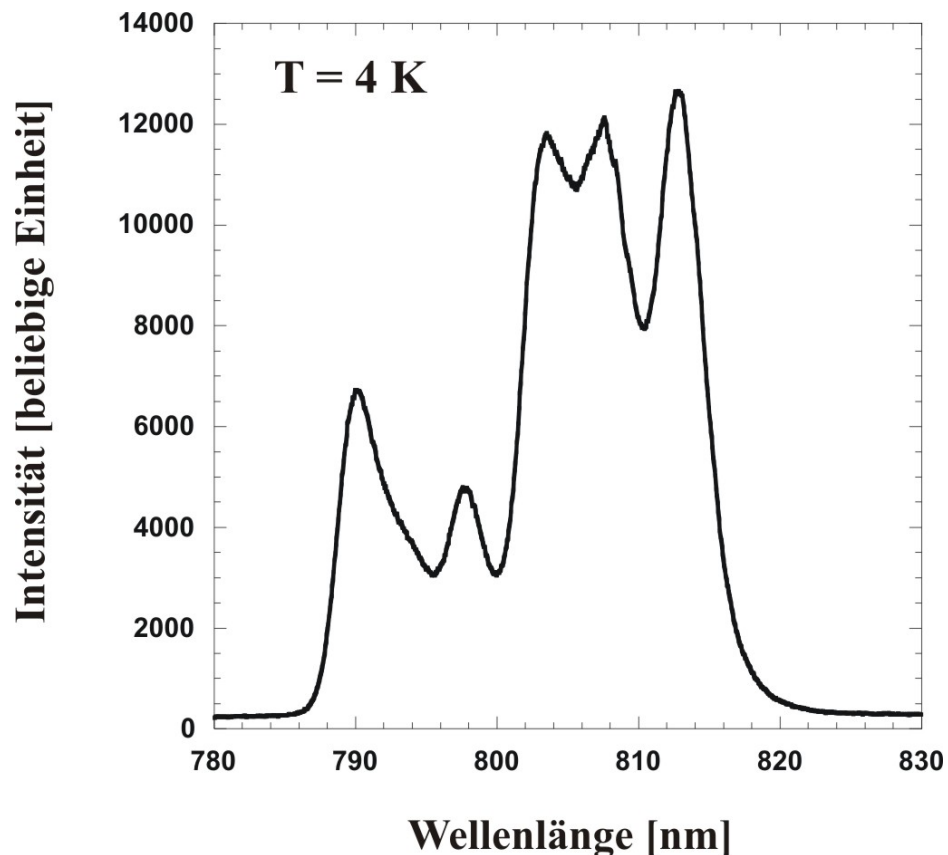


Abb. 6.19: Reduktion des Radius der zylinderförmigen Polyesterfolie um 0.9 mm. Es zeigt sich, dass hier die Halbleiterstruktur zerstört worden ist. Die einzelnen Bruchstücke konnten im Lichtmikroskop identifiziert werden. Erstaunlicherweise haben die einzelnen Bruchstücke ausreichend Kontakt zur Trägerfolie und werden, wie sich in dem nun nahezu kontinuierlichen Spektrum zeigt, nach wie vor verspannt. Jedoch ist die Stärke der Verspannung offensichtlich von der Größe der Bruchstücke abhängig, so dass sich die unterschiedlichen Emissionen zu einem nahezu kontinuierlichen Spektrum überlagern.

Zusammenfassend lassen sich die jeweiligen Verschiebungen der Photolumineszenzspektren in Abhängigkeit von der Wahl des Zielsubstrates und der Art der applizierten Verspannungen schematisch darstellen, wie in Abbildung 6.20 gezeigt ist.

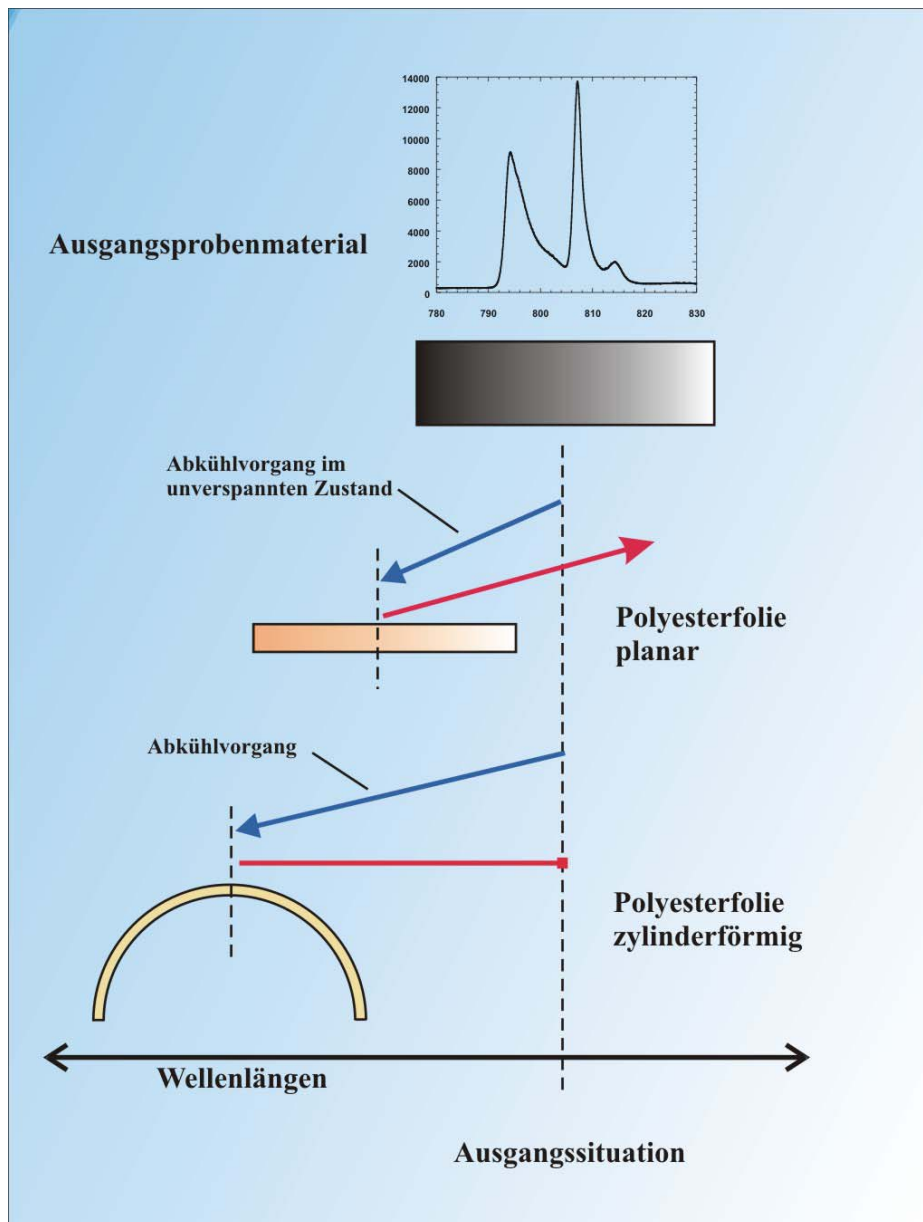


Abb. 6.20: Schematische Darstellung der Verschiebung der Photolumineszenzspektren zu kürzeren- (blaue Pfeile), und zu längeren (rote Pfeile) Wellenlängen in Bezug auf das Ausgangsmaterial hin. Generell findet durch den epitaktischen Lift-off, den Transfer des ELO-Films auf das Polyester-Zielsubstrat und den Abkühlvorgang eine Blauverschiebung statt. Die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Polyesterfolie und der Halbleiter-Heterostrukturen führen beim Abkühlvorgang zu einem zusätzlichen Druck auf die Quantentopfstrukturen mit einer Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen hin. Anschließende Dehnung verursacht eine Verschiebung zu größeren Wellenlängen hin.

Für die Messungen der Photolumineszenzemission der auf einer zylinderförmigen Polyesterfolie transferierten Quantentopfstruktur lässt sich mit der Tensorbeziehung aus Gl. 6.5 und den zugehörigen Abmessungen des ELO-Films eine Abschätzung für den hydrostatischen Druckverlauf in Abhängigkeit von der Änderung der Photolumineszenzemission für den Quantentopf  $QW_2$ , hervorgerufen durch die Reduktion des Radius der Polyesterfolie, geben.

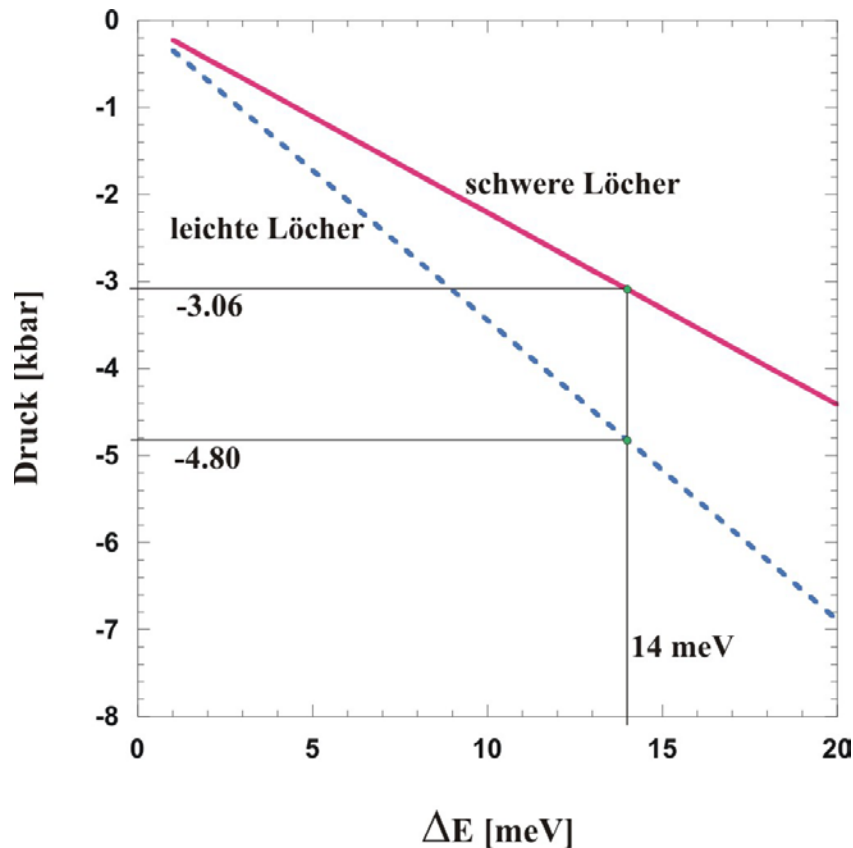


Abb. 6.21: Abschätzung des hydrostatischen Drucks innerhalb der Probe mit drei Quantentöpfen in Abhängigkeit von der Änderung der Wellenlänge der Photolumineszenzemission. Die Struktur wurde auf eine zylinderförmige Polyesterfolie mit einem Ausgangsradius von 1.5 mm übertragen. Hier wurde der hydrostatische Druck für den Quantentopf  $QW_2$  und der gemessenen Energiedifferenz zwischen dem Spannungszustand bei einem Radius von 1.5 mm und einem Radius von 0.9 mm abgeschätzt.

In der Messung in Abb. 6.17 ergibt der Energieunterschied der Photolumineszenzemission des Quantentopfes  $QW_2$  für einen Ausgangsradius von 1.5 mm bis zu einem Radius von 0.9 mm eine Differenz von 14 meV. Für diese Energieverschiebung kann ein hydrostatischer Druck zwischen  $-3.06$  kbar und  $-4.80$  kbar für schwere- und leichte Löcher abgeschätzt werden. Das negative Vorzeichen bezeichnet eine Dehnung der Quantentopfstruktur innerhalb des ELO-Films.

Generell hat alleine der epitaktische Lift-off, sowie der Transfer der ELO-Filme auf die Polyester-Trägerfolien eine Verschiebung der Photolumineszenzspektren zu kürzeren Wellenlängen hin zur Folge gehabt. Diese Verschiebung ist auf den größeren Ausdehnungskoeffizienten der Polyesterfolien zurückzuführen, die durch den Abkühlvorgang einen Druck auf die Quantentopfstruktur ausüben. Die größte Verschiebung betrug dabei ca. 7 nm und konnte bei der zylinderförmigen Trägerfolie aus 60  $\mu\text{m}$  dickem Polyester beobachtet werden.

Die zylinderförmige Polyester-Trägerfolie zeigte bei einem Radius von 1.5 mm die deutlichste Verschiebung der Photolumineszenz der Quantentöpfe  $QW_3$  und  $QW_2$  beim Abkühlvorgang zu kürzeren



Wellenlängen hin. Die Reduktion des Radius erzeugte Zugspannung, welche die Photolumineszenzen dieser beiden Quantentöpfe wieder auf den ursprünglichen Wert des Ausgangsprobenmaterials zurück verschoben hat. Auch durch weitere Steigerung der Zugspannung konnte diese Position nicht mehr verändert werden, vielmehr führten die Verspannungen zur Zerstörung der Halbleiterstruktur, wobei die Emissionen der einzelnen, noch verspannten Bruchstücke sich zu einem quasi-kontinuierlichen Spektrum überlagert haben.

Es hat sich weiterhin gezeigt, dass die Veränderung der Lage der Photolumineszenzemission der Quantentöpfe zumindest teilweise reversibel ist, wenn die Zugspannung wieder zurückgenommen wird. Die Verspannungen dürfen dabei nur so große Werte annehmen, dass keine Teilrelaxation des ELO-Films auf der Oberfläche des Zielsubstrates stattfindet.

### **6.5.2 Photolumineszenzmessungen an einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit sechs Quantentöpfen**

Wie in Abschnitt 6.5 bereits angedeutet wurde, sind die hier vorgestellten Messungen der Photolumineszenz der Struktur mit insgesamt sechs Quantentöpfen aufgrund der vom Wachstumsprotokoll der Schichtstruktur abweichenden Dicke des eigentlichen ELO-Films nicht genau zu charakterisieren, da die Verspannungen, welche auf die Quantentöpfe einwirken, nicht unmittelbar mit den Verspannungen innerhalb des Trägermaterials übereinstimmen müssen.

In Abbildung 6.22 ist das Spektrum der sechs Quantentöpfe im Ausgangsprobenmaterial dargestellt. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 4 K und einer eingestrahnten Laserleistung von 3 mW aufgenommen. Die Wellenlänge des Laserlichts betrug 488 nm. Diese Messung soll im folgenden als Referenz dienen, um die Änderungen durch den epitaktischen Lift-off und die zusätzlichen Verspannungen differenzieren zu können.

Nach dieser Messung wurde die Quantentopfstruktur durch den epitaktischen Lift-off auf die Oberfläche eines planaren Glassubstrates transferiert. Die zugehörige Messung der Photolumineszenz ist in Abbildung 6.23 dargestellt.

Diese Messung zeigt eine bemerkenswerte Steigerung der relativen Intensitäten der beiden dem Zielsubstrat am nächsten gelegenen Quantentöpfe. Die Steigerung der relativen Intensität des Quantentopfes  $QW_1$  betrug einen Faktor von 2.5, die des Quantentopfes  $QW_2$  steigerte sich sogar um den Faktor 6.3. Der Quantentopf, der am weitesten vom Zielsubstrat entfernt ist ( $QW_6$ ) veränderte seine relative Intensität dagegen nicht. Die Lage der Photolumineszenzemissionen der Quantentöpfe weist allgemein eine geringfügige Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen hin auf.

Ein Vergleich mit der analogen Messung für das Probenmaterial mit drei Quantentöpfen (Abbildung 6.14) zeigt eine gewisse qualitative Übereinstimmung. Auch dort konnte eine starke Steigerung der relativen Intensitäten beobachtet werden, obgleich dort eine deutlich größere Verschiebung der Emissionen zu kürzeren Wellenlängen hin zu beobachten war.

---

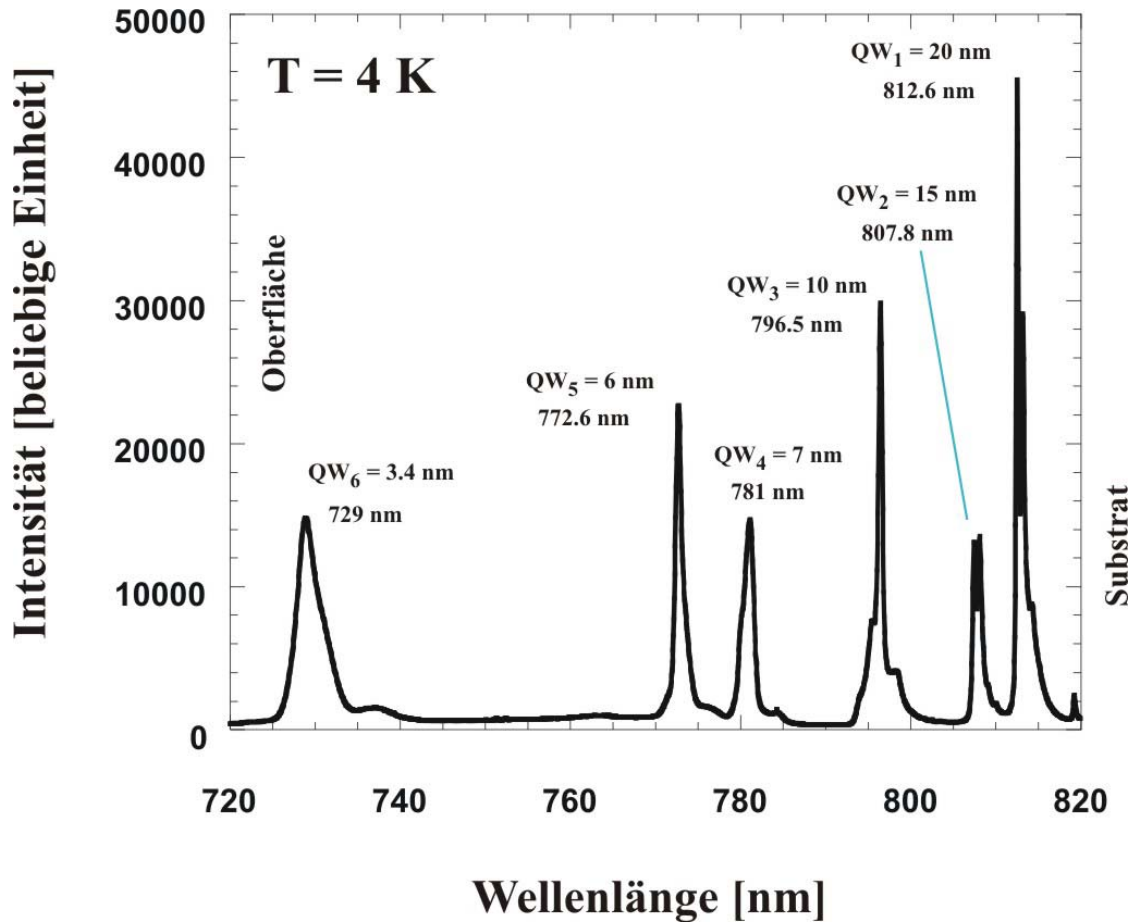


Abb. 6.22: Referenzmessung der Photolumineszenz des Ausgangsprobenmaterials. Die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts betrug 488 nm bei einer Leistung von 3 mW. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 4 K durchgeführt.

Wie in Abschnitt 6.5.1 gezeigt werden konnte, korreliert die Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen mit einer resultierenden Gesamtkontraktion des ELO-Films. Dass die Verschiebung in der Messung in Abbildung 6.23 deutlich geringer ausfällt, ist demnach darauf zurückzuführen, dass die Kontraktion des Glasträgers durch die Abkühlung nicht in gleichem Masse auf den ELO-Film, bzw. die Quantentopfstruktur übertragen worden ist, obwohl hier der gleiche Typ Glasträger eingesetzt worden ist.

Wie bereits zu Beginn von Abschnitt 6.5 diskutiert wurde, kann die deutlich vom Wachstumsprotokoll abweichende Schichtdicke der hier verwendeten Heterostruktur mit insgesamt sechs Quantentöpfen nur erklärt werden, wenn davon ausgegangen wird, dass die ca. 500 nm dicke GaAs-Schicht unterhalb der eigentlichen AlAs-Opferschicht mit abgelöst worden ist. Dies könnte durchaus der Fall sein, wenn sich zufälligerweise eine AlAs-Schicht - beispielsweise zu Kalibrierungszwecken bei der Molekularstrahlepitaxie - unterhalb dieser 500 nm dicken GaAs-Schicht befindet.

Da das hier diskutierte Probenmaterial nicht explizit für den epitaktischen Lift-off hergestellt wurde, ist dieser Fall plausibel, zumal bei früher verwendeten Heterostrukturen dieser Fall schon eingetreten ist.

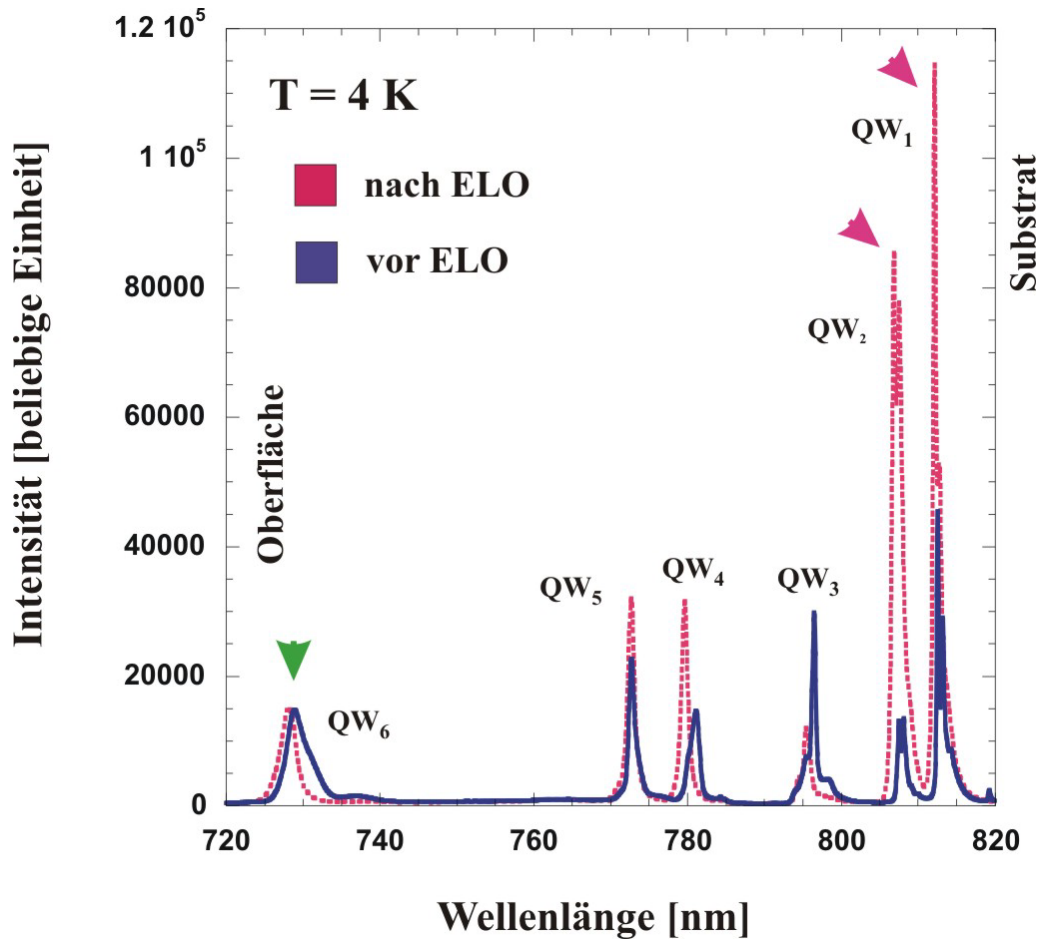


Abb. 6.23: Messung der Photolumineszenz der Probe mit sechs Quantentöpfen nach dem epitaktischen Lift-off und dem Transfer des ELO-Films auf die Oberfläche eines planaren Glassubstrates. Die eingestrahlte Laserleistung betrug 3 mW. Es zeigt sich eine deutliche Steigerung der relativen Intensitäten der Photolumineszenzstrahlung für die beiden Quantentöpfe  $QW_1$  und  $QW_2$ , (rote Pfeile). Die relative Intensität steigerte sich für  $QW_1$  um einen Faktor von 2,5, die relative Intensität von  $QW_2$  steigerte sich sogar um den Faktor 6,3. Der Quantentopf  $QW_6$  erfährt keine sichtbare Veränderung der relativen Intensität (grüner Pfeil). Es ist eine geringfügige Verschiebung der Photolumineszenzen der einzelnen Quantentöpfe zu kürzeren Wellenlängen hin festzustellen.

Liegt dieser Fall vor, so muss davon ausgegangen werden, dass die eigentlich definierte AlAs-Opferschicht in jedem Fall teilweise, wenn nicht ganz, aufgelöst worden ist. Beim eigentlichen epitaktischen Lift-off kann dann die physikalisch relevante Heterostruktur aufgrund der Adhäsion mit der unterhalb befindlichen GaAs-Schicht, die sich ebenso vom Basissubstrat löst, gleichsam verkleben. Diese Verbindung ist selbstverständlich nicht derart kraftschlüssig, dass beispielsweise die Kontraktion des Glsträgers vollständig in die Quantentopfstruktur übertragen werden kann. Vielmehr besteht leicht die Möglichkeit, dass die Quantentopfstruktur auf der GaAs-Schicht hin und her gleiten kann.

Die Messreihe in der nachfolgenden Abbildung zeigt das Photolumineszenzspektrum der sechsfachen Quantentopfstruktur auf einer 60  $\mu\text{m}$  dicken, zylinderförmigen Polyesterfolie, die analog zu Abschnitt 6.5.1 durch schrittweise Reduktion des Durchmessers  $d$  verspannt wird.

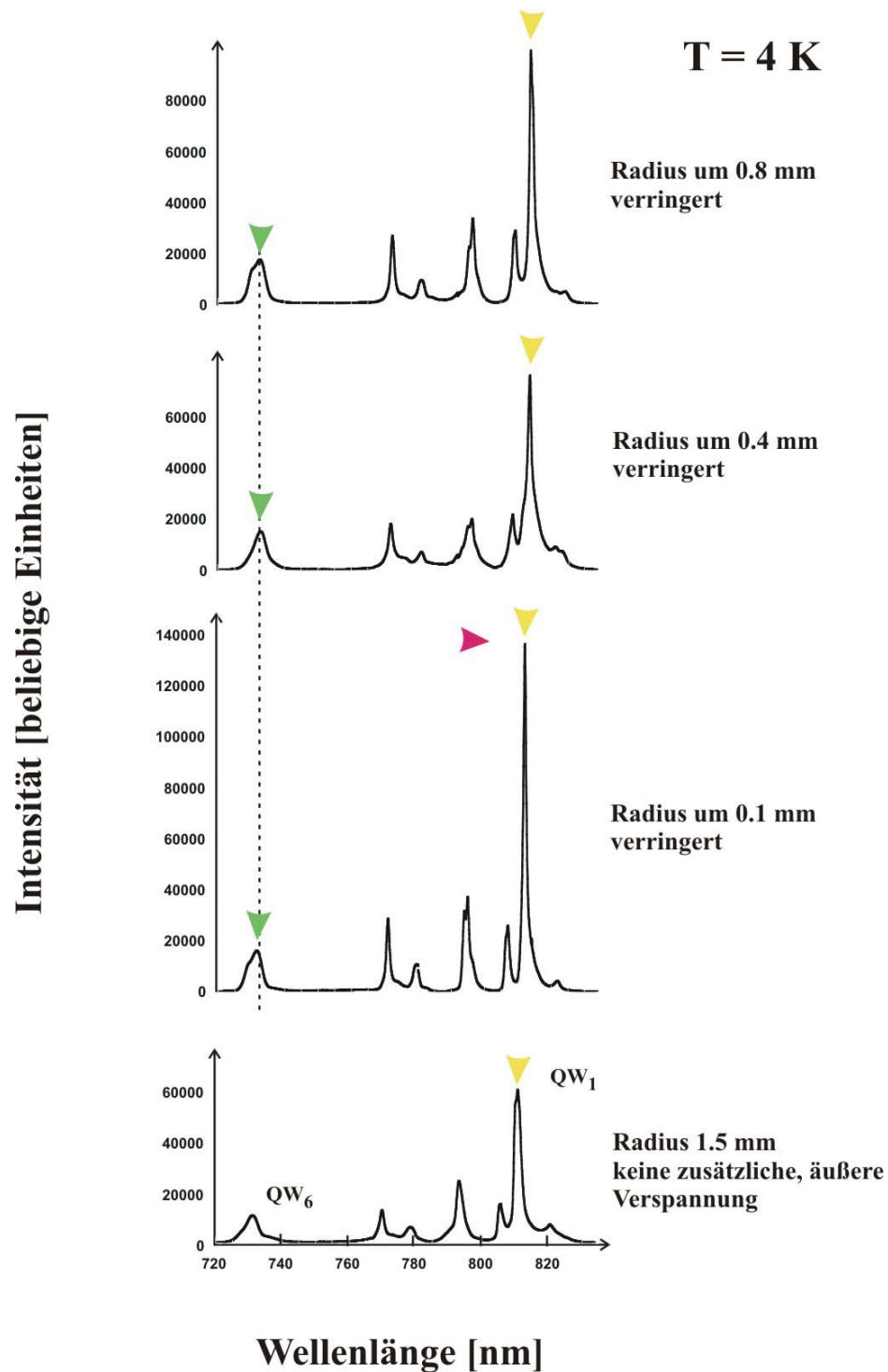


Abb. 6.24: Photolumineszenzspektrum der Probe mit sechs Quantentöpfen auf einer  $60 \mu\text{m}$  dicken, mit einem Radius von  $1.5 \text{ mm}$  gekrümmten Polyesterfolie. Die Quantentopfstruktur wird durch Reduktion des Radius der Polyesterfolie verspannt, wodurch sich das Photolumineszenzspektrum zu größeren Wellenlängen hin verschiebt. Die gelben Pfeile indizieren die Lage der PL des Quantentopfes  $QW_1$ . Bei einer Reduktion des Radius um  $0.1 \text{ mm}$  ist eine beachtliche Steigerung der relativen Intensität des Quantentopfes  $QW_1$  zu erkennen (roter Pfeil). Der Quantentopf  $QW_1$  erfährt nur eine geringe Beeinflussung durch die zusätzlichen Verspannungen (grüner Pfeil). Der Quantentopf  $QW_6$  erfährt keine nennenswerten Veränderungen der Wellenlänge und der relativen Intensität (grüner Pfeil).

Bei der Messung ohne zusätzliche Verspannung (siehe unten in Abb. 6.24) zeigen sich keine signifikanten Verschiebungen zu kürzeren Wellenlängen hin, wie das in der Messreihe in Abbildung 6.17 der Fall gewesen ist. Dies war zu erwarten, da sich ebenfalls keine großen Änderungen zu kürzeren Wellenlängen hin ergeben haben, als der ELO-Film auf einen Glasträger transferiert wurde (Abb. 6.23).

Bei der Reduktion des Radius um 0.1 mm zeigt sich eine allgemeine Tendenz der Photolumineszenzemissionen der einzelnen Quantentöpfe zu größeren Wellenlängen hin. Bemerkenswert ist die verhältnismäßig große Zunahme der relativen Intensität des Quantentopfes  $QW_1$  (roter Pfeil in Abb. 6.24), was sich ebenfalls mit einer nicht fest haftenden Heterostruktur erklären lässt: Eine zusätzliche Verspannung durch Reduktion des Radius der zylinderförmigen Polyesterfolie bedingt nicht unmittelbar eine resultierende Verspannung im ELO-Film, wenn dieser die Möglichkeit besitzt, oberhalb der GaAs-Schicht der Zugspannung auszuweichen. Auch muss dieser Ausweichvorgang durchaus nicht homogen über den gesamten ELO-Film hinweg erfolgen.

Bei einer weiteren Reduktion des Radius um insgesamt 0.4 mm ist eine anhaltende Tendenz zu größeren Wellenlängen hin erkennbar und zusätzlich sinken die relativen Intensitäten ab. Hier zeigt sich eine Analogie zur äquivalenten Messung aus Abschnitt 6.5.1, wobei das Verhalten des ELO-Films unter steigender Verspannung und Abkühlung auf tiefe Temperaturen offensichtlich nicht deterministisch ist.

Bei einer weiteren Reduktion des Radius um insgesamt 0.8 mm zeigt sich erneut eine allgemeine Steigerung der Intensitäten, jedoch nicht für alle Quantentöpfe gleichmäßig. Die Wellenlängen der Photolumineszenzen der einzelnen Quantentöpfe veränderten sich allerdings nicht weiter. Das lässt darauf schließen, dass die erhöhte Zugspannung wenig oder nur minimal in den ELO-Film eingepreßt wurde, weshalb auch keine Teilrelaxationen oder Inhomogenitäten in der mechanischen Verspannung beobachtet werden können, wie das schon bei einer Reduktion des Radius um 0.6 mm teilweise bei den Messungen aus Abschnitt 6.5.1 der Fall gewesen ist.

Die Probenstruktur mit drei Quantentöpfen aus Abschnitt 6.5.1 war nach Rücknahme der Verspannungen (ausgenommen bei so hohen Verspannungen, dass entweder Teilrelaxationen aufgetreten sind, oder der ELO-Film zerstört wurde) in den Ausgangszustand zurück zu bringen. D. h., die aufgeprägten Verspannungen waren zumindest im messbaren Bereich reversibel. Bei der in diesem Abschnitt behandelten Probenstruktur mit sechs Quantentöpfen konnte eine derartige Reversibilität nicht beobachtet werden, was die eingangs beschriebene Vermutung der doppelten AlAs-Schicht unterstützt.

In Abbildung 6.25 ist die Änderung der Wellenlänge der Photolumineszenzemissionen der einzelnen Quantentöpfe gegen die auf die Struktur wirkende Zugspannung aufgetragen, wobei die Zugspannung durch die Reduktion des Radius der zylinderförmigen Polyesterfolie dargestellt wurde.

Wie zu erkennen ist, verschieben sich die Wellenlängen bei geringer Zugspannung, also bei geringfügiger Reduktion des Radius, deutlich sichtbar zu größeren Wellenlängen hin. Ab einer Reduktion des Radius um 0.4 mm kann jedoch bestenfalls eine minimale Veränderung der Wellenlängen beobachtet werden.

---

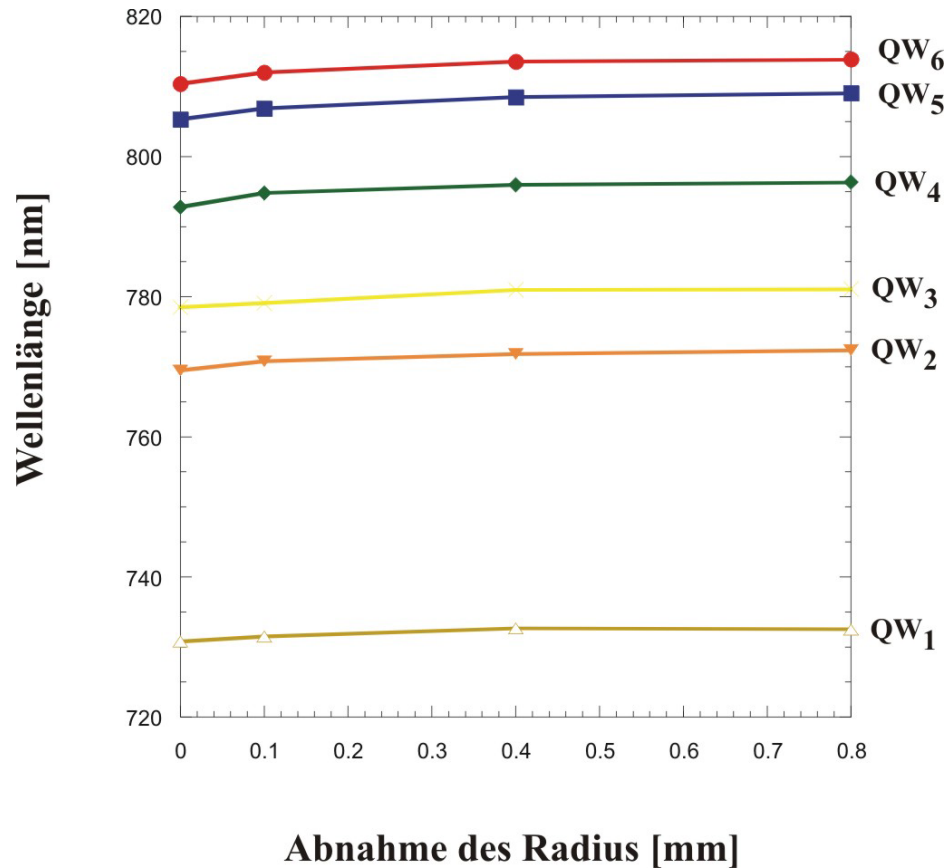


Abb. 6.25: Lage der Photolumineszenzemission in Abhängigkeit vom Grad der Verspannung (Zugspannung). Die Höhe der Zugspannung ist durch die Reduktion des Radius der zylinderförmigen Polyesterfolie charakterisiert. Bei geringen Zugspannungen sind die Änderungen deutlich sichtbar. Mit zunehmender Zugspannung (zunehmende Reduktion des Radius) kann nur noch eine minimale Veränderung der Wellenlängen der Photolumineszenzemissionen beobachtet werden. Das lässt folgern, dass die steigenden, äußeren Verspannungen nicht vollständig in die Quantentopfstruktur übertragen werden.

Entgegen dem beobachteten Verhalten der Strukturen aus Abschnitt 6.5.1 ist dieses Verhalten darauf zurück zu führen, dass die steigende Zugspannung nicht in die Quantentopfstruktur übertragen worden ist. Es sind jedoch keine sprunghaften Veränderungen oberhalb einer Reduktion des Radius von 0.4 mm festzustellen, was darauf hindeutet, dass der ELO-Film relativ gleichmäßig der erhöhten Zugspannung ausweichen muss.

Damit kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die unterhalb der eigentlich für den epitaktischen Lift-off gedachten AlAs-Opferschicht befindliche, 500 nm dicke GaAs-Schicht mit abgelöst wurde, eine plausible Erklärung darstellt.

## 6.6 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass verschiedene Quantentopfstrukturen in unterschiedlich aufgebauten GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostrukturen auf flexible- und auch gekrümmte und flexible Zielsubstrate mit der Technik des epitaktischen Lift-offs reproduzierbar transferiert werden können. Die optischen Eigenschaften dieser Strukturen verändern sich, je nachdem, auf welches Zielsubstrat die Strukturen aufgesetzt werden.

Es wurde weiterhin gezeigt, dass sich derartige Strukturen reproduzierbar auf tiefe Temperaturen bringen lassen. Mehrfaches Aufwärmen mit anschließendem Abkühlen, wobei nach dem Aufwärmen mechanische Verspannungen auf die Strukturen ausgeübt wurden, lassen sich ebenfalls reproduzierbar durchführen.

Durch die eingepprägten Verspannungen können die optischen Eigenschaften der Halbleitermaterialien gezielt beeinflusst werden. Es hat sich gezeigt, dass sich sowohl die Lage, als auch die Intensitäten der von den Quantentöpfen emittierten Photolumineszenzstrahlung kontrolliert durch diese Verspannungen verändern lassen.

Die genauen physikalischen Zusammenhänge, die diese Veränderungen beschreiben, bedürfen einer wesentlich differenzierteren theoretischen Betrachtungsweise, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnte.

Als Weiterentwicklung sollte im nächsten Schritt die Verwendung gezielter, für diese Problematik hergestellter Halbleiterstrukturen angedacht werden. In Verbindung mit einer verbesserten Kontrolle der mechanischen Verspannungen können so die beobachteten Phänomene in jedem Fall besser charakterisiert und analysiert werden.

---

## 7 ABSCHLIEBENDE ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Technologie des epitaktischen Lift-offs in verschiedener Hinsicht weiterentwickelt. Durch diese Weiterentwicklung wurde die Herstellung von gekrümmten-, freitragenden- und Halbleiterstrukturen auf flexiblen Zielsubstraten reproduzierbar möglich.

Die Perspektiven, die sich durch diese neuen Technologien ergeben, wurden an drei unterschiedlichen Projekten dargestellt. Im ersten Projekt wurde ein neuartiger Oberflächenpotentialsensor vorgestellt, der es ermöglicht, in hoher Ortsauflösung Zellpotentiale von auf der Oberfläche des Sensors adhärenen biologischen Zellstrukturen zu messen. Bei diesem Projekt konnte gezeigt werden, dass durch den epitaktischen Lift-off ebenfalls sehr kleine und periodische Strukturen herstellbar sind. Eine ausführliche Charakterisierung diverser Teststrukturen hat gezeigt, dass sowohl die geforderte Zeit-, wie auch die Ortsauflösung bei entsprechender Potentialempfindlichkeit erreicht werden kann.

Das zweite Projekt nützte die Möglichkeit der neuen Prozesstechnologie, um den Quanten-Hall-Effekt in nicht-planarer Geometrie besser untersuchen zu können. Dazu wurden entsprechende zweidimensionale Elektronensysteme in GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostrukturen auf die Oberfläche von dünnen Glasröhrchen transferiert. Durch entsprechende Prozessschritte vor dem eigentlichen epitaktischen Lift-off wurde es möglich, die Heterostrukturen auch in zylinderförmiger Geometrie, in der keine optische Lithografie mehr durchgeführt werden kann, so zu strukturieren, dass eine einwandfreie Hallbar-Geometrie im zweidimensionalen Elektronensystem definiert werden konnte. Die Charakterisierung der elektronischen Eigenschaften dieser Strukturen zeigte einerseits, dass sich derartige Geometrien reproduzierbar herstellen lassen und andererseits, dass sich in dieser besonderen Geometrie interessante physikalische Effekte finden lassen.

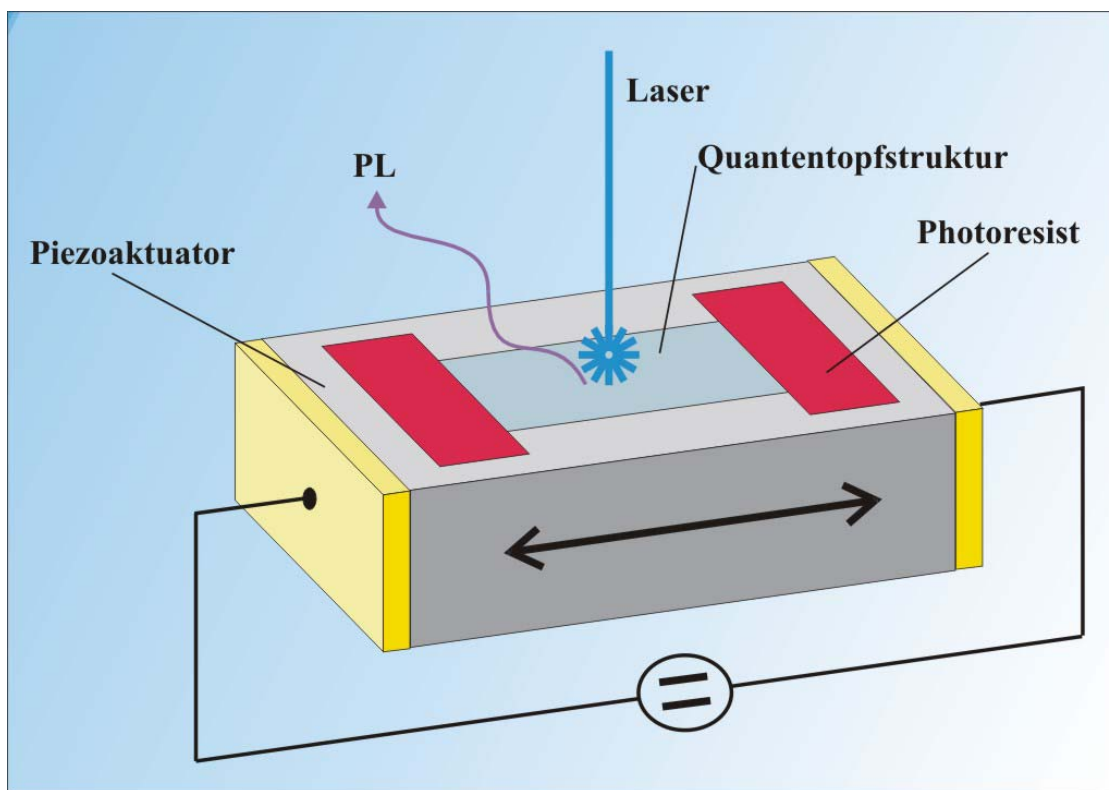
Die Erkenntnisse bei der Herstellung gekrümmter Halbleiterstrukturen ermöglichte einen weiteren Entwicklungsschritt, welcher den Transfer von Halbleiterstrukturen auf flexible Zielsubstrate ermöglicht. Diese Technologie wurde dann in einem dritten Projekt umgesetzt, welches sich mit der Änderung der optischen Eigenschaften von Quantentopfstrukturen in Abhängigkeit von äußeren Verspannungen beschäftigte. Die mechanischen Verspannungen wurden dabei zunächst in den flexiblen Trägersubstraten erzeugt, und haben sich dann auf die oberhalb der Trägersubstrate befindlichen Halbleiterstrukturen übertragen. Die kontrollierten Verspannungen in den Quantentopfstrukturen haben sowohl die Intensität, wie auch die Wellenlänge der Photolumineszenzemission der Quantentöpfe deutlich beeinflusst.

Die Änderung der optischen Eigenschaften von Halbleiterstrukturen durch äußere Verspannungen ist eine vielversprechende Einsatzmöglichkeit des epitaktischen Lift-offs. Die Fortsetzung dieses Projekts wird sich in der nächsten Stufe in eine Richtung bewegen, wie sie schematisch in der folgenden Abbildung dargestellt ist. Die Intention für diesen neuartigen Aufbau ist eine deutlich bessere Kontrolle der mechanischen Verspannungen. Mit der Verwendung eines Piezoaktuators, der es auch bei tiefen



Temperaturen *in situ* ermöglicht, die entsprechenden Verspannungszustände kontrolliert zu ändern, ergibt sich eine interessante Perspektive.

Die Beeinflussung der Photolumineszenz einer Quantentopfstruktur ist jedoch nicht das Ziel, welches mit dieser Technologie erreicht werden soll. Vielmehr ist eine Entwicklung angestrebt, die zum einen auf Systeme abzielt, die bei Raumtemperatur arbeiten, und zum anderen sollen in Zukunft LED-Halbleiterstrukturen durch den epitaktischen Lift-off transferiert werden (z. B. GaP-LED-Strukturen). Durch eine LED-Struktur kann Elektrolumineszenzstrahlung bei Raumtemperatur erzeugt werden, wodurch die Möglichkeit besteht, die verspannungsinduzierten Veränderungen der Elektrolumineszenzstrahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich und vor allen Dingen direkt beobachten zu können.



*Abb. 7.1: Kontrollierter Aufbau von Verspannungen in einer epitaktisch abgelösten Quantentopfstruktur. Die mechanischen Verspannungen werden durch Längenänderung eines Piezoaktors erzeugt. Ein zusätzlich durch optische Lithografie definierter Photoresist-Bereich verhindert eine Relaxation der Quantentopfstruktur auf der Oberfläche des Piezoaktors. Mit dieser Anordnung können beispielsweise Zugspannungen äußerst präzise durch eine entsprechende Steuerspannung am Piezoaktor eingestellt werden.*

In nachfolgenden Schritten wäre dann festzustellen, mit welchen Modulationsfrequenzen der Piezoaktor angesteuert werden kann, ohne die Halbleiterstruktur zu schädigen und um eine ausreichende Kontrolle der optischen Eigenschaften zu gewährleisten. Liegt diese Modulationsfrequenz

in einem Bereich von ca. 50 Hz, so wäre die Entwicklung einer farb-durchstimmbaren Leuchtdiode zur Herstellung neuartiger Displays ein interessanter Ansatz, neue Bauelemente entwickeln zu können.

Ein weitere, vielversprechende Möglichkeit zur Weiterentwicklung ist die Verwendung einer Halbleiter-Laserstruktur, die mit dem epitaktischen Lift-off auf eine ähnliche Anordnung wie in Abbildung 7.1 transferiert werden könnte. Dadurch wäre prinzipiell die Basis für neuartige und abstimmbare Halbleiterlaser gegeben. Man könnte hier an das Stichwort „blauer Laser“ denken.

In Kapitel 3.4 wurden verschiedene Verfahren zur Herstellung freitragender Halbleiterstrukturen beschrieben. Diese Techniken konnten aufgrund des zeitlichen Rahmens, der für diese Arbeit zur Verfügung stand nicht mehr in entsprechenden Projekten umgesetzt werden. Es sind jedoch zwei interessante Anwendungen denkbar, die in den folgenden beiden Abbildungen schematisch dargestellt sind.

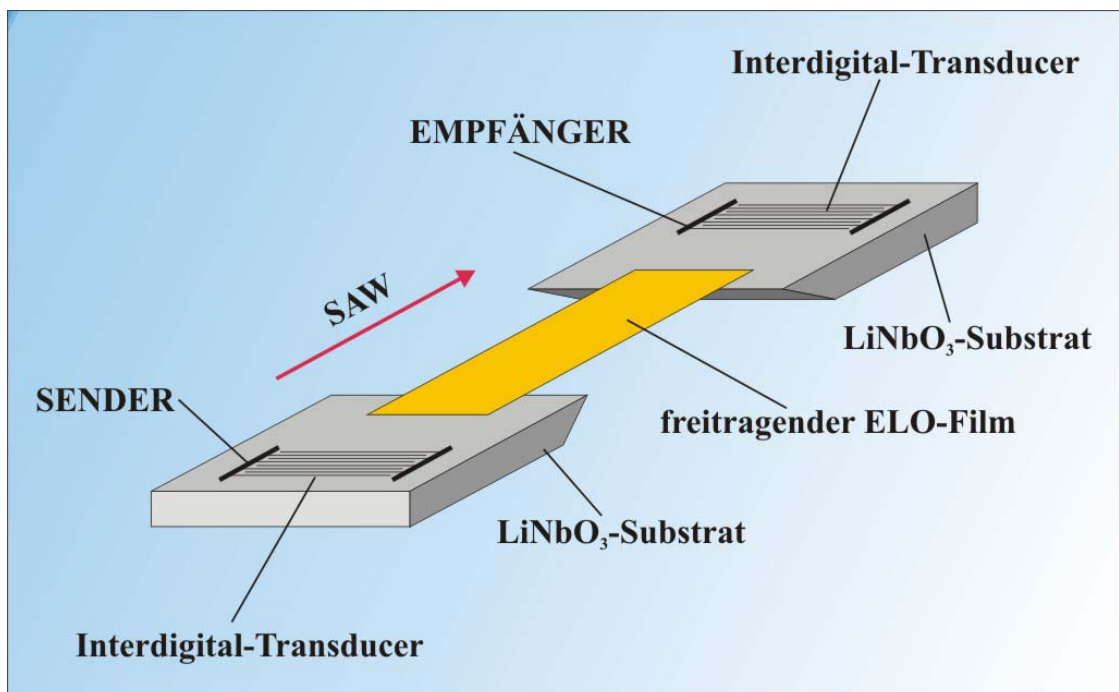


Abb. 7.2: Zwischen zwei  $\text{LiNbO}_3$ -Substraten ist eine freitragende Brücke, bestehend aus einem ELO-Film, aufgespannt. Durch sogenannte Interdigital-Transducer, die lithografisch auf der Oberfläche der  $\text{LiNbO}_3$ -Substrate definiert werden, kann in dem als Sender bezeichneten Substrat eine akustische Oberflächenwelle (surface acoustic wave - SAW) erzeugt werden. Diese SAW breitet sich zur gegenüberliegenden Kante des Substrates aus und regt den ELO-Film zu mechanischen Schwingungen an. In Abhängigkeit vom Grad der Verspannung innerhalb des ELO-Films wird die mechanische Schwingung auf das als Empfänger bezeichnete Substrat übertragen, erzeugt dort wiederum eine SAW und kann von dem dort befindlichen Interdigital-Transducer detektiert werden. Mit dieser Anordnung kann beispielsweise ein äußerst empfindlicher Drucksensor realisiert werden.

Prinzipiell kann mit den modifizierten Herstellungsverfahren des epitaktischen Lift-offs eine freitragende Struktur in Form einer Brücke (siehe Abbildung 7.2), sowohl von nur einseitig gehaltenen

Systemen (Cantilever, Abbildung 7.3), wie auch in einer von einem geschlossenen Rahmen umgebenen Struktur (Membran), erzeugt werden.

In Abbildung 7.2 ist schematisch eine freitragende Brücke zwischen zwei Substraten aus  $\text{LiNbO}_3$  eingespannt. Der Grad der Verspannung kann durch den Abstand der beiden Substrate eingestellt werden. Auf der Oberfläche der  $\text{LiNbO}_3$ -Substrate werden vor dem Transfer des ELO-Films sogenannte Interdigital-Transducer lithografisch definiert. Mit diesen kammartigen Strukturen können akustische Oberflächenwellen erzeugt und detektiert werden (surface acoustic wave – SAW). In dem in Abbildung 7.2 als Sender bezeichneten Substrat wird eine SAW erzeugt. Diese SAW breitet sich zur gegenüberliegenden Kante des Substrates aus und koppelt dort in Form von mechanischen Schwingungen in den ELO-Film ein. Je nach dem Grad der Verspannung innerhalb des ELO-Films wird diese mechanische Schwingung mehr oder weniger über die freitragende Brücke hinweg transportiert (je nach Frequenz der Schwingung kann sich auch eine stehende Welle ausbilden). Auf der anderen Seite erzeugt die mechanische Schwingung wiederum eine SAW, die in dem als Empfänger bezeichneten

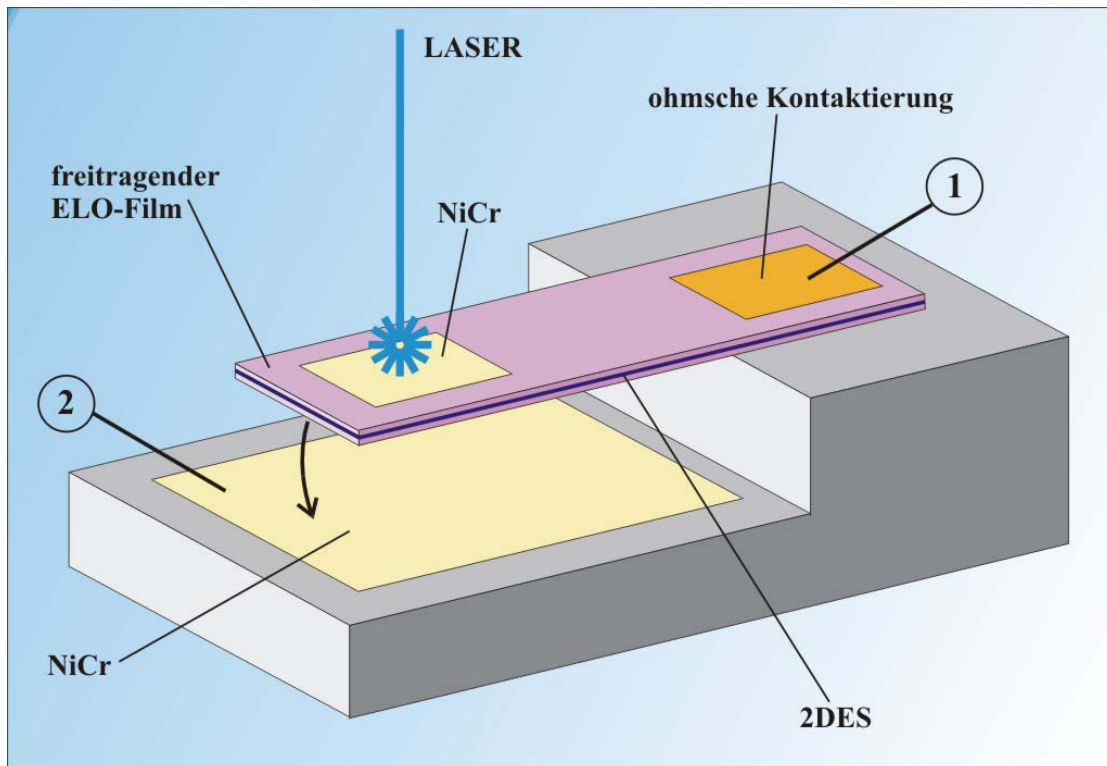


Abb. 7.3: Eine Halbleiter-Heterostruktur, in der ein quasi-zweidimensionales Elektronensystem erzeugt wurde, wird durch den epitaktischen Lift-off an einer Seite auf eine Kante eines Zielsubstrates so aufgelegt, dass der überwiegend größte Teil des ELO-Films frei über die Kante des Zielsubstrates hinaussteht. Auf der unteren Stufe des Zielsubstrates befindet sich eine Metallbedampfung (NiCr). Über den ohmschen Kontakt (Markierung 1) kann zwischen der Metallbedampfung (Markierung 2) und dem zweidimensionalen Elektronensystem eine Spannung definierten Vorzeichens angelegt werden. Dadurch wird der überstehende Teil des ELO-Films zur metallisierten Fläche hingezogen. Die Auslenkung kann an der Reflexion eines Laserstrahls gemessen werden.

Substrat vom dortigen Interdigital-Transducer detektiert werden kann. Mit einer derartigen Anordnung dürften sich hochempfindliche Druck- und Verspannungssensoren herstellen lassen.

Abbildung 7.3 zeigt ein schematisches Beispiel für eine einseitig gehaltene, frei schwingende Struktur. Hier wird ein ELO-Film, der aus einer Halbleiter-Heterostruktur besteht, in der ein quasi-zweidimensionales Elektronensystem definiert wurde, so auf die Kante eines Zielsubstrates transferiert, dass der überwiegend größte Teil des ELO-Films über die Kante des Zielsubstrates hinaus steht.

Auf der unteren Stufe des Zielsubstrates befindet sich eine metallisierte Fläche. Über den ohmschen Kontakt kann nun eine Spannung zwischen dem zweidimensionalen Elektronensystem und der metallisierten Fläche angelegt werden. Dadurch wird der über die Kante des Zielsubstrates hinaus stehende Teil des ELO-Films zu der metallisierten Fläche hingezogen.

Die mechanische Auslenkung kann durch einen Laserstrahl, der an der reflektierenden Metallschicht auf der Oberseite des ELO-Films abgelenkt wird, detektiert werden. Mit welcher Frequenz der freitragende Teil des ELO-Films schwingen kann, müsste erst experimentell bestimmt werden. Es sind jedoch

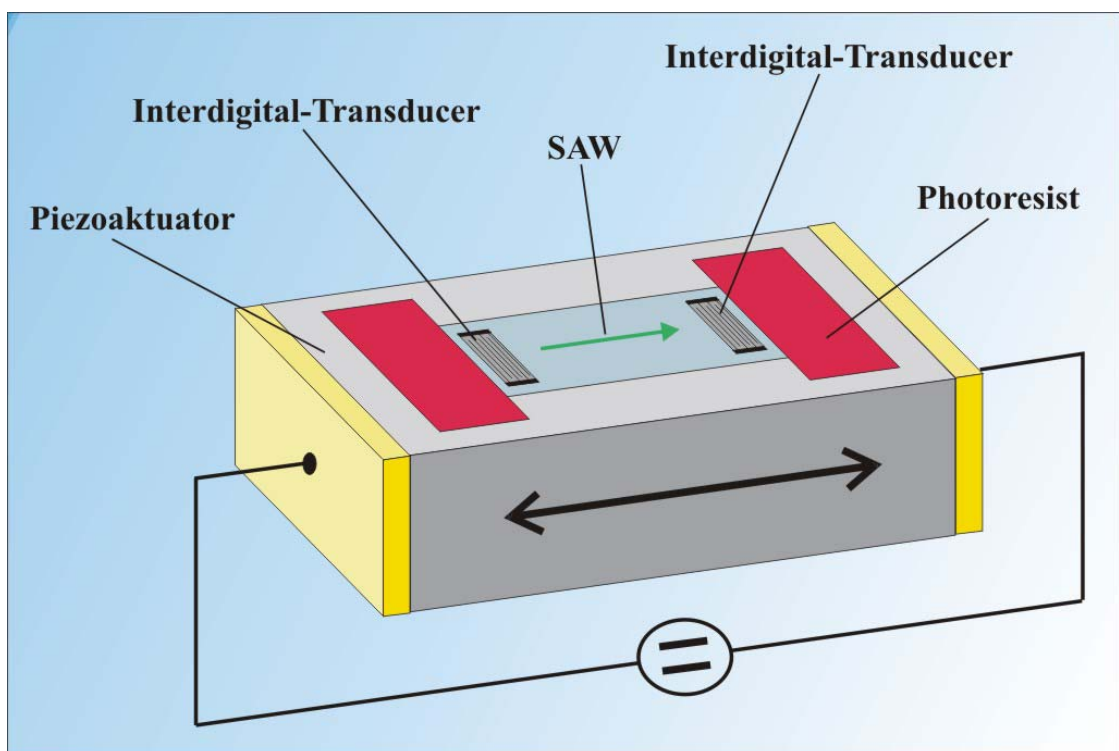


Abb. 7.4: Realisation eines veränderbaren Oberflächenwellenfilters. Auf eine GaAs/AlGaAs-Heterostruktur werden lithografisch Interdigital-Transducer definiert. Einer der Transducer erzeugt eine akustische Oberflächenwelle, wobei der andere als Detektor dient. Nach dem Transfer des ELO-Films auf die Oberfläche eines Piezoaktuators können die piezoelektrischen Eigenschaften des Halbleitermaterials durch gezieltes Verspannen beeinflusst werden. Dadurch ändert sich auch die Übertragungscharakteristik des Oberflächenwellenfilters.

zahlreiche Anwendungen für ein derartiges Bauteil denkbar, wie z. B. optische Schalter oder Video-Projektionsgeräte.

Eine weitere sehr interessante Anwendung ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Hier wird ein Oberflächenwellenfilter auf der Basis einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur durch den epitaktischen Lift-off auf die Oberfläche eines Piezoaktuators transferiert. Wie schon in Abbildung 7.1 dargestellt wurde, wird der ELO-Film durch eine zusätzliche Photoresiststruktur auf der Oberfläche des Piezoaktuators fixiert. Eine akustische Oberflächenwelle breitet sich je nach dem Grad der im ELO-Film mit Hilfe des Piezoaktuators erzeugten Verspannung unterschiedlich aus. Dadurch kann eine gezielte Abstimmung des Oberflächenwellenfilters erreicht werden.

---

## 8 LITERATURVERZEICHNIS

- [ALBERTS95] B. Alberts, Lewis, Raff, Robertson, Watson, „*Molekularbiologie der Zelle*“, Weinheim, VCH (1995)
- [ALBERTS95] B. Alberts, R. Lewis, R. Watson, „*Molekularbiologie der Zelle*“, Weinheim, VCH (1995)
- [ANDO82] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, „*Electronic properties of two-dimensional systems*“, Rev. Modern Phys **54** (2) (1982) 437-672
- [AROKIARAJ99] L. Arokiaraj, M. Umeno, T. Soga, and T. Jimbo, „High-quality GaAs on Si substrate by the epitaxial lift-off technique using SeS<sub>2</sub>“, Appl. Phys. Lett. **75**, 3826 (1999)
- [ASHCROFT76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, „*Solid State Physics*“, W. B. Saunders Company, 1976
- [BEENAKKER91] C. W. J. Beenakker, and H. V. v. Houten, „*Quantum transport in semiconductor nanostructures*“, Solid State Physics **44**, Academic Press, 1991
- [BENDING90] S. J. Bending, K. v. Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **65**, 1060 (1990)
- [BEREITER-HAHN79] J. Bereiter-Hahn, C. H. Fox, and B. Thoreli, „*Quantitative reflection contrast microscopy of living cells*“, J. Cell. Biol., vol. 82, pp. 767-779 (1979)
- [BIRBAUMER96] N. Birbaumer und R. F. Schmidt, „*Biologische Psychologie*“, 3 ed. Berlin: Springer (1996)
- [BÖHM2000] S. Böhm, W.J. Parak, M. George, H.E. Gaub, A. Lorke, „*Characterization of the field-effect addressable potentiometric sensor (FAPS)*“, Sensors and Actuators B: Chemical **68**, 266-273 (2000)
- [BÖHM97] S. Böhm, „*Elektronische Eigenschaften zweidimensionaler Elektronensysteme in epitaktisch abgelösten Heterostrukturen*“, Diplomarbeit LMU-München, November 1997
- [BRECKOW94] G. Breckow, „*Biophysik*“, Berlin, New York, Walter de Gruyter (1994)
- [BRY95] C. Brys, F. Vermaerke, P. Demeester, and P. Van Daele, „Epitaxial lift-off of ZnSe based II-VI structures“, Appl. Phys. Lett **66** (9), 1086 (1995)
-

- [CHAPLIK98] A. V. Chaplik, L. I. Magarill, and D. A. Romanov, *Physica B* **249**, 377 (1998)
- [COBBEN92] P. L. H. M. Cobben, R. J. M. Egberink, J. Bomer, J. R. Haak, P. Berveld, D. N. Reinhoudt, „*Detection of heavy metal ions by ISFET's in a flow injection analysis cell*“, *Sensors and Actuators B* **6** (1992) 304-307
- [CULP97] T. D. Culp, U. Hömmerich, J. M. Redwing, T. F. Kuech, and K. L. Bray, „*Photoluminescence studies of erbium-doped GaAs under hydrostatic pressure*“, *J. Appl. Phys.* **82** (1), 368 (1997)
- [CURTIS64] A. S. G. Curtis, „*The mechanism of adhesion of cells to glass. A study by interference reflection microscopy*“, *J. Cell. Biol.*, vol. 119, pp. 199-215 (1964)
- [DAVIES99] J. H. Davies, „*The Physics of low-dimensional Semiconductors*“, Cambridge University Press 1999
- [FODEN94] C. L. Foden, M. L. Leadbeater, J. H. Burroughes, and M. Pepper, *J. Phys. Condens. Matter* **6**, L127 (1994)
- [FOX2001] M. Fox, „*Optical Properties of Solids*“, Oxford University Press Inc., New York, 2001
- [FROMHERZ01] P. Fromherz, „*Interfacing von Nervenzellen und Halbleiterchips*“, *Physikalische Blätter* 57 (2001) Nr.2
- [FROMHERZ91] P. Fromherz, A. Offenhäuser, T. Vetter, and J. Weis, „*A Neuron-Silicon Junction: A Retzius Cell of the Leech on an Insulated-Gate Field-Effect Transistor*“, *Science*, vol. 252 (1991) 1290 – 1293
- [GEORGE97] M. George, „*Untersuchungen zur Noninvasiven Membranpotentialmessung mit einem Licht Adressierbaren Potentiometrischen Sensor*“, Diplomarbeit an der Ludwig-Maximilians-Universität, München (1997)
- [GOODALL84] R. K. Goodall, R. J. Higgins, and J. P. Harrang, „*Capacitance measurements of a quantized two-dimensional electron gas in the regime of the quantum Hall effect*“, *Phys. Rev. B* **31**, 6597 (1984)
- [GROSS77] G. W. Gross, E. Riese, G. W. Kreutzberg, and A. Meyer, „*A new fixed-array multi-microelectrode system designed for long-term monitoring of extracellular single unit neuronal activity in vitro*“, *Neuroscience Letters*, vol 6., pp. 101-105 (1977)
- [GUHA98] S. Guha, Q. Cai, M. Chandrasekhar, and H. R. Chandrasekar, „*Photoluminescence of short-period GaAs/AlAs superlattices: A hydrostatic pressure and temperature study*“, *Phys. Rev. B* **58** (11), 7222 (1998)
-

- [HAFEMAN88] D. G. Hafeman, J. W. Parce, and H. M. McConnel, "*Light-Addressable Potentiometric Sensor for Biochemical Systems*", *Science*, 240: pp. 1182-1185 (1988)
- [HILLE92] B. Hille, „*Ionic Channels of Excitable Membranes*“, 2 ed. Sunderland, Massachusetts, Sinauer Associates Inc. (1992)
- [JAGANNATH86] C. Jagannath, Emil S. Koteles, Johnson Lee, Y. J. Chen, B. S. Elman, and J. Y. Chi, "*Uniaxial stress dependence of spatially confined excitons*", *Phys. Rev. B* **34**, 7027 (1986)
- [KAPON99] E. Kapon, „*Semiconductor Lasers II – Materials and Structures*“, *Optics and Photonics - Academic Press* 1999
- [KATZ71] B. Katz, „*Nerv, Muskel und Synapse*“, 1 ed. Stuttgart, Georg Thieme Verlag (1971)
- [KONAGAI78] M. Konagai, M. Sugimoto und K. Takahashi, *J. Cryst. Growth* **45**, 277 (1978)
- [KUCHLING91] H. Kuchling, „*Taschenbuch der Physik*“, Verlag Harri Deutsch, Thun u. Frankfurt a. Main 1991
- [LAUGHLIN81] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981)
- [LEADBEATER96] M. L. Leadbeater et al., in "*The Physics of Semiconductors*", M. Scheffler and R. Zimmermann, Eds. (World Scientific, Singapore, 1996), p. 2219
- [LORKE2000] A. Lorke, S. Böhm, J.P. Kotthaus, W.J. Parak, M. George, "*Ortsaufgelöster Potential-Sensor und –Stimulator auf Halbleiterbasis*", Deutsches Patent- und Markenamt, Patent-Nr.: 19840157
- [MAGARILL96] L. I. Magarill, D. A. Romanov, and A. V. Chaplik, "*Kinetics of two-dimensional electrons on a curved surface*", *JETP Lett.* **64**, 460(1996)
- [MÜLLER92] J. E. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 385 (1992)
- [NEHER76] E. Neher and B. Sakmann, "*Single-channel currents recorded from membrane of denervated frog muscle fibres*", *Nature*, vol. 260, pp. 799 – 802 (1976)
- [NOLTING92] W. Nolting, „*Grundkurs : Theoretische Physik – Quantenmechanik*“, Teil 1 und Teil 2, Band 5, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1992
- [OFFENHÄUSER97] A. Offenhäuser, C. Sprössler, M. Matsuzawa, W. Knoll, „*Field-effect transistor array for monitoring electrical activity from mammalian neurons in culture*“, *Biosens. Bioelectron.* **12** (8) (1997) 819-826
-



- [PARAK98] W.J. Parak, M. George, H.E. Gaub, S. Böhm, and A. Lorke, „*The field-effect-adressable potentiometric sensor (FAPS) – a new concept for a surface potential detector with spatial resolution*“, Euroensors XII, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, vol. 2, 1079 (1998)
- [PARAK99/2] W. J. Parak, „*Zell-Halbleiter-Hybride*“, Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität, München (1999)
- [PARAK99] W.J. Parak, M. George, H.E. Gaub, S. Böhm, A. Lorke, „*The field-effect-addressable potentiometric sensor/stimulator – a new concept for a surface potential sensor and stimulator with spatial resolution*“, Sensors and Actuators B: Chemical **58**, 497-504 (1999)
- [PATKAR94] M. P. Patkar, M. S. Lundstrom, M. R. Melloch, G. B. Lush, and M. P. Young, „*Thin crystalline LEDs and solar cells using epitaxial lift-off*“, AIP Conference Proceedings, Volume 306, Issue 1, 542-549 (1994)
- [PATKAR94] M. P. Patkar, M. S. Lundstrom, and M. R. Melloch, „*Characterization of photon recycling in thin crystalline GaAs light emitting diodes*“, J. Appl. Phys. **78** (4), 2817-2822 (1995)
- [PIKUS74] G. L. Bir and G. E. Pikus, „*Symmetry and Strain Induced Effects in Semiconductors*“, J. Wiley, New York (1974)
- [PORE80] J.J. Pore, „*An improved technique for selective etching of GaAs and Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As*“, J. Appl. Phys. **51**, 6441 (1980)
- [RAU96] G. Rau, P. C. Klipstein, V. Nikos Nicopoulos, and N. F. Johnson, „*Analytic solutions for the valence subband mixing at the zone center of a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum well under uniaxial stress perpendicular to the growth direction*“, Phys. Rev. B **54**, 5700 (1996)
- [ROCKE97] C. H. Rocke, „*Dynamische Modulation der Lumineszenz von Quantentopfstrukturen durch akustische Oberflächenwellen*“, Dissertation, LMU-München 1997
- [ROTTER96] M. Rotter, „*Akustoelektrische- und akustooptische Untersuchungen an GaAs/LiNbO<sub>3</sub>-Hybridsystemen*“, Diplomarbeit LMU-München, September 1996
- [ROTTER97] M. Rotter, C. Rocke, S. Böhm, A. Lorke, A. Wixforth, W. Ruile, and L. Korte, „*Single-Chip Fused Hybrids for Acousto-Electric and Acousto-Optic Applications*“, Appl. Phys. Lett. **70**, 2097-2099 (1997).
- [SCHOOT87] B. H. v.d. Schoot, P. Bergveld, „*ISFET based enzyme sensors*“, Biosensors **3** (1987) 161-186
-

- 
- [SHAN95] W. Shan, T. J. Schmidt, R. J. Hauenstein, and J. J. Song, „Pressure-dependent photoluminescence study of wurtzite GaN“, *Appl. Phys. Lett.* **66** (25), 3492 (1995)
- [SHEPERD93] G. M. Sheperd, „*Neurobiologie*“, 1 ed. Berlin, Springer (1993)
- [SMITH85] T. P. Smith, B. B. Goldberg, and P. J. Stiles, “*Direct measurement of the density of states of a two-dimensional electron gas*”, *Phys. Rev. B* **32**, 2696 (1985)
- [SZE81] S. M. Sze, „*Physics of Semiconductor Devices*“, Wiley, New York (1981)
- [VASKO99] F. T. Vasko, A. V. Kuznetsov, „*Electronic States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures*“, Springer-Verlag, New York, 1999
- [WALLE89] C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **39**, 1871 (1989)
- [WEISBUCH91] C. Weisbuch and B. Vinter, „*Quantum Semiconductor Structures*“, Academic Press, 1991
- [YABLONOVITCH87] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J.P. Harbison and R. Bhat, “*Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films*”, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2222-2224 (1987)
- [YABLONOVITCH90] E. Yablonovitch, D.M. Hwang, T.J. Gmitter, L.T. Florez and J.P. Harbison, “*Van der Waals bonding in the lift-off of epitaxial GaAs films*”, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2419-2421 (1990)
- [YE95] P. D. Ye et al., *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3013 (1995)
-

## 9 ANHANG

### 9.1 Schichtaufbau der verwendeten Halbleiterheterostrukturen

Nachfolgend ist schematisch der Schichtenaufbau aller in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter-Heterostrukturen dargestellt.

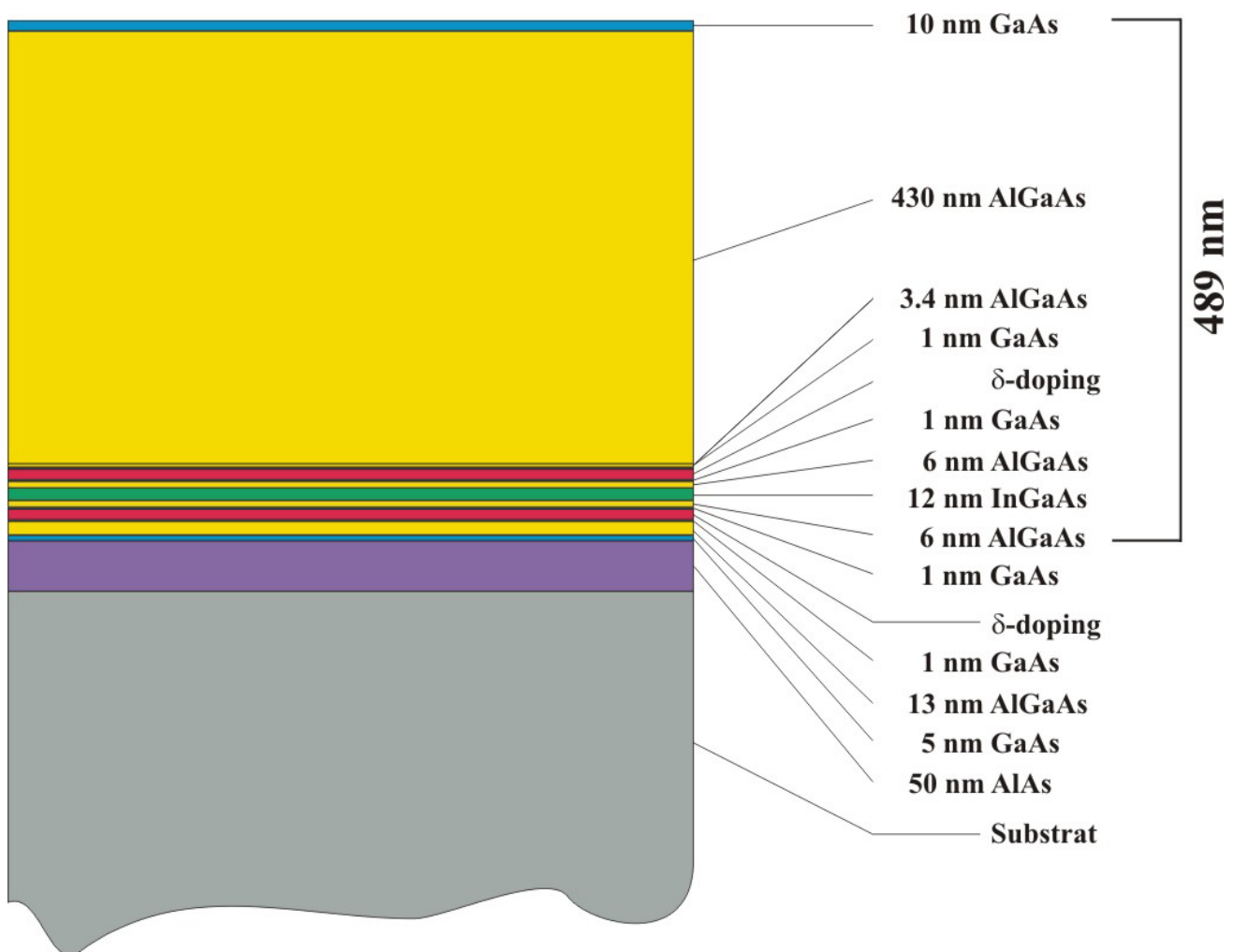


Abb. 9.1: Schichtenaufbau des Probenmaterial für die FAPS-Teststruktur. Die Gesamtdicke der Heterostruktur oberhalb der AlAs-Opferschicht beträgt 489 nm. Die einzelnen Schichtdicken sind maßstäblich zueinander gezeichnet.

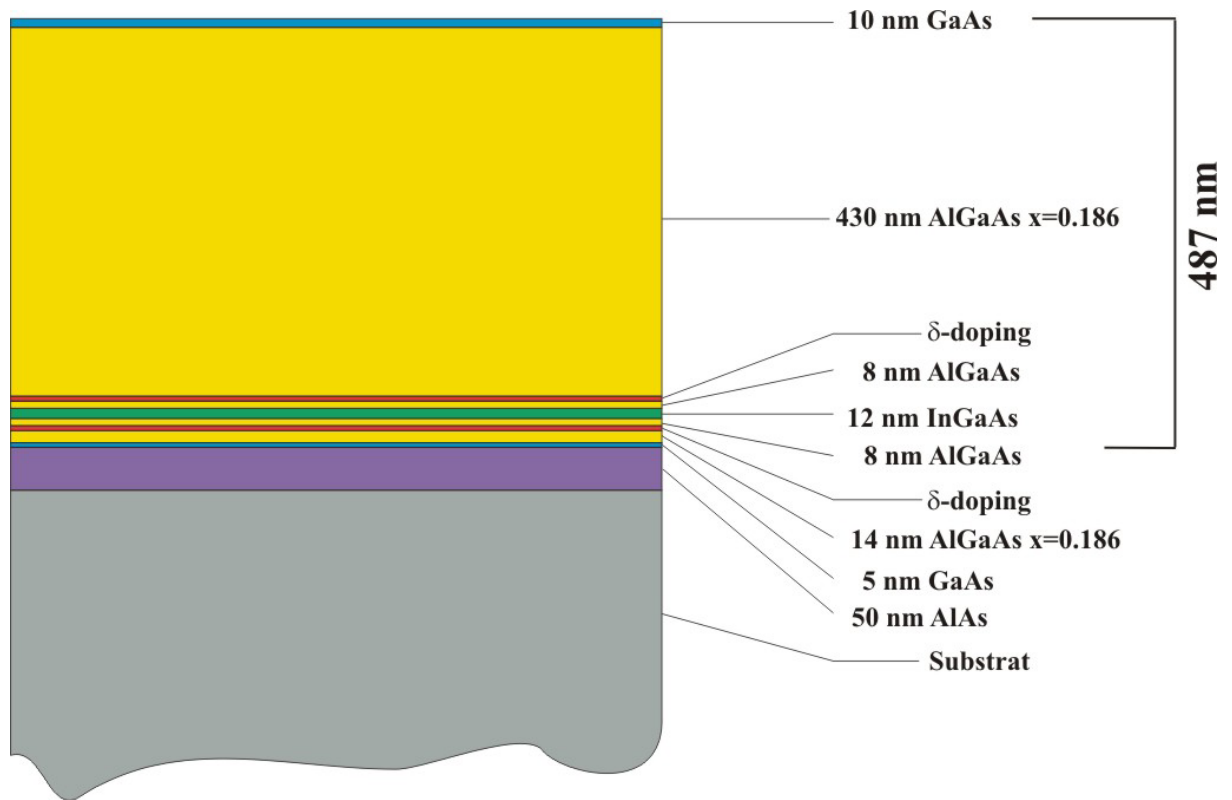


Abb. 9.2: Schichtenaufbau des Probenmaterials QHE1. Die Gesamtschichtdicke der Heterostruktur beträgt 487 nm. Die einzelnen Schichtdicken sind maßstäblich gezeichnet.

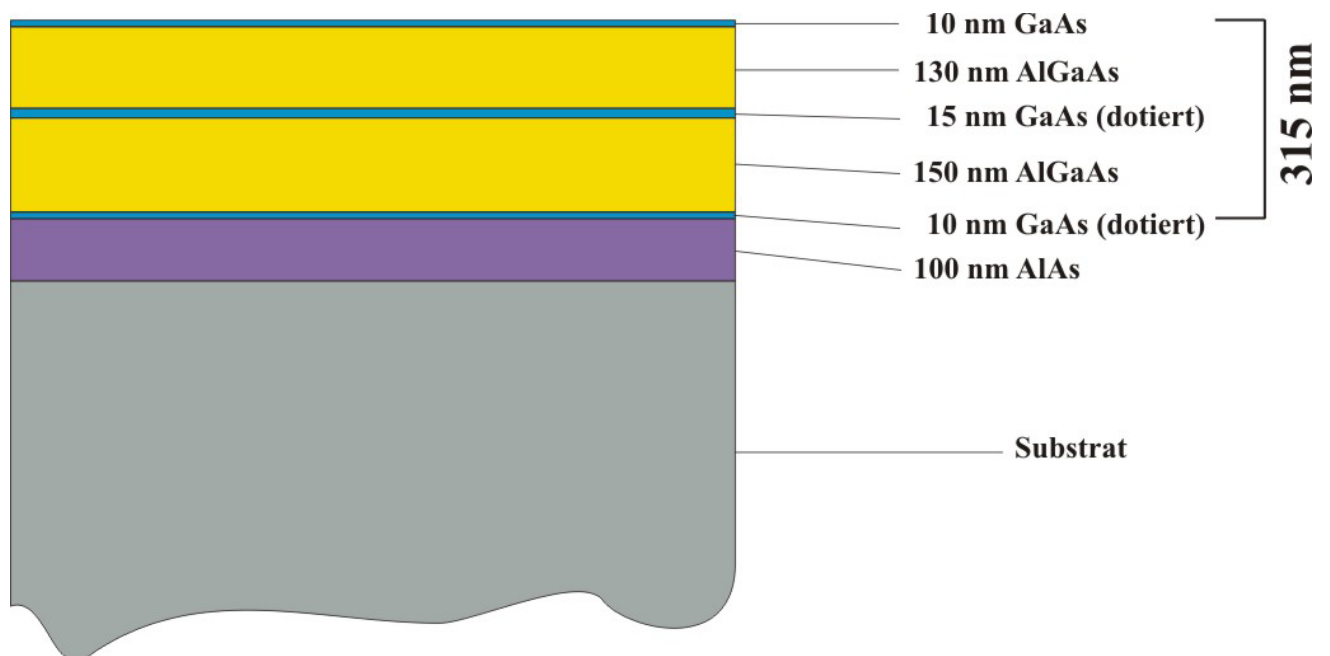


Abb. 9.3: Schichtenaufbau des Probenmaterials QHE2. Die Gesamtschichtdicke der Heterostruktur beträgt 315 nm. Die einzelnen Schichtdicken sind maßstäblich gezeichnet.

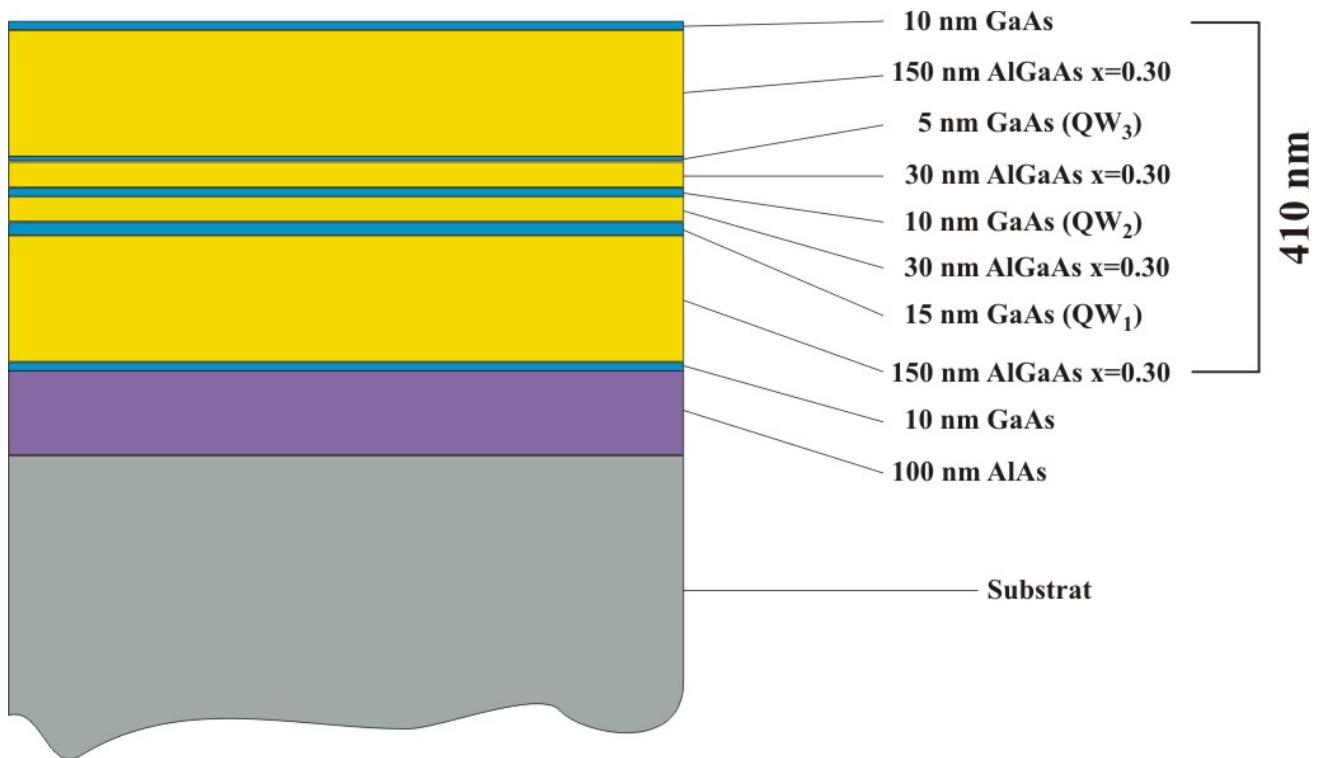


Abb. 9.4: Schichtenaufbau der dreifachen Quantentopfstruktur. Die gesamte Schichtdicke der Heterostruktur beträgt 410 nm. Die Schichtdicken sind maßstäblich zueinander gezeichnet.

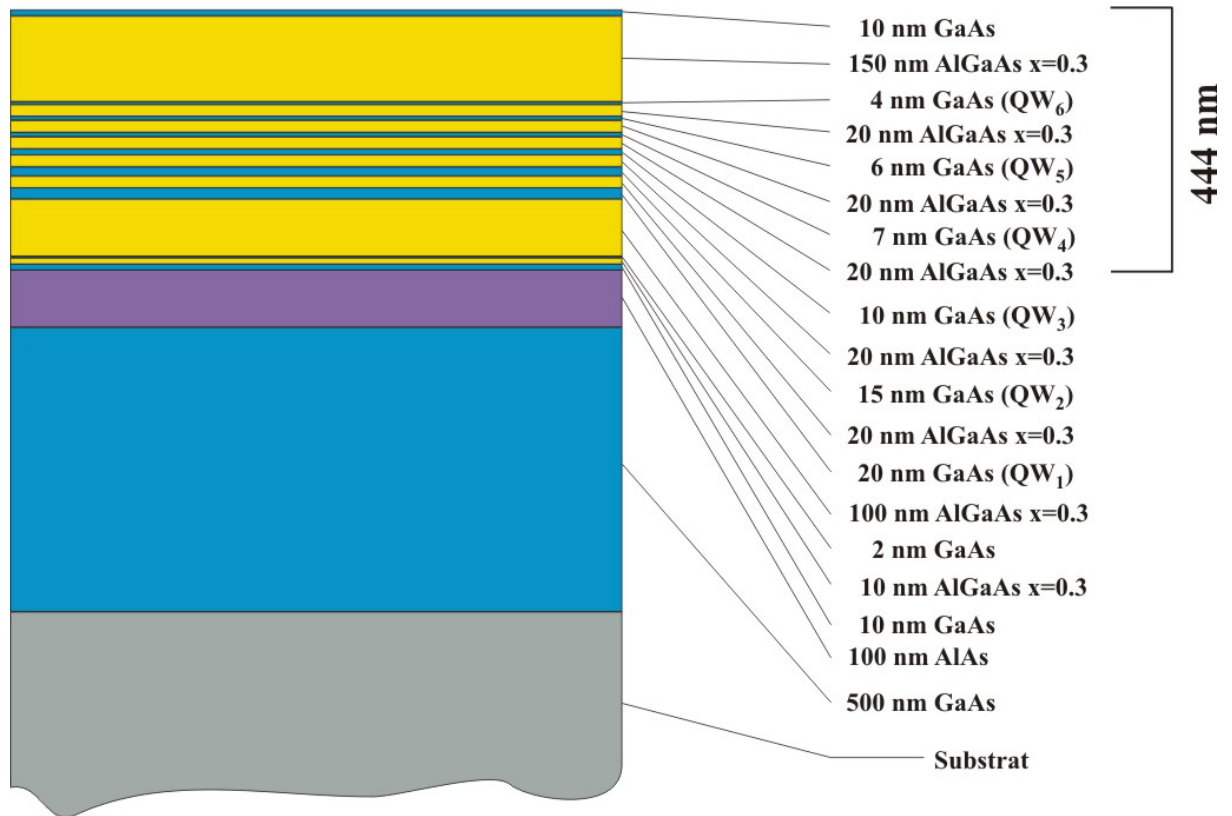


Abb. 9.5: Schichtenaufbau der sechsfachen Quantentopfstruktur. Die gesamte Schichtdicke der Heterostruktur beträgt 444 nm. Die Schichtdicken sind maßstäblich zueinander gezeichnet.

## 9.2 ELO-Prozesstechnologie

In diesem Abschnitt werden die bei der Herstellung verwendeten Ätzlösungen und Fotolacke nebst den entsprechenden Parametern für die optische Lithografie, sowie die Schichtdicken der Metallbedampfungen für die Herstellung der ohmschen Kontakte beschrieben.

### a) Fotolacke für die optische Lithografie

Bei den verschiedenen optischen Lithografie-Arbeitsschritten wurden jeweils Fotolacke vom Typ 1805 oder 1818 mit der Bezeichnung MICROPOSIT S1800 Series Photo Resist der Firma SHIPLEY Ltd. verwendet. Bei diesen Fotolacken handelt es sich um positiv arbeitende Lacke. Die Entwicklung erfolgt mit dem entsprechenden Entwickler für Positiv-Lacke der Firma SHIPLEY Ltd.

### ***b) GaAs-Ätzlösung***

Alle Ätzprozesse, bei denen die diversen Halbleiter-Heterostrukturen nach dem epitaktischen Lift-off strukturiert worden sind, wurden mit der nachfolgend beschriebenen Ätzlösungen durchgeführt. Alle Ätzprozesse erfolgten bei Raumtemperatur.

Die Ätzlösung besteht zunächst aus einem Grundansatz, der über einen längeren Zeitraum aufbewahrt werden kann. Die endgültige Ätzlösung wird erst unmittelbar vor dem Gebrauch zusammengestellt.

Grundansatz:	H <sub>2</sub> O (deionisiert)	400 ml	mit
	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (96%)	20 ml	
Ätzlösung:	Grundansatz	21 ml	mit
	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30%)	1 ml	

Die fertige Ätzlösung entspricht damit einem Verhältnis von 20 : 1 : 1 für H<sub>2</sub>O : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. Die Ätzrate bei diesem Mischungsverhältnis ist bei Raumtemperatur mit 5 nm/s definiert.

### ***c) Basische Ätzlösung für selektiven Ätzprozess***

Diese spezifische Ätzlösung wurde in vorliegender Arbeit nicht eingesetzt, soll aber der Vollständigkeit halber hier angegeben werden. Mit dieser in [PORE80] erwähnten Ätzlösung kann eine Strukturierung der Halbleiter-Heterostruktur vor dem epitaktischen Lift-off erfolgen, da diese basische Ätzlösung selektiv auf die AlAs-Opferschicht stoppt. Diese Selektivität ist deshalb von großem Nutzen, da im Falle eines Durchätzens der AlAs-Opferschicht die vor dem epitaktischen Lift-off aufzubringende APIEZON-Deckschicht eine feste Verbindung zum GaAs-Basissubstrat herstellen würde. Damit wird der eigentliche epitaktische Lift-off selbst nach dem Durchätzen der AlAs-Opferschicht mit Flusssäure unmöglich.

basische Ätzlösung:	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30%)	40 ml	mit
	NH <sub>4</sub> OH (25%)	2,5 ml	

Während des Ätzvorgangs muss die Ätzlösung auf einer Temperatur von 0° Celsius (Eiswasserbad) gehalten werden. Als Richtgröße für die Ätzrate kann eine Ätzdauer von 30 Minuten für eine 585 nm dicke GaAs/AlGaAs-Heterostruktur angegeben werden. Die Selektivität auf AlAs beträgt bei dieser Temperatur mindestens 10 Minuten.

### ***d) Herstellung der ohmschen Kontakte***

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Projekten aus Kapitel 4 und 5 wurde die ohmsche Kontaktierungen nach dem folgenden Verfahren hergestellt.

Metallbedampfung:	75 nm AuGe, Konzentration 88:12	
	12 nm NiCr	
	75 nm AuGe, Konzentration 88:12	
Aufdampfrate:	1,0 $\frac{\text{Å}}{\text{s}}$	
Einlegieren:	Vorwärmen	5 Minuten bei 110° Celsius
(in Argon-Schutzgas)	Aufheizen	4 Minuten bei 360° Celsius
	Einlegieren	3 Minuten bei 420° Celsius
	Abkühlen	Probenentnahme ab 130° Celsius

### 9.3 Maskenherstellung im reflektiven Verfahren

Bei der Maskenherstellung im reflektiven Verfahren wird die eigentliche Chrom-Maske über einen Zwischenschritt hergestellt. In diesem Zwischenschritt wird die im Faktor 30:1 skalierte Vorlage zunächst mit einer Spiegelreflex-Kamera abfotografiert. Als Filmmaterial wird ein Dokumentenfilm mit der Typbezeichnung MACOPHOT ORT 25 eingesetzt.

#### a) Belichtung des Negativ-Filmmaterials

Die Blende der Kamera ist auf den Wert 8 einzustellen. Mit einem Belichtungsmesser wird nach der entsprechenden Abstandsjustage der Kamera von der Vorlage am Objektiv die entsprechende Belichtungszeit gemessen. Um ein optimales Ergebnis zu erzielen, werden jeweils circa 5 Aufnahmen mit stufenweise kürzeren und längeren Belichtungszeiten gemacht. Das Filmmaterial verfügt über 36 mögliche Aufnahmen, wie beim 24 mm x 36 mm Kleinbildformat üblich.

#### b) Entwicklung des Negativ-Filmmaterials

Zur Entwicklung des Filmmaterials wird ein Entwickler von der Firma TETENAL mit der Bezeichnung DOKULITH eingesetzt. Es handelt sich hierbei um ein Entwicklerkonzentrat das in einem Verhältnis von 5 Teilen Wasser mit 1 Teil Entwickler verdünnt werden muss. Die Temperatur des verdünnten Entwicklers sollte bei der Entwicklung circa 20° Celsius (Raumtemperatur) betragen. Die verdünnte Entwicklerlösung ist, wenn sie luftdicht abgeschlossen wird, für einen Zeitraum von circa 4 Wochen haltbar und kann für die Entwicklung von circa 4 Filmen verwendet werden.

Zur eigentlichen Entwicklung ist das Filmmaterial in einen handelsüblichen Entwicklertank in einer Dunkelkammer einzulegen (derartige Entwicklertanks sind im Fachhandel erhältlich). Die Entwicklungszeit beträgt 2,5 Minuten bei sogenannter Kippentwicklung. D. h., der Entwicklertank ist



alle 30 Sekunden mehrmals zu kippen, um jeweils die verbrauchte Entwicklerlösung von der Emulsionsschicht des Filmmaterials entfernen zu können. Nach der Entwicklung wird eine Fixierung des Films durchgeführt. Zur Fixierung kann handelsübliches Fixiersalz aus dem Fachhandel eingesetzt werden. Die Fixierdauer beträgt circa 10 Minuten (Herstellerangaben berücksichtigen). Nach der Fixierung ist das Filmmaterial für circa 30 Minuten zu wässern.

### *c) Umkopieren auf ein Glassubstrat*

Für die optische Lithografie muss die Struktur im zuvor entwickelten Film auf die Oberfläche eines Glassubstrates umkopiert werden. Als Glaträger können handelsübliche Mikroskop-Objektträger verwendet werden. Vor dem eigentlichen Umkopieren muss zunächst die Oberfläche des Objektträgers vollständig gesäubert werden. Dazu wird der Glaträger zunächst in heißem Aceton in einem Ultraschallbad vorgesäubert. Anschließend wird mit einem gefalteten, in Aceton getränktem Linsenputztuch (im Fachhandel erhältlich) die Oberfläche des Glaträgers sorgfältig abgerieben. Abschließend werden organische Reste in einem Sauerstoffplasma, bei einer HF-Leistung von circa 100 Watt für die Dauer von 5 Minuten entfernt

Die somit gesäuberten Glaträger werden nun mit Fotolack (MICROPOSIT 1818) in einer Lackschleuder (3 s mit 800 U/Min. und 30 s mit 6000 U/Min.) überzogen. Anschließend wird der Fotolack bei einer Temperatur von 90° Celsius für die Dauer von 30 Minuten ausgehärtet.

Im nun folgenden Umkopiervorgang wird das Filmmaterial mit der Emulsionsseite nach unten auf den mit Fotolack beschichteten Glaträger aufgelegt und von oben her mit einem weiteren Glaträger plan aufgedrückt. Danach erfolgt die Belichtung (circa 30 Sekunden) mit UV-Licht und die anschließende Entwicklung (20 Sekunden) des Fotolacks.

### *d) Metallbedampfung*

Nun ist eine lichtundurchlässige Metallbedampfung auf den Glaträger aufzubringen. Dazu werden die vorbereiteten Glaträger in einer Aufdampfanlage (Abstand zur Effusionsquelle circa 20 cm) mit einer Schicht NiCr in einer Schichtdicke von 300 Å bei einer Aufdampfrate von 1.0 – 1.2 Å/s bedampft. Abschließend werden die über die Maskenstruktur hinaus stehenden Bereiche in kochendem Aceton abgelöst. Danach kann der Glaträger als Maske für die optische Lithografie eingesetzt werden.

## **9.4 Maskenherstellung im transmitiven Verfahren**

Im Unterschied zum reflektiven Verfahren erfolgt hier die Herstellung der Masken für die optische Lithografie nicht über den Umweg eines Negativ-Filmmaterials, sondern hier wird die gewünschte Vorlage direkt auf einen mit Chrom beschichteten Glaträger übertragen.

---

Prinzipiell können hier auch sogenannte, handelsübliche „Chrom-Blanks“, die vorzugsweise in der Maskenherstellung in einem Raster-Elektronen-Mikroskop eingesetzt werden, Verwendung finden. An dieser Stelle soll jedoch die Maskenherstellung mit herkömmlichen Mikroskop-Objektträgern erläutert werden.

#### ***a) Beschichtung der Glasträger mit Chrom***

Da die Übertragung der Maskenstruktur direkt auf den Glasträger erfolgt, muss dieser auf ein Format zurechgeschnitten werden, welches es erlaubt, den Glasträger anstelle eines Filmmaterials in eine Spiegelreflex-Kamera einzulegen. Dazu werden die Glasträger zunächst mit einem Glasschneider auf das Format 25 mm x 37,5 mm zurechgeschnitten und anschließend wie in Kapitel 9.3 beschrieben wurde gesäubert. Anschließend wird in einer Aufdampfanlage Chrom in einer Dicke von circa 180 Å bei einer Aufdampfrate von 0,5 Å/s abgeschieden. Es ist hierbei zu berücksichtigen, dass Chrom äußerst hohe Temperaturen für den Verdampfungsvorgang benötigt. Entsprechend gering sind die erzielbaren Abdampfraten. Deshalb ist auf einen entsprechend geringen Abstand der Glasträger von der Effusionsquelle zu achten, wobei jedoch vermieden werden muss, dass die hohen Temperaturen die Glasträger beschädigen können.

#### ***b) Beschichtung der Chrom-Glasträger mit Fotolack***

Um akzeptable Belichtungszeiten und eine ausreichende Abbildungstreue der gewünschten Maskenstruktur zu erhalten, muss die lichtempfindliche Fotolackschicht besonders dünn ausgeführt werden. Unter der Verwendung des Fotolacks MICROPOSIT 1805, der in einer Lackschleuder aufgebracht wird (3 s bei 800 U/Min und anschließend 6000 U/Min) erreicht man laut Herstellerangaben eine Schichtdicke von 0,39 µm. Nach der Beschichtung muss der Fotolack bei einer Temperatur von 90° Celsius für die Dauer von 30 Minuten ausgehärtet werden.

#### ***c) Belichtung und Entwicklung der Chrom-Glasträger***

Die Belichtung der mit Fotolack beschichteten Chrom-Glasträger erfolgt in einer Spiegelreflex-Kamera. Sollte sich das Einlegen der Glasträger in die Kamera als problematisch erweisen, so müssen eventuell entsprechende Halterahmen angefertigt werden. Es ist jedoch in jedem Fall darauf zu achten, dass die nun lichtempfindliche Oberseite der Glasträger exakt auf der Ebene des Filmmaterials positioniert wird. Die Belichtungszeit kann hier nur als Richtwert für den in Kapitel 4.7.1 beschriebenen Aufbau mit einem Wert von circa 15 Minuten angegeben werden. Diese Belichtungszeit muss im Einzelfall in einer entsprechenden Testreihe gesondert ermittelt werden. Nach der Belichtung erfolgt die Entwicklung des Fotolacks. Hier kann ein Richtwert von ungefähr 2 Minuten angegeben werden. Es ist natürlich möglich, die Entwicklung in mehreren Schritten durchzuführen, wobei die Entwicklung mehrmals abgebrochen werden kann und das Ergebnis zwischendurch mit einem Mikroskop überprüft werden kann. Wichtige Parameter sind hierbei Lackreste, die auf der Chromoberfläche deutlich zu erkennen sind, die erzielte Kantenschärfe der Maskenstruktur und letztlich die genauen Abmessungen der Maskenstruktur.

***d) Abschließender Ätzvorgang***

Nach der Entwicklung der Fotolackschicht müssen die nun frei stehenden Chrom-Bereiche mit einer entsprechenden Ätzlösung entfernt werden. Dazu wird die nachfolgende Ätzlösung verwendet.

Chromätze:	50 gr Cer-IV-Ammoniumnitrat	gelöst in
	10 ml CH <sub>3</sub> COOH (Essigsäure)	verdünnt mit
	250 ml H <sub>2</sub> O (deionisiert)	

Der Ätzvorgang ist denkbar einfach, da eine optische Kontrolle aufgrund des transparenten Glasträgers auch innerhalb der Ätzlösung sehr einfach möglich ist. Es sollte jedoch unbedingt eine qualitative Kontrolle in einem Mikroskop im Durchlicht erfolgen, um ein einwandfreies Entfernen der Überstehenden Chrom-Bereiche gewährleisten zu können.

Die Ätzlösung wird bei Raumtemperatur verwendet und kann mehrere Male eingesetzt werden. Eine gesättigte Ätzlösung ist an einer stark gelblich leuchtenden Farbe und deutlich erhöhten Ätzzeiten einfach zu erkennen. Die Ätzlösung kann über einen längeren Zeitraum (mehrere Monate) problemlos gelagert werden.

---