

GRUNDLAGEN UND TECHNOLOGIE ELEKTRONISCHER BAUELEMENTE

FORTBILDUNGSSEMINAR DER GESELLSCHAFT FÜR MIKROELEKTRONIK
IN GROSSARL IM PONGAU

31.3.1993 — 3.4.1993

TAGUNGSBERICHT

GRUNDLAGEN UND TECHNOLOGIE ELEKTRONISCHER BAUELEMENTE

FORTBILDUNGSSEMINAR DER GESELLSCHAFT FÜR MIKROELEKTRONIK
IN GROSSARL IM PONGAU

31.3.1993 — 3.4.1993

FÖRDERER:

GESELLSCHAFT FÜR MIKROELEKTRONIK
FONDS ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTLICHEN FORSCHUNG
FORSCHUNGSFÖRDERUNGSFONDS DER GEWERBLICHEN
WIRTSCHAFT
BUNDESMINISTERIUM FÜR WISSENSCHAFT UND FORSCHUNG

ORGANISATION:

A.Prof. Dr.phil. Wolfgang Fallmann
Ass.Prof. Univ.-Doz. Dipl.-Ing. Dr. Karl Riedling
OR Dipl.-Ing. Dr. Robert Schawarz
Ass.Prof. Univ.-Doz. Dr. Helmut Sitter
Dr. Gerald Tobolka

GESTALTUNG DES TAGUNGSBERICHTES:

Ass.Prof. Univ.-Doz. Dipl.-Ing. Dr. Karl Riedling

TAGUNGSSEKRETARIAT:

Claudia Ritter
Gußhausstraße 27-29
A-1040 Wien

TAGUNGSPROGRAMM

Mittwoch, 31. März 1993 17.00 – 17.15 Uhr
Begrüßung

Mittwoch, 31. März 1993 17.15 – 20.15 Uhr
Sub- μ m-Lithographie und Quantenstrukturen

- 17.15 – 17.45 W. Hausherr:
Konzept eines Rotationsaligners
- 17.45 – 18.15 P. Hudek, V. Barák, I. Kostic, M. Kovác:
Hochauflösende schreibende Elektronenstrahl-Lithographie und Electron-Beam-Testing
- 18.15 – 18.45 E. Cekan, W. Fallmann, G. Stangl:
Statusbericht über die Arbeiten mit dem Alpha-Ionenprojektor
- 18.45 – 19.15 W. Friza:
Strukturierung im Sub-0.5 μ m-Bereich durch Ablation mittels hochenergetischer Photonen und Ablationsentwicklung von ionenbelichteten organischen Resistmaterialien
- 19.15 – 19.45 F. Thalinger:
Herstellung von Quanteneffekt-Bauelementen mittels projizierender Ionenlithographie
- 19.45 – 20.15 M. Hauser:
Elektronenstrahlolithographie von Quantumwires und Antidots

Donnerstag, 1. April 1993 9.00 – 11.00 Uhr
Nanometer-Elektronik und Optoelektronik

- 9.00 – 10.00 E. Gornik:
Future Nanometer Electronics
- 10.00 – 10.30 T. Brabec, P.F. Curley, F. Krausz, Ch. Spielmann, E. Wintner:
Femtosekunden-Festkörperlaser
- 10.30 – 11.00 W. Jantsch, G. Hendorfer und L. Palmetshofer:
Erbium-dotiertes Silicium — Ausgangsmaterial für IR-Lichtquellen?

Donnerstag, 1. April 1993 17.00 – 18.30 Uhr
Postersitzung

Donnerstag, 1. April 1993 18.30 – 20.00 Uhr
Techniker-Diskussion

Freitag, 2. April 1993 9.00 – 11.00 Uhr
Micromachining und Sensoren

- 9.00 – 10.00 V.P. Jaecklin:
Surface Micromachining — a Versatile Technology for Microactuators
- 10.00 – 10.30 F. Kohl, A. Jachimowicz, R. Glatz, J. Steurer, D. Biacovsky, J. Kuttner,
G. Urban:
Miniaturisierte thermische Durchflußsensoren für Gase und Flüssigkeiten
- 10.30 – 11.00 G. Urban, G. Jobst, E. Aschauer, A. Jachimowicz, F. Kohl, R. Fasching,
T. Oubda, P. Svasek, E. Svasek, F. Keplinger:
Integrierte miniaturisierte Biosensoren

Freitag, 2. April 1993 17.00 – 19.00 Uhr
Kristalle und Meßtechnik

- 17.00 – 17.30 H. Sitter, W. Faschinger, P. Juza, F. Hauzenberger, K. Lischka, A. Pesek, H.
Zajicek:
*Atomlagenepitaxie zur Herstellung von Supergittern und Quantentopfstruk-
turen*
- 17.30 – 18.00 E. Koppensteiner, P. Hamberger, G. Bauer, H. Kibbel, H. Presting, E. Kas-
per, A. Pesek
Hochauflösende Röntgenbeugung an Si/SiGe Heterostrukturen
- 18.00 – 18.30 L. Palmetshofer, J. Reisinger, T. Schmidt:
Untersuchung von Defekten in Si und GaAs nach Ionenbestrahlung
- 18.30 – 19.00 K. Riedling:
Spektroskopische und in situ-Ellipsometrie: Stand der Technik

Samstag, 3. April 1993 9.00 – 10.30 Uhr
Design und Anwendungen

- 9.00 – 9.30 N. Kerö, G. Cadek, T. Sauter:
UNICHIP - ASIC Design mit österreichischen Universitäten
- 9.30 – 10.00 H. Leopold, R. Röhner, P. Söser:
*Monolithischer Quantisierer und Kodierer für als Periode und Tastverhält-
nis dargestellte analoge Größen*
- 10.00 – 10.30 K. Riedling, W. Ripl, W. Fallmann, B. Luger, P. Svasek, W. Winkler:
Langzeit-Meßsystem für Umweltparameter

Samstag, 3. April 1993 10.30 – 11.00 Uhr
Zusammenfassung und Verabschiedung

Posterbeiträge

R. Bischof, I. Maran, W. Seidenbusch:

InSb-Detektoren unter uniaxialem und hydrostatischem Druck

A. Bruckner:

Einsatz eines Feldemissions-Rasterelektronenmikroskops zur Beurteilung von Resiststrukturen im Nanometer-Bereich

G. Brunthaler, G. Bauer:

Strukturierung von II-VI Verbindungen: Anwendungen für optisch gepumpte ZnSe-Quantum-Well-Laser

R. Chabicovsky, J. Nicolics:

Laserlöten von Dünnschichtsensoren

C. G. Diskus, K. Lübke, A. L. Springer, H. W. Lettenmayr, H. W. Thim:

Monolithisch integrierter Millimeterwellenoszillator

N. Frank, G. Springholz, G. Bauer:

UHV-STM-Untersuchungen zum Wachstum von Verbindungshalbleitern

H.W. Lettenmayr, C.G. Diskus, K. Lübke, L. Palmetshofer, H.W. Thim:

Realisation of threshold voltage adjustable GaAs-MISFETS for VLSI

G. Stangl, E. Cekan, Ch. Eckes, W. Friza, F. Thalinger, A. Bruckner, P. Hudek, W. Fallmann:

Newly Developed Novolak-Based Resist Materials for Ion Projection Lithography (IPL) with Structure Dimensions of 200-100 Nanometers

E. Wirthl, H. Sitter, P. Bauer:

Auger-Elektronenspektroskopie zur Charakterisierung von Epitaxieschichten

Inhaltsverzeichnis

Zum Geleit.....	1
W. Hausherr: Konzept eines Rotationsaligners	3
P. Hudek et al.: Hochauflösende schreibende Elektronenstrahl-Lithographie und Electron-Beam-Testing.....	9
E. Cekan et al.: Statusbericht über die Arbeiten mit dem Alpha Ionenprojektor.....	17
W. Friza: Strukturierung im Sub-0.5 µm-Bereich durch Ablation mittels hochenergetischer Photonen und Ablationsentwicklung von ionenbelichteten organischen Resistmaterialien	23
F. Thalinger: Herstellung von Quanteneffekt-Bauelementen mittels projizierender Ionenlithographie.....	31
M. Hauser: Elektronenstrahlolithographie von Quantumwires und Antidots.....	37
E. Gornik: Future Nanometer Electronics.....	41
T. Brabec et al.: Femtosekunden-Festkörperlaser	49
W. Jantsch et al.: Erbium-dotiertes Silicium — Ausgangsmaterial für IR- Lichtquellen?	55
V.P. Jaecklin: Surface Micromachining — a Versatile Technology for Microactuators	59
F. Kohl et al.: Miniaturisierte thermische Durchflußsensoren für Gase und Flüssigkeiten.....	61
G. Urban et al.: Integrierte miniaturisierte Biosensoren	69
H. Sitter et al.: Atomlagenepitaxie zur Herstellung von Supergittern und Quantentopfstrukturen.....	77
E. Koppensteiner et al.: Hochauflösende Röntgenbeugung an Si/SiGe- Heterostrukturen	85
L. Palmetshofer et al.: Untersuchung von Defekten in Si und GaAs nach Ionenbestrahlung	97
K. Riedling: Spektroskopische und in situ-Ellipsometrie: Stand der Technik	103
N. Kerö et al.: UNICHIP - ASIC Design mit österreichischen Universitäten	113
H. Leopold et al.: Monolithischer Quantisierer und Kodierer für als Periode und Tastverhältnis dargestellte analoge Größen	121
K. Riedling et al.: Langzeit-Meßsystem für Umweltparameter	129
R. Bischof et al.: InSb-Detektoren unter uniaxialem und hydrostatischem Druck	137
A. Bruckner: Einsatz eines Feldemissions-Rasterelektronenmikroskops zur Beurteilung von Resiststrukturen im Nanometer-Bereich	141
G. Brunthaler et al.: Strukturierung von II-VI Verbindungen: Anwendungen für optisch gepumpte ZnSe-Quantum-Well-Laser	147
R. Chabicovsky et al.: Laserlöten von Dünnschichtsensoren	151

C. G. Diskus et al.: Monolithisch integrierter Millimeterwellenoszillator	157
N. Frank et al.: UHV-STM-Untersuchungen zum Wachstum von Verbindungshalbleitern	161
H. W. Lettenmayr et al.: Realisation of threshold voltage adjustable GaAs-MISFETS for VLSI.....	169
G. Stangl et al.: Newly Developed Novolak-Based Resist Materials for Ion Projection Lithography (IPL) with Structure Dimensions of 200-100 Nanometers	175
E. Wirthl et al.: Auger-Elektronenspektroskopie zur Charakterisierung von Epitaxieschichten.....	181

Zum Geleit

Dieses Großarler Technologie-Seminar — das neunte seiner Art — steht im Zeichen bedeutender Neuentwicklungen auf dem Gebiet der Mikroelektronik-Technologie in Österreich: Vor wenigen Monaten wurde in Linz das neue Reinraum-Laboratorium im Halbleiterphysik-Gebäude der Johannes-Kepler-Universität eröffnet; in Wien wurde das Institut für Festkörperelektronik unter der Leitung des "Heimkehrers" Erich GORNIK gegründet, und die Labors des Mikrostrukturzentrums Wien stehen kurz vor der Vollendung. Es sollte nicht verabsäumt werden, an dieser Stelle allen Personen und Körperschaften zu danken, die — zum Teil unter beispiellosem persönlichem Einsatz — die für die österreichische Forschungslandschaft enormen Beiträge für die Finanzierung dieser Aktivitäten aufbrachten.

Gleichzeitig wurde der Wunsch der zuständigen Herren des Bundesministeriums für Wissenschaft und Forschung an die Gesellschaft für Mikroelektronik herangetragen, daß sie eine aktivere Rolle bei der Koordinierung der Mikroelektronik-Forschung in Österreich ergreifen möge. Wenn auch das Budget der Gesellschaft für Mikroelektronik für universitäre Begriffe beträchtlich ist, so ist es doch bei weitem nicht ausreichend, eine auch noch so bescheidene Finanzierung *aller* österreichischen Mikroelektronik-Aktivitäten zu gestatten. Die Rolle der Gesellschaft für Mikroelektronik muß also vielmehr darin liegen, die Kommunikation und damit die Kooperation zwischen den einschlägig tätigen Forschergruppen in Österreich zu stimulieren; in diesem Sinne sollte auch das Großarler Seminar gesehen werden.

Tatsächlich hat das heurige Seminar über alle Erwartungen hinaus Zuspruch gefunden: 28 Beiträge — 19 Vorträge und 9 Poster — wurden angemeldet, im Vergleich zu 15 Beiträgen im Jahr 1987, 20 im Jahr 1989, und 22 vor zwei Jahren. Erstmals werden diesmal auch die Techniker als spezielle Zielgruppe angesprochen; für den Erfahrungsaustausch des nichtwissenschaftlichen Personals und zur Verbesserung des Informationsflusses zwischen Technikern und Forschern wurde eine eigene Diskussionsrunde vorgesehen. Über die Neueinführung der Techniker-Diskussionsrunde hinaus wurden auch zahlreiche andere wertvolle Anregungen von der Linzer Gruppe, insbesondere von Herrn Univ.-Doz. Dr. Helmut SITTEr, eingebracht, der sich erstmals mit an der Organisation des Seminars beteiligte.

Wenn das Großarler Seminar auch nicht die gesamte Mikroelektronik- und Festkörperforschung in Österreich repräsentieren kann (und auch keinen Anspruch darauf erhebt), so bietet es doch einen relativ umfassenden Überblick über die laufenden österreichischen Aktivitäten auf dem Gebiet der Mikroelektronik-Technologie. Um diesen Eindruck der Geschlossenheit noch zu verstärken, haben wir diesmal erstmalig versucht, den Tagungsband in einer einheitlichen Form herauszugeben. Daß dies mit vertretbarem Aufwand möglich ist, beweist der vorliegende Tagungsbericht; sein Beispiel möge mit dazu beitragen, daß die heute verfügbaren Kommunikations- und Datenverarbeitungs-Technologien in der Zukunft vermehrt in den Dienst der Zusammenarbeit der Mikroelektronik-Technologen gestellt werden.

A.Prof. Dr. Wolfgang Fallmann
Präsident der GMe

Univ.-Doz. Dr. Karl Riedling
Generalsekretär der GMe

Konzept eines Rotationsaligners

Wolfgang Hausherr
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien

Die photolithographische Übertragung großflächiger Strukturen war bislang nur mit Kontakt- oder Proximity-Verfahren möglich, weil Projektionsverfahren wegen des großen erforderlichen Bildfeldes und/oder wegen des hohen Justieraufwandes ausfallen. Kontakt- oder Proximity-Übertragung stellt aber hohe Anforderungen an die Planarität von Maske und Substrat, was die Verwendung preisgünstiger Substrate ausschließt. In diesem Beitrag soll ein Projektionsverfahren vorgestellt werden, bei dem die gesamte Struktur unter Verwendung eines optischen Systems mit relativ kleinem Bildfeld abgerastert wird.

1. Einleitung

Strukturübertragung auf große Substrate, wie sie für große flache Bildschirme notwendig sind, ist das Ziel dieses Projekts. Dieser Anwendungsbereich erfordert weniger hohe Auflösung und kleine Linienbreiten, jedoch enorm große Bildfelder. Für einen Verwendungszweck wie die Herstellung von großen flachen Bildschirmen existiert derzeit noch kein Übertragungsverfahren, das befriedigende Ergebnisse liefert.

2. Pflichtenheft

- Für den ersten Prototyp ist eine Substratfläche von 250 x 250 mm² innerhalb 5 Minuten zu belichten. Die Bildfeldgröße ist dabei auf 4 mm Durchmesser beschränkt.
- Als Maske dient eine 1:1 Chromstruktur auf Glas.
- Die Struktur der Maske ist auf eine Linienbreite von 3 µm begrenzt.
- Abbildungen sollen auf Glas, Silizium, Keramik und auch auf anderen Substraten möglich sein.

Es sollen die Unebenheiten und Wellen der Glasoberfläche von einem geeigneten Regelsystem so ausgegletzt werden, daß eine problemlose und verzerrungsfreie Strukturübertragung möglich ist.

3. Prinzipieller Aufbau des Rotationsaligners

- Das Funktionsprinzip des Rotationsaligners ist ähnlich dem eines Wafer-Steppers.
- Beim Rotationsaligner sind Substrat und Maske gleich groß, es muß also nur die Lichtquelle und die Übertragungsoptik bewegt werden.
- Zwischen Substrat und Maske ist eine 1:1-Übertragungsoptik eingefügt, um Nachteile, wie sie bei Proximity-Belichtung entstehen, zu vermeiden. Bei Proximity-Belichtung lassen sich Substratunebenheiten nicht ausgleichen.

- Die Übertragungsoptik muß synchron mit der Lichtquelle relativ zur Maske bzw. zum Substrat bewegt werden, da sonst nur Strukturen mit den Abmessungen eines Bildfeldes übertragbar wären.
- Maske und Substrat werden stehend plaziert, um damit ein Durchhängen zu umgehen. Die Rotation der Übertragungsoptik wird daher in einer vertikalen Ebene erfolgen.

Wird statt einer schrittweisen Belichtung — wie beim Stepper — eine kontinuierlich ablaufende Belichtung des gesamten Substrats vorgenommen, so wird kostbare Positionierzeit für Lichtquelle, Maske und Substrat eingespart. Zusätzlich ist eine kontinuierliche Korrektur des Abstandes zwischen Substrat und Maske erforderlich. Berücksichtigt man noch die zwischen Maske und Substrat eingefügte Übertragungsoptik, so muß auch eine Korrektur der Abstände zwischen ihr und dem Substrat bzw. der Maske erfolgen.

Da eine harmonische Kreisbewegung technisch leicht realisierbar ist, bietet sich für das Ausleuchten der Substratfläche eine kreisbogenförmige Belichtung an. Sie ermöglicht mit der Kombination einer gleichförmigen Translationsbewegung des Bildfeldes bezüglich der zu belichtenden Fläche die Übertragung der gesamten Struktur der Maske auf das Substrat. Das heißt, daß die Übertragungsoptik und die Lichtquelle auf einem Rotor kreisen, während Maske und Substrat auf einem Schlitten geradlinig, parallel zur Rotationsebene, bewegt werden.

4. Abstandsmessung zu Maske und Substrat.

Ein Laser strahlt schräg auf die zu messende Fläche. Das reflektierte Licht wird von einem lichtempfindlichen Positionsdetektor ausgewertet. Diese Technik scheint am besten geeignet zu sein, in unserem speziellen Fall den Abstand zwischen Übertragungsoptik und Substrat bzw. Maske zu messen.

Ein Problem bildet die Reflexion an der Rückseite des Glassubstrats. Vom schräg einfallenden Licht werden zwar ca. 20% an der Oberfläche reflektiert, jedoch verfälschen die ca. 12%, die von der Rückseite des Glassubstrats reflektiert werden, die Messung. Der Positionsdetektor mittelt das gesamte auf seine Meßfläche auftreffende Licht.

4.1. Flüssigkeitsbad hinter dem Glassubstrat

In den Raum hinter dem Glassubstrat wird eine Flüssigkeit gefüllt, die den gleichen Brechungsindex wie das Glassubstrat selbst aufweist. Die Rückseite des Behälters, in den die Flüssigkeit gefüllt wird, darf allerdings das Licht für die Messung nicht reflektieren. Setzt man die Flüssigkeit unter Druck, so kann man großflächige Deformationen des Glassubstrats ausgleichen. Die Flüssigkeit muß unter konstantem Druck gehalten und nach Ende des Fertigungsprozesses wieder abgesaugt werden.

Nachteil dieser Methode ist, daß die gesamte Anordnung dadurch eine höhere Masse aufweist. Die Nachregelung der Positionen von Substrat und Maske wird dadurch problematischer, weil größere Massen bewegt werden müssen. Das heißt, die Regelstrecke bekommt langsamere Pole. Dieser Nachteil soll aber durch getrennte Regelung der schnellen und der langsamen Pole kompensiert werden.

4.2. Lichtempfindlicher Positionsdetektor

Der Detektor wird wie eine Solarzelle betrieben, deren Ausgangsströme die Position des einfallenden Lichts wiedergeben.

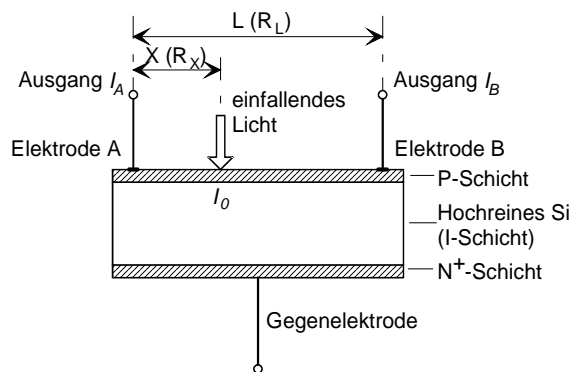


Abb. 1: Aufbau eines *Photo Sensitive Devices* (PSD)

Um bei der vorgesehenen Gleichlichtmessung ein optimales Signal-Rauschverhältnis zu bekommen, wurde der Laserstrahl auf das PSD fokussiert, dessen Wellenlänge im empfindlichsten Bereich des PSDs liegt und im Fokus eine Leistungsdichte aufweist, die sehr groß gegenüber der Umgebungslicht-Leistungsdichte ist. Die Berechnungen des Signal-Rauschabstandes des Meßaufbaus für Gleichlicht ergaben 175 nm für den kleinsten meßbaren Bereich. Ein genügend großer Signal-Rauschabstand ist für eine Wegänderung von 3 μm sichergestellt.

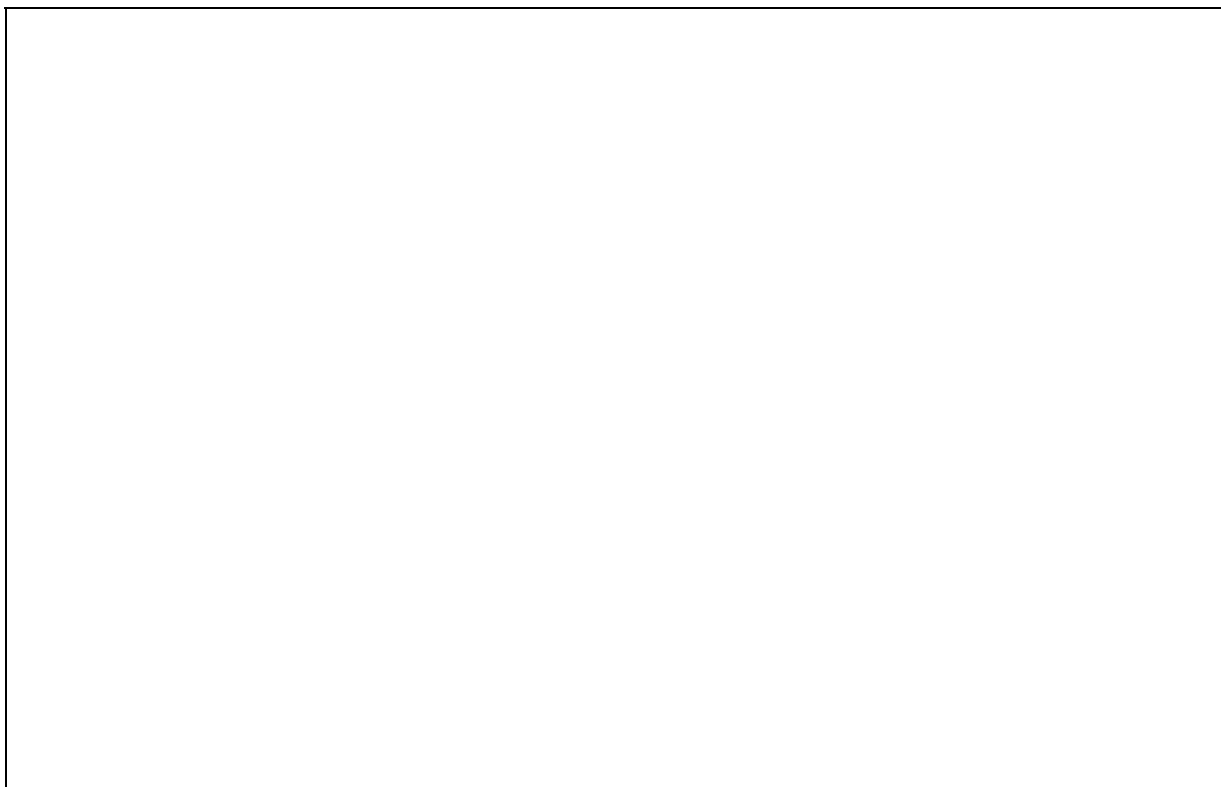


Abb. 2: Maske, Übertragungsoptik, und Substrat

Das Umgebungslicht kann durch eine Abdeckung der gesamten Anordnung als Einflußgröße eliminiert werden, nur das UV-Licht, das für die Belichtung verwendet wird, läßt sich auf diese Weise nicht abschirmen.

5. Meßaufbau Meßkopf

Um die Position einer Ebene einwandfrei bestimmen zu können, benötigt man genau drei linear unabhängige Meßwerte. Diese Meßwerte sollen durch zwei zweidimensionale PSDs geliefert werden. Da jedoch zwei zweidimensionale PSDs vier Meßwerte liefern, kann ein Meßwert, der linear abhängig ist, als zusätzliche Redundanz verwendet werden, um Fehler der Meßwerterfassung anzuzeigen.

Ein zweidimensionales PSD dieser Anordnung liefert über die x-Achsenelektroden ein Signal, das von einer Parallelverschiebung der Ebene oder einer Verkippung hervorgerufen wird. Über die y-Achsenelektroden kommt nur ein Signal, das von einer Verkippung der Ebene über die andere Achse hervorgerufen wird, wobei die x- und y-Achse aufeinander senkrecht stehen.

In einem Meßkopf sind zwei PSDs plaziert und ihnen gegenüber zwei Laserdioden. Jeder Laserstrahl spannt zusammen mit seinem reflektierten Strahl eine Strahlebene auf. Um Signale zu erhalten, die eine reine Parallelverschiebung wiedergeben, muß das Elektrodensignal um den Anteil, der einer Verkippung entspricht, verringert werden.

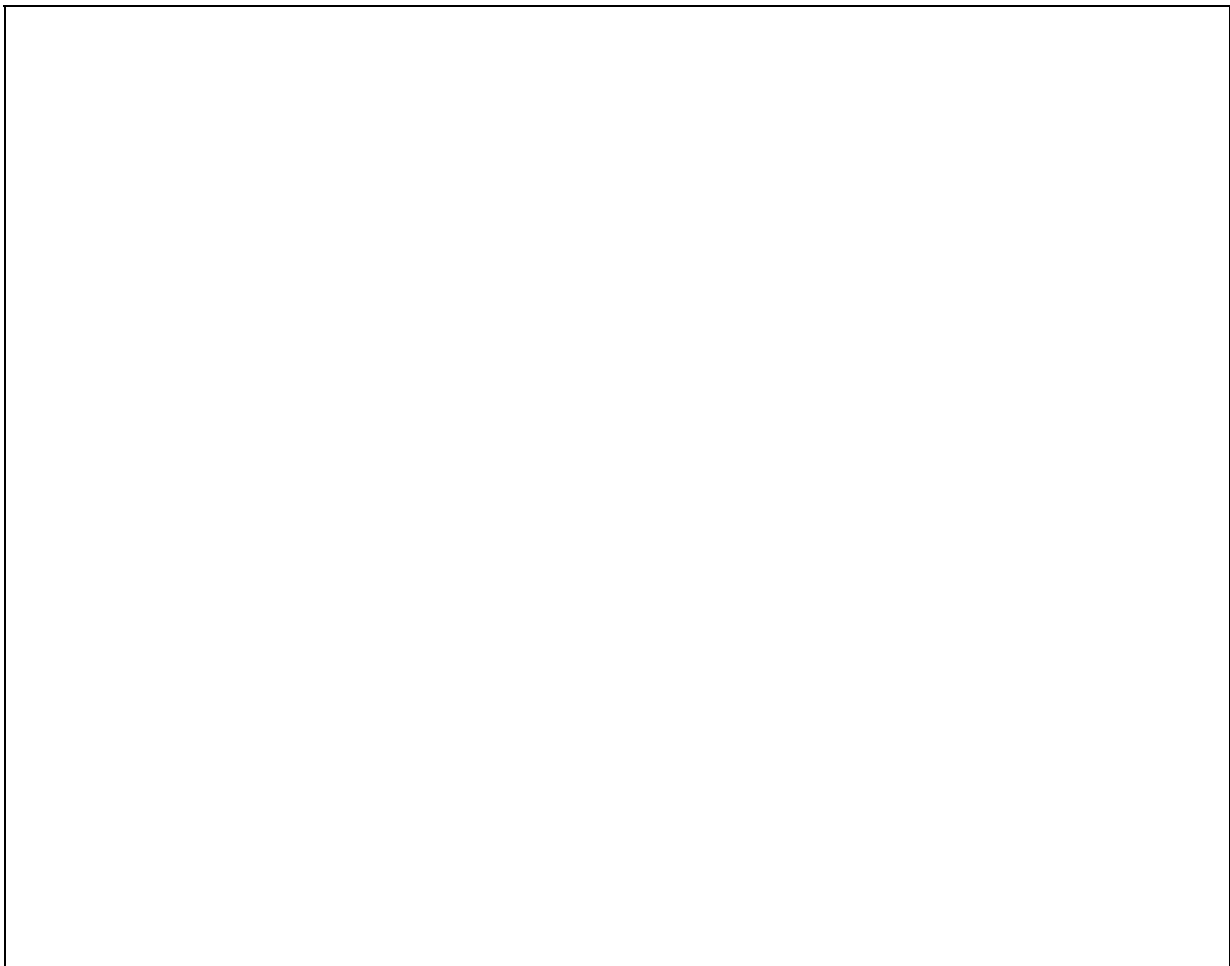


Abb. 3: Aufbau von Projektionsoptik und Meßköpfen

6. Interpolation

Probleme können entstehen, wenn der Laserstrahl auf eine Struktur trifft, die sich auf der Oberfläche der zu messenden Ebene befindet. Trifft das Interferenzmuster nicht symmetrisch

auf das PSD, wird sogar die Messung falsch. Das fehlende Stück in der Meßwertaufzeichnung wird durch Extrapolieren der vorigen Meßwerte erreicht. Die Verkippung der Meßebene in Bewegungsrichtung und die Periodizität der Meßsignale, die von einer Lagerungenauigkeit herrührt, dienen einem Prediktor als Eingangsgröße zur "Vorhersage" der Meßsignale. Die Daten des Meßwertspeichers werden bei jedem Durchlauf aktualisiert.

7. Meßwertverarbeitung

Das weiße Rauschen der Widerstände und das farbige Rauschen der PSDs lassen sich durch einfache Tiefpaßfilter gut herausfiltern. Wenn Einstreuungen, Brummsignale und Rauschen nicht in allen Stromkreisen konstant sind, können sie nicht durch Differenzbildung eliminiert werden. Die Wechselanteile der Elektrodenmeßsignale sind, im Gegensatz zu den Störsignalen, gegenphasig und lassen daher eine Signalrestauration zu.

8. Meßwertübertragung

Bei der Übertragung des digitalen Meßwertes vom rotierenden Sensor auf das ruhende Stellglied liegt die Schwierigkeit in der Transmission des Meßwertes, die schnell und zuverlässig genug sein muß, um eine Ausregelung von Sollwertabweichungen zu ermöglichen. Eine Übertragung mittels Infrarotübertrager oder Funkübertrager ist die einzige brauchbare Methode, um die Meßwerte auf den ruhenden Teil des Rotationsaligners zu senden.

9. Belichtungszeit

Werden vier Projektionsoptiken, die sternförmig angeordnet sind, verwendet, so ist immer eine Projektionsoptik zur Strukturübertragung im Einsatz. Mit einer vierfachen Projektionsoptik und einer Lichtleistung von 50 W/cm^2 kann ein Substrat von einer Größe $500 \times 500 \text{ mm}^2$ innerhalb von 45 Sekunden belichtet werden.

10. Masken- und Substrathalterung

Die Halterung für die Maske und das Substrat wird in drei Punkten gelagert und mit Mikrometerschrauben verbunden, die das Stellglied für die Regelung darstellen. Die Mikrometerschrauben werden über Schrittmotoren, die auf einem Schlitten montiert sind, verstellt. Die Schrittmotoren und die Lagerhalterung für die Ansaugvorrichtung sind auf dem Schlitten montiert, der die Linearbewegung durchführt.

11. Strahlengang

Um das UV-Licht rechtwinkelig auf die Maske auftreffen und mit der Übertragungsoptik synchron mitlaufen zu lassen, wird ein zweiter Rotor verwendet, der das Licht durch Umlenkspiegel richtig auf die Maske auftreffen läßt. Das Licht der UV-Quelle wird axial auf den Mittelpunkt des Umlenkrotors gerichtet, dort umgelenkt und tritt achsenparallel beim gewünschten Radius aus dem Rotor aus.

Das axial austretende UV-Licht fällt auf die Maske und überträgt die Struktur der Maske über die Übertragungsoptik auf das Substrat. Der Umlenkrotor wird starr mit dem Rotor, auf dem die Übertragungsoptik fixiert ist, verbunden, damit der synchrone Umlauf gewährleistet ist und die rechtwinkelige Bestrahlung der Maske sichergestellt werden kann.

12. Zusammenfassung

Der Anwendungsbereich des Rotationsaligners soll so weit wie möglich offen gehalten und seinen Einsatz unabhängig von technischen und ökonomischen Trends für viele Bereiche der Photolithographie erlauben. Es soll vor allem möglich sein, aktive Fernsehbildschirme zu erzeugen, die flach wie Fensterglas sind und sich an das derzeit in Verwendung befindliche System der Röhrenbildschirme anpassen lassen. Es soll der Einsatz von beliebig welligen Glassorten für das Substrat gewährleistet sein, um bei großflächigen Substraten den Produktionsaufwand in Grenzen zu halten. Das im Rahmen dieses Beitrags vorgestellte Regelsystem erlaubt es, die Unebenheiten und Wellen der Glasoberfläche so auszuregulieren, daß eine problemlose und verzerrungsfreie Strukturübertragung möglich ist.

Hochauflösende schreibende Elektronenstrahl-Lithographie und Electron-Beam-Testing

P. Hudek, V. Barák, I. Kostic, M. Kovác
Institut für Computer Systeme (ICS), Slowakische Akademie der Wissenschaften,
842 37 Bratislava, Slowakische Republik

Es wird über den Stand der Elektronenstrahl-Lithographie (EL) und der Elektronenstrahl-Funktionsprüfung (Electron-Beam-Testing — EBT) berichtet, wie er mit den augenblicklich zur Verfügung stehenden Anlagen (Elektronenstrahl-Patterngenerator: modifizierter ZBA 10/1 von Carl-Zeiss-Jena und Elektronenstrahl-Tester EDS) an unserem Institut in Bratislava zu erreichen ist.

1. Einleitung

Die EL und EBT gehören zu den nichtkonventionellen Methoden in der Halbleitertechnologie und benötigen gegenüber der lichteoptischen Lithographie sowie der klassischen Testierung von IC-Bauelementen völlig neu zu entwickelnde Geräte. Diese Geräte stehen nun in serien-nahen Versionen für die industrielle Anwendung bei der Herstellung von VLSI Schaltkreisen fast vollständig zur Verfügung. Bei diesen Anwendungen sind die erwähnten Geräte zumeist stark auf konkrete Anwendungen in der VLSI-Schaltkreistechnik ausgerichtet. Das Verlangen nach speziellen Bauelementen mit höheren Integrationsdichten und wachsender Funktionalität macht eine ständige Verkleinerung der Strukturen unumgänglich. Damit sind auch die Anforderungen an Lithographie und Funktionsprüfung immer höher geworden.

In unserem Beitrag wollen wir die Eignung ursprünglich laborzweckmäßiger Elektronenstrahlgeräte für typische Aufgabestellungen der Primärstrukturierung und Funktionsprüfung von Komponenten der ASIC-Schaltkreistechnik in Wechselbeziehung mit den Lithographieverfahren und Materialien untersuchen. Nach einer kurzen Erläuterung des Aufbaus und der Spezifikation des EL-Schreibers und EBT-Gerätes wollen wir an ausgewählten Applikationsbeispielen untersuchen, in welchem Maße unsere Anlagen den spezifischen Anforderungen der Forschung in der Halbleitertechnologie gerecht werden.

2. Elektronenstrahl-Lithographie

Die weiterhin zunehmende Miniaturisierung mikroelektronischer und mechanischer Bauelemente (Micro-Machining) verlangt Lithographieverfahren für den Mikro- (bis 1 μm), Submikro- (bis 0.1 μm) und Nanometer- (unter 0.1 μm) Strukturbereich. Mit der direktschreibenden EL, die die vorbereiteten Strukturdaten einer Maske mit Hilfe eines Elektronenstrahls direkt in den elektronenempfindlichen Resist überträgt, steht ein derartiges Verfahren zu Verfügung.

Eine ausführliche Darstellung unserer EL-Anlage erfolgte durch einen Beitrag hier in der letzten Veranstaltung im Jahre 1991 [1]. Es handelt sich um eine stark modifizierte Variable-Shaped-Beam Anlage mit einer Auflösung von etwa 50 nm und mit 30 KeV Elektronenenergie. Die umfangreichsten Modifikationen und Erweiterungen, die eine labormäßige EL-Anlage erfahren muß, um als Kleinproduktions-Lithographieanlage einsetzbar zu sein, ist jedoch an der Steuerelektronik, Steuersoftware und am Masken-Entwurfssystem (CAD) vorzu-

nehmen. Neben den erwähnten technischen Anforderungen kommt auch der Belichtungstechnologie eine große Bedeutung zu. In der Belichtungssoftware wurde ein Markenerkennungssystem implementiert (das die Detektion dieser Marken aus dem Rückstreusignal ermittelt) und ein Modul für effektive Unterdrückung des Intra-Proximity-Effektes. Es sind somit die Voraussetzungen gegeben, Strukturen bis an die Auflösungsgrenze des Gerätes zu kreieren, sowie fast alle EL-Forderungen (Fotomasken für DUV-Lithographie, Übertragung aufeinanderfolgenden Maskenebenen direkt an der Substratoberfläche) zu erfüllen.

2.1. Master-Mask-Herstellung

Bei den Master-Masks geht es uns vor allem darum, die Kantenqualität auch bei nichtorthogonal begrenzten Strukturen mit hoher Genauigkeit im Submikrometer-Bereich ($0.3 \mu\text{m}$) in Cr-Schichten zu realisieren. Der direkte Einsatz dieser Fotomasken liefert dann die höhere Lagegenauigkeit und die bessere Strukturtreue, ist aber zeitaufwendig und kostenintensiv. Als Elektronenresist wurden der Positivresist ELVACITE 2041 und 2010 (PMMA-DuPont) und der Negativresist NS-125 (Microimage Technology) verwendet. Die optimale Abbildung schmalere und breitere Strukturen läuft unter Nutzung der implementierten Dosis, Proximitykorrektur und effektiven Unterdrückung des lokalen Thermoeffektes durch "Multiple-Exposure-Technique" [2]. Die Resist-Strukturübertragung in antireflektierende Cr-Schichten wurde mittels naßchemischer Ätzung oder Ion-Milling realisiert.

2.2. Resist-Reliefstrukturierung für spezielle Anwendungen

Das Ziel hierbei ist die Herstellung von Strukturen mit minimalen lateralen Abmessungen bis hinab in den Nanometerbereich. Meist handelt es sich um Elektronenlack-Relief-Strukturen auf Halbleiter-Substraten. Bei diesen Anwendungen gilt es Technologien zu entwickeln, welche die hochauflösenden Eigenschaften der EL und Trockenätzanlagen voll unterstützen und dazu ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit aufweisen. Diese Vorhaben lassen sich bisher nur mit speziellen Mehrlagen-Resistsystemen realisieren, welche den Schwerpunkt mehrerer Arbeiten bilden [3], [4], [5]. Die Simulationsmöglichkeiten und die Reproduzierbarkeit sind bei diesen komplizierten Systemen sehr gering, denn die notwendigen technologischen Prozesse vor und nach der Lithographie sind sehr kompliziert.

Unsere Abteilung der EL am ICS in Bratislava arbeitet schon 3 Jahre mit der TU-Wien–GMe (Prof. W. Fallmann, Univ. Lektor G. Stangl und D.-Ing. E. Cekan) und 2 Jahre mit der Gruppe für Mikrostrukturierung am Institut für Technische Physik (Prof. R. Kassing, Dr. I. W. Rangelow) auf dem Gebiet der Elektronen-, Ionenprojektionslithographie und Trockenätzung zusammen. Dabei handelt es sich um eine optimierte Behandlung von neuen 1-Lagen, plasmaätzbeständigen, hochempfindlichen 3-Komponenten Resistmaterialien auf Novolack-Basis, (Hersteller: Kalle HOECHST AG) positiven — AZ PF514 — wie negativen — AZ PN114.

Unsere ersten Untersuchungen mit dem positiven Lack zeigten, daß nach einer Prozessoptimierung eine höhere Auflösung im Zusammenhang mit einem tiefen, hochselektiven und anisotropen RIE Trockenätzprozess erzielbar ist.

Die Prüfung dieser Resistmaterialien auf seine Eignung zur Herstellung von Maskenstrukturen konzentrierte sich auf die Optimierung der Dosis sowie auf die Behandlung vor und nach der Belichtung. Die sogenannten Gradationskurven sind in der Abb. 1 und 2 dargestellt.

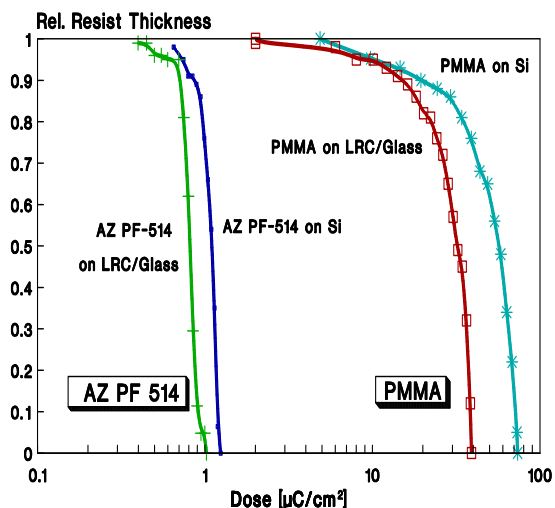


Abb. 1: AZ PF514 und PMMA Positivresist-Gradationskurven

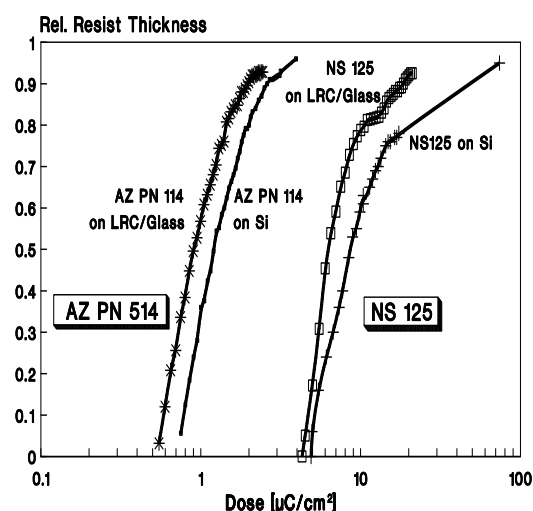


Abb. 2: AZ PN114 und NS125 Negativresist-Gradationskurven

Erwähnenswert ist hier die sehr hohe Sensitivität ($3\text{--}5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) und ein hoher Kontrast der beiden Resists bei relativ dicker Polymerschicht ($1\text{--}2 \mu\text{m}$) auf Si bzw. SiO_2 Substraten. In der Praxis ist es fast unmöglich die Optimierung der Belichtungsbedingungen für einen positiven Lack (AZ PF514) mit solchen Parametern auf experimentellem Wege zu erreichen. Dies läßt sich nur über Computersimulationen realisieren. Aufgrund des hohen Kontrastes zeigten die Experimente eine starke optimale Dosisabhängigkeit von der Strukturdimension (Abb.3 — Intra-Proximityeffekt). Für konventionelle EL-Lacke, wie PMMA und ähnliche oft verwendete, nur aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff bestehende Resistmaterialien, existieren bereits Modellvorstellungen für die Berechnung der Energiedichteverteilung, sodaß die Berechnung der notwendigen Proximity-Dosis oder Geometrie-Korrektur schon mit ausreichendem Erfolg durchführbar ist [3], [4], [5]. Dieses Gebiet wurde für die konventionelle EL behandelt, obwohl bis heute noch kein universeller Lösungsansatz existiert. Auf dem Gebiet der Nanometerlithographie sind derartige Untersuchungen noch kaum durchgeführt worden.

Im Gegensatz zu den konventionellen EL-Lacken, sind für die erwähnten neuen Resistmaterialien noch keine Simulationen und Modellierungen für die EL und Trockenätzprozesse vorhanden. Unsere bisherigen technologischen Verfahren sind aufgrund der Resultate der eigenen Forschung an den erwähnten Instituten entwickelt und teilweise veröffentlicht worden [6], [7].

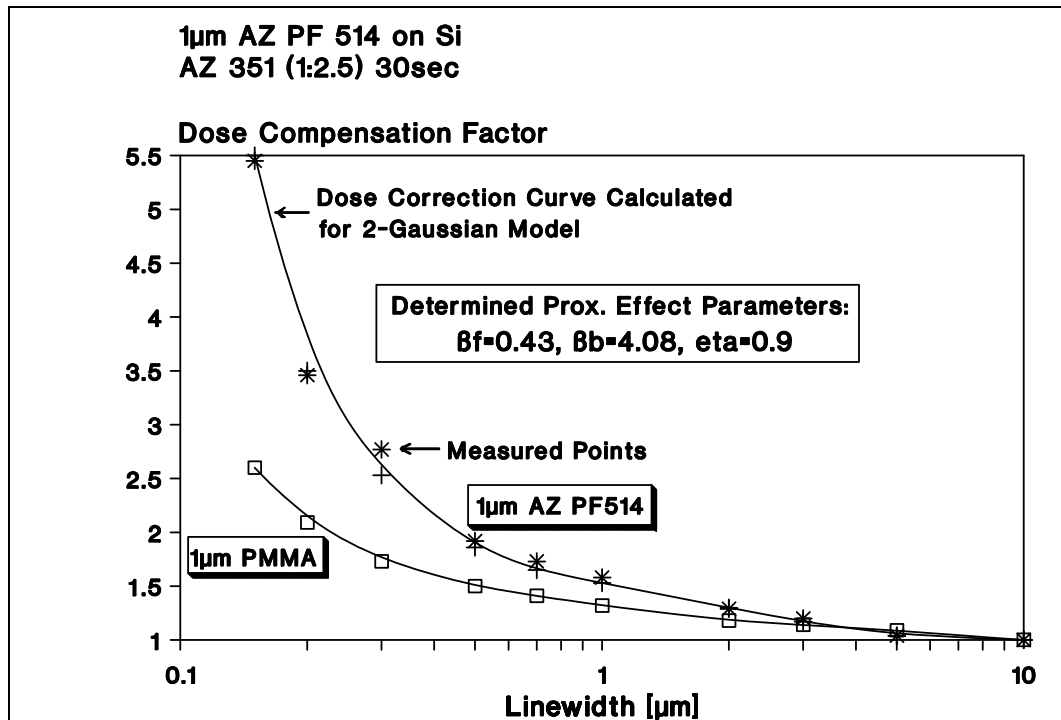


Abb. 3: Dosis-Korrekturkurven für AZ PF514 und PMMA mit den ermittelten Proximity-effekt-Parametern für AZ PF514 Resist.

REM-Aufnahmen von Resistpattern ausgewählter Ausschnitte des Maskenlayouts sind in Abb. 4–6 von Experimenten zur :

- 1.) Tiefenstrukturierung von Resistschichten für die Herstellung von mikromechanischen Elementen im mikrometrischen Bereich (Abb. 4),
- 2.) Submikrometer-Strukturierung mit steilen Lackkanten (Abb. 5) und
- 3.) Nanometer-Strukturierung (Abb. 6)

im AZ PF514 Positivresist sowie mittels Trockenätzprozesse im Silizium-Substrat dargestellt. Masken, die unter optimalen Belichtungs- und Prozessbedingungen hergestellt wurden, haben steile Lackkanten ohne Überhänge.

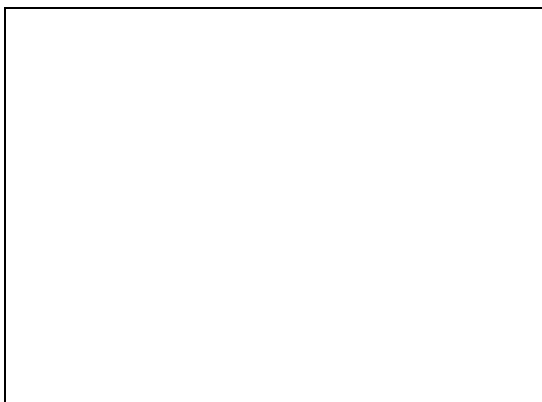


Abb. 4a: 2μm AZ PF514 Resist- und 2.8μm SiO₂-Schicht.

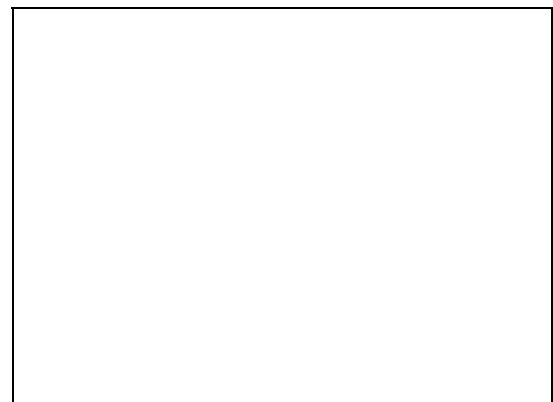


Abb. 4b: Hochanisotrope, 25μm tief geätzte Mikroturbine in Silizium.

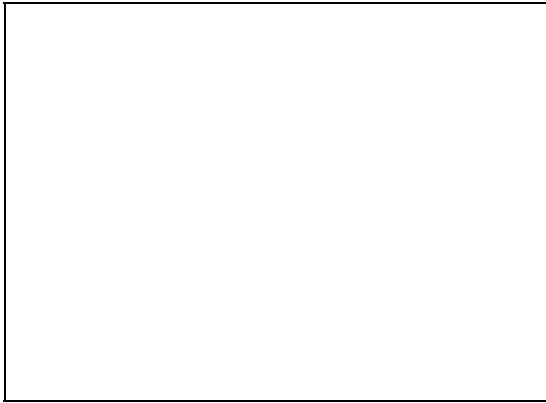


Abb. 7a: Plot der Zerlegung einer Ringstruktur.

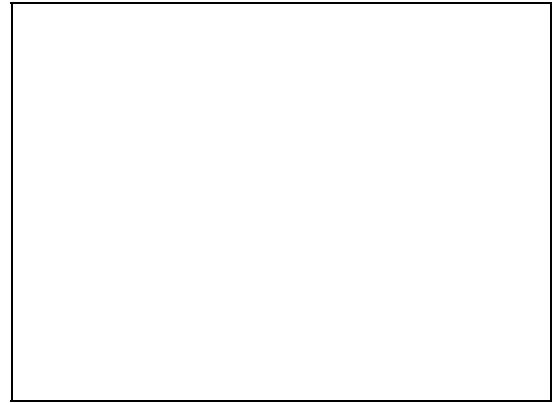


Abb. 5a: Ringstruktur in Resist — Dosis $5,2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Abb. 7a und 7b sowie Abb. 5a und 5b zeigen Submikrometer Resist-Relief-Strukturierung und Modellierung (Abb. 7b) in $1 \mu\text{m}$ dicker AZ PF514 Resistschicht. Der Plot der Ringstruktur (Abb. 7a) zeigt die Zerlegung des Musters mit einer Kantenrauigkeit von 50 nm. Nach einer optimalen Resist-Technologieanpassung und Belichtung wurde die geforderte Strukturform- und Maßtreue im Resist erreicht (Abb. 5a und 5b).

Dank der Stufenverwaschung bei einer angepaßten Belichtungsdosis-Staffelung in Abhängigkeit von der Sondenformatgröße kann die Kantenrauigkeit der realen Resiststruktur vermieden werden.



Abb. 7a: Modellierung der Elektronenstrahlbelichtung einer Resiststruktur.



Abb. 5a: Ringstruktur in Resist — Dosis $4,4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Abb. 6a und 6b zeigen Beispiele von Nanometerstrukturierung: $1 \mu\text{m}$ tief geätzte 60 nm breite Struktur in Silizium durch Mono-Lagen AZ PN114 und AZ PF514 Resist.

Mit Hilfe unserer EL Anlage ist es, wie gezeigt, durchaus möglich, Resist-Relief-Strukturen mit Lateralen Ausdehnungen von etwa 60–50nm herzustellen. Bei einer erfolgreichen Strukturübertragung derartig geringer Abmessungen (Anisotrope Ätzung, Lift-Off) befinden wir uns schon sehr nahe an der Schwelle vom klassischen zum quantenmechanischen Verhalten.

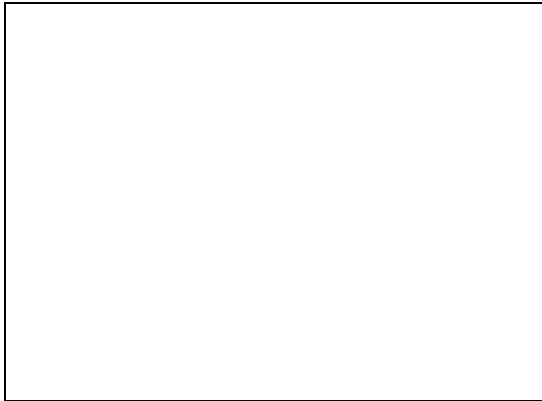


Abb. 6a: 25 nm breite Struktur in AZ PN114.

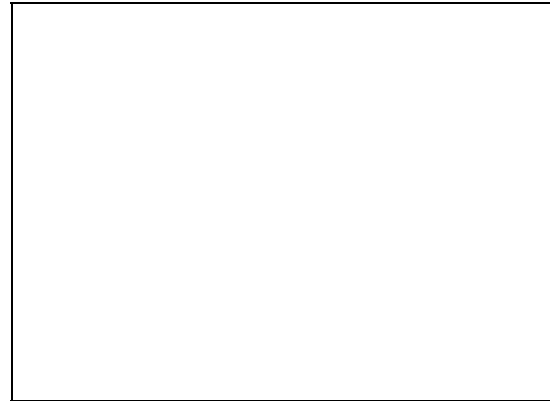


Abb. 6b: 60 nm breite Struktur in AZ PF114.

3. Electron Beam Testing

In diesem Abschnitt möchten wir eine weitere Elektronenstrahl-Technik, mit der wir uns an unserem Institut befassen, kurz beschreiben. Es handelt sich um die kontaktlose Messung von Spannungen in integrierten Schaltkreisen (IC's) mittels eines Elektronenstrahls (Electron-Beam-Testing, EBT). Diese Messmethode wurde durch ständige Miniaturisierung der aktiven Elemente und wachsender Komplexität von IC's hervorgerufen.

EBT basiert auf dem sogenannten Potentialkontrast, d.h. Zusatzkontrast im Bild von einem Raster-Elektronen-Mikroskop der vom Potential des Elektronenstrahl-Einfallspunktes abhängig ist. Dieser Kontrast ist durch Veränderungen der Energie der Sekundärelektronen, die bei der Interaktion des Elektronenstrahls mit der Probe (also einem zu messenden IC) entstehen, verursacht. Die Verschiebung des SE-Spektrums ist linear abhängig von Potentialveränderungen im Einfallspunkt.

Durch Auswertung dieser Verschiebung mittels eines Spektrometers bekommt man genaue quantitative Informationen über Potentialwerte im gegebenen Punkt des IC's. Dank der Implementierung des stroboskopischen Prinzips ist es möglich, Signalverläufe bis zu Frequenzen im GHz-Bereich zu messen.

Bei entsprechender Wahl des Messpunktes und der Elektronenstrahlparameter (Strom und Energie) beeinflusst der Elektronenstrahl auf keine Weise die Tätigkeit des Prüfobjekts.

An unserem Institut benutzen wir für Forschungszwecke auf diesem Gebiet ein sogenanntes Elektronen-Diagnostisches-System (EDS) [8]. Dieses Gerät wurde in den Jahren 1986-1990 in Zusammenarbeit mit dem Institut für Instrumententechnik der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften entwickelt. Es handelt sich um eine UHV-Anlage, speziell für Electron-Beam-Testing konzipiert. Die elektronenoptische Säule setzt sich aus folgenden Bestandteilen zusammen:

- Primärelektronenquelle (mit ZrO aktivierte "Thermoautoemissions-Wolframkathode")
- Elektronenoptisches System bestehend aus zwei Linsen, zwei 8-poligen Stigmatoren und zwei Gruppen mit je 4 Zentrierspulen.
- Detektionssystem, bestehend aus einem Paar symmetrisch angeordneter SE-Detektoren und einem Planar-Spektrometer.

Das Gerät ist mit einer 64-poligen Vakuum-Durchführung ausgestattet (auf 128 erweiterbar).

Die Grundparameter sind folgende:

- Beschleunigungsspannung im Bereich $0.3 \div 5$ kV
- Elektronenstrahlstrom $10^{-7} \div 10^{-12}$ A
- Elektronenstrahldurchmesser kleiner als $0.1 \mu\text{m}$
- Spannungs-Messgenauigkeit $\pm 50\text{mV}$ im Bereich von ± 15 V
- Zeitauflösung der stroboskopischen Einheit 10 ns

EDS ist durch einen IBM-kompatiblen PC gesteuert; die Steuerprogramme wurden unter OS MS-DOS in der Programmiersprache C und Assembler geschrieben.

Das Gerät arbeitet in zwei Grund-Arbeits-Moden:

a) Bildbeobachtung:

In diesem Modus ist es möglich, zwischen TV-Ablenk-Frequenz (Analog-Elektronenstrahlablenkung) oder Vector-Scan (256×256 Punkte x 8 bit, max. Raster-Geschwindigkeit ca. 3 Bilder/sek.) zu wählen. Bei Stroboskopie-Benutzung bekommt man Bilder, die die Potential-Aufteilung im IC in einzelnen Phasen des Clock-Signals zeigen.

b) Spannungs-Messungs-Modus:

In diesem Fall wird der Elektronenstrahl auf ausgewählte Punkte des IC-s abgelenkt. Die statischen oder dynamischen Spannungs-Werte werden in diesen Punkten gemessen und mit Hilfe eines Spektrometers bzw. mit Stroboskopie angezeigt.

Zur Illustration der Möglichkeiten des Systems ist in Abb. 8 ein Beispiel vom Potential-Kontrast-Bild dargestellt. Es handelt sich um ein Kundenspezifisches-IC mit Strukturabmessungen von ca. $2 \mu\text{m}$. Abb. 9 zeigt gemessene Spannungsverläufe in 2 Punkten dieses IC's.

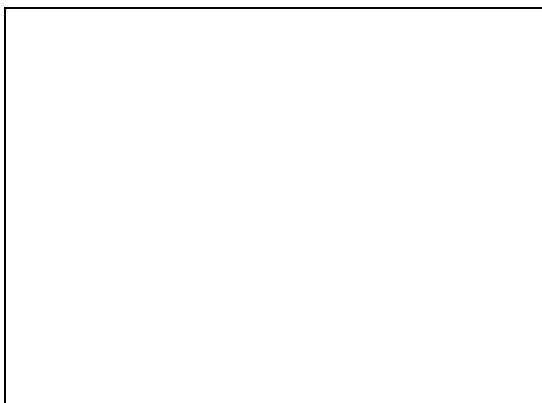


Abb. 8: Potential-Kontrast-Bild.

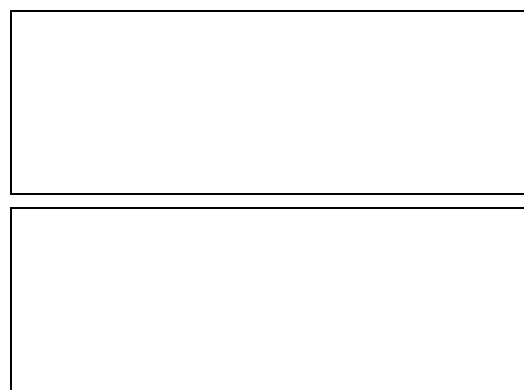


Abb. 9: Spannungsverläufe in zwei Punkten des ICs von Abb. 8.

Das beschriebene System wird an unserem Institut für IC-Messungen nach Kundenanforderungen benutzt, weiters für experimentelle Überprüfung von Möglichkeiten der Messungen an passivierten IC's, zur Erforschung der Einflüsse der lokalen Felder an IC-Oberflächen an die Positions-Genauigkeit des Elektronenstrahls. Wir beschäftigen uns auch mit partiellen Problemen der Prozess-Automation.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich bei Herrn Professor W. Fallmann und Herrn Univ. Lektor G. Stangl von der TU-Wien für die Hilfe bei der Durchführung der Resistexperimente. Herrn Dr. I. W. Rangelow von der Universität Kassel (BRD) und Herrn Dr. Z. Borkowicz von der Universität Breslau (Polen) für die Durchführung von Experimenten zur Tiefentrockenätzung und hochauflösende Raster-Elektronenmikroskopie.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Hudek: "Elektronenstrahl-Lithographie zur Herstellung von Strukturen im Submikron- und Nanometerbereich", Tagungsband: Grundlagen und Technologie Elektronischer Bauelemente, (1991), Grossarl im Pongau, 27
- [2] S.V. Babin, I. Kostic, P. Hudek: "Experimental Investigation of the Resist Heating Effect in a Variably Shaped EBL System", Proc. Microcircuit Engineering '92, (1992), Erlangen
- [3] G. Owen, J.Vac.Sci.Technology, B8(6),(1990),1889
- [4] P. Hudek, I. Kostic: "A Practical Method for E/B-Lithographic Resist Patterning", Proc. of II.Int'l Conf.on E/B Technol.-EBT-88, Varna, Bulgaria (1988), 390
- [5] H. Hübner: Microelectronic Engineering 18, (1992), 275
- [6] I.W. Rangelow, Z. Borkowicz, P. Hudek, I. Kostic: "Transfer of Single Layer Positive Resist Submicro- and Nanometer Structures into Silicon", Microelectronic Eng. (to be published)
- [7] P. Hudek, Z. Borkowicz, I. Kostic, I.W. Rangelow, R. Kassing: "Single-Layer Resist for Deep, Micro- and Nanometer Structure Transfer", Microcircuit Engineering '92, (1992) Erlangen
- [8] M. Kovác, S. Bukovinská, Microelectronic Engineering, 17, (1992), 459

Statusbericht über die Arbeiten mit dem Alpha-Ionenprojektor

E. Cekan, W. Fallmann, G. Stangl
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien
1040 Wien

H. Löschner, G. Stengl
IMS - Ionen Mikrofabrikations Systeme GmbH,
Schreygasse 3, A-1020 Wien

1. Einleitung

Für eine zukünftige Produktion von Halbleiterbauelementen mit einer minimalen Linienbreite von weniger als $0,25\ \mu\text{m}$ ist die Verwendung von geladenen Teilchen zur Strukturübertragung Maske-Wafer von großem Vorteil. Dazu stehen Elektronen und Ionen zur Verfügung.

Bei der Verwendung von Ionen für eine projizierende Strukturübertragung kommen eine Reihe von Vorteilen, wie z. B. die geringe Streuung der Ionen im Resistmaterial zum Tragen. Weiters sind die hohe Schärfentiefe, sowie die Möglichkeit der elektrostatischen Bildversetzung und Justierung, also ohne Bewegung mechanischer Teile von großer Bedeutung. Auch können die Ionen im Resist gestoppt werden, wodurch das Damage im Substratmaterial vermieden wird, da die durch das Abstoppen der Ionen induzierte Röntgenstrahlung vernachlässigbar ist.

Aufgrund der Erkenntnisse mit den Ionen-Projektions-Lithographie-Maschinen IPLM-01 und IPLM-02 [1] wurde 1989 der ALPHA-Ionenprojektor mit 3-facher ionenoptischer Verkleinerung realisiert. In den Jahren 1990/1991 arbeitete der ALPHA-Ionenprojektor mit 10-facher Verkleinerung (ALPHA-10x), und seit Mitte 1991 mit 5-facher Verkleinerung (ALPHA-5x).

2. ALPHA Ionenprojektor

Abb.1 zeigt den Aufbau des ALPHA-Ionenprojektors. Wasserstoff- oder Heliumionen werden aus einer Duoplasmatron Ionenquelle (*IS*) extrahiert. Durch ein spezielles Extraktionssystem erreicht man eine virtuelle Ionenquelle mit einem Durchmesser von weniger als $10\ \mu\text{m}$. Eine ExB Massenseparationseinheit (*ExB*) filtert die gewünschte Ionensorte heraus. Mit diesem Ionenstrahl wird bei der ALPHA-10x mit einer als Kondensorlinse arbeitenden Feldlinse ("Beam Line Lens", *BL*) die Open Stencil Mask (*M*) mit einem Strahldurchmesser von $70\ \text{mm}$ bestrahlt. Bei der ALPHA-5x wird die Maske mit einem telezentrischen Ionenstrahl ($\leq 5\ \text{mrad}$) im Durchmesser von $85\ \text{mm}$ bestrahlt. Dies wird durch einen Kondensator vom Typus einer Einzellinse erreicht. Die Open Stencil Masken sind in einem speziellen Rahmen eingespannt, die sich auf einem Maskenrad befinden. Die Maske im Strahlengang wird mit Hilfe dreier V-Nuten am Maskenrahmen und Paßstiften an der Belichtungsstation positioniert.

Die typische Belastung der Maske liegt im Bereich von mW/cm^2 . Die durch den Ionenstrahl hervorgerufene Erwärmung der Maske ist für Siliziummasken und für kohlenstoffbeschichtete Metallmasken (hohe thermische Emissivität) sehr gering. Es besteht auch die Möglichkeit durch radiatives Kühlen eine Aufwärmung der Maske zu verhindern [2].

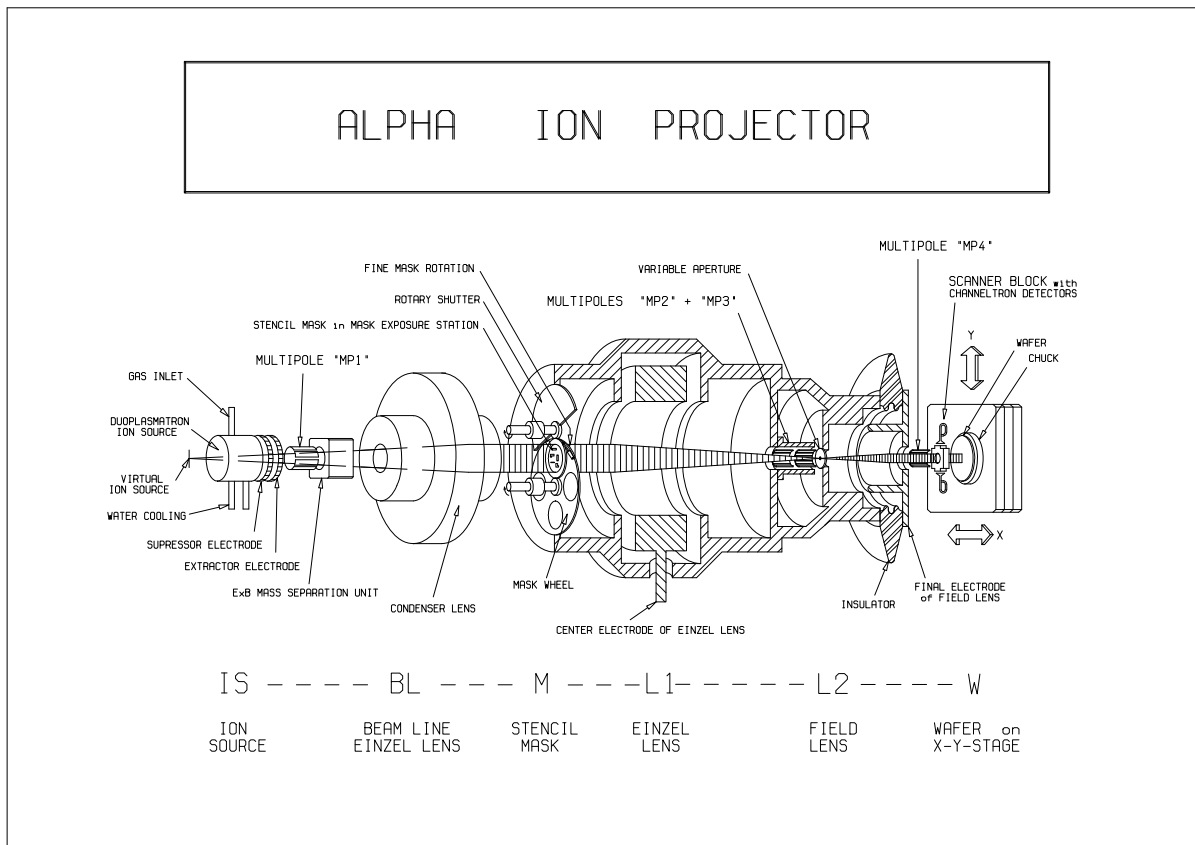


Abb. 1: ALPHA-Ionenprojektor mit 5-facher ionenoptischer Verkleinerung (ALPHA-5x)

Der durch die Maske strukturierte Ionenstrahl wird mit Hilfe eines elektrostatischen Linsensystems verkleinert am Wafer (W) abgebildet. Das Linsensystem besteht aus einer Einzellinse ($L1$) und einer Feldlinse ($L2$). Als Shutter dient der elektrostatische Multipol $MP1$.

3. Elektronisches Alignment ("Pattern Lock")

Abb. 2 zeigt das Prinzip des elektronischen Alignments. Die Stencil-Maskenfolie beinhaltet ein Designfeld ($40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$) umgeben von 8 schlitzförmigen Öffnungen. Diese acht Teilstrahlen des strukturierten Ionenstrahls ("*Ion-Alignment-Beamlets*") und die dem strukturierten Designfeld entsprechenden Ionenstrahlen ("*Die Beam*") passieren den sogenannten "*Scanner-Block*", welcher zwischen dem elektrostatischen Linsensystem und dem X-Y-Tisch (Wafer) montiert ist. Der "*Die Beam*" gelangt ungehindert durch den Scannerblock. Die Alignment-Beamlets werden mit Hilfe von Ablenkplatten im korrespondierenden Schlitz des Scanner-Blocks über spezielle Gruben (bzw. Schlitze) der Referenzplatte gescannt. Die entstehenden Sekundärelektronen und auch reflektierte Ionen werden durch 8 "*Channeltron Detektoren*" erfaßt.

Mit den Detektorsignalen kann der Zustand des Ionenbildes (z.B. X- und Y-Richtung, Rotation, Maßstab) charakterisiert werden. Ein Teil dieser Information wird über einen Regelkreis dem elektrostatischen Multipol $MP4$ zugeführt. Mit einem Dipolfeld kann die Position des Ionenbildes in X- und Y-Richtung kontrolliert werden ("*Beam-Lock*"), mit Quadrupol- und Hexapolfeldern können die Bildverzerrungen minimiert werden. Darüber hinaus erlaubt eine Servo-Loop mit der Einzellinse $L1$ eine Kontrolle des Maßstabes ("*Pattern-Lock*").

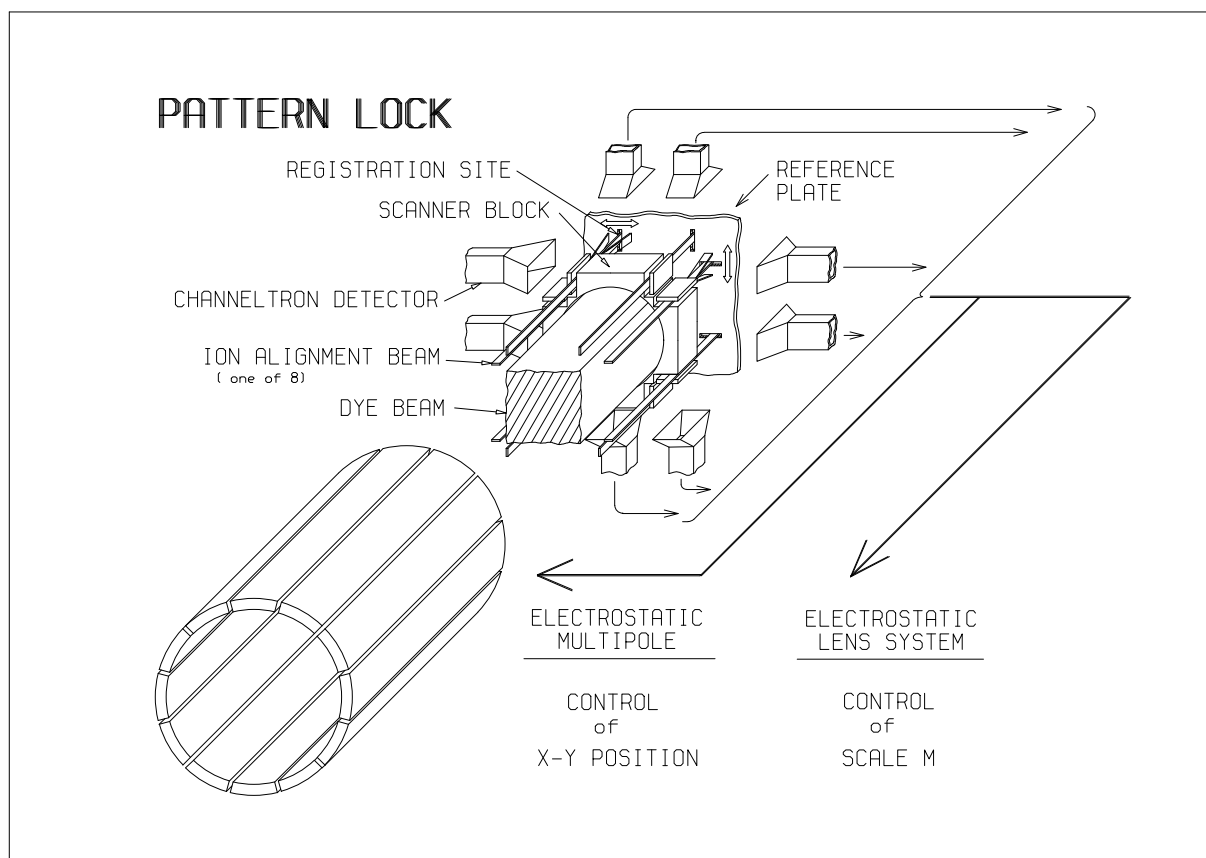


Abb. 2: Prinzip des Elektronischen Alignments

4. "Electrostatic-Step-Exposure"

Verschiedene Strukturen, wie z.B. Kreisring, können in einer Open-Stencil-Maske aus physikalischen Gründen nicht realisiert werden. Eine Möglichkeit, solche Ringstrukturen am Wafer zu realisieren, besteht im Designsplitting. Dabei werden die gewünschten Strukturen in komplementäre, sich ergänzende Figuren aufgeteilt. Für einige Anwendungen kann diese Aufspaltung auf einer Maske vorgenommen werden. Das projizierte Ionenbild wird nun mehrfach, entsprechend dem Zerlegungsgrad des Designs, mit genau definierter Versetzung am Wafer abgebildet (Electrostatic-Step-Exposure [3], Abb.3). Das Ionenbild wird durch ein geeignetes Dipolfeld des elektrostatischen Multipols $MP4$ versetzt, welcher sich zwischen der ionenoptischen Säule und dem Wafer befindet.

5. Experimente mit dem ALPHA Ionenprojektor

Mit dem ALPHA-10x-System konnte eine Auflösung von $0,1 \mu\text{m}$ in einem $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ Bildfeld erreicht werden. Die kleinsten Strukturen hatten eine Breite von $\approx 50 \text{ nm}$. Die Versuche mit dem elektronischen Alignment mit Hilfe der Referenzplatte in X- und Y-Richtung (Beam-Lock) zeigten eine Positionierungsgenauigkeit von besser als 15 nm [4]. Erstmals wurden auch Quantendevise-Teststrukturen in Novolack-Resist belichtet [5].

Mit dem ALPHA-5x Ionenprojektor wurden innerhalb eines Bildfeldes von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ Auflösungstests mit Nickel- und Siliziumtestmasken in verschiedenen Resistmaterialien

durchgeführt. Die Siliziummaskenfolien hatten einen Durchmesser von 120 mm, eine Dicke von 2,5 μm und kleinste Linienraster von 0,45 μm Öffnungsbreite. Die Maskenöffnungen wurden mit Hilfe von MEBES-III Elektronenstrahlschreibern und reaktiven Ionenätzen auf Brom-Plasma Basis innerhalb eines Maskenfeldes von 60 mm x 60 mm realisiert [6]. Weiters wurden Versuche mit dem elektronischen Alignmentsystem, erweitert auf X, Y und Maßstab ("Pattern-Lock") durchgeführt. Das elektronische Alignment wurde mit einer Wiederholfrequenz bis zu 80 Hz betrieben, d.h. das alle 12,5 ms der Status des projizierten Ionenbildes hinsichtlich X, Y und Maßstab vermessen und gegebenenfalls elektronisch korrigiert werden konnte. Mit Hilfe einer *In-Situ* Metrologieeinrichtung wurde die Verzeichnung des projizierten Ionenbildes innerhalb des 8 mm x 8 mm Bildfeldes evaluiert. Die maximale Verzeichnung war kleiner als 0,15 μm in ausgezeichneter Übereinstimmung mit ionenoptischen Berechnungen 5. Ordnung [7]. Ionenoptische Belichtungen zur Herstellung von Quantendeviceteststrukturen wurden mit der in Punkt 4 beschriebenen "Electrostatic-Step-Exposure"-Technik durchgeführt [8].

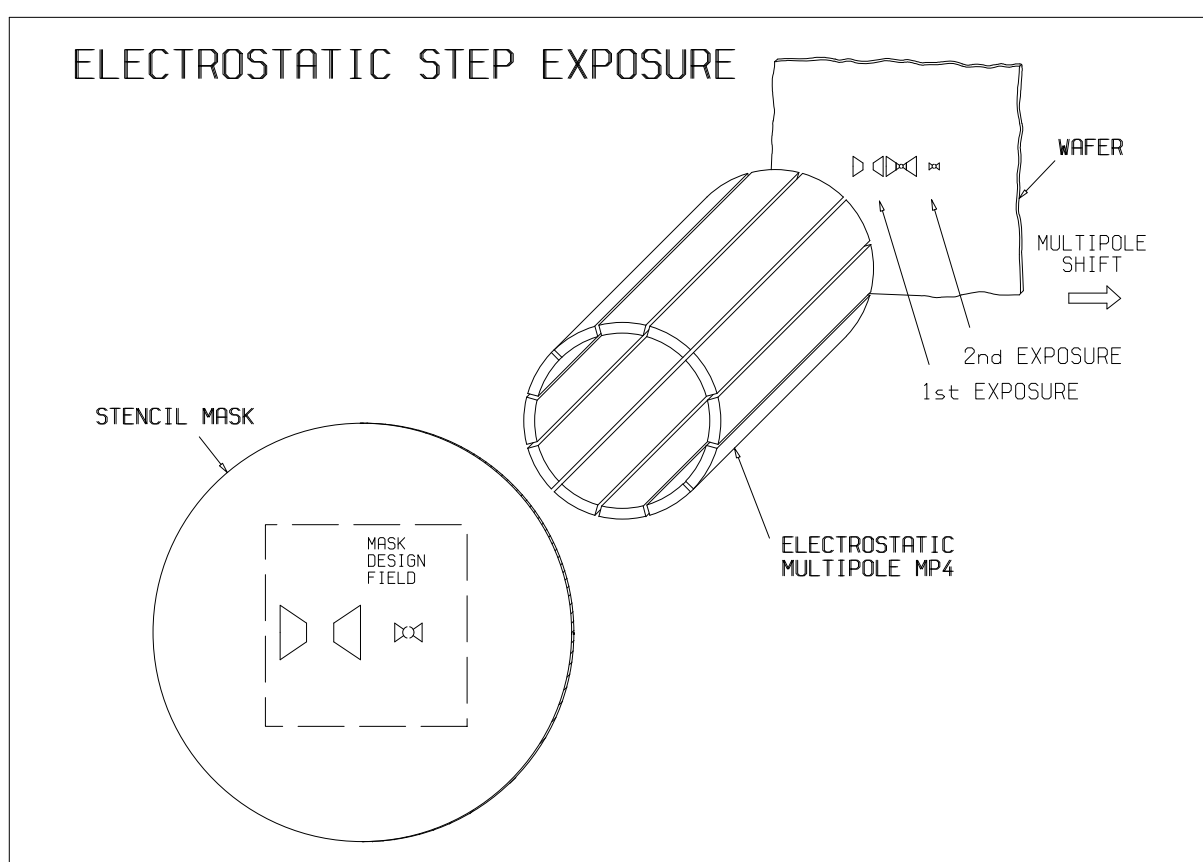


Abb. 3: Prinzip der "Electrostatic-Step-Exposure"-Technik

Literaturverzeichnis

- [1] W. Fallmann, F. Paschke, G. Stangl, L. Buchmann, A. Heuberger, A. Chalupka, J. Fegerl, R. Fischer, H. Löschner, L. Malek, R. Nowak, G. Stengl, C. Traher, P. Wolf, Ion Projection Lithography, Electronic Alignment and Dry Development of IPL exposed resist materials, AEÜ, Band 44 (3), 208 (1990).
- [2] A. Chalupka, H. F. Glavish, H. Löschner, G. Stengl, US Patent 4;916,322.

- [3] H. Löschner, G. Stengl, A. Chalupka, J. Fegerl, R. Fischer, G. Lammer, L. Malek, R. Nowak, C. Traher, P.Wolf, Ion Projection Lithography for Vacuum Microelectronics, t.b.p. in J. Vac. Sci. Technol. B11 (2) March/April 1993.
- [4] A. Chalupka, J. Fegerl, R. Fischer, G. Lammer, H. Löschner, L. Malek, R. Nowak, G. Stengl, C. Traher, P.Wolf, ALPHA-10x: Newly developed Ion Beam Projector for Fine-Line Lithography, ISIAT'91 Tokyo (1991).
- [5] E. Cekan, W. Fallmann, W. Friza, F. Paschke, G. Stangl, P. Hudek, E. Bayer, H. Kraus, Sub-0,25 μm Ion Projection Lithography (IPL) in PMMA and Novolack based Resist materials (RAY-PF, RAY-PN, SAL 603), Microelectronic Engineering 17, 241, (1992).
- [6] G. Stengl, G. Bösch, A. Chalupka, J. Fegerl, R. Fischer, G. Lammer, H. Löschner, L. Malek, R. Nowak, C. Traher, P.Wolf, P. Mauger, A. Schimkunas, S. Sen, J. C. Wolfe, Ion projector wafer exposure results at 5x ion-optical reduction obtained with nickel and silicon stencil masks, J. Vac. Sci. Technol. B 10(6), Nov/Dec 1992.
- [7] G. Stengl, G. Bösch, A. Chalupka, J. Fegerl, R. Fischer, G. Lammer, H. Löschner, L. Malek, R. Nowak, C. Traher, H. Vonach, P.Wolf, In-Situ Distortion Measurement of an Ion Projector with 5x Ion-Optical Reduction, J. Vac. Sci. Technol. B 10, 2838, Nov/Dec 1992.
- [8] G.Stangl, E. Cekan, Ch. Eckes, W. Friza, F. Thalinger, A. Bruckner, P. Hudek, W. Fallmann, Newly developed Novolack-based resist materials for Ion Projection Lithography (IPL) with structure dimensions of 200-100 nm, Microcircuit Engineering, ME 92 Erlangen, Sept. 1992, t.b.p.in Microelectronic Engineering 1993.

Strukturierung im Sub-0.5 μm -Bereich durch Ablation mittels hochenergetischer Photonen und Ablationsentwicklung von ionenbelichteten organischen Resistmaterialien

Wolfgang Friza

Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien

Wie R.Srinivasan [1] und G.M.Davis [2] gezeigt haben, lassen sich bestimmte Polymere mittels hochenergetischer Photonen durch Absorption in niedermolekulare Bestandteile zerlegen, welche dann, im Idealfall, gasförmig abgehen. Dieser Prozeß wird Ablative Photo Decomposition oder kurz Ablation genannt. Die untersuchten Polymere (Polyimide und Polystyrole) zeigen bei der Wellenlänge von zirka 200 nm Absorptionsmaxima, weshalb sich die ArF-Linie ($\lambda = 193 \text{ nm}$) eines Excimer Lasers als Lichtquelle anbietet. Es ist nun unter bestimmten Umständen möglich, jene Flächen des Polymers zu entfernen, welche der DUV-Strahlung ausgesetzt sind. Mittels dieses Prozesses lassen sich die in der heutigen Mikorelektronik und Festkörperphysik gebräuchlichen Strukturen darstellen, allerdings in Dimensionen, welche um ein Vielfaches kleiner sind als es mit der heute industriell verwendeten optischen Lithographie möglich ist. Es wurde untersucht, unter welchen Umständen sich diese Polymere durch Kontaktlithographie und durch Ionenprojektionlithographie (IPL) mit anschließender Trockenentwicklung durch Ablation, strukturieren lassen.

1. Theorie der Ablation

Es wird allgemein angenommen, daß die Absorption des Excimerlaserimpulses zu einem Wechsel der äußeren Elektronen auf ein höhergelegenes Orbital im Molekül führt. Das so angeregte Molekül kann auf drei verschiedene Arten zerfallen.

a.) Ablative Photodecomposition

Erreicht das Elektron ein Energieniveau, welches über der Austrittsenergie des angeregten Zustandes liegt, so kann das Molekül mit dem nächsten Phonon, also in psec, aus dem Molekülverband herausgerissen werden. Dieser reine photochemische Prozeß wird als "ablative photodecomposition" bezeichnet. (Abb. 1a [3])

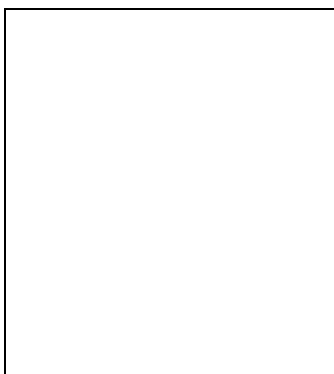


Abb. 1a: Ablative Photodecomposition

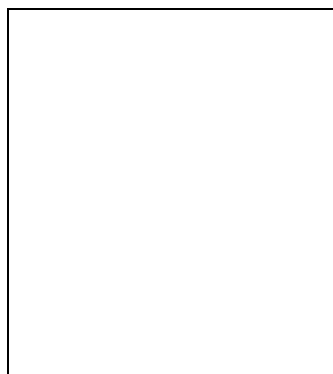


Abb. 1b: Photo-Thermischer Prozeß

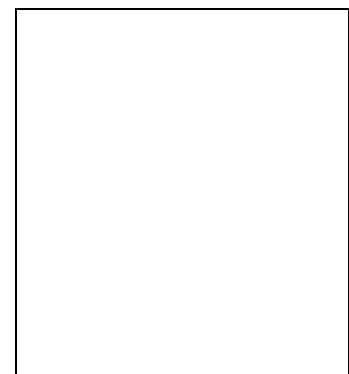


Abb. 1c: Therm. unterstützter Prozeß

b.) Photo Thermischer Prozeß

Allerdings wird nicht jedes angeregte Molekül aus dem Verband getrennt. Diese angeregten Moleküle fallen wieder in den Grundzustand zurück, indem sie ihre Energie in Schwingungs- und Rotationsenergie umwandeln. Das entspricht einer lokalen Zunahme der Temperatur, welche an die angrenzenden Moleküle abgegeben wird. Durch diesen Temperaturanstieg kann es zu einer Crackung der schwächeren Bindungen im Molekül kommen. Die kleineren Crackprodukte gehen dann gasförmig ab. Man spricht vom Photo-Thermischen Prozeß. (Abb. 1b [3])

c.) Thermisch unterstützter Photoprozeß

Die dritte Möglichkeit besteht darin, daß das Molekül zwar angeregt, aber die Austrittsenergie noch nicht erreicht wird (Übergang c). Durch weitere thermische Anregung (c') kann nun die Austrittsenergie erreicht werden. Dieser Prozeß kombiniert die ersten beiden Arten und wird "thermisch unterstützter Photoprozeß" genannt (Abb. 1c [3]). Dieser ist auch der am häufigsten auftretende Mechanismus.

Durch die Überschußenergie der Bruchstücke kommt es zu einem erhöhten Volumsbedarf und somit zu einem Druckanstieg im bestrahlten Volumen, wodurch die Molekülbruchstücke fortgeschleudert werden. Die gecrackten Bestandteile führen die Prozeßenergie ab, sodaß am Substrat kein Temperaturanstieg auftritt.

In Verbindung mit der noch andauernden Strahlung des Pulses werden die Fragmente durch einen zweiten Photolyseprozeß in niedermolekulare, meist gasförmige Bestandteile zerlegt. Auf jeder Resistoberfläche befindet sich zusätzlich eine dünne Wasserhaut. Diese zeigt bei einer Wellenlänge von 200 nm ein hohes Absorptionsvermögen, wodurch sie in eine Anzahl von Primärprodukten (H^* , OH^* , H_2O_2 , H_2) zerlegt wird. Führt man die Versuche in Luft aus, so werden auch die Sauerstoffatome aus ihrem Singulettzustand in den Triplettzustand angeregt (O^* , O_3). Diese reaktionsfreudigen Primärprodukte sättigen somit die Polymerbruchstücke ab, bevor diese rekombinieren können.

Wie Untersuchungen [4] ergaben, erfährt die verbleibende Polymeroberfläche bei der Ablation eine chemische Veränderung. Es ist zu erwarten, daß diese chemisch veränderte Schicht auch ein anderes Absorptionsvermögen für die verwendete Wellenlänge besitzt und deshalb alle folgenden Laserpulse, wenn überhaupt, eine geringere Ätzrate erzielen.

2. Die verwendeten Polymere

2.1 Das Polyimid

Dieses Resistmaterial ist nur als Polyamidcarbonsäurelösung, das ist eine chemische Vorstufe, erhältlich, da es im vollimidisierten Zustand, dem eigentlichen Polyimid, unlöslich ist. Diese Vorstufen werden in verdünnter Form mittels Photolackschleuder auf das Substrat aufgebracht und durch ein anschließendes Pre-Bake in den vernetzten Zustand gebracht (Abb. 2).

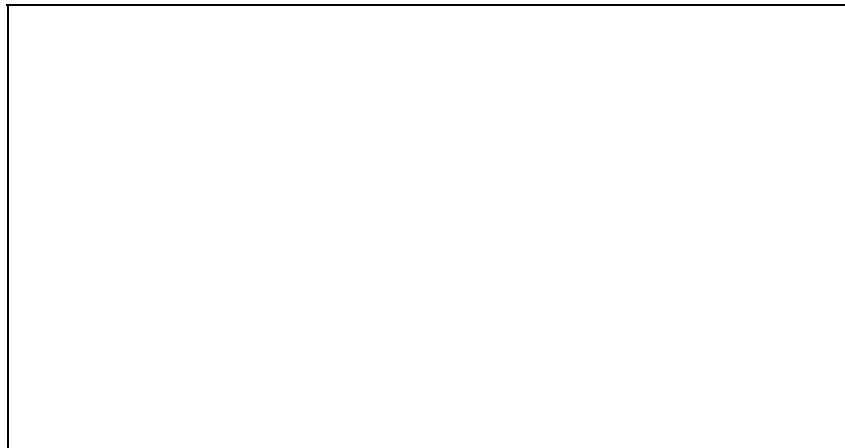


Abb. 2: Prinzipieller Aufbau von vorvernetzten Polyimiden (Probimid - Ciba Geigy)

Durch strukturierten Beschuß mit He^+ Ionen (Energie größer 75 keV) wird die Vorstufe nur lokal imidisiert und läßt sich durch Ablation nicht mehr entfernen. In den restlichen Gebieten erfolgt keine chemische Umwandlung, wodurch diese durch ablative Entwicklung entfernbar sind. Im Zuge dieser Arbeit wurden die Polyimide PI 2610, PI 2556 und PI 2570D der Firma Du Pont verwendet.

2.2 Das Polystyrol

Polystyrole bestehen aus einer, meist kurzen, aliphatischen Kette, an der ein Benzolring angekoppelt ist (Abb. 3). Durch die eingebrachte Energie werden die Σ -Elektronen des Benzolringes angeregt, sodaß der Ring aufbricht. Da ein ähnlicher Prozeß auch die aliphatische Kette crackt, ist dieses Polymer zur Strukturierung mittels Ablation geeignet.

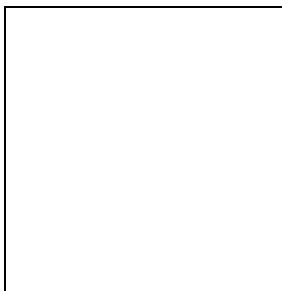


Abb. 3a:RD 32a

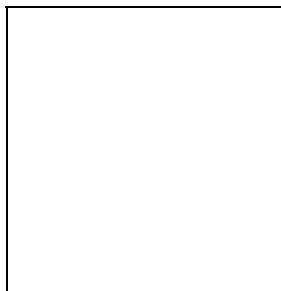


Abb. 3b:RD 32b



Abb. 3c:RD 32d

Es sollte nun getestet werden, ob die für die DUV-Lithographie entwickelten Polyhydroxystyrole der Firma Kalle Hoechst durch Ablation strukturierbar sind.

3. Kontaktlithographie

Hier wird, wie bei einem Maskenjustiergerät einfacher Bauart, die Maske nur aufgelegt und festgepreßt. Ein winziger verbleibender Luftspalt zwischen Resist und Maske ist unvermeidlich. Dieser sorgt aber für die erforderlichen Reaktionsradikale. Anschließend an das Festpressen muß die Maske noch fixiert werden, um ein Verrutschen durch den örtlichen Ablationsüberdruck zu verhindern.

Die verwendeten Masken bestehen aus einer auf $\lambda/4$ plangeschliffenen Scheibe aus synthetischem Quarz, auf der eine 800 - 1000 Å dicke Chromschicht aufgedampft ist.

Mittels e-Lithographie und anschließendem Ätzprozeß werden jene Flächen der Schicht entfernt, die sich später im Resist abbilden sollen, da die Ablation ein Positiv-Verfahren darstellt.

Die Chromschicht erwärmt sich beim Beschuß, wodurch es bei hohen Energiedichten, speziell bei feinen Bildpartien, zum Verdampfen der Chromschicht und somit zur Zerstörung der Maske kommt.



Abb. 4: Maske: SAW mit 300 nm breiten Linien

Wie die Abb. 5 zeigt, sind nicht alle Crackprodukte gasförmig, weshalb sich auf der Maske ein Belag unbekannter Zusammensetzung bildet, welcher die Qualität der Abbildung vermindert.



Abb. 5: Maske nach zirka 500 Beschüssen

4. Die Versuchsergebnisse der Kontaktlithographie

4.1 Polyimide

Generell liegt bei den untersuchten Polyimiden die untere Ablationsschwelle um 45 mJ/cm^2 . Im mittleren Energiedichtebereich ($50 - 80 \text{ mJ/cm}^2$) treten verstärkt Beugungseffekte auf.

PI 2610:

Im mittleren Energiedichtebereich werden nur die Flächen mit Intensitätsmaxima bis zum Substrat ablatiert. Größere Flächen werden nicht entfernt und zeigen periodische Beugungslinien. Bei Energiedichten um 100 mJ/cm^2 und 20 Pulsen ergibt sich eine gute Abbildung der Maske (Abb. 6).

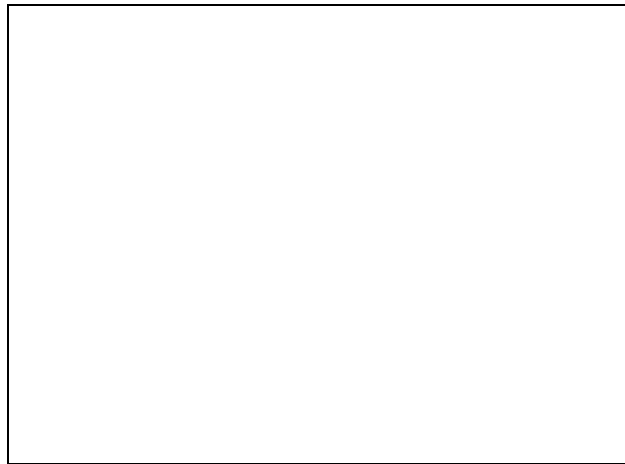


Abb. 6: 32kV / 20Pulse mit 103 mJ/cm^2 / 40° gekippt

PI 2556:

Große Flächen werden bei mittleren Energiedichten vollständig entfernt. Bei kleineren Strukturen bleiben die Flächen der Beugungsminima stehen, feine Bildpartien werden nicht vollständig ablatiert.

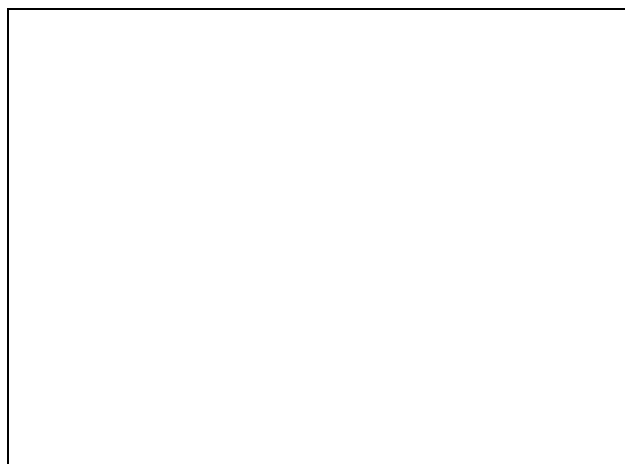


Abb. 7: 31 kV / 10 Pulse mit 99 mJ/cm^2 / 40° gekippt

Bei hohen Energiedichten wird die Maske mit einer ausreichend hohen Kantensteilheit sehr gut abgebildet (Abb. 7).

Wie die Abb.8 zeigt, ist dieser Resist sehr gut für die Sub- μ -Technologie geeignet. Es konnten Linien mit einer 300 nm Breite erzeugt werden (Abb. 8: Vergrößerung der Fingerstruktur eines SAW's).

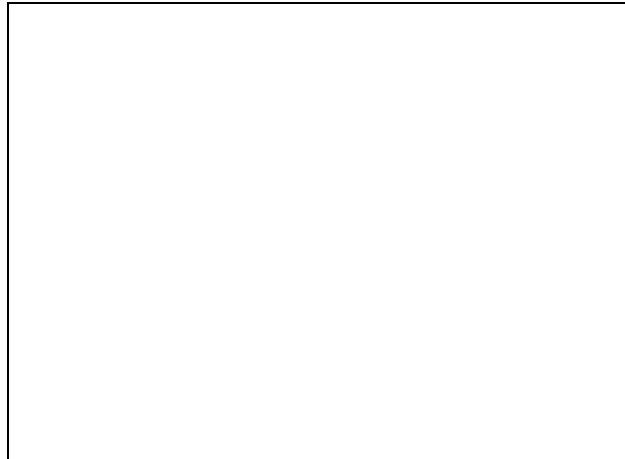


Abb. 8: 30 kV / 10 Pulse mit 87 mJ/cm²

PI 2570D:

Bei mittleren Energiedichten treten verstärkt Beugungserscheinungen auf. Bei Energiedichten über 100 mJ/cm² werden Strukturen mit einer Größe von 1 μ m und größer schön abgebildet. Feinere Linien werden nicht ablatiert.

4.2 Polystyrole

RD 32a:

Bei geringen Energiedichten und Pulszahlen zeigt dieser Resist Beugungsmuster, welche sich bei einer Erhöhung der eingebrachten Energie und Pulsanzahl verstärkt ausbilden.



Abb. 9: 32 kV / 40 Pulse mit 107 mJ/cm²

Bei Energiedichten um 100 mJ/cm^2 werden Bildelemente bis zu einer minimalen Breite von $1 \mu\text{m}$ gut abgebildet. Feinere Strukturen werden auch bei einer Erhöhung der Pulszahl nicht bis zum Substrat geätzt.

RD 32b:

Dieser Resist besitzt einen sehr breiten Energiedichtenbereich, in dem Ablation erfolgt.

Bei hohen Energiedichten werden auch feinste Bildelemente bis zum Substrat geätzt. Die so im Resist generierten Strukturen wurden anschließend mittels "float-off" Technik in Aluminium übertragen (Abb. 10).

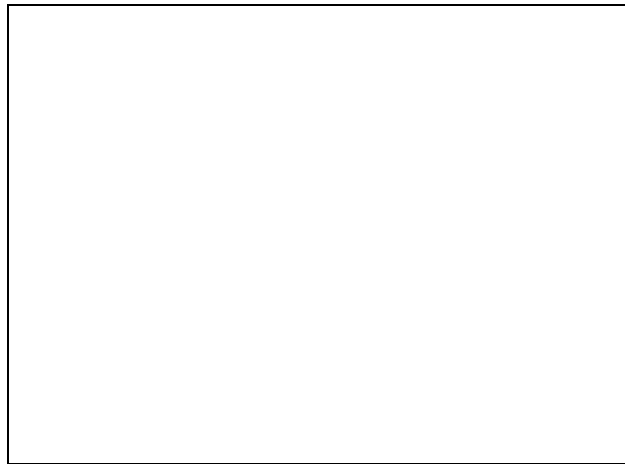


Abb. 10: $32.5 \text{ kV} / 40 \text{ Pulse}$ mit 96 mJ/cm^2

Die Grobkörnigkeit des aufgesputterten Aluminiums ist durch die lange Standzeit der Sputteranlage (Oxidation des Targets) begründet.

RD 32d:

Dieser Resist besitzt zwar ein breites Ablationsfenster ($60 - 110 \text{ mJ/cm}^2$), allerdings lassen sich damit, selbst bei einer hohen Pulszahl, keine Strukturen im Sub- μ -Bereich generieren.

5. Die Trockenentwicklung

Hierbei wird zuerst das Substrat mit der Vorstufe des Polyimides beschichtet. Nach einem Pre-Bake erfolgt anschließend die Belichtung im Ionenprojektor IPLM- α der GMe. Durch den Beschuss mit hochbeschleunigten He^+ Ionen mit einer Endenergie über 70 keV werden die N-H und die R-C Verbindungen (R-Seitenkette der betrachteten Polyimidvorstufe; Abb. 2) gecrackt. Der so losgelöste aktive, atomare Wasserstoff verbindet sich mit der ungesättigten Seitenkette. Die übrigbleibenden, nicht abgesättigten Stickstoff- und Kohlenstoffatome bilden dann einen 5er Ring und somit das vollimidisierte, hitzebeständige Polyimid. Setzt man nun diese Polymeroberfläche der DUV-Strahlung aus, so werden nun die mit Ionen penetrierten Flächen um einen Faktor 100 langsamer ablatiert als die restlichen Flächen. Damit ergibt sich nun eine Alternative zu naßchemischen Entwicklungsverfahren.

Bei der Trockenentwicklung mittels hochenergetischer Photonen hat man folgende Parameter zu beachten:

- **Ionenart, Beschleunigungsspannung:** Durch diesen Parameter wird die Endenergie der Ionen bestimmt.
- **Ionendosis:** Damit kann der Grad der Imidisierung eingestellt werden.
- **Energiedichte der DUV-Strahlung:** Sie bestimmt im wesentlichen die Ätzrate bei der Entwicklung.
- **Anzahl der eingebrachten Laserpulse:** Dieser Parameter ist hauptsächlich durch die Resistdicke und die Polymerart bestimmt.
- **Wellenlänge:** Wie bereits erwähnt, ist die zur Ablation erforderliche Wellenlänge polymerspezifisch.

Da kurz nach Beginn der Arbeit der Ionenprojektor von der Firma IMS auf 5x Verkleinerung umgebaut wurde und dadurch keine Beschleunigungsspannungen über 56 keV möglich waren, mußte auf weitere Untersuchungen der Polyimide der Firma Du Pont verzichtet werden, da bei diesen geringen Ionenenergien keine Imidisierung der Vorstufe erfolgt.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Srinivasan and V. Magne - Banton Appl. Phys. Letts. 41(b) 1982
- [2] G. M. Davis, Direct photoetching of resistmaterials using Excimer Laser, Microcircuit Engineering (1983)
- [3] R. Srinivasan, Ultraviolet laser ablation of organic polymer films; Laser Processing and Diagnostics, Springer Verlag,
- [4] S. Lazare, P. D. Hoh, J. M. Baker and R. Srinivasan: J. Amer. Chem. Soc. 106 (1984)

Herstellung von Quanteneffekt-Bauelementen mittels projizierender Ionenlithographie

Friedrich Thalinger
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU-Wien,
1040 Wien

Im Rahmen der Diplomarbeit waren Elektroneninterferenz-Bauelemente zum Nachweis des Aharonov-Bohm-Effekts mittels der Ionenprojektionslithographie herzustellen. Dabei handelt es sich um lineare Strukturen mit ca. 200 nm Breite und 500 nm Länge und um Ringstrukturen mit einem mittleren Durchmesser von 1,6 μm und einer Wandstärke von 200 nm. Zur Kontaktierung sind entweder sechsteilige oder zweiteilige Anschluß-Flächen in der Maske vorgesehen.

1. Theorie

Die theoretischen Grundlagen für die Quanteninterferenz-Phänomene wurden von Aharonov und Bohm [1] erarbeitet. In Folge des Wellencharakters der Elektronen kann eine Elektronenwelle in zwei kohärente Teilwellen aufgeteilt werden. Werden ihre Phasen auf ihren getrennten Wegen unterschiedlich verändert, ist nach ihrer Vereinigung eine Interferenz meßbar.

Die gezielte Veränderung der Phase kann über den magnetischen Fluß Φ oder ein elektrostatisches Potential V erreicht werden. Der magnetische Effekt wurde in den letzten Jahren an vielen Halbleiter- und Metallstrukturen beobachtet [2], [3]. Der elektrostatische Effekt ist in Festkörpern jedoch noch nicht nachgewiesen.

Das Experiment zum magnetischen Phänomen besteht üblicherweise aus einer Messung des elektrischen Widerstandes als Funktion der magnetischen Induktion B . Dabei sind folgende Phänomene beobachtbar:

Aharonov-Bohm-Effekt: oszillatorischer Beitrag der Quanteneffekte zum Magnetowiderstand, der in Ringstrukturen beobachtet werden kann. Die Interferenz rührt von einem jeweils halben Umlauf der Teilwellen um den Ring her und hat eine Periodizität von $\frac{h}{e}$ (= Flußquant).

Negativer Magnetowiderstand: Dieses Phänomen tritt in einzelnen linearen Leitern auf. Er entsteht durch die Superposition vieler $\frac{h}{2e}$ -Effekte.

Universelle Leitfähigkeitsfluktuationen: Superposition von verschiedenen $\frac{h}{e}$ -Oszillationen mit verschiedenen Perioden im linearen Leiter.

2. Maske

Die Herstellung der Submikrometer-Strukturen erfolgte mittels Ionenprojektions-Lithographie. Der dafür notwendige Entwurf der mesoskopischen Elemente stammt von Prof. Dr. Kuchar vom Ludwig Boltzmann Institut für Festkörperphysik. Als Maske wurde eine Nickel-Folien-Maske (Anfertigung der Firma Heidenhain) verwendet.

Bei den Ringstrukturen (Abb. 1) sind in der Open-Stencil-Maske Stege vorgesehen, die den Innenteil halten. Diese Stege wurden durch elektrostatisches Verschieben geschlossen. Durch

Mehrfachbelichtung resultierende Querschnittsänderungen wurden dabei in der Maske berücksichtigt.

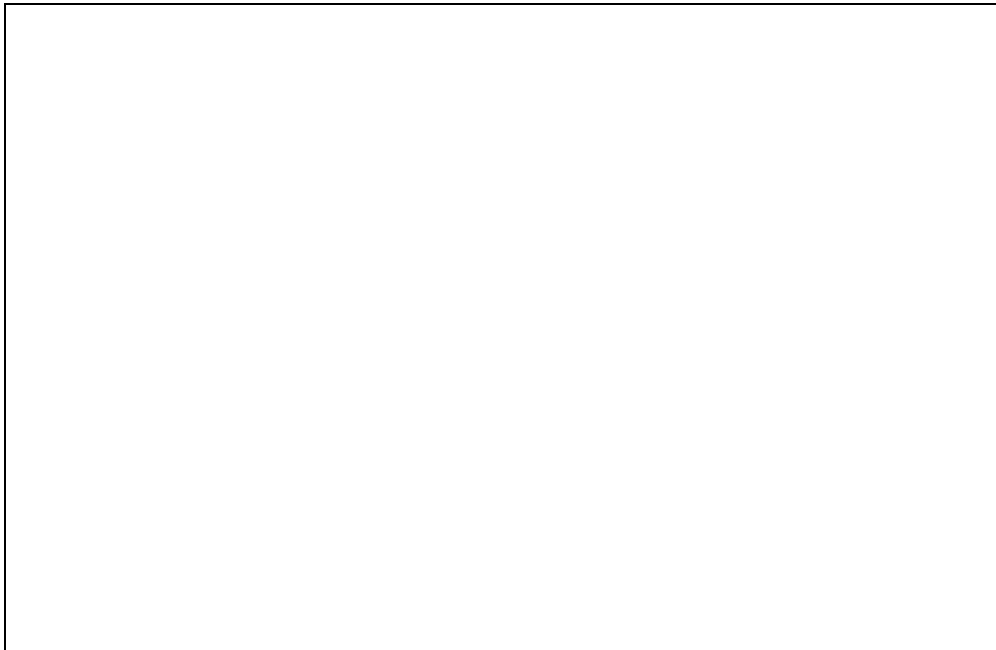


Abb. 1: Maskenbild eines Ringes mit sechsteiligem Anschluß

Da es in Folienmasken bei Strukturen mit extremen Dimensionsunterschieden zu Maskenverzerrungen kommt, wurden auf einer Maske Kontakte und Bauteile voneinander getrennt (Abb. 2). Durch elektrostatisches Steppen des Strahls kann man mit einer zweiten Belichtung die großen Strukturen über die kleinen legen. Dabei beträgt die Entfernung der Strahlverschiebung etwa 300 μm .

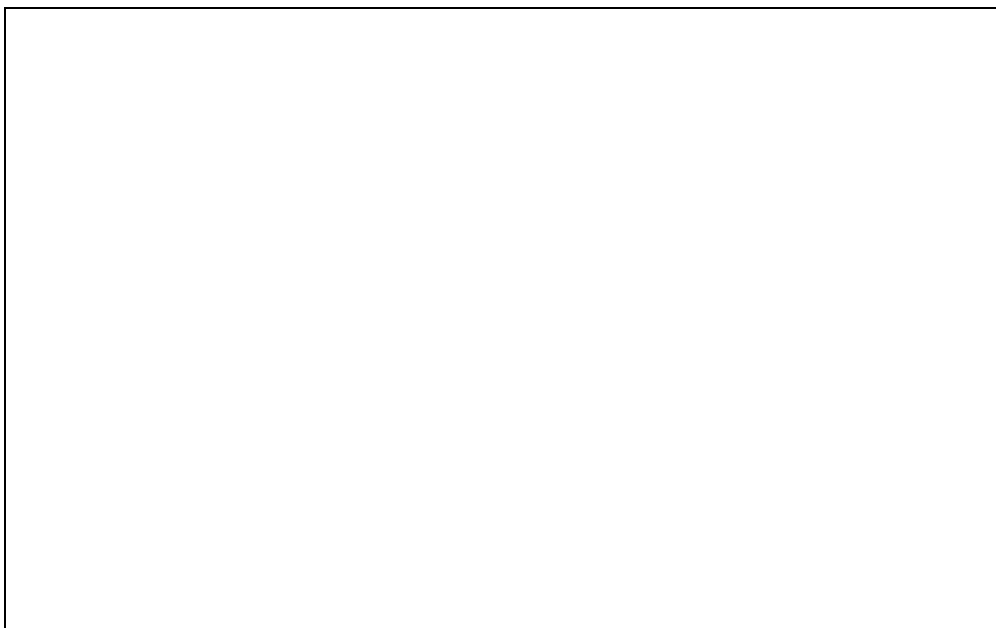


Abb. 2: Größenvergleich zwischen Bauteil und Kontaktflächen

3. Material

Die Bauelemente bestehen aus GaAs, wobei eine Si-dotierte, aktive Schicht auf einem halbisolierenden Substrat epitaktisch aufgewachsen wurde. Diese Materialkombination bildet eine Heterostruktur, d.h. an der Grenzschicht zwischen den Materialien bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas mit großer Beweglichkeit und großer mittlerer freier Weglänge. Das ist für Quantenbauelemente notwendig, weil dadurch größere Bauelementeabmessungen und höhere Betriebstemperaturen möglich sind.

Die Epi-Schichten wurden am Institut für Mikroelektronik der Universität Linz mittels MOCVD ("Metal Organic Chemical Vapor Deposition") aufgewachsen.

Die Schichtdicken der drei Proben betragen: 64 nm, 73 nm und 91 nm. Die Dotierungskonzentration ist 10^{18} cm^{-3} . Alle drei Proben haben bei Raumtemperatur eine Ladungsträgerbeweglichkeit von $2800 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Durch ungesättigte Valenzelektronen und Verunreinigungen (organische Lösungsmittel usw.) an der Oberfläche der epitaktischen Schicht ist die elektrisch aktive Dicke bei allen Proben um etwa 40 nm geringer als die physikalische.

4. Resistmaterialien

Im Rahmen des EUREKA-Projektes EU 50 wurden in Zusammenarbeit mit der Firma Kalle-Hoechst am Institut Resistmaterialien auf Novolack-Basis für die Ionenbelichtung entwickelt. Die Belichtungen wurden mit dem Ionenprojektor ALPHA 5x der Gesellschaft für Mikroelektronik bei der Firma IMS (Ion Microfabrication Systems) in Wien durchgeführt.

Zur Herstellung der Quanteneffekt-Bauelemente wurden die Negativ-Resists RAY-PN und RAY-1005 verwendet, für die die Belichtungsparameter in Vorversuchen festzustellen waren. In Belichtungserien auf Si-Wafern mit variabler Ionendosis, Resistdicke und Entwicklungszeit wurden die optimalen Werte ermittelt. Danach erfolgt die Überprüfung der Parameter auf GaAs-Proben (ohne Heterostruktur).

5. Ätzen

Die Durchführung der Ätzungen erfolgte im RIE-Reaktor mit ECR-Quelle RIE 4000 "Version TU-Wien" bei der Firma Technics Plasma in München. Mit den Proben aus den Vorversuchen für die Resisttechnologie wurde die Maschine getestet und die Prozessparameter ermittelt. Als Ätzgas diente BCl_3 . Ein ECR-Reaktor wurde gewählt, weil diese Ätzungen geringes Damage bei hoher Anisotropie garantiert. Die Ätztiefe sollte mindestens die doppelte Dicke der epitaktischen Schicht (etwa 200 nm) betragen. Tatsächlich realisiert wurden c.a. 500 nm. Typische Ergebnisse sind in Abb. 3 und Abb. 4 gezeigt.

Bei den Vorversuchen gelang es auch mit einer etwa 300 nm dicken Resistschicht bis zu 2 – 2,5 μm tief zu ätzen.

Naßchemische Verfahren sind wegen des isotropen Ätzverhaltens in diesen Dimensionen völlig ungeeignet. Außerdem kann es bei kleinen Strukturen zu Schwierigkeiten mit dem Benetzen der Probe durch die wässrige Ätzlösung kommen.

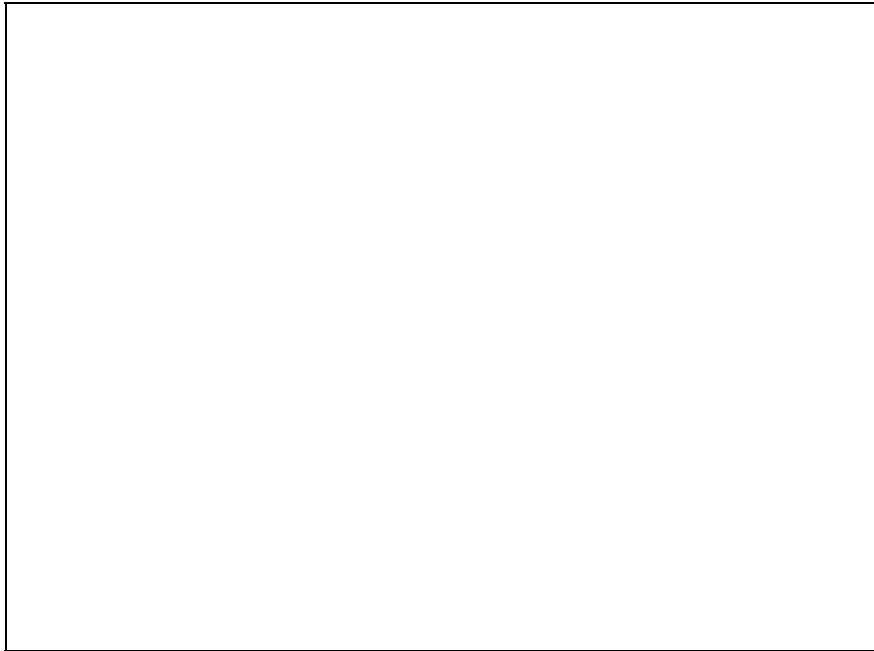


Abb. 3: Ringstruktur in GaAs geätzt.

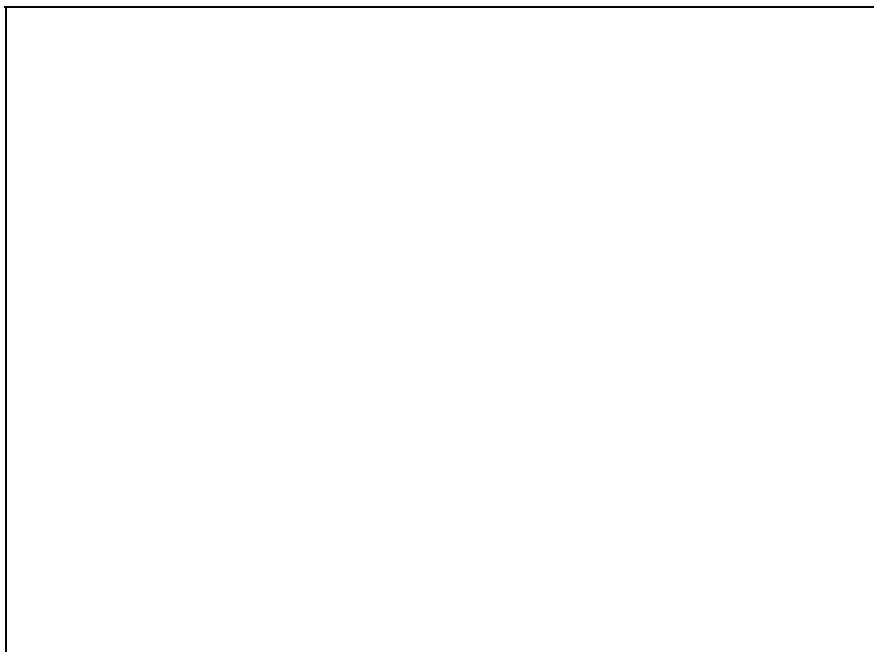


Abb. 4: Bauteil mit Anschlußflächen.

6. Kontaktierung

Um geeignete Flächen zum Kontaktieren der Proben mit Golddrähten zu schaffen, mußte auf die Kontaktflächen eine Gold-Germanium-Schicht zur Herstellung eines ohm'schen Kontaktes aufgedampft und einlegiert werden.

Da der Ionenprojektor nicht exakt auf eine Verkleinerung 5:1 eingestellt war, mußte durch Ausmessen der Maske und der belichteten Proben der Maßstabsfaktor ermittelt werden. Er betrug 5,16:1. Mit diesen Angaben wurde von Dr. P. Hudek an der Akademie der Wissenschaften in Bratislava eine CrO-Maske für optische Kontaklithographie angefertigt. Die Abdeckung der Submikrometerstrukturen erfolgte mit konventionellem Fotoresist (AZ 1370).

Die Gold-Germanium-Schicht wurde am Institut für Mikroelektronik an der Universität Linz von Dr. K. Lübke thermisch aufgedampft und durch Float-Off-Technik strukturiert. Danach wurde sie auf einer Heizplatte bei 430 °C in das GaAs-Substrat einlegiert. Abb. 5 zeigt einen Ausschnitt des Chip-Feldes mit den fertig kontaktierten Ringstrukturen.

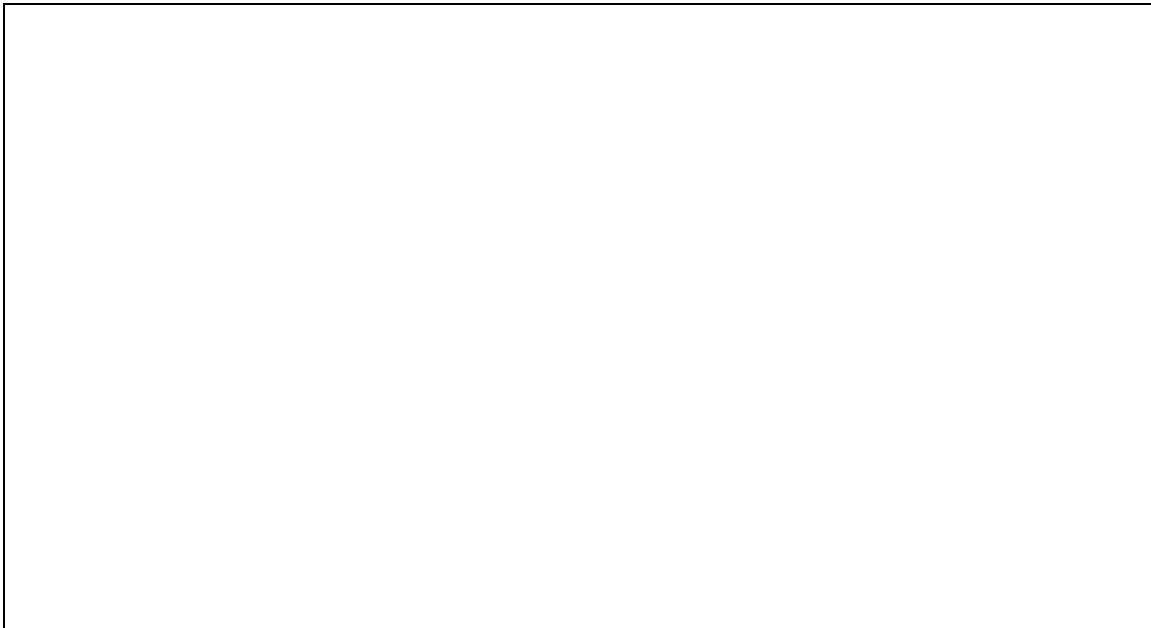


Abb. 5: Übersichtsaufnahme

7. Messungen

Die Messungen wurden am Ludwig Boltzmann Institut für Festkörper-physik von Prof. F. Kuchar durchgeführt.

Bei den Messungen bei Raumtemperatur wurde der Gleichstromwiderstand zwischen den Kontakten gemessen.

Dabei stellte man fest, daß der gemessene Widerstandswert um einige Zehner-potenzen ($M\Omega$ statt $k\Omega$) höher lag als der errechnete. Er zeigte aber, wie bei GaAs üblich, eine ausgeprägte Photo-Abhängigkeit.

Die Ursache dafür lag vermutlich im O_2 -Plasmastricken des Foto-Resists. Dabei können durch Diffusion oberflächlich Sauerstoffatome in die epitaktische Schicht eingebaut werden, die dann als tiefe Donatoren wirken. Diese ergeben eine erhöhte Rekombinationsrate und schränken die Beweglichkeit der Elektronen ein.

Einen weiteren Einfluß könnte die Karbonisierung des Resists beim Ätz-prozeß haben, wobei Kohlenstoffatome eingebaut werden, die als Akzeptoren wirken. Dies kann man aber weitgehend ausschließen, da die Verkohlung des Ionen-optischen Lacks nur oberflächlich auftrat.

Ein Nachlegieren der Kontakte bei 450 °C verringerte den Gleichstrom-widerstand um zwei Zehnerpotenzen. Er ist aber immer noch zehnmals höher als der errechnete Wert.

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Aharanov, D. Bohm, Phys.Rev 115, 485 (1959).
- [2] H. Heinrich, G. Bauer, F. Kuchar (Hrsg.), "Physics and Technology of Submicron Structures", Springer Series in Solid State Sciences 83 (1988).
- [3] M.A. Reed, W.P. Kirk (Hrsg.), "Nansostructure Physics and Fabrication", Academic Press (1989).

Elektronenstrahlolithographie von Quantumwires und Antidots

Markus Hauser
Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck
6020 Innsbruck

Zur Elektronenstrahlolithographie wird ein digitales Rasterelektronenmikroskop (Zeiss DSM 950) verwendet, das durch die Möglichkeit der externen Steuerung der Strahlablenkung als hochauflösendes Schreibgerät verwendet werden kann. Die Elektronenquelle besteht aus einer Wolframhaarnadelkathode, die Beschleunigungsspannung läßt sich zwischen 490V und 30kV variieren. Für die Lithographie wurde eine Spannung von 20kV gewählt. Das Linsensystem besteht aus einem Paar magnetischer Kondensoren mit Zwischenblende (Doppelzoomkondensator), einer variablen Aperturblende und einer Objektivlinse. Mit dieser Anordnung läßt sich der Strahlstrom zwischen etwa 15nA und 0.5 pA einstellen. Zur Lithographie wurde eine Aperturblende mit 70µm Durchmesser verwendet. In der Objektivlinse sind auch das Ablenkensystem und die Astigmatismuskorrektur untergebracht. Die Strahlablenkung erfolgt durch Sattelspulen; diese Anordnung erlaubt eine größte Schreibfläche von ca. 4x4mm. Der Präparattisch läßt sich in drei Richtungen über Handkurbeln jeweils mit etwa 50µm Genauigkeit bewegen. Zusätzlich ist der Tisch frei drehbar und bis 60° kippbar. Aufgrund der Ungenauigkeit der Positionierung können Muster nicht durch Aneinanderlegen von Belichtungsfeldern vergrößert werden. Das Strahlensystem enthält ebenfalls keine Vorrichtung zur schnellen Strahlaustastung, sodaß im Lithographiebetrieb einige Einschränkungen in Kauf genommen werden müssen.

Das Auflösungsvermögen dieser Anordnung kann analog zur optischen Lithographie aus der Auflösung von Teststrukturen das Auflösungsvermögen bestimmt werden. Diese Methode hat aber prinzipiell die gleichen Nachteile wie bei optischer Lithographie, da hier diverse andere Parameter, wie Substratbeschaffenheit, Resist, Art der Belichtung und weitere eingehen. Deshalb wurde das Profil des fokussierten Strahls direkt bestimmt, indem er langsam senkrecht über die Kante eines Absorbers geführt und dabei die Transmission gemessen wurde. Als Absorber diente ein Stück eines gespaltenen Siliziumwafers, um eine möglichst scharfe Kante zu erhalten. Der kleinste Strahldurchmesser wurde für die gewählten Parameter (20kV, 3pA) zu 15nm ermittelt, dieser ist vergleichbar mit der von PMMA theoretisch erreichbaren Auflösung.

Das Musterdesign und die Steuerung der Belichtung erfolgt mit Hilfe des ELPHY I Paketes (Fa. Raith). Das Schreibfeld verfügt über eine Auflösung von bis zu 12 bit — es stehen bis 4096 Punkte pro Seitenlänge zur Verfügung. Die Größe des Schreibfeldes wird manuell über die Mikroskopvergrößerung eingestellt. Als Konstruktionselemente stellt das Programm Rechtecke, rechtwinkelige Dreiecke und Viertelkreisringe zur Verfügung, die mit individuell einstellbarer Dosis bestrahlt werden können. Bei der Belichtung rastert der Elektronenstrahl jedes Element einzeln ab. Dadurch kann die Gesamtbelichtungszeit gegenüber einem einfachen Rasterverfahren je nach belichteter Fläche deutlich verkürzt werden, was der Reproduzierbarkeit sehr förderlich ist, da die Elektronik, besonders die Ablenkverstärker und die Strahlerzeugung in bezug auf Stabilität nicht für Lithographie ausgelegt sind. Das gilt vor allem bei Ausnützung der vollen Auflösung und bei großen Schreibfeldern, etwa zur Herstellung von Masken für die optische Lithographie, da die Belichtung des gesamten Schreibfeldes über eine Stunde dauern kann.

Als elektronenempfindlicher Resist wird PMMA verschiedener mittlerer Molekulargewichte

eingesetzt. Die Beschichtung der Substrate (chrombedampfte Glasplatten, Stücke von Siliziumwafern, GaAs-Heterostrukturen), erfolgt auf einer handelsüblichen Lackschleuder. Die Lackdicke variiert je nach Anwendung zwischen 100 nm und einigen μm . Nach der Beschichtung werden die Substrate im Heißluftofen oberhalb der Glasübergangstemperatur getrocknet. Dabei dampfen Lösungsmittel- und Monomerreste ab und Spannungen in der Resistschicht bauen sich ab. Das Fließen der hochviskosen Schmelze bewirkt zugleich eine deutliche Verbesserung der Haftung am Substrat.

Der eigentliche Belichtungsvorgang läuft zwar computergesteuert ab, sämtliche Justier- und Positioniervorgänge müssen aber manuell ausgeführt werden, wobei die oben erwähnte laterale Positioniergenauigkeit von etwa $50\mu\text{m}$ besteht. Da auch die Möglichkeit fehlt, Positionsmarken einzulesen, entwickelt sich der Belichtungsprozeß bei Strukturen, die relativ genau positioniert werden müssen, wie etwa Gateelektroden von HEMTs, zu einer recht umständlichen und zeitraubenden Prozedur.

Die Entwicklung des Resist erfolgt sofort nach der Belichtung durch ein schwaches Lösungsmittel. Dabei gehen jene Teile des Resist in Lösung, die mit genügend hoher Dosis bestrahlt wurden. Mit dem hier verwendeten Entwicklungsprozeß läßt sich ein Kontrast von etwa 3 erreichen. Überhängende Resistkanten, die für die Abhebetechnik notwendig sind, können durch Resistsysteme erreicht werden, die aus mehreren Schichten von PMMA verschiedenen mittleren Molekulargewichtes bestehen.

Der strukturierte Lackfilm dient entweder als Ätzresist oder Aufdampfmaske. Dieser eignet sich sowohl für reaktives Plasmaätzen (RIE) als auch für naßchemisches Ätzen. Die Widerstandsfähigkeit gegenüber RIE ist zwar relativ gering, reicht aber für viele Zwecke aus. Als Schutzmaske beim naßchemischen Ätzen ist PMMA sehr gut verwendbar, da es inert gegenüber den meisten Agenzien ist, seine schlechte Benetzbarkeit läßt sich meist durch Zusätze zum Ätzmittel beseitigen.

Die Möglichkeit Strukturen im Submikrometerbereich herzustellen wurde für zahlreiche Experimente genutzt: Die Lichtabstrahlung von AlGaAs/GaAs Doppelheterostrukturen kann durch Oberflächenplasmonen in bezug auf Abstrahlcharakteristik und externe Quanteneffizienz optimiert werden. Liniengitter wurden durch reaktives Ionenätzen 40-60nm tief ins Substrat übertragen. Auf die Oberfläche wurde dann eine 25nm dicke Silberschicht aufgedampft, die als Kontakt und als Medium für die Oberflächenplasmonen dient. Dadurch werden Verluste durch interne Totalreflexion vermindert. Andererseits koppeln die in der Diode erzeugten Photonen an Oberflächenplasmonen, die an der Grenzflächen zur Luft in Photonen zerfallen und abgestrahlt werden. Dadurch erhöht sich die externe Quantenausbeute um über 50%. Zusätzlich ergibt sich eine im Vergleich zu unstrukturierten LEDs extrem gerichtete Abstrahlung des p-polarisierten Anteils senkrecht zur Oberfläche. Das Abstrahlungsmuster läßt sich dabei über die Gitterperiode beeinflussen [1].

An 2DEG mit strukturierter Gateelektrode wurden Magnetowiderstandsmessungen durchgeführt (Antidots). Das Gate besteht hier aus einem Punktgitter, das zu einer in zwei Dimensionen periodischen, schwachen Potentialmodulation im 2D-Kanal führt. Bei kleinen Magnetfeldern (unter 1T) treten Oszillationen des Widerstandes auf, deren Periode in $1/B$ in direktem Verhältnis zur Gitterperiode steht [2].

Bei stärkerer Potentialmodulation, die durch Einätzen des Antidotgitters in die Oberfläche erzielt werden kann, treten gepinnte Zyklotronbahnen auf. Diese haben Maxima im Widerstand zur Folge, wenn Elektronen auf ihren Kreisbahnen jeweils 1, 2, 4, 9 oder 21 Antidots einschließen und nicht mehr zum Transport beitragen. Ein anderer Weg, die Experimente zu erklären, bietet die numerische Lösung der Bewegungsgleichung unter Verwendung eines Modellpotentials zur Beschreibung der Antidots [3]. Betrachtet man die Bewegung der Elek-

tronen im Phasenraum, zeigen sich bei angelegtem elektrischen Feld chaotische Bahnen und ein Bereich mit stabilen Trajektorien, was zu den beobachteten Oszillationen des Magnetowiderstandes führt.

Auf GaAs-HEMTs wurden die Transporteigenschaften in naßchemisch geätzten Quantumwires verschiedener Länge untersucht. Einflüsse des Randes, Potentialfluktuationen und Störstellen im Kanal führen zu einem gegenüber dem 2DES veränderten Magnetowiderstand und zu Nichtlinearitäten in der Strom-Spannungs-Kennlinie. Daraus folgt eine stark längenabhängige Reduzierung der Beweglichkeit im 1D-Kanal, wobei kurze Kanäle die höchste Beweglichkeit besitzen [4].

Messungen der 1D-Subbandabstände lieferten Werte von einigen meV. Zur weiteren Charakterisierung wurden Magnetotransportuntersuchungen bei 106K, 136K und 175K durchgeführt. Dabei verschwinden die SdH Oszillationen, die bei tiefen Temperaturen auftreten, dafür zeigen sich bei 106K Strukturen im Widerstand, die bei 136K am stärksten ausgeprägt sind und bei 175K wieder schwächer werden [5].

Der Probenwiderstand nimmt mit steigender Temperatur stark ab, was nicht alleine durch die steigende Elektronendichte, sondern durch die Abschwächung der Coulombstreuung an geladenen Störstellen in der Wand der Wires erklärt werden kann.

Die Widerstandsmaxima können durch Streuung an Magnetophononen erklärt werden. Mit steigender Temperatur nimmt die Phononenzahl und damit die Streurrate zu, bis die Strukturen durch die hohe Streurrate verbreitern und oberhalb von 175K wieder verschwinden. Aus der Lage der Maxima der Magnetophononenstreuung lassen sich die Subbandabstände auch für Proben berechnen, die bei tiefen Temperaturen im extremen Quantenlimit sind. Bei höheren Temperaturen ergeben sich höhere Werte für die Subbandenergien, da sich die Elektronen nicht mehr nur im untersten Subband aufhalten, also weniger stark lokalisiert sind und dadurch das Potential des Wires weniger abschirmen.

Im 2D oder Bulkmaterial zeigen sich Magnetophononeffekte meist erst in der zweiten Ableitung des Widerstands nach dem Magnetfeld. Hier konnten derartige Effekte erstmals direkt gemessen werden, was darauf hinweist, daß in 1D-Systemen dieser Streumechanismus stärker als in 2D oder 3D-Systemen auftritt.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Köck, E. Gornik, M. Hauser und W. Beinstingl, Appl. Phys. Lett. **57**, 2327 (1990)
- [2] E.S. Alves, P.H. Beton, M. Henini, L. Eaves et al., J. Phys. C. **1**, 8257 (1989)
- [3] R. Fleischmann et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2790 (1992)
- [4] Ch. Wirner, Dissertation (1993), WSI München
- [5] J. Smoliner, G. Berthold, M. Hauser, C. Wirner, E. Gornik et al., erscheint in Semicond. Sci. Technol.

Future Nanometer Electronics

Erich Gornik

**Walter Schottky Institut der Technischen Universität München,
D-8046 Garching, Germany**

The main impacts in the field of nanoelectronics have come from the combination of lateral patterning techniques together with advanced material growth techniques. The present state of the art gives considerable opportunities for the fabrication of nanostructured devices. New phenomena as quantization of resistance and ultra small capacitance effects have the potential for new device applications. Single electron electronics becomes feasible.

New tunneling devices, infrared detector and lasers have evolved from high performance crystal growth. The impacts of reduced dimensionality have still to come.

1. Introduction

Nanoelectronics involves the study of the basic science and material technology when semiconductors are structured at a scale of nanometers. It deals on the one hand with the investigation of the miniaturization limits of today's semiconductor device technology and on the other hand it explores quantum effects which become apparent when dimensions are pushed to the fabrication limits. On the material technology side, the advances in MBE and MOCVD-growth together with the progress in lithography techniques (E-beam lithography and reactive ion etching) led to the perception of new classes of electronic structures [1]. The development has been driven mainly by the GaAs-System, however, most recent results in Si/Ge based systems have given strong impact also from the main stream Si-technology. The future nanoelectronics will influence other fields, which have interest in artificial structures on the nanometer scale. The emerging fields of supramolecular chemistry [2] and molecular electronics [3] are good examples.

Basic to all electronic devices is the ability to switch an element from one electronic state to another in a controlled manner within a very short period of time. Conventional semiconductor technology is either based on the injection of minority carriers or field effects, which are governed by classical transport effects. And still, further reductions in device dimensions will enable a further continuous growth for 10 more years. It is clear that current VLSI technologies will eventually reach their limits at device dimensions of 0.1 μm , which may be mainly limited by interconnects.

The size-quantization has not given rise to drastic changes in device performance yet since the basic laws of transistor functions are still governed by the requirement of charge neutrality. In fact, size quantization leads only to modifications in effective masses and electron transport. However, quantum effects such as tunneling through barriers and quantum interference effects become only apparent at low temperatures [4]. The appearance of these effects at room temperature would require device dimensions with feature sizes in the 10 nm range. The exploration of quantum effects for the realization of new device function is one of the main goals of future nanoelectronics.

2. Quantum Transport

The starting point for heterostructure nanoelectronics is the ability of growth techniques (mainly MBE) to produce extremely high quality two dimensional electron gas systems [5]. In the last years significant progress has been achieved in extending the growth technique for further reducing the electronic dimensions. Delta doping migration-enhanced epitaxy and selective overgrowth techniques [6-7] have enabled the realization of quantum wire [8] and quantum dot structures [9] with significant confinement energies.

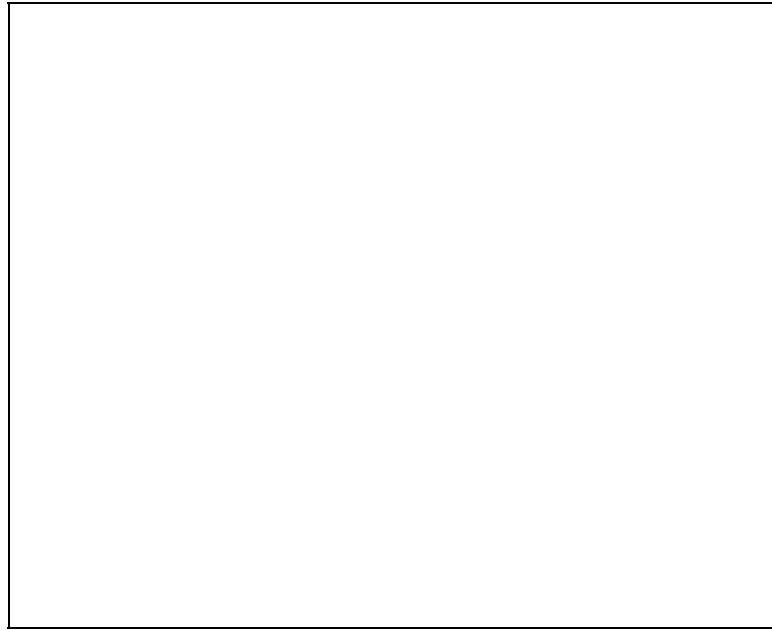


Fig. 1: Heterostructure potential and probability density for two different energy levels.

Semiconductor devices are based on the control of carrier flow by variable energy barriers. In homostructure pn-junctions, barriers extend over a depletion length in the order of 100 nm and are limited by doping levels. In the well controlled MBE-grown heterostructures with large energy barrier variations on an atomic scale the carrier flow can be restricted to a layer thickness in the order of 10 nm. Highly improved device performance in TEGFET and Quantum Well Lasers are documentations of this improvement [5].

The basic features of the barrier induced confinement is demonstrated in Fig. 1, which shows a heterostructure potential together with the probability density of the confined electrons in two different subbands. In the lowest subband where the depletion field is still high the electrons are confined within about 10 nm. Electrons within the third subband are confined only within 50 nm extending mainly into the bulk due to the weaker depletion field. The figure clearly demonstrates the strong confinement ability of an atomic scale barrier as compared to a depletion field.

Size quantization becomes important when it is applied in a further dimension. The most simple implementation of an one-dimensional channel is the patterning with a split-gate structure as shown in Fig. 2. If the phase coherence of the electron is not broken over its dimensions up to its electrical contacts, the resistance appears quantized under certain conditions. For a geometry, where the main free path is considerably larger than W and L the resistance is given by $R_S = h \cdot \lambda_F / (2eW)$ and is thus dependent on the sample geometry. However, for the case that the distance between the contacts W is in the order of the Fermi wavelength ($\lambda_F = (2\pi/n_S)^{1/2}$ with n_S the 2D density) one-dimensional quantum channels are formed

within the restriction and the conductivity G becomes quantized: $G = \frac{2e^2}{h} \cdot N_c$. N is the number of occupied quantum channels.

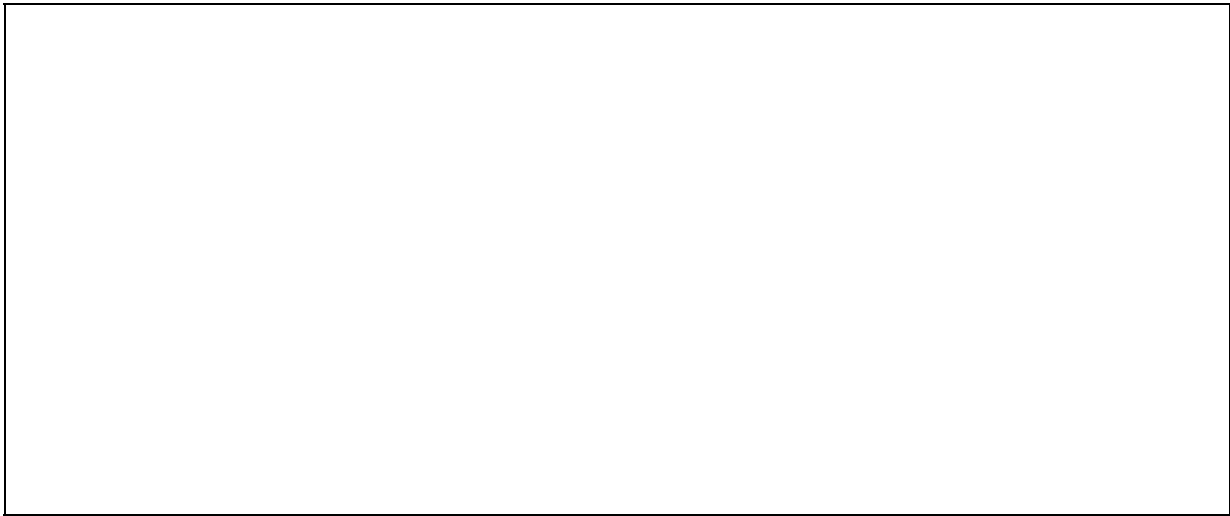


Fig. 2: Split gate geometry (a), quantized conductance (b).

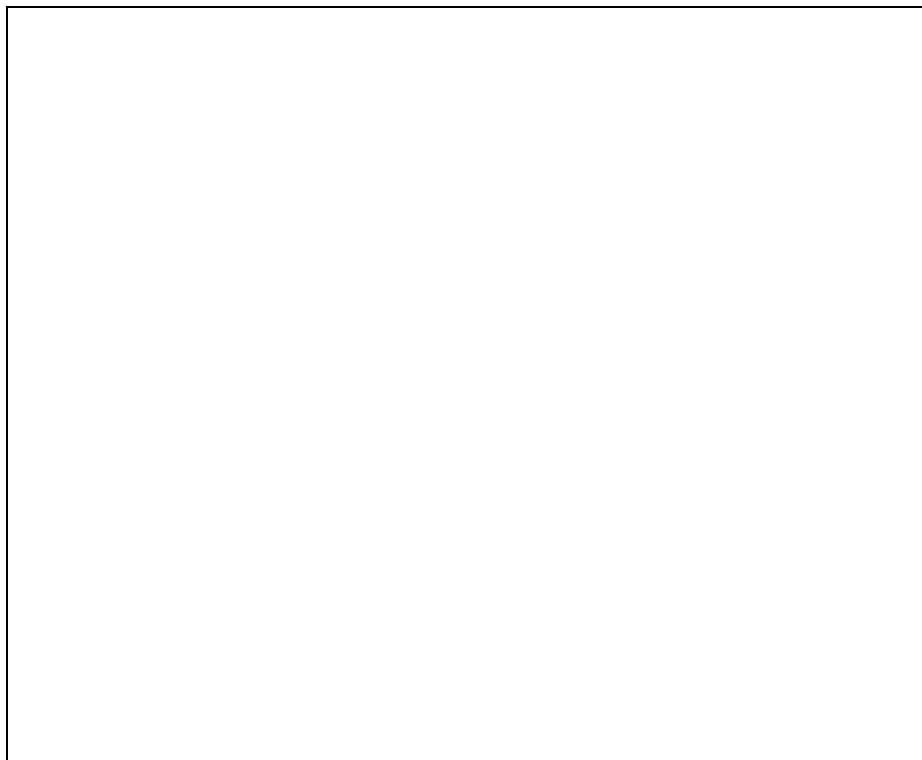


Fig. 3: Two quantum point contacts in series form a 0D state (a). Coupled quantum dots representing a 1D crystal (b).

This behavior has been predicted by Landwehr and Buttiker [10] and observed first by Wees et al. [11]. This means resistance comes in quantized amounts of $13 \text{ k}\Omega$ per channel (neglecting spin, Fig. 2b). For an arbitrary constriction this value has to be multiplied by the transmission coefficient.

Quantum interference devices can be realized by putting two or more quantum point contacts in series: In Fig. 3(a), a quantum dot state is formed which results in pronounced interference effects (Aharonov-Bohm effect) due to alternation of the phase difference between a split coherent electron flow [12]. In Fig. 3(b), a finite one-dimensional crystal is demonstrated. The resistance for this case contains quantized steps which are modified by the interference of the five restrictions [12]. By changing the form of just one finger a significant change of the resistance can be achieved. At present, all these concepts are realized only at very low temperatures. However, with decreasing dimensions these interference effects may be maintained up to liquid nitrogen temperatures.

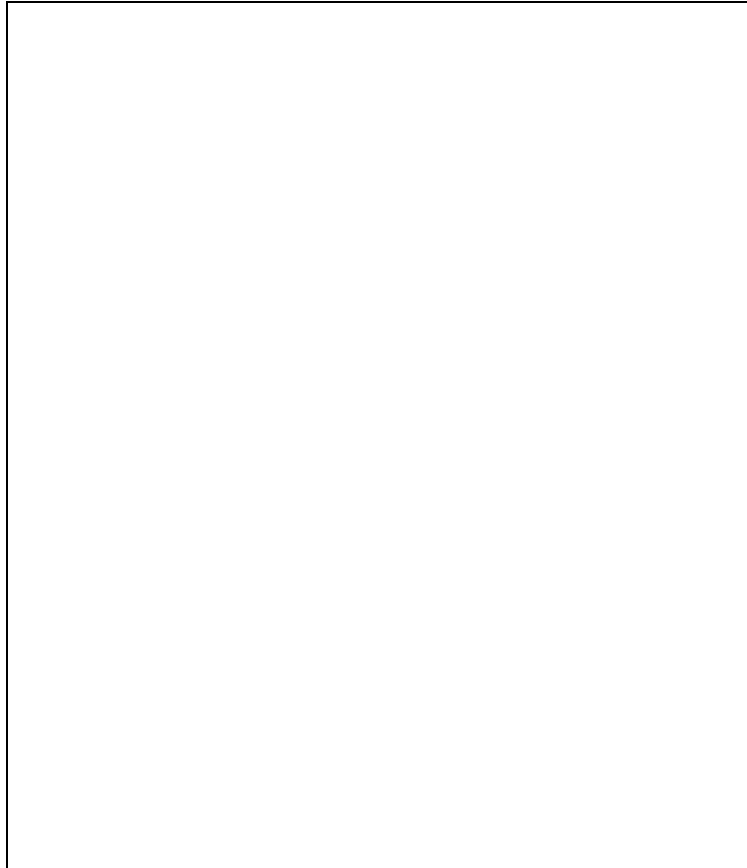


Fig.4: Comparison between the tunneling characteristics of a 2D-2D and a 1D-2D system. The temperature behavior is also shown.

Tunneling processes between a wet-chemically etched multiple quantum wire (MQW) system and a two-dimensional electron gas (2DEG) system, realized on GaAs-AlGaAs-GaAs heterostructures, have also been investigated [13-15]. As can be seen in Fig. 4, the nanostructured samples exhibit a large number of extra resonances in the dI/dV characteristics compared to the unstructured sample. In this system, both the initial and the final states involved in a tunneling transition are quantized in a way that no free momentum component exists in the direction of the tunneling current. Under these conditions, the tunneling probability and selection rules are mainly influenced by the profile and the character of the 1D wave function. Using a model based on the transfer Hamiltonian formalism, calculations for a series of one-dimensional (1D) quantum wire potentials of varying shape we performed. For a square well potential, only one resonance position is of significance, whereas in the case of a smooth cosine shaped potential all 1D states give rise to a multitude of resonance structures in the tunneling current. From the experimental results it was concluded that in wet-chemically

etched quantum wires, the bottom part of the potential can qualitatively be described by a harmonic oscillator profile. In addition, the temperature behavior of the resonance structures was used to determine the subband energies in the quantum wires.

3. Single Electron Effects

All the above phenomena based on size quantization of the electronic motion have been observed via measurements on large ensembles of electrons. Significant effects due to individual electrons were first reliably reported in gated quantum wire structures in Si [16], in which the trapping and detrapping of single electrons was observed as telegraph noise. Recently, there have been spectacular observations of the tunneling of single electrons (normal materials) and cooper pairs (superconducting materials) in very small metal insulator tunnel junctions (areas $50 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$) at low temperatures [17-19].

Effects related to the so-called Coulomb blockade are observed, when the junction capacitance C is sufficiently small so that the charging energy of a capacitance $\Delta E = e^2/2C$ exceeds the thermal fluctuations. A tunneling current can not flow for small applied voltages; the tunneling is blocked by the Coulomb interactions equivalent to an energy gap. Note that this gap can be engineered as it is inversely proportional to C . The effect has been experimentally found recently [20]. The next step is to construct a "single electron transistor" as shown in Figure 5. The single electron transistor consists of two Coulomb blockade tunnel junctions in series. The center electrode (gate) determines the charge Q that is crucial for the transfer through the horizontal tunnel junctions. It has been experimentally proved that the transfer of single electrons can be controlled in this way and that in principle a single electron can carry one bit of information certainly the most economic way of information storage and transfer.



Fig. 5: Single electron transistor

If an ac-voltage is supplied to the gate a current standard is obtained [20]: For every cycle of the voltage exactly one electron is transferred between the electrodes. The current becomes directly related to the frequency: $I = e \cdot \frac{\omega}{2\pi}$.

4. Novel Devices

The possibility to engineer the heterostructure bandgap in the growth direction has led to many new physical systems and devices [21]. The first demonstrated device was the Resonant Tunneling Double Barrier Diode (RTDBD) [21], where both the controlled tunneling and the artificially designed energy level structure between the barriers is used. Many other band-engineering structures and concepts have been introduced by Capasso [20]. One application, the Resonant Hot Electron Transistor (RHET), has been persuaded by Yokohama [22]; single device operation up to 120 GHz has been demonstrated. In addition, the high functionality of such non-linear electrical devices allows the replacement of five standard devices by a single RHET in logic IC applications.

Another example are Quantum Well Infrared Photodetectors (QWIP) which can be engineered to any frequency in long wavelength infrared region with the GaAs/GaAlAs system. The first demonstration of an array has been reported by Levine [23]. Extremely high performance and response at selective wavelength has been demonstrated by Köck et al. [24]

One of the main goals of future devices is to use the lateral structuring techniques to improve basic transport properties. One such system is the quantum wire. Significantly higher drift velocities than in a regular 2D-system are predicted since the phonon scattering is significantly reduced [25]. In the case that only the lowest subband is occupied an electron can only scatter by changing its wavevector in the opposite direction.

In a weakly coupled quantum dot system optical phonon emission should be almost eliminated resulting in nearly scattering free transport at high electric fields. This may well lead to the first realization of Bloch-oscillations and other coherent phenomena even at higher temperatures.

In the optical field, the tendency has also been to reduced dimensions going from 3D bulk to 2D quantum wells and to 1D and 0D structures. A variety of improvements are expected based on sharper resonances, stronger phase space filling effects, larger exciton binding energies and higher oscillator strength [5]. Whereas good luminescence of 1D structures has been obtained leading to good Quantum Wire Laser performance, quantum box properties have so far not been able to improve device performances.

Acknowledgments

The author is grateful to C.Hartel and J.Smoliner for preparing the camera ready manuscript.

References

- [1] M. Reed and N. P. Kirk (eds.), *Nanostructure Physics and Fabrication*, Academic Press, New York, 1989.
- [2] J. M. Lehn, *Science*, 227 (1985) 849.
- [3] F. Carter (ed.), *Molecular Electronic devices II*, Dekker, New York, 1987.
- [4] M. Reed (ed.), *Semiconductor and Semimetals*, Academic Press, New York, 1990.
- [5] for a general review see e.g. C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures*, Academic Press, Boston, 1991.
- [6] Y. Arakawa and H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.*, 40 (1982) 939.

-
- [7] S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka and Y. Arakawa, *J. Appl. Physics*, 71 (1992) 533.
- [8] S. Tsukamoto et al., to be published in *Proc. of the 19th Intern. Symposium on GaAs and Related Compounds* (1992).
- [9] Y. Nagamune et al., to be published in *Proc. of the 19th Intern. Symposium on GaAs and Related Compounds* (1992).
- [10] R. Landauer and M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.*, 54 (1985) 2049.
- [11] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, M. van Houten, C. W. Beemakker, J. E. Mooij, C. T. Foxxon, J. J. Harris, *Phys. Rev. B*, 348 (1988) 3625.
- [12] H. van Houten, C. W. Beenakker, B. J. van Wees, M. A. Reed (ed.), *Semiconductor and Semimetals*, Academic Press, New York, 1990.
- [13] J. Smoliner, F. Hirler, E. Gornik, G. Weimann, M. Hauser, and W. Schlapp, *Semicond. Sci. Technol.* 6, 389, (1991)
- [14] J. Smoliner, W. Demmerle, F. Hirler, E. Gornik, G. Weimann, M. Hauser, G. Weimann, M. Hauser, and W. Schlapp, *Phys. Rev. B*, 43, 7358 (1991)
- [15] J. Smoliner, W. Demmerle, E. Gornik, G. Böhm, G. Weimann, *Proc. Int. Workshop on Quantum electronics physics and applications*, Luxor 6-10. Jan.92, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 127, 213 (1992)
- [16] W. J. Skopel, M. Kelly (ed.), *The Physics and Fabrication of Microstructures and Microdevices*, Springer Verlag, Berlin, 1986.
- [17] T. A. Fulton, G. J. Dolan, *Phys. Rev. Lett.*, 59 (1987) 109.
- [15] P. Delsing, K. K. Likharev, L. S. Kuzmin, T. Claeson, *Phys. Rev. Lett.*, 63 (1989) 1861.
- [18] L. J. Geerlings et al., *Phys. Rev. Lett.*, 64 (1990) 2691.
- [19] for a review see: L. J. Geerlings, J. H. Davies and A. R. Long (eds.), *Physics of Nanostructures*, IOP Publishing, Bristol, 1992.
- [20] F. Capasso (ed.), *Physics of Quantum Electronics*, Springer Verlag, Berlin, 1990.
- [21] L. Esaki and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.*; 33 (1974) 495.
- [22] N. Yokoyama et al., F. Capasso (ed.), *Physics of Quantum Electronics*, Springer Verlag, Berlin 1990.
- [23] B. F. Levine, *Appl. Phys. Lett.* 56, (1990), 2354.
- [24] A. Köck, *Appl. Phys. Lett.* 60, (1992), 2011.
- [25] H. Sakaki, *Surface Science*, 267 (1992) 623.

Femtosekunden-Festkörperlaser

T. Brabec, P. F. Curley, F. Krausz, Ch. Spielmann, E. Wintner
Abteilung Quantenelektronik und Lasertechnik, Technische Universität Wien,
1040 Wien

Die passive Modenverkopplungsmethode der solitonähnlichen Pulsformung zur Erzeugung kurzer Laserpulse wird überblicksmäßig erläutert. Mit einem Titan-Saphirlaser wurden basierend auf dieser Methode Pulse von unter 10 fs Dauer — die kürzesten direkt aus einem Laser — erzeugt.

In einem Dauerstrichlaser (cw-Laser) sind die Phasen der Resonatormoden ungeordnet, was im Zeitbereich Fluktuationsspitzen, die um vieles kürzer als die Resonatorumlaufdauer sind, zur Folge hat. Modenverkoppeln bedeutet im Frequenzbereich, daß die Resonatormoden gezwungen werden, bei gleicher Phase zu schwingen. Im Zeitbereich heißt das, daß die stärkste Fluktuation die Energie der schwächeren Fluktuationen aufnimmt und als einziger Puls, der die ganze Energie beinhaltet, überbleibt. Modenverkoppelter Betrieb kann durch aktive oder durch passive Modulation erlangt werden. Da aktive Modenverkoppeltechniken mit Amplitudenmodulatoren oder Frequenzmodulatoren nur einen kleinen Teil der Bandweite der breitbandigen Festkörperlasermaterialien ausnützen können, sind passive Modenverkopplungsmechanismen, die einen größeren Teil der zur Verfügung gestellten Bandbreite ausnützen können, von höchster Bedeutung.

Das herkömmliche Verfahren für passives Modenverkoppeln in Festkörperlasern besteht in der Verwendung eines sättigbaren organischen Farbstoffabsorbers und wurde schon in Farbstofflasern verwendet. Die Relaxationszeit der resonanten Nichtlinearitäten, die im Piko-sekundenbereich liegt, hat jedoch die Erzeugung von Femtosekundenpulsen nicht erlaubt. Der erste Versuch, einen schnellen sättigbaren Absorber auf der Basis einer nichtresonanten optischen Nichtlinearität zu verwenden, geht zurück in die frühen 1970er Jahre [1]. Er wurde gefolgt von einer Anzahl verschiedener Methoden, die auf der nichtresonanten Suszeptibilität zweiter Ordnung und dritter Ordnung von nichtlinearen Materialien basieren. Die schwache nichtlineare Antwort dieser Materialien ermöglichte passives Modenverkoppeln jedoch nur in gepulstem Laserbetrieb.

Der Durchbruch in der Technologie der ultrakurzen Pulse aus Festkörperlasern wurde eingeleitet durch die Verwendung eines nichtlinearen Hilfsresonators, der an den Hauptresonator gekoppelt ist. Das nichtlineare Element im Nebenresonator ist eine Glasfaser. Dieses Konzept wurde zum ersten Mal durch Mollenauer und Stolarski Solitonenlaser verwirklicht [2]. Durch die Verkürzung der Solitonen in der Faser im Nebenresonator konnten in einem Farbzentrenlaser sub-100 fs Pulse erzielt werden. Blow and Wood sagten als erste voraus, daß modenverkoppeln auch durch einen externen nichtlinearen Resonator möglich ist, in dem keine Pulsverkürzung stattfindet [3]. Die Subpikosekundenerzeugung beruht auf einer kohärenten Addition des im Hilfsresonator schwach nichtlinear phasenverschobenen Pulses mit dem Puls im Hauptresonator und wurde als additive pulse mode-locking (APM) [4] bezeichnet. Diese quasi sättigbare Absorberwirkung hat eine sehr schnelle Antwortzeit und eine breite Bandweite, da sie auf einer nichtresonanten Kerr-Nichtlinearität beruht.

Der Nachteil von APM ergibt sich aus dem interferometrisch gekoppelten Hilfsresonator, da für eine stabile Pulserzeugung die Länge des externen Resonators an die Länge des Hauptresonators auf eine Bruchteil der Wellenlänge genau angepaßt werden muß. Obwohl elektroni-

sche Rückkoppelungsschleifen die Stabilität verbessern können, wird die Modenverkopplung durch starke Störungen, die nicht mehr ausgeglet werden können, unterbrochen. Die Stabilität kann durch Verwendung eines Michelson-Interferometers verbessert werden, das eine kürzere Faserlänge erfordert [5]. Selbststabilisierung auf einer langsamen Zeitbasis wurde in APM Lasern beobachtet, die Multimodenfasern verwenden. Ein resonanter sättigbarer Absorber, der die nichtresonante Kerr-Nichtlinearität im externen Resonator ersetzt, hat ebenfalls eine Selbststabilisierung zur Folge, die auf einer Selbstfrequenzanpassung beruht [6]. Änderungen in der Längendifferenz zwischen Haupt und Nebenresonator werden durch eine Verschiebung der Zentrumsfrequenz des Lasers kompensiert. Daher können stabile Pikosekundenpulse ohne aktive Längenstabilisierung erzeugt werden. Diese Technik wird resonantes passives Modenverkoppeln bezeichnet.

Bei APM Lasern wird die zeitabhängige Phasenverschiebung (in Propagationsrichtung des Pulses), die durch eine resonante Kerr Nichtlinearität verursacht wird, für passive Modulation benützt. Diese Phasenverschiebung hängt jedoch nicht nur von der Zeit sondern auch von den räumlichen Koordinaten ab, die zu einer intensitätsabhängigen Resonatormode führt. In Wechselwirkung mit einer räumlichen Blende ergibt das eine einfache Möglichkeit für einen ultraschnellen optischen Modulator. Spence et al. haben diesen Effekt zum ersten Mal verwendet [7] und Piche war der erste, der erkannt hat, daß Selbstfokussierung für diesen Modenverkopplungsmechanismus verantwortlich ist. Die einfachste Verwirklichung dieser Technik verwendet den nichtlinearen Brechungsindex des Verstärkermediums. Die "weiche" Blende wird durch das im Verstärker gepumpte Volumen realisiert [8]. Dieser Effekt der in allen longitudinal gepumpten Lasern vorhanden ist, kann durch eine harte Blende im Resonator verstärkt werden, wie zuerst von Spinelli et al gezeigt wurde [9]. Modenverkoppeln durch Selbstfokussieren wird als self mode locking oder als Kerr-lens mode locking bezeichnet.

Zum Unterschied zu ihren Farbstoff-Vorgängern brauchen passiv modenverkoppelte Festkörperlaser eine netto negative Dispersion im Resonator um Femtosekundenpulse erzeugen zu können. Damit konnten in den verschiedensten passiv modenverkoppelten Systemen sub-100 fs Pulse erzeugt werden. All diese Systeme können durch eine einfache schematische Resonatoranordnung beschrieben werden, die hier als solitärer Laser bezeichnet wird. Dieses System besteht im einfachsten Fall aus drei Elementen, einer Nichtlinearität, einer negativen Dispersion, und einer passiven Amplitudenmodulation, wobei die Bezeichnung solitär von der solitonähnlichen Wechselwirkung zwischen Nichtlinearität und negativer Dispersion kommt.

Abb. 1 zeigt ein schematisches Diagramm eines solchen solitären Lasers mit seinen Pulsformungseffekten, die theoretisch durch Operatoren repräsentiert werden. $v_n(t)$ ist das elektrische Feld innerhalb des Resonators, wobei n die Anzahl der Umläufe angibt und T den Operator darstellt, der während eines Umlaufs auf den Puls wirkt. Ausgehend von diesem Konzept ist es möglich, durch umfangreiche numerische Berechnungen die Oszillatorparameter so zu optimieren, daß die kürzestmöglichen Laserimpulse erzeugt werden.

Mit dem Titan-Saphirlaser lassen sich die einleitend erläuterten Konzepte optimal verwirklichen. Abb. 2 zeigt die Resonatoranordnung, wie sie an der TU Wien verwendet wurde. Die Pumpquelle ist ein modenverkoppelter Nd:YLF—Laser, dessen Frequenz verdoppelt wurde, sodaß er ungefähr 6 W bei 527 nm in Form von 50 ps Pulsen mit 76 MHz Wiederholfrequenz leistet. Das dabei auftretende synchrone Pumpen wirkt sich auf die passive Impulsformung überhaupt nicht aus, aber es bewirkt ein sofortiges Starten der Modulationsmechanismen.

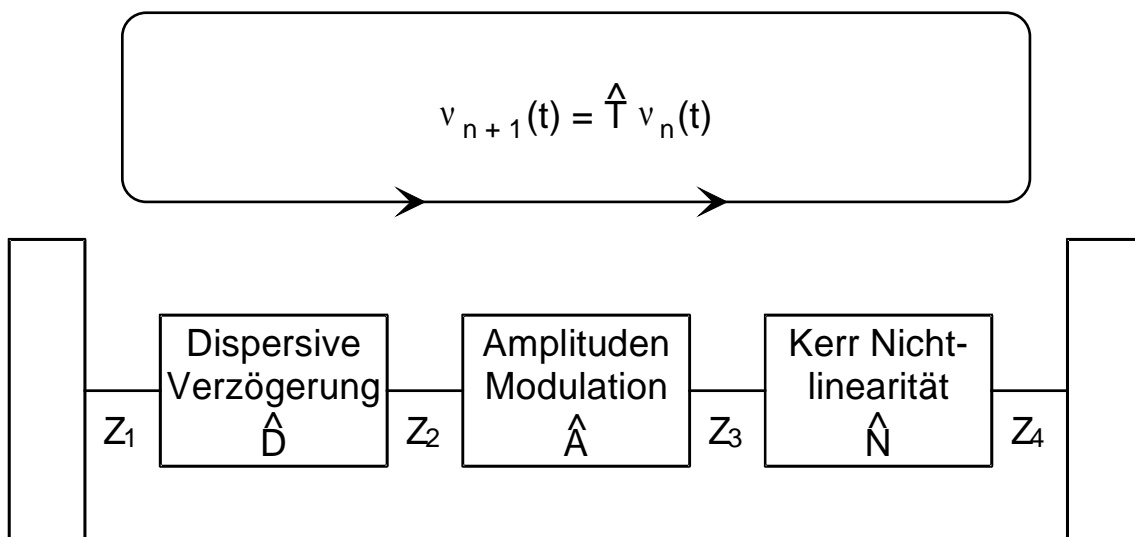


Abb.1: Schematisches Diagramm eines solitären Lasersystems.



Abb. 2: Femtosekunden-Festkörperlaseroszillator.

Das Gain-Medium ist gleichzeitig Kerr-Medium und Blende, da das räumliche Gain Profil als weiche Blende (soft aperture) wirken kann. Zusätzlich kann eine harte Blende in den Resonator nahe dem Endspiegel M4 eingesetzt werden. Da das Gain-Medium beides, PAM (passive Amplitudenmodulation) und SPM (Selbstphasenmodulation) zur Verfügung stellt, braucht zur solitären Pulsformung nur noch eine dispersive Verzögerungsstrecke (mit negativer GDD — Gruppenverzögerungsdispersion) in den Resonator eingesetzt werden.

Da positive Dispersion, die durch das Gain-Medium eingeführt wird und Dispersion dritter Ordnung, die auf das Prismenpaar zurückzuführen ist, die Pulsverkürzungseffizienz limitieren, wurde das Lasersystem in Bezug auf diese beiden Effekte optimiert. Durch die Verwendung eines 4mm Ti:Saphir Stabes und eines Quarzglas-Prismenpaars wurden die positive Dispersion und die Dispersion dritter Ordnung so weit reduziert, daß die bisher kürzesten

Pulse von unter 10 fs Dauer, die direkt aus einem Lasersystem kommen, erzeugt werden konnten [10]. Abb. 3 und 4 zeigen interferometrische Autokorrelation und Spektrum von 11,5 fs langen Pulsen mit einer lasenden Bandbreite von 71 nm. Die kürzesten gemessenen Pulse weisen nur noch 7 Oszillationen der Feldstärke in der interferometrischen Autokorrelationskurve auf, jedoch eine Bandbreite von 110 nm. Da diese Pulse daher nicht bandbreitenlimitiert sind, kann angenommen werden, daß eine geeignete Kompensation der Dispersion höherer Ordnung außerhalb des Resonators die Formung von Pulsen unter 7 fs erlauben würde, ohne daß weitere optische Nichtlinearitäten eingesetzt werden brauchen [10].

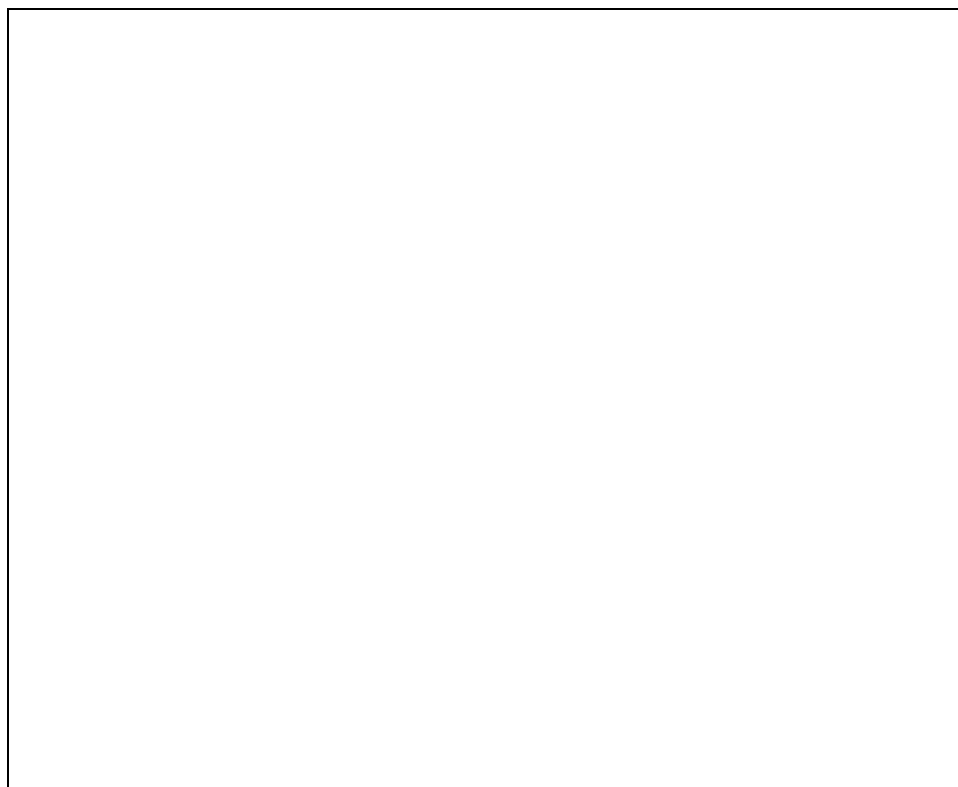


Abb. 3: Interferometrische Autokorrelation eines Pulses mit 11,5 fs Breite.

Literatur

- [1] L. Dahlström, *Opt. Comm.* **5**, 157 (1972)
- [2] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **12**, 407 (1987)
- [3] K. J. Blow and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 629 (1988)
- [4] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **14**, 48 (1989)
- [5] Ch. Spielmann, F. Krausz, T. Brabec, E. Wintner and A. J. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2470 (1991)
- [6] H. A. Haus, U. Keller and W. H. Knox, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1252 (1991)
- [7] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbet, *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991)
- [8] F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner and A. J. Schmidt, *Opt. Lett.* **17**, 200 (1992)

- [9] L. Spinelli, B. Couillaud, N. Goldblatt and D. K. Negus, in Digest of Conference on Lasers and Electro Optics (Optical Society of America, Washington, D. C., 1991), paper CPDP7
- [10] Ch. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec and F. Krausz, eingereicht bei J.Quant. Electronics (1993)



Abb. 4: Spektrum des Pulses von Abb. 3.

Erbium-dotiertes Silicium — Ausgangsmaterial für IR-Lichtquellen?

W. Jantsch, G. Hendorfer und L. Palmeshofer
Institut für Experimentalphysik, Johannes Kepler Universität,
4045 Linz-Auhof

Si:Er zeigt die auch von Er in anderen Wirtskristallen bekannte Photo-Lumineszenz bei 1.54 μm , die durch einen internen Übergang in der 4f Schale des Er zustande kommt. Diese Wellenlänge liegt nahe am Dämpfungs- und Dispersionminimum von Fasern für optische Nachrichtenübertragung und erlaubt optische Verstärkung in der Faser durch stimulierte Emission. Wir begründen das Interesse an derartigen Lichtquellen und berichten über erste Ergebnisse von Untersuchungen an Silizium, in das Er implantiert wurde.

Die derzeit jüngste, die 5. Generation von optischen Faserübertragungssystemen basiert auf der rein optische Verstärkung von Lichtsignalen innerhalb der Faser durch Erbium-Dotierung in der Faser: Erbium Atome in der Faser werden mit kurzelligem Licht ($\lambda = 0.98$ oder 1.44 μm , diese beiden Wellenlängen haben ebenfalls außerordentlich geringe Dämpfung in Quarz-Fasern) in einen geeigneten angeregten, langlebigen Zustand gebracht und durch die eigentliche Trägerwelle mit $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ zu einer stimulierten Emission angeregt, die die Trägerwelle somit verstärkt. Diese Art der Verstärkung ist nicht nur einfach - man muß das Signal nicht mehr aus der Faser entnehmen und elektrisch verstärken, der Signalweg wird also durch den Verstärker nicht unterbrochen - sondern auch phasen- und polarisationserhaltend, was für die in der letzten Generation angewandten Methoden der Phasen- oder Frequenzmodulation besonders wichtig ist. Bei optimierten Systemen erreicht man derzeit Verstärkungen von 30..40 dB bei einer Pumpleistung von nur 10 mW. Mit derartigen Systemen sind Übertragungsleistungen von einigen 10^{12} bit.km möglich.

Kernpunkt dieses Verfahrens ist also die stimulierte Emission durch Erbium bei $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$. Dieser Übergang tritt innerhalb der 4f Schale von Er^{3+} auf: Erbium wird in den meisten Festkörpern im 3+ Zustand eingebaut. In diesem Zustand besitzt die wie bei allen Lanthaniden ungefüllte 4f Schale 11 Elektronen. Der Grundzustand der 4f Schale ist ein $^4\text{I}_{15/2}$ Zustand, d.h., der Bahndrehimpuls der f Elektronen beträgt $L=6$ und der Gesamtspin $S=3/2$, der Gesamtdrehimpuls ist daher $J=L+S=15/2$. Der nächste angeregte Zustand ist ein $^4\text{I}_{13/2}$ Zustand, der 0.806 eV über dem Grundzustand liegt, was einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$ entspricht. Dieser Übergang wird also für die stimulierte Emission ausgenützt.

Nun braucht man natürlich eine primäre Lichtquelle bei $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$, die die Trägerwelle erzeugt. Dafür können die heute bereits sehr weit entwickelten Quantentopf-Laser aus InGaAs und auch quarternären Legierungen verwendet werden. Der Nachteil solcher Laser besteht u.a. in der nicht allzu genau definierten Wellenlänge: für die oben beschriebenen Fasersysteme kommt nur ein recht enger Spektralbereich in Frage (1.54...1.56 μm) in dem viele eng benachbarte Trägerwellenlängen untergebracht werden müssen um die Übertragungskapazität optimal zu nützen. Quantentopflaser haben relativ große Temperaturdrift und große Herstellungstoleranzen. Die komplexe Multiplexeinrichtung wäre in einem solchen System nur schwer integrierbar und kaum mit Silicium-Technik kompatibel. Eine weitere sehr attraktive Anwendung besteht in der Datenübertragung innerhalb eines

Chips und zwischen Chips durch integrierte Optik. Es gibt daher nach wie vor das dringende Bedürfnis nach Lichtquellen auf Si-Basis.

Erbium-Dotierung scheint auch hier eine Möglichkeit zu bieten: Erbium liefert in vielen Festkörpern [1-3] eben jene optischen Übergänge, die auch für die stimulierte Emission in der Faser genutzt werden und das bei fast wirtsunabhängiger Wellenlänge. Der Grund dafür liegt in der starken Lokalisierung der 4f Zustände: die Ausdehnung der Wellenfunktion ist kleiner als der Gitterabstand des Kristallgitters. Die 4f Zustände werden daher von Nachbaratomen kaum beeinflusst, merken also kaum etwas von der chemischen Bindung, etc. Der temperaturabhängige Gitterabstand, der Hauptverursacher der Temperaturdrift der Interband-Laser ist, hat hier wesentlich geringeren Einfluß.

Auch in Si findet man daher eine durch Er-Dotierung hervorgerufene Photolumineszenz (PL) bei $1.54\mu\text{m}$, die, wenn man eine geeignete Anregungsmöglichkeit realisieren kann, genau in den gewünschten Bereich fallen würde. Die Ausbeute ist allerdings nicht sehr groß, sodaß man derzeit von technisch nutzbaren Bauelementen noch weit entfernt ist. Vorteile sind jedoch bereits erkennbar: die Übergänge sind außerordentlich scharf - die Linienbreite liegt unterhalb des Auflösungsvermögens typischer PL Apparaturen. Die Wellenlänge ist eine atomare Eigenschaft und daher auch von Temperatur und Kristalleigenschaften viel schwächer abhängig als bei einem Quantentopflaser. Dazu käme die leichte Integrierbarkeit sowohl der optischen Komponenten als auch der elektronischen Steuerung derselben in einem gemeinsamen Chip.

Die Erhöhung des Wirkungsgrades der Er-Emission ist also derzeit ein zentrales Anliegen der anwendungsorientierten Forschung auf diesem Gebiet, die sich allerdings noch auf eher alchemistischem Niveau befindet. Erste Ergebnisse zeigen, daß der Wirkungsgrad in Tiegelgezogenem (CZ) wesentlich größer ist als in zonengereinigtem (FZ) Material [2,3]. Durch Koimplantation von leichten Elementen wie N, C, B, oder F kann der Wirkungsgrad um eine Größenordnung erhöht werden, P-Implantation erniedrigt den Wirkungsgrad.[2,3]

Wir haben in Linz eine Photo-Lumineszenzanlage unter Verwendung eines Fourier-Spektrometers aufgebaut und damit auch mit Erbium implantierte Si-Proben untersucht. Der Vorteil von Fourier Spektroskopie liegt hier in dem außerordentlich hohen Auflösungsvermögen ($\Delta\nu < 0.01 \text{ cm}^{-1}$), das in erster Näherung die an sich schon hohe Empfindlichkeit des Fourier Prinzips nicht beeinträchtigt. Messungen an Si:Er zeigen im Bereich von $1,53 \dots 1.54 \mu\text{m}$ außerordentlich reiche Spektren mit mehr als 50 außerordentlich scharfen Linien. Die Anwendung des Fourier-Prinzips erlaubt trotz geringer Ausbeute die Auflösung von Feinstruktur, die hier durch Kristallfeldaufspaltung, also eine geringfügige, aber hier wegen der geringen Linienbreite noch nachweisbare Wechselwirkung zustande kommt.

Lage und Muster (Intensitätsverteilung) der Spektrallinien hängen von der Präparation und dem Ausgangsmaterial ab (s. Abb.1). Offensichtlich werden verschiedene Komplexe, also Defektmoleküle im Si Wirtskristall gebildet und hochauflösende PL Spektroskopie bietet erstmals eine Möglichkeit diese verschiedenen Komplexe zu unterscheiden. Aus der Anzahl der zu einem Muster gehörigen Linien, deren Zusammengehörigkeit aus der Temperatur- und auch der Dosisabhängigkeit gefunden werden kann, kann man mit gruppentheoretischen Überlegungen auf die Symmetrie des Komplexes rückschließen. Bisher konnten wir Zentren mit kubischer Symmetrie mit nenneswertem Anteil nur in FZ-Material identifizieren und zwar an Hand der 5-fachen Aufspaltung. Dieses Spektrum, das auch in CdTe gefunden wurde, dürfte auf isoliertes, substitutionelles Erbium zurückzuführen sein. Komplexe kommen in CZ Material wesentlich häufiger vor und besitzen höhere PL-Ausbeute.



Abb.1: Photolumineszenz (Intensität vs. Wellenzahl (obere x-Skala) bzw. Wellenlänge (untere x-Skala)) von mit Erbium implantiertem CZ- (untere Kurve) und FZ-(obere Kurve) Silicium bei 5K. Für die Messung an FZ Material wurde die Verstärkung um einen Faktor 10 erhöht.

Die PL-Ausbeute wird im wesentlichen durch den Anregungsmechanismus und die Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb der 4f Schale bestimmt. Aus der Tatsache, daß die Lage der PL-Linien durch die Nachbaratome kaum beeinflußt wird, schließen wir, daß die Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb der 4f Schale kaum durch die Nachbarschaft beeinflußt werden sollte. Diese Annahme kann jedoch relativ einfach durch Lebensdauermessungen überprüft werden.

Die Anregungsmechanismen sind bisher kaum bekannt. Beobachtet wurde, daß für die effiziente Anregung Licht mit einer Photonenenergie oberhalb der Bandkante benötigt wird. Auch bei der Beleuchtung der Rückseite der Probe tritt die PL auf, obwohl die Eindringtiefe von sichtbarem Licht nur etwa 1 μm beträgt und daher das anregende Licht die implantierte Schicht an der anderen Probenoberfläche mit Sicherheit nicht erreicht. Diese Beobachtung legt nahe, daß die Energieübertragung vom Licht auf den Halbleiter und schließlich auf das Er-Ion durch Elektron-Loch Paare erfolgen kann. Elektron-Loch Paare können in Si, speziell bei tiefen Temperaturen, über mm-Distanzen diffundieren. Der Transfer auf das Er schließlich könnte durch Bildung eines an das Er gebundenen Exzitons erfolgen, das bei seiner Rekombination seine Energie an das Er-Ion durch Intra-4f Anregung abgibt. Aus bisher ungeklärten

Gründen scheint dieser Mechanismus für Er-Komplexe mit niedrigerer Symmetrie besser zu funktionieren als für das substitutionelle Er mit tetraedrischer Si-Umgebung. Denkbar wäre hier etwa ein resonanter Transfer- Mechanismus, bei dem der Energieübertrag dann am besten funktioniert, wenn das Exziton in seiner Energie mit einem Übergang innerhalb der 4f Schale des Er übereinstimmt.

Neben diesem Anregungsmechanismus scheint es auch den von dem Faserverstärker her bekannten der unmittelbaren, optischen Anregung innerhalb der 4f Schale zu geben, wie wir aus ersten Untersuchungen mit Hilfe von Anregungsspektroskopie wissen: wir beobachten eine resonante Erhöhung der Ausbeute bei Anregung mit $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$, einer Wellenlänge die einem der intra-4f Anregungsprozesse entspricht.

In der Folge sind folgende Forschungsarbeiten geplant:

- Untersuchungen des Energiediagramms des isolierten Er in Si und der Einfluß von Symmetrie-erniedrigenden Fremdatomen in der Nachbarschaft
- Identifizierung von Komplexen durch Kombination von PL mit den Struktur- und Spezies-empfindlichen magnetischen Resonanzverfahren (ESR, ODMR etc.)
- Systematische Untersuchung des Zusammenhanges der Präparationsbedingungen und der gebildeten Komplexart
- Systematische Untersuchung der Anregungsmechanismen der verschiedenen Komplexarten.

Letztlich sollen die Erkenntnisse ausgenutzt werden um die Bedingungen für eine optimale Ausbeute durch Kombination von geeigneten Präparationsbedingungen und Anregungsmethoden zu ermitteln.

Die bisher vorliegenden Ergebnisse wurden gemeinsam mit A. Adleff, J. Enzenhofer und H. Ruckser im Rahmen deren Diplomarbeiten und unter Mitarbeit von H. Przbylinska während eines Gastaufenthaltes in Linz gewonnen.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Ennen, J. Wagner, H. D. Müller und R. S. Smith, *J. Appl. Phys.* **61**, 4877 (1987)
- [2] J. Michel, J.L. Benton, R. F. Ferrante, D.C. Jakobson, and D. J. Eaglesham, *J. Appl. Phys.* **70**,2672 (1991)
- [3] J. Michel, L. C. Kimerling, J. L. Benton, D. J. Eaglesham, E. A. Fitzgerald, D. C. Jacobson, J. M. Poate and Y. H. Xie, *Mat. Science Forum* **83-87**, 653 (1992)

Surface Micromachining — a Versatile Technology for Microactuators

Victor P. Jaecklin
Institute of Microtechnology, University of Neuchatel
CH-2000 Neuchatel

Contents of the Presentation

1. Polysilicon Technology:

Focus on: LPCVD deposition, annealing, dry etching, and releasing of movable structures.

2. Silicon Technology:

Focus on: silicon fusion bonding, KOH-etching, and the combination of bulk and surface micromachining.

3. Electrostatic Actuators:

Focus on: comb actuators, xy-micromanipulators for integrated AFM systems, light modulators, etc.

References

- [1] C. Linder, L. Paratte, M.-A. Grétilat, V.P. Jaecklin, N.F. de Rooij, Surface micromachining, *J. Micromech. Microeng.* **2** (1992), 122–132.
- [2] V.P. Jaecklin, C. Linder, N.F. de Rooij, J.-M. Moret, Micromechanical comb actuators with low driving voltage, *Proc. Actuator '92* (1992), 40–45.

Miniaturisierte thermische Durchflusssensoren für Gase und Flüssigkeiten

F. Kohl, A. Jachimowicz, R. Glatz, J. Steurer, D. Biacovsky, J. Kuttner, G. Urban
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, Ludwig Boltzmann Institut für
Biomedizinische Mikrotechnik und Hirnkreislaufforschung,
1040 Wien

Miniaturisierten Strömungssensoren mit sehr geringem Leistungsbedarf (< 1.5 mW für flüssige Medien, $300\mu\text{W}$ für Gase), basierend auf hochempfindlichen miniaturisierten Dünnschicht-Thermistoren aus amorphem Germanium, werden vorgestellt. Diese auf dünnen, isolierenden Trägern hergestellten Thermistoren wurden in der Mittelebene von prismatisch geätzten Strömungskanälen aus Silizium angeordnet. Der Leistungsbedarf wird dadurch minimiert und die zur Flußmessung notwendige Erwärmung des Fluids bleibt deutlich unter 1K . Auf Grund des schonenden Umganges mit dem Meßmedium ist dieser Flußsensor besonders für die Flußmessung thermisch sensibler Flüssigkeiten und Gase prädestiniert. Die Technologie zur Produktion dieses Sensors wird beschrieben und Kennwerte für mehrere Flüssigkeiten und Gase präsentiert.

1. Einleitung

Bisher publizierte Varianten von mikromechanisch miniaturisierten thermischen Flußsensoren zeichnen sich vor allem durch kurze Ansprechzeiten, Robustheit, chemische Beständigkeit sowie Kompatibilität mit gängigen mikroelektronischen Technologien und deshalb Integrierbarkeit mit elektronischen Schaltkreisen zur Signalaufbereitung, aus. Besonders vorteilhaft ist der Einsatz dieser Sensorstrukturen im Falle der Integration mit gleichfalls mikromechanisch miniaturisierten Aktuatoren (Ventilen). Auf diese Weise sind Flußregler mit außerordentlich guten dynamischen Eigenschaften realisierbar [1].

Wir haben uns auf die Minimierung des Leistungsbedarfes bzw. der erforderlichen Übertemperaturen für die thermische Flußmessung konzentriert, um beispielsweise Flußmessungen an thermisch empfindlichen biologischen Medien oder Flüssigkeiten nahe dem Siedepunkt zu ermöglichen.

1.1. Konzept und Realisierung

Infolge des hohen Absolutwertes und der kräftigen Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ist $\alpha\text{-Ge}$ sehr gut für die Herstellung konzentrierter Heizwiderstände und gleichzeitige, hochauflösende Temperaturmessung geeignet. Das bringt den Vorteil der direkten Kontrollmöglichkeit der Temperatur des Heizelementes, denn diese Temperatur kann ohne Hilfe eines weiteren Temperatursensors direkt aus dem Augenblickswert des elektrischen Widerstandes des Heizelementes ermittelt und gegebenenfalls auch geregelt werden. Für die Zufuhr des niedrigen Heizstromes genügen schon sehr feine metallische Leiterbahnen mit minimaler Wärmeableitung.

Die für den Betrieb des Flußsensors notwendige Erwärmung des Heizelementes (aus $\alpha\text{-Ge}$) beträgt typisch nur wenige Kelvin, die Erwärmung des Mediums bleibt dabei in der Regel unter einem Kelvin. Die erforderliche elektrische Leistung hängt bei der vorgestellten Konstruktion natürlich stark von der Wärmeleitfähigkeit des Meßmediums ab und beträgt nach der experimentellen Erfahrung in Gasen maximal 1W je cm^2 geheizter Fläche, in

Flüssigkeiten typisch 4 W/cm^2 (die Bezugsfläche ist die Oberfläche der SiN_x Stege mit ca. 0.2 mm^2). Bei gasförmigen Fluiden beträgt die Übertemperatur im Zentrum des Heizelementes typisch 5 K.

Die Dimensionen des Kanalquerschnitts von 0.9 mm Breite und etwa 0.3 mm Tiefe sind so gewählt, dass niederviskose Flüssigkeiten bis zu einigen Litern/Stunde, Gase bis zu einigen Litern/Minute ohne extreme Druckabfälle durch den Sensor gepumpt werden können. Die Kanaltiefe ist durch die gewählte Dauer des Ätzprozesses steuerbar und könnte den Erfordernissen angepaßt werden..

Die Thermistorstege sind mäanderförmig gestaltet, um das Ausbilden von unerwünschten Ätzstopflächen zu unterbinden. Die Breite der Stege ist bereits im Rahmen der Designregeln der verfügbaren Technologie minimiert. Die Dicke der Stege ist technologiebedingt auf den Bereich $6 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ beschränkt. Die typischen Widerstandswerte der Thermistoren liegen für die Temperaturmessung bei $300 \text{ k}\Omega$ und um $200 \text{ k}\Omega$ für das zentral angeordnete Heizelement. Die Exemplarstreuungen betragen typisch weniger als 1%.

2. Die Sensorherstellung

Die Einführung von amorphem Germanium anstelle von Metallfilmen hat einschneidende Einschränkungen für die Technologie des Sensors zur Folge, was auch zugleich der Hauptnachteil bei der Verwendung dieses Materials ist. Der wichtigste Grund für diese Einschränkungen ist die Empfindlichkeit von Ge in seiner amorphen Phase gegen zu hohe Temperaturen. Bei zu hohen Prozeßtemperaturen kommt es zu Rekristallisationserscheinungen und irreversibler Änderung des spezifischen Widerstandes und des TCR. Nach Beschichtung der Probe mit Ge sind deshalb nur noch niedrige Prozeßtemperaturen zulässig. Das betrifft vor allem die Herstellung der Passivierung.

In unserem Haus steht für das Passivieren von thermisch empfindlichen Proben ein speziell entwickeltes Plasma-CVD Verfahren für die Abscheidung von SiN_x Passivierungsschichten zur Verfügung, welches mit Substrat- und Prozeßtemperaturen unter $100 \text{ }^\circ\text{C}$ arbeitet. Um die dünnen, freitragenden Thermistorträger möglichst frei von mechanischen Spannungen zu halten wird auch die *erste* dünne Isolationschicht *direkt* auf dem blanken Siliziumwafer mit Hilfe dieses Niedertemperaturprozesses hergestellt. Danach erfolgt die Bedampfung mit Ge bei einem Restgasdruck von ca. 10^{-7} Torr. Nach dem Floaten der Germaniumschicht erfolgt die Lithographie der Leiterbahnen und das Bedampfen mit Ti-Au-Ti (30 nm-100 nm-30 nm). Anschließend an das Strippen des Lackes erfolgt die Abscheidung der zweiten Passivierungsschicht.

Nachdem in beide Passivierungsschichten die für das anisotrope Ätzen des Wafers erforderlichen Fenster mit Hilfe eines RIE Prozesses freigelegt wurden erfolgt das Ätzen des Strömungskanals. Nach dem Bonden der elektrischen Anschlüsse wird der Sensor assembliert. Zuerst wird ein ca. 0.15 mm dickes Zwischenstück aus Silizium, in das eine Öffnung von den Ausmaßen des Kanals mikrogeätzt wurde, fluchtend auf den Kanal geklebt. Der gesamte Siliziumgraben ist nun rund 0.3 mm tief und die Thermistorstege befinden sich etwa in halber Höhe des Querschnitts. Der Kanal wird zuletzt mit einem transparenten PMMA Deckel, in dem auch Zuführungsleitungen befestigt sind, verschlossen.

3. Meßmethoden

Um den möglichen Anwendungsbereich des Sensors auszuloten, wurden Experimente mit flüssigen und gasförmigen Fluiden durchgeführt.

3.1. Kontrolle der Mediumsflüsse

Für die Bereitstellung von definierten Gasflüssen wurden zwei Massflow-Controller der Fa MKS, Modell 259B, verwendet, welche für verschiedene Gasarten kalibrierbar sind. Der nutzbare Regelbereich reicht von ca 1 sccm bis 100 sccm bzw. von etwa 20 sccm bis 2000 sccm für N₂ (für Ar und He sind diese Werte mit 1.45 zu multiplizieren). 100 sccm entsprechen bei dem Kanalquerschnitt von rund 0.003 cm² einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit von 5.5 m/s, d.h. bei Vernachlässigung der Kompressibilität liegt die mit diesen Flowcontrollern erreichbare maximale Fließgeschwindigkeit bei etwa 150 m/s.

Flüssigkeitsströme wurden mit Hilfe einer geregelten Spritzenpumpe (Bereich 1 ml/h bis 4 l/h 100 ml/h entsprechen etwa 0.1 m/s) erzeugt. Untersucht wurden Äthanol, Wasser und Glycerin. Glycerin konnte auf Grund seiner hohen Viskosität nur durch den Kanal gepreßt werden, während die anderen Flüssigkeiten auch durch Ansaugen gefördert wurden. Selbst bei den höchsten verfügbaren Flüssen von ca 4 l/h (ungeregelt!) waren keine mechanische Beeinträchtigungen der mikromechanischen Struktur zu beobachten und auch dynamische Laständerungen z.B. durch eingeschlossene Gasblasen führten zu keiner Zerstörung der mikromechanischen Struktur.

3.2. Meßwerterfassung

Für alle im folgenden beschriebenen Untersuchungen und den Betrieb des Sensors wurde ein den verschiedenen Meßaufgaben anpassungsfähiges, mit Hilfe eines PC steuerbares Datenerfassungsgerät gebaut, mit dem der Spannungsverlauf am Heizelement regelbar ist und simultan der Widerstand aller Temperatursensoren und des Heizers mit einer Abtastrate bis zu 2 kHz gemessen werden kann. Die Meßauflösung beträgt real 15 bit (nominal 16 bit). Durch optoelektronische Trennung der batteriegespeisten Meßeinheit vom PC konnten die von PC und Monitor erzeugten hochfrequenten Störsignale wirksam von der Meßanordnung ferngehalten werden. Die maximal mögliche zeitliche Auflösung wird von der maximalen Datenübertragungsrate der verwendeten elektrooptischen Komponenten bestimmt. Da sich die erreichte Abtastrate von rund 2.5 kHz (für die Übertragung von insgesamt 10 verschiedenen Meßdaten) für alle angestellten Untersuchungen als ausreichend erwies, wurden keine schnelleren optoelektronischen Komponenten verwendet.

4. Meßergebnisse

4.1. Thermischer Widerstand im ruhenden Fluid (Wärmeleitung)

Mit dem oben beschriebenen Gerät wurden die quasistationäre Thermistorkennlinien von Heizthermistor und Temperaturfühlern in verschiedenen Medien im interessierenden Bereich aufgenommen.

Dafür wurde die Spannung am Thermistor von anfangs 0.7 V in Stufen von ca. 0.1 V bis auf 10 V gesteigert und anschließend mit gleicher Stufenhöhe vermindert. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Spannungsrampe ausreichend rasch durchlaufen wird, um Verzerrungen durch Langzeiteffekte (thermische Drift) klein zu halten. Die in Abb. 1 gezeichneten Diagramme des normierten Thermistorwiderstandes über der elektrischen Verlustleistung zeigen praktisch keine Hysterisis durch thermische Trägheit, geben also den thermischen Widerstand des Heizthermistors bei annähernd konstanter Wafertemperatur wieder. Das Diagramm wurde mit konstanter Empfindlichkeit der Strom-Spannungswandler in der Meßwerterfassung aufgenommen, weshalb die Meßwerte bei niedrigen Leistungen etwas schwanken.

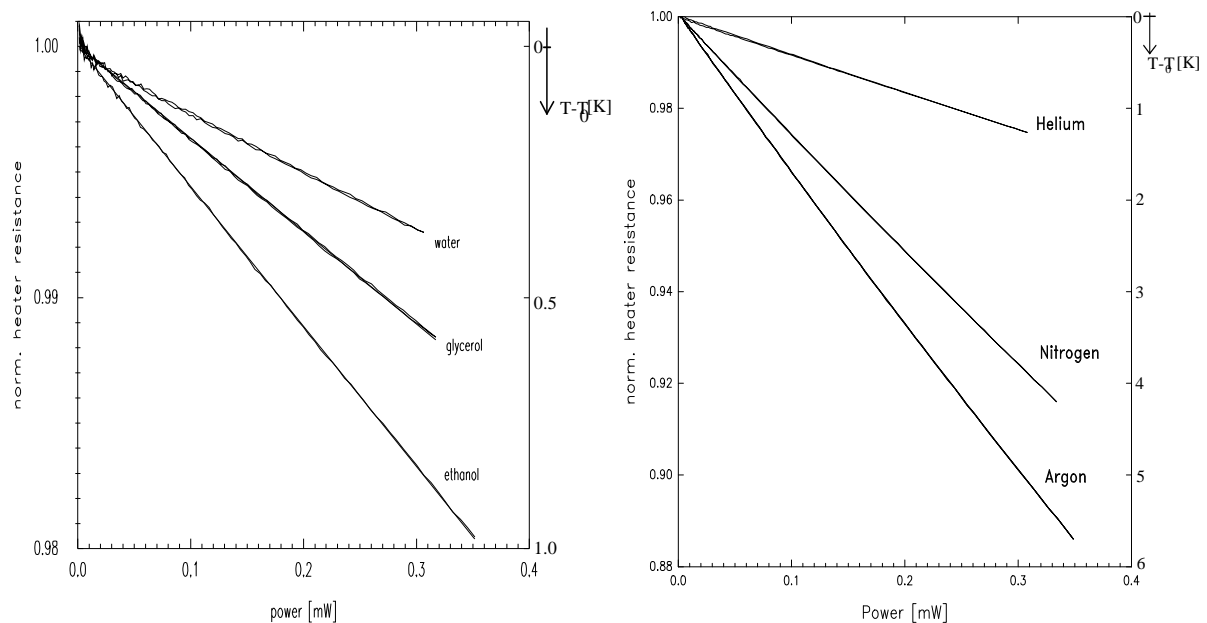


Abb. 1: Widerstandsänderung und Temperaturerhöhung in Abhängigkeit von der elektrischen Verlustleistung für die verwendeten Stegthermistoren.

Mit einer angenommenen durchschnittlichen Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von 2 %/K errechnet sich die Übertemperatur des Thermistors (rechte Skala im Diagramm) und weiters aus dem jeweiligen Gefälle der quasistationären Kennlinie der zugehörige thermische Widerstand.

Da in allen untersuchten Fällen die Wärmeleitung des Fluids den Wert des thermischen Widerstandes maßgeblich bestimmte, war auch zu erwarten, daß für alle untersuchten Medien auch die Konvektion den thermischen Widerstand beeinflusst.

4.2. Messungen der Strömungsabhängigkeit

Wie bei der Untersuchung der Wärmeleitungsverhältnisse erfolgte auch hier die Bestimmung des thermischen Widerstandes aus der quasistationären Charakteristik Sensorwiderstand vs. Verlustleistung, nun jeweils bei einer vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeit des Fluids aufgenommen.

Die Abhängigkeit des thermischen Leitwertes des Heizers von der Mediumsströmung ist für verschiedene untersuchte Fluide in Abb. 2 dargestellt.

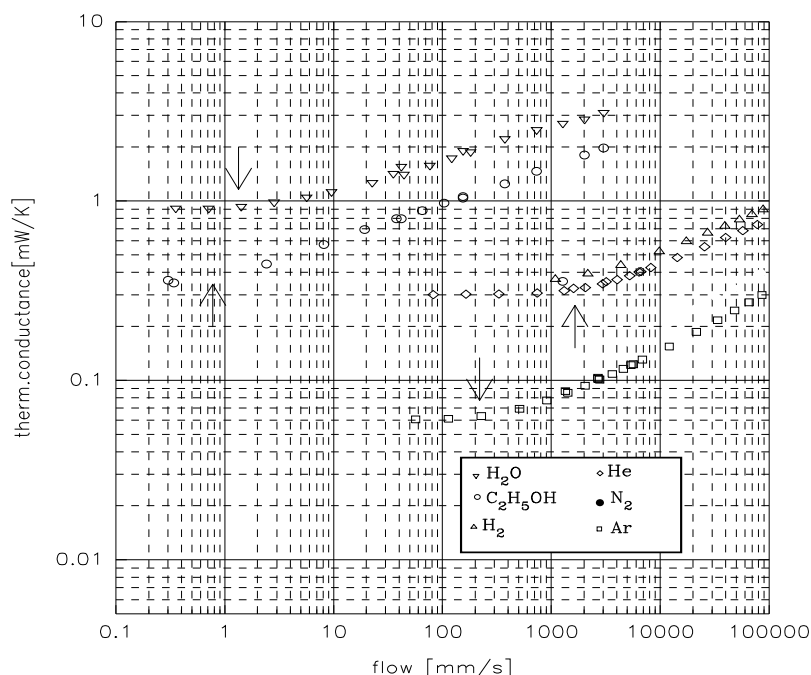


Abb. 2: Thermischer Leitwert des Heizsteiges in Abhängigkeit von der mittleren Fließgeschwindigkeit für verschiedene Medien.

Die gemessene Charakteristik zeigt den Einfluß der konvektiven Wärmeabfuhr erst ab einer bestimmten, mediumsabhängigen Flußrate, bei kleineren Flüssen ist kein oder nur ein sehr schwacher Einfluß des konvektiven Wärmetransports zu beobachten. Die Strömungsabhängigkeit setzt bei Fließgeschwindigkeiten v ein, wo die Passagezeit des Fluids für eine Stegbreite etwa gleich der Zeit ist, in der ein Wärmepuls vom Heizelement für die Ausbreitung zum Kanalrand benötigt. Diese Werte sind durch Pfeile im Diagramm angedeutet.

$$v \approx \frac{b \cdot a}{t^2}$$

b ...Breite des SiNx Steges
 t ... Kanaltiefe
 a ...Temperaturleitfähigkeit

In Bereichen, wo die Flußabhängigkeit dominiert, wird für alle Medien die gemessenen Charakteristik durch ein Potenzgesetz

$$G_{th} = \frac{1}{R_{th}} = B \cdot F^\alpha \quad \text{in sehr guter Näherung approximiert.}$$

Der Wert des Exponenten α ist abhängig vom strömenden Medium und reicht von $\alpha = 0.17$ (H_2O) bis $\alpha = 0.33$ (Ar, N_2). Den Exponenten $\alpha = 0.33$ erhält man auch bei der längsangeströmten dünnen Platte für den Fall, daß die Dicke der thermischen Randschicht wesentlich geringer als jene der Strömungsgrenzschicht ist.

Aus der linearen Regression der Meßpunkte im flußabhängigen Bereich der Kennlinien (Abb. 2) kann man den Exponenten α ermitteln. Zur Überprüfung der Qualität dieser Approximation kann die Regressionsanalyse der Kennlinie G_{th} über F^α herangezogen werden. Die Berücksichtigung der Meßwerte von 100 sccm bis 3390 sccm (12 Meßpunkte) ergibt bei Ar einen Korrelationskoeffizienten von 0.99997, das Potenzgesetz ist also eine ausgezeichnete Näherung. Auch für die anderen Medien ergeben sich Werte nahe 1.

5. Vergleich mit der Finite Elemente Simulation

Einige errechnete Resultate sind in Abb. 3 präsentiert.

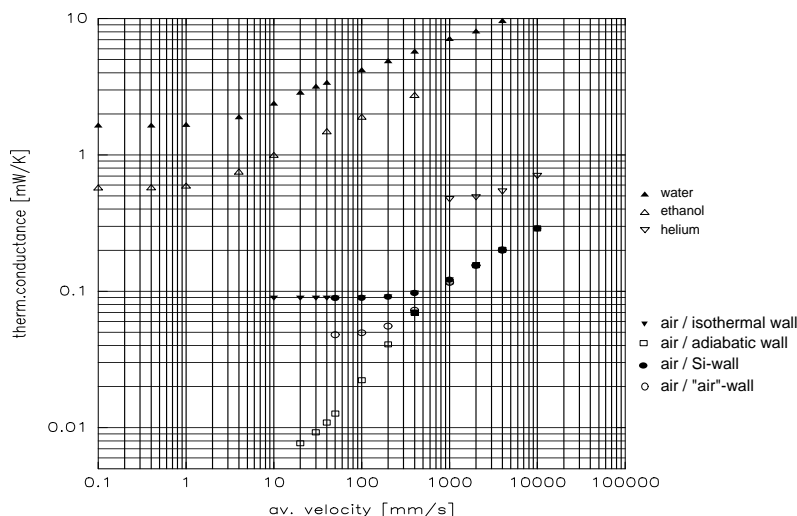


Abb. 3: Ergebnisse der Finite Elemente Berechnungen für ein zweidimensionales Modell des Sensors. Die qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment ist sehr gut, quantitativ ist sie in Anbetracht der zweidimensionalen Näherung zufriedenstellend. Bei den Kennlinien für Luft wurde die Wärmeleitfähigkeit der Kanalwände willkürlich variiert (isotherm bedeutet $\lambda = \infty$, adiabatisch $\lambda = 0$).

Die Kurvenschar für Luft verdeutlicht den Einfluß der Wärmeleitfähigkeit der Kanalwände auf den Verlauf der Charakteristik bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten. Aus der Kurve für adiabatische Randbedingungen ist zu entnehmen, daß die Wirkung der konvektiven Kühlung auch bei geringen Strömungsgeschwindigkeit nicht verschwindet. Um die annähernd horizontale Charakteristik bei kleinen Flüssen zu erklären, muß man also in diesem Bereich neben der mit wachsendem Fluß zunehmenden Wärmeabfuhr durch Konvektion noch einen zweiten Wärmetransporteffekt annehmen, dessen Wirkung mit wachsendem Fluß abnimmt. Diese beiden Effekte kompensieren einander offenbar, bis das Verhalten nur mehr von der Konvektion dominiert wird..

6. Diskussion

Die Empfindlichkeit des vorgestellten Sensors ist für einen weiten Bereich von Materialparametern gegeben. Die untere Grenze des Flußmeßbereiches ist zum einen durch die Geometrie der Konstruktion und zum anderen durch die Temperaturleitfähigkeit des Fluids bestimmt. Der thermische Leitwert des Steges bestimmt die Obergrenze des Meßbereiches. Er wurde mit FE Simulationsrechnungen unter Annahme einer vereinfachten Steggeometrie und perfekter Wärmeabfuhr durch das Fluid zu 20 mW/K berechnet. Dieser Wert liegt fast eine Größenordnung über den höchsten aufgetretenen Meßwerten. Bei der vorliegenden Konstruktion gibt es selbst für wässrige Lösungen von den thermischen Gegebenheiten her keine Limitierung zu hohen Flüssen hin. Die untere Grenze des Meßbereiches ist verkehrt proportional dem Quadrat der Kanaltiefe. Da die Fließgeschwindigkeit bei Vergrößern der Kanaltiefe nur linear abnimmt, ist so der Meßbereich zu kleinen Durchflüssen hin erweiterbar.

Literaturverzeichnis

- [1] Masayosi Esashi, Integrated Micro Flow Control Systems, Sensors and Actuators A21 - A23 (1990) 161 - 167

Integrierte miniaturisierte Biosensoren

G. Urban, G. Jobst, E. Aschauer, A. Jachimowicz, F. Kohl, R. Fasching, T. Oubda,
P. Svasek, E. Svasek, F. Keplinger

Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, Ludwig Boltzmann Institut für
Biomedizinische Mikrotechnik und Hirnkreislaufforschung
1040 Wien

In der biologischen Grundlagenforschung und in der klinischen Medizin müssen eine Reihe von metabolischen Parametern wie z.B. pH, O₂, CO₂, Glukose oder Laktat simultan und kontinuierlich gemessen werden. Für die Entwicklung von Sensoren, die in der Lage sind diese Parameter zu messen, mußten eine Reihe elektrochemischer, technologischer und biochemischer Forschungen und Entwicklungen durchgeführt werden. Im Zuge dieser Arbeiten konnten nunmehr integrierte Glukose- und Laktat-Sensoren als biochemische Bauelemente auf miniaturisierten flexiblen Trägern hergestellt und im Vollblut *in vivo* ausgetestet werden.

1. Einleitung

In der Intensivmedizin und in vielen anderen Bereichen herrscht großer Bedarf an der *in vivo* und *ex vivo* Messung von zentralen metabolischen Parametern wie pH, pO₂, pCO₂, Glukose und Laktat. Sowohl bei *in vitro* als auch bei *in vivo* Anwendungen von Sensoren ist eine Miniaturisierung und eine Integration mehrerer Sensoren notwendig. Bei *in vivo* Messungen ist die Invasivität gering zu halten und es deshalb notwendig, mehrere dieser Sensoren auf einem schmalen Träger zu integrieren. Bei *in vitro* Messungen z.B. in einem klinisch-chemischen Analysator ist der niedere Preis und die einfache Bedienung von Bedeutung — Forderungen welche wiederum durch eine hochtechnologische Realisierung von Sensoren erfüllt werden können.

Die Realisierung eines solchen Mehrfach-Sensors erfordert dieselben Kriterien wie sie auch an elektronische Bauelemente gestellt werden nämlich die gezielte räumliche Aufbringung funktioneller Mehrschichtsysteme. Die Dünnschichttechnologie bietet diese Möglichkeit auch für biochemische Komponenten in Kombination mit der Möglichkeit der kostengünstigen Massenproduktion.

Diese Arbeit beschreibt die erstmalig gelungene Integration miniaturisierter Dünnschicht-Glukose- und Laktat-Sensoren.

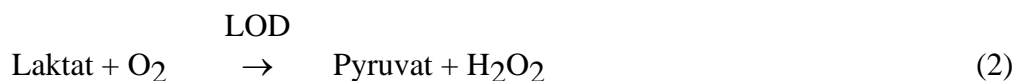
Das Prinzip dieser Biosensoren beruht auf der Immobilisierung von Enzymen auf einer elektrochemischen Sensoranordnung.

Diese Biosensoren nutzen die katalytische Oxidation von Glukose und Laktat mittels Glukoseoxidase (GOD)(EC 1.1.3.4) bzw. Laktat-oxidase (LOD)(EC 1.1.3.2). Das jeweilige Enzym-Reaktionsprodukt Wasserstoffperoxid wird anodisch an einer Platin-Arbeits Elektrode oxidiert wobei der auftretende Meßstrom ein Maß für die Analytkonzentration ist.

Dieser Mehrfach-Sensor wurde auf einem flexiblen Träger mit einer Breite von 0,7 mm integriert und ist damit für den *in vivo* Einsatz bestens geeignet. Er wurde bereits mit guten Ergebnissen in unverdünntem Plasma und Vollblut getestet.

2. Meßprinzip

Die verwendeten Enzyme GOD und LOD haben folgendes chemisches Reaktionsschema mit ihrem Substrat (Analyt):



Als Nebenprodukt der Reaktion entsteht in beiden Fällen Wasserstoffperoxid, welches amperometrisch an einer Platinelektrode gemessen wird (3).



Diese Reaktion läuft in wässrigen Lösungen anodisch an einer Metallelektrode ab. Um die Überspannung möglichst nieder zu halten wird ein katalytisches Metall, vorzugsweise Platin, verwendet an welchem die H_2O_2 Oxidation schon bei +400 mV gegen eine Ag/AgCl-Bezugselektrode beginnt.

Um eine geschlossene elektrochemische Meßanordnung zu erhalten sind Arbeitselektrode, Gegenelektrode und AgCl-Bezugselektrode, dünnschichttechnologisch ausgeführt, eng benachbart plaziert.

Durch Diffusion des gebildeten H_2O_2 an die Arbeitselektrode entsteht ein stationärer Meßstrom nach Gleichung (4):

$$i_{\text{lim}} = nFDc^0/d \quad (4)$$

i_{lim} ...Diffusionsgrenzstrom, n ...Elektronenausbeute bei Übertrittsreaktion (Elektrodenreaktionswertigkeit), D ...Diffusionskonstante des Analyts, c^0 ...Konzentration des Analyts, F ...Faradaykonstante, d ...Dicke der Diffusionsschicht.

Allerdings erfolgt auch eine Diffusion in Richtung Meßlösung, welches ein unerwünschter Vorgang ist. Durch Einführen einer weiteren Deckmembrane die das Enzym Katalase enthält wird das H_2O_2 katalytisch gespalten (5):



Dadurch verhindert man erstens den Austritt des chemisch aggressiven H_2O_2 in die biologische Meßlösung und zweitens wird der für die Enzymreaktionen (1) und (2) benötigte Sauerstoff rückgeführt (Abb. 1).



Abb.1 Reaktionsschema des Biosensors. Zeichenerklärung: 1..Pt-Arbeitselektrode, 2..Semipermeable Schicht, 3.. pHEMA-Schicht + Glukoseoxidase (OD), 4..pHEMA-Schicht + Catalase (CAT)

Da bei dem Meßpotential von +600 mV nicht nur H_2O_2 sondern eine Reihe anderer physiologisch vorkommender Substanzen (Ascorbinsäure, Harnsäure) oxidiert werden, muß eine semipermeable Membrane über der Pt-Elektrode aufgebracht werden. Da H_2O_2 das bei weitem kleinste vorkommende Molekül ist, muß diese Membrane eine niedere Ausschlußgrenze von einem Molekulargewicht von ca. 80 Dalton aufweisen. Diese nicht einfache Forderung wird durch Elektropolymerisation einer aromatischen Verbindung erfüllt.

2. Herstellung

Der Träger für die Sensoren ist eine $60 \times 60 \text{ mm}^2$ große, 0,1 mm dicke Polyimidfolie auf welcher mittels dünnschichttechnologischer Prozesse gleichzeitig sechzig Glukose/Laktat-Sensoren hergestellt werden.

Die Leiterbahnen und Metallelektroden werden mittels Vakuumbedampfens von 50 nm Ti/50 nm Pt hergestellt, die mittels Standardphotolithographie strukturiert werden. Die Arbeitselektroden weisen eine Fläche von jeweils $0.4 \times 1 \text{ mm}^2$ auf. Die $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ Bezugslektrode wird durch Aufdampfen einer $1 \mu\text{m}$ dicken Ag-Schicht bei darauffolgender Chlorierung in $FeCl_3$ hergestellt. Als Isolation dient ein photostrukturierbarer Polyimidlack (Probimid 408).

Um elektrochemische Interferenzen zu vermeiden, wird mittels Elektropolymerisation von m-Phenylendiamin in Phosphatpuffer (pH=7) durch Zyklisierung des elektrischen Potentials zwischen 0 und +800 mV über 2 Stunden eine semipermeable Membrane auf die Elektroden aufgebracht, die nur für H_2O_2 durchlässig ist.

Für die Immobilisierung der Enzyme auf den Arbeitselektroden wurde eine neue Membraneinbettungstechnik entwickelt: In einem Hydrogel-Vorpolymer (47%pHEMA + 47%HEMA + Photoinitiator 1% Irgacure651 + 5%TEGDMA) werden die Enzyme gelöst und mittels Photopolymerisation auf den gewünschten Ort immobilisiert und gleichzeitig strukturiert [1].

Bei den Mehrfach Glukose-Laktat-Sensoren sind die Enzyme GOD und LOD auf jeweils einer Elektrode in einer photostrukturierten Membran eingeschlossen, und werden durch eine Photomaske mit UV-Licht bestrahlt (ein gängiges Verfahren in der Dünnschichttechnologie) wodurch die bestrahlten Teile der Membran unlöslich werden. Die nichtbelichteten Stellen werden anschließend in einem geeigneten Lösungsmittel weggelöst.

Die Photostrukturierbarkeit dieser Membranen ermöglicht die auf 1/100 mm genaue Aufbringung von Enzymmembranen auf den jeweils dafür vorgesehenen Elektroden. Die Wiederholung dieses Prozesses für verschiedene Elektroden mit verschiedenen Enzymmembranen ermöglicht die Herstellung eng benachbarter Enzymsensoren für verschiedene Substrate auf einem gemeinsamen Träger, welche ihrerseits von einer photostrukturierten Schutzmembran, die das Enzym Katalase enthält, bedeckt ist.

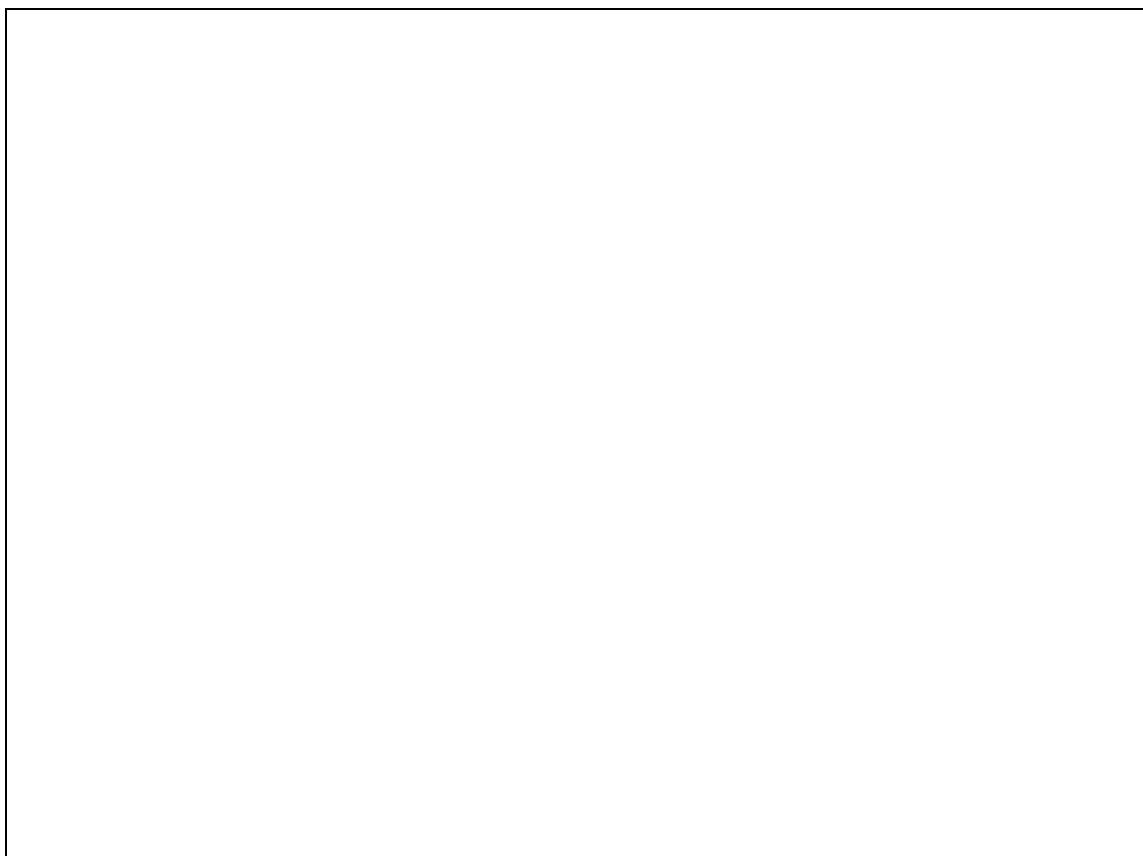


Abb. 2: Schematischer Aufbau eines integrierten flexiblen Multi-Sensors.:

- 1...Catalase-Membrane, 2...Glukoseoxidase-Membrane, 3...Gegenelektrode,
- 4...Inaktive Membrane, 5...Polyimidisolation, 6...Ag-Schicht, 7...AgCl-Schicht,
- 8...Polyimidträger

Nach dem Zerschneiden des Trägers liegen die Mehrfach-Sensoren als 0,7 mm breite und 60 mm lange Streifen vor (Abb.2) und können durch einen Standard Venflon in ein Blutgefäß eingeführt werden.

3. Messungen

Die Messungen wurden mit einem Bi-Potentiostaten bei +600 mV gegen. Ag/AgCl-Meßlösung durchgeführt. Die hierfür notwendige Gegenelektrode sowie Referenzelektrode befinden sich ebenfalls auf dem Meßstreifen. Als Meßmedium wurde entweder ein pH 7,4 Puffer oder unverdünntes humanes Fluorid-Plasma verwendet. Der Glukosesensor zeigt einen linearen Meßbereich von 0 bis 30 mmol Glukose/l, der Laktatsensor von 0 bis 7 mmol/l (Abb.3).



Abb. 3: Kalibrationskurven (Meßstrom über Konzentration) des Multi-Sensors für Glukose (o) und Laktat (●).

Abbildung 4 zeigt, daß der Response der einzelnen Sensoren auf ihren jeweiligen Analyten unabhängig von der Konzentration des anderen Analyten ist, sowie ein sehr schnelles Ansprechen auf Konzentrationsänderungen. Der $t_{95\%}$ liegt für beide Sensoren in der Größenordnung von 30 Sekunden.

Die Langzeitstabilität beträgt für Glukose in Meßlösung mindestens zwei Wochen und für Laktat mindestens vier Tage.

Die Konditionierzeit eines gelagerten Sensors unmittelbar nach Einsetzen in die Meßlösung ist fünf Minuten.

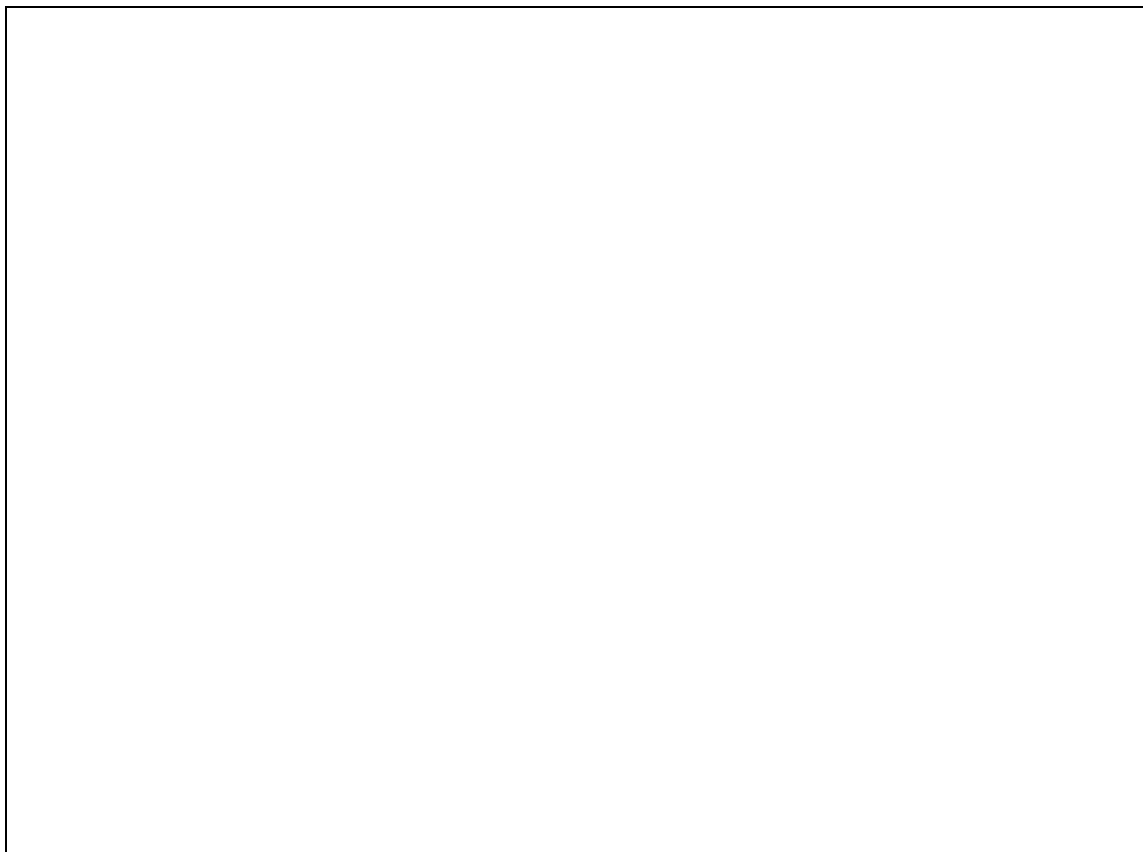


Abb. 4: Response des Glukose/Laktat-Sensors auf wiederholte Addition von 2mmol Glukose/l und 1mmol Laktat/l in unverdünntem humanem Fluorid-Plasma.

4. Ausblick

Mit dem hier vorgestellten Membransystem sind auch eine Reihe weiterer Parameter erfaßbar, wie zum Beispiel Galaktose, Sacharose, Lactose, Glutaminsäure. Die Möglichkeit der Integration potentiometrischer Sensoren wurde bereits demonstriert [1], [2]. Diese erlaubt die parallele Erfassung von z.B. pH, pK, pNa und weiteren Ionen. Außerdem könnten durch Integration eines solchen potentiometrischen Sensors mit entsprechenden Enzym-membranen miniaturisierte und integrierte Sensoren für Harnstoff, Kreatinin und viele andere Metaboliten hergestellt werden. Eine weitere integrierbare Sensorgruppe stellen die Gassensoren dar. Die Herstellbarkeit mittels dünnschichttechnologischer Prozesse und damit auch die Integrierbarkeit eines pO_2 -Sensors mit unseren Ionensensoren und Enzymsensoren konnte bereits unter Beweis gestellt werden [3], [4]. Der miniaturisierte pCO_2 -Sensor befindet sich im intensiven Entwicklungsstadium [4]. Die Realisierung des "reagentienlosen miniaturisierten Multi-Parametersensors" für Ionen, Blutgase und Metaboliten ist nun in greifbare Nähe gerückt.

5. Diskussion

Es wurde mit der Realisierung dieses integrierten Glukose/Laktat-Sensors die Möglichkeit der Herstellung enzymatischer Multi-Parametersensoren in Dünnschichttechnologie demonstriert. Diese Sensoren sind klein genug für den in vivo Einsatz, schnell genug für den Einsatz in

klinischen Analysatoren sowie auch potentiell billig in der Herstellung. Hervorzuheben ist noch, daß diese Sensoren durch die Mehrschichtmembransysteme in unverdünntem Vollblut arbeiten können. Es konnte somit ein biochemisches Sensor-Bauelement realisiert werden, welches auch Anwendung in kommerziellen klinischen Produkten finden kann.

Danksagung

Diese Arbeit wurde vom "Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung", der Gesellschaft für Mikroelektronik, dem Ludwig Boltzmann Institut für Biomedizinische Mikro-technik und der Österreichischen Nationalbank unterstützt.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Urban, G. Jobst, F. Keplinger, E. Aschauer, O. Tilado, R. Fasching, F. Kohl, "Miniaturized multi-enzyme biosensors integrated with pH-sensors on flexible polymer carriers for in vivo applications", *Biosensors and Bioelectronics*; 8 (1993), in Druck.
- [2] T.S. Oubda, G. Urban, M. Rakohl, A. Jachimowicz, E. Aschauer, R. Fasching, G. Jobst, "Polythienylpyrrol-Elektrode als pH-Sensor", *Biomedizinische Technik*; Band 57, Ergänzungsband 1 (1992) 155-158.
- [3] G. Jobst, G. Urban, A. Jachimowitz, F. Kohl, O. Tilado, I. Lettenbichler, G. Nauer, "Thin-film clark-type oxygen sensor based on novel polymer membrane systems for in vivo and biosensor applications", *Biosensors and Bioelectronics*; 8 (1993), in Druck.
- [4] R. Fasching, G. Urban, E. Aschauer, A. Jachimowicz, F. Kohl, O. Tilado, G. Jobst, I. Lettenbichler, G. Nauer, "Miniaturisierte Dünnschicht-Blutgassensoren für die in vivo und in vitro Diagnostik", *Biomedizinische Technik*; Band 57, Ergänzungsband 1 (1992) 161-164.

Atomlagenepitaxie zur Herstellung von Supergittern und Quantentopfstrukturen

H. Sitter, W. Faschinger, P. Juza, F. Hauzenberger, K. Lischka, A. Pesek, H. Zajicek
Institut für Experimentalphysik, Forschungsinstitut für Optoelektronik,
Universität Linz
4040 Linz

Im vergangenen Seminar wurde über die erfolgreiche Verwendung der Atomlagenepitaxie zur Herstellung von CdTe auf GaAs berichtet. In der Zwischenzeit ist es gelungen, diese Wachstumsmethode auf die Materialien ZnTe, CdSe und ZnSe zu erweitern. Aus diesen Materialien wurden Supergitter und Quantentopfstrukturen hergestellt, wobei die minimale Quantentopfbreite von einer einzigen Monolage aus CdSe erreicht wurde. Die Charakterisierung erfolgte mittels hochauflösender Röntgendiffraktometrie und mit Photolumineszenz.

1. Einleitung

Insbesondere in der modernen Nachrichtentechnik hat sich in den vergangenen Jahren die optische Nachrichtenübermittlung durchgesetzt. Bisher basiert diese Technologie auf GaAs-Emittern und GaAs-Detektoren, die im infraroten Spektralbereich arbeiten. Es wäre jedoch aus verschiedenen Gründen wünschenswert, die optische Nachrichtenübertragung im sichtbaren, insbesondere im blauen Spektralbereich durchführen zu können. Auf diesem Gebiet ist in den letzten Jahren ein gewisser Durchbruch mit der Entwicklung des blau emittierenden Lasers, der auf II-VI Verbindungshalbleitern basiert, gelungen. Diese Laser funktionieren derzeit allerdings nur bei tiefen Temperaturen und zeigen noch geringe Lebensdauer. Einer der Gründe für die Degradationserscheinungen sind die Defekte, die an den Zwischenflächen der optoelektronischen Bauelemente eingebaut werden. Es sind daher sehr viele Bemühungen im Gange, diese II-VI Verbindungshalbleiter in hoher Perfektion aufeinander aufzuwachsen und hoch zu dotieren.

Als einer der Möglichkeiten, hochqualitative Epitaxieschichten aus II-VI Verbindungshalbleitern herzustellen, hat sich die sogenannte Atomlagenepitaxie herausgestellt [1]. Im vergangenen Seminar wurden über die Grundlagen der Atomlagenepitaxie und insbesondere über das Wachstum von CdTe auf GaAs berichtet. In der Zwischenzeit wurde die Ultrahochvakuumkammer, in der die Atomlagenepitaxie stattfindet, mit weiteren Effusionszellen ausgestattet. Derzeit ist es möglich, Cd, Te, Zn und Se als Grundmaterialien aufzudampfen und diese Verbindungen mit Lithiumnitrit oder mit Chlor zu dotieren. Im Fall von Se wurde eine spezielle Crackzelle entwickelt, die eine ganz wesentliche Voraussetzung für das erfolgreiche Wachstum von Seleniden darstellt.

2. Experimentelle Durchführung

Bei der Atomlagenepitaxie können die Wachstumsparameter, das sind die Substrattemperatur und die Effusionsraten der jeweiligen Effusionszellen so gewählt werden, daß pro Wachstumszyklus eine halbe Monolage des gewünschten Materials aufwächst. Ein derartiger Satz von Wachstumsparametern konnte für CdTe und für ZnTe gefunden werden. Bei einer Substrattemperatur von 280°C konnten daher Supergitterstrukturen aus CdTe und ZnTe hergestellt werden.

Im Fall der Selenide konnte jedoch der alternierende Wachstumsmodus wie er für die Atomlagenepitaxie charakteristisch ist, nicht verwendet werden, da das Selen keine stabile Monolage an der Wachstumsfront ausbildet. Es wurde daher für die Selenide die sogenannte "Self-Limiting Monolayer Epitaxy" (SME) entwickelt [2].

In Abb. 1 ist der Wachstumsmodus für die Molekularstrahlepitaxie, die Atomlagenepitaxie und die selbst limitierende Monolagenepitaxie gegenübergestellt.

Im Fall des MBE-Modus werden beide Konstituenten der Verbindung stets gleichzeitig angeboten. Im Fall der Atomlagenepitaxie werden die beiden Komponenten in alternierenden Wachstumsimpulsen auf der Oberfläche aufgedampft. Hingegen bei der SME wird die sehr flüchtige Komponente kontinuierlich angeboten und nur die Komponente mit dem geringeren Dampfdruck in digitalen Wachstumsimpulsen an der Oberfläche angeboten, sodaß während dieser Zeit jeweils eine bzw. zwei Monolagen der gewünschten Verbindung entstehen.

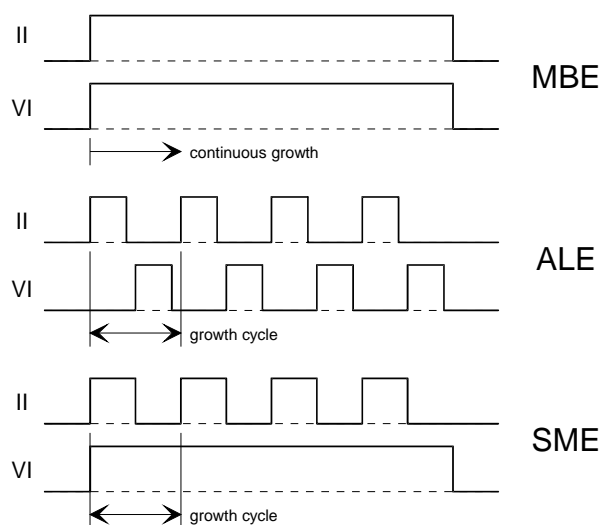


Abb. 1: Zeitlicher Verlauf der Wachstumsimpulse im MBE, ALE und SME-Modus.

3. Ergebnisse

3.1. CdTe-, ZnTe-Supergitter

Supergitterstrukturen aus CdTe und ZnTe wurden im Atomlagenepitaxiemodus bei einer Substrattemperatur von 280°C aufgewachsen, wobei pro Wachstumszyklus jeweils eine halbe Monolage des Verbindungshalbleiters aufgewachsen wurde. Es konnte daher aufgrund der Anzahl der Wachstumszyklen eine Supergitterperiode vorherbestimmt werden [3].

In Abb. 2 wird die theoretisch erwartete Supergitterperiode mit der tatsächlich im Experiment festgestellten Supergitterperiode verglichen. Beginnend von der Supergitterstruktur, die jeweils aus zwei Monolagen CdTe und ZnTe besteht, bis hin zum Supergitter, das aus jeweils sechs Monolagen der beiden Verbindungshalbleiter aufgebaut ist, ergab sich ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den erwarteten und den tatsächlich im Experiment gemessenen Supergitterperioden. Die kristalline Qualität der Supergitterstrukturen wurde mit Hilfe hochauflösender Röntgenbeugung (HRXD) untersucht [4].

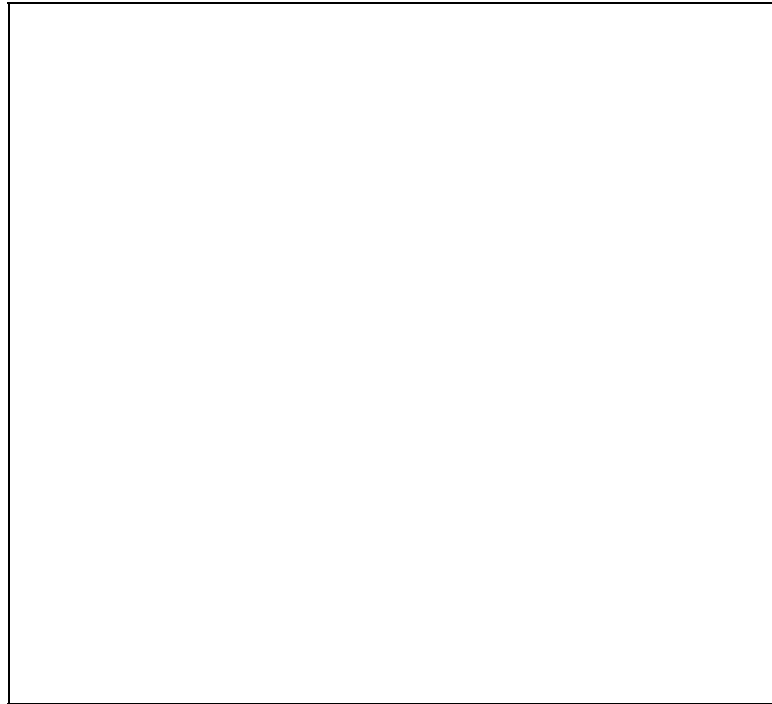


Abb. 2: Vergleich der theoretisch vorhergesagten Supergitterperiode mit der im Experiment gemessenen Supergitterperiode.

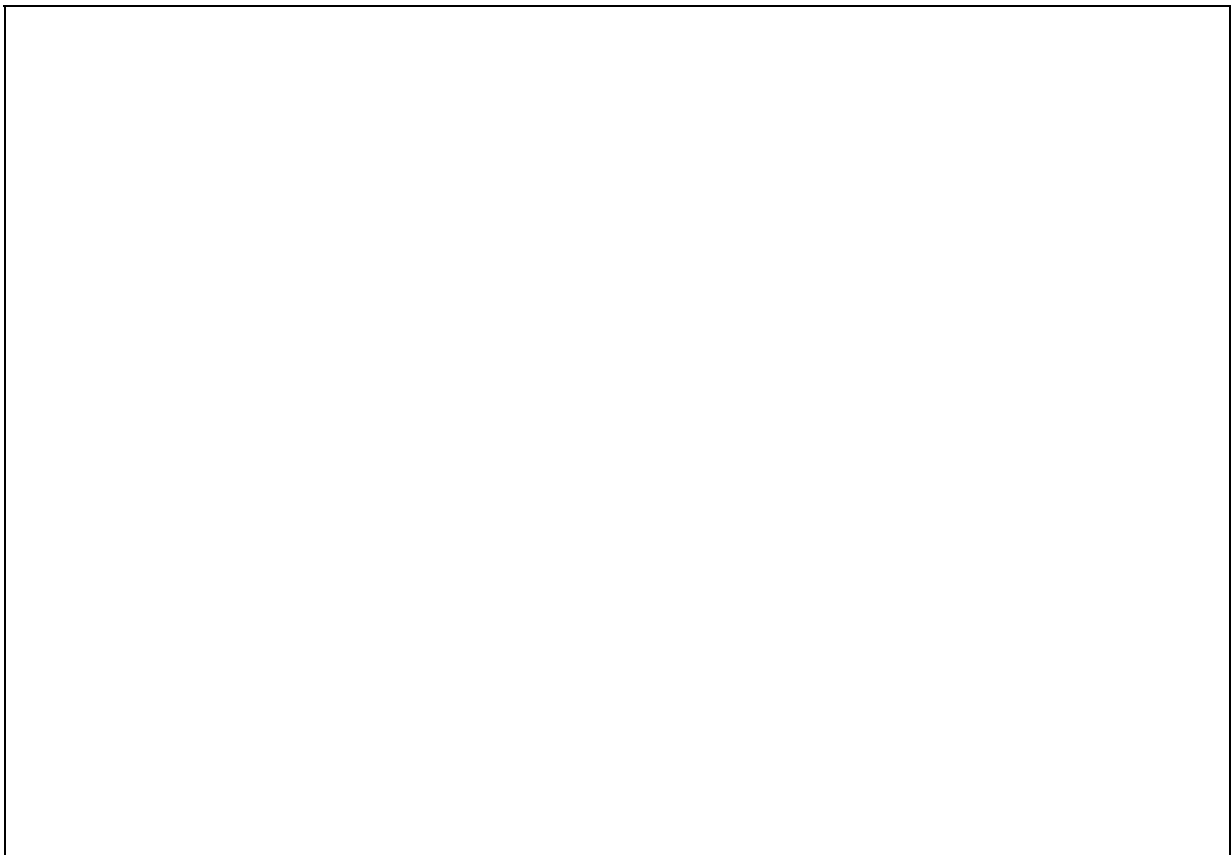


Abb. 3 HRXD-Spektren für CdTe-, ZnTe-Supergitter mit einer Periode von 2+2, bzw. 4+4 Monolagen.

In Abb. 3 werden zwei HRXD-Spektren verglichen, die von einem Supergitter mit 2+2 Monolagen, bzw. von einem Supergitter mit 4+4 Monolagen stammen. Die Reflexe des GaAs-Substrats und der ZnTe-Pufferschicht, sowie der Reflex 0. Ordnung stimmen für beide Supergitter überein. Der Reflex 1. Ordnung des 2+2 Supergitters liegt an der gleichen Stelle wie der Reflex 2. Ordnung des 4+4 Supergitters. Diese gute Übereinstimmung sowie die äußerst geringe Intensität zwischen den Beugungsmaxima höherer Ordnung zeugen von der hohen kristallinen Qualität der hergestellten Supergitter.

3.2. ZnSe-, CdSe-Supergitter

ZnSe- und CdTe-Schichten wurden im SME-Modus aufgedampft. Dabei entstanden pro Wachstumszyklus jeweils eine Monolage bzw. zwei Monolagen ZnSe, je nach dem wieviel Zn während des Wachstumsimpulses angeboten wurde [5].

In Abb. 5 ist die gemessene ZnS-Schichtdicke als Funktion der Anzahl der verwendeten ZnSe-Wachstumszyklen aufgetragen worden. Es ergaben sich zwei Wachstumsregime, in denen entweder eine Monolage pro Wachstumszyklus oder zwei Monolagen pro Wachstumszyklus beobachtet wurden.

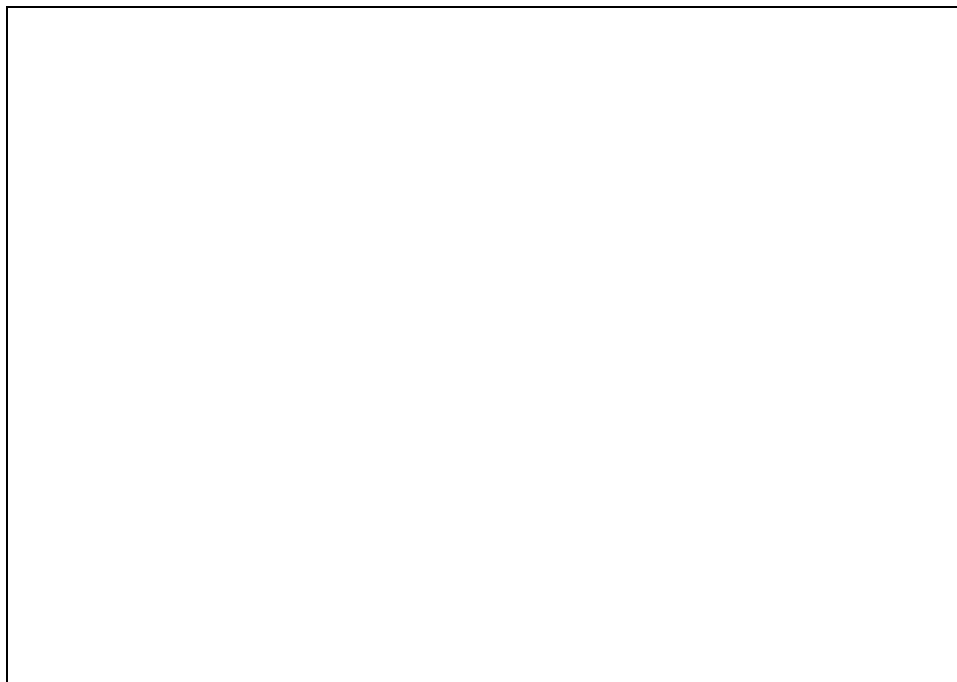


Abb. 4: Schichtdicke der ZnTe-Perioden innerhalb des Supergitters als Funktion der Anzahl der Wachstumszyklen.

Mit Hilfe der SME wurden auch ZnSe-CdSe-Supergitter hergestellt [6]. In Abb. 5 sind die Photolumineszenzspektren der ZnSe-CdSe-Supergitter mit einer Periode von 2+2 Monolagen bis zu einer Periode von 6+6 Monolagen aufgetragen. Das Lumineszenzspektrum des 2+2 Supergitters wird von der exzitonischen Lumineszenz dominiert. Mit zunehmender Supergitterperiode nimmt jedoch die exzitonische Lumineszenz deutlich ab. Hingegen ist eine zunehmende Störstellenlumineszenz zu beobachten. Die Grenze liegt etwa bei 3 Monolagen, was darauf hindeutet, daß bei Supergittern mit größerer Schichtdicke als drei Monolagen, die kritische Schichtdicke bereits überschritten ist und an den Zwischenflächen hohe Dichten von Versetzungen eingebaut werden.

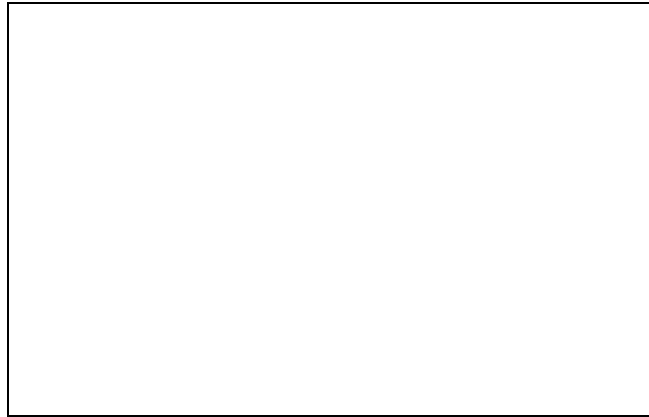


Abb. 5 Photolumineszenzspektren der ZnSe-, CdSe-Supergitter.

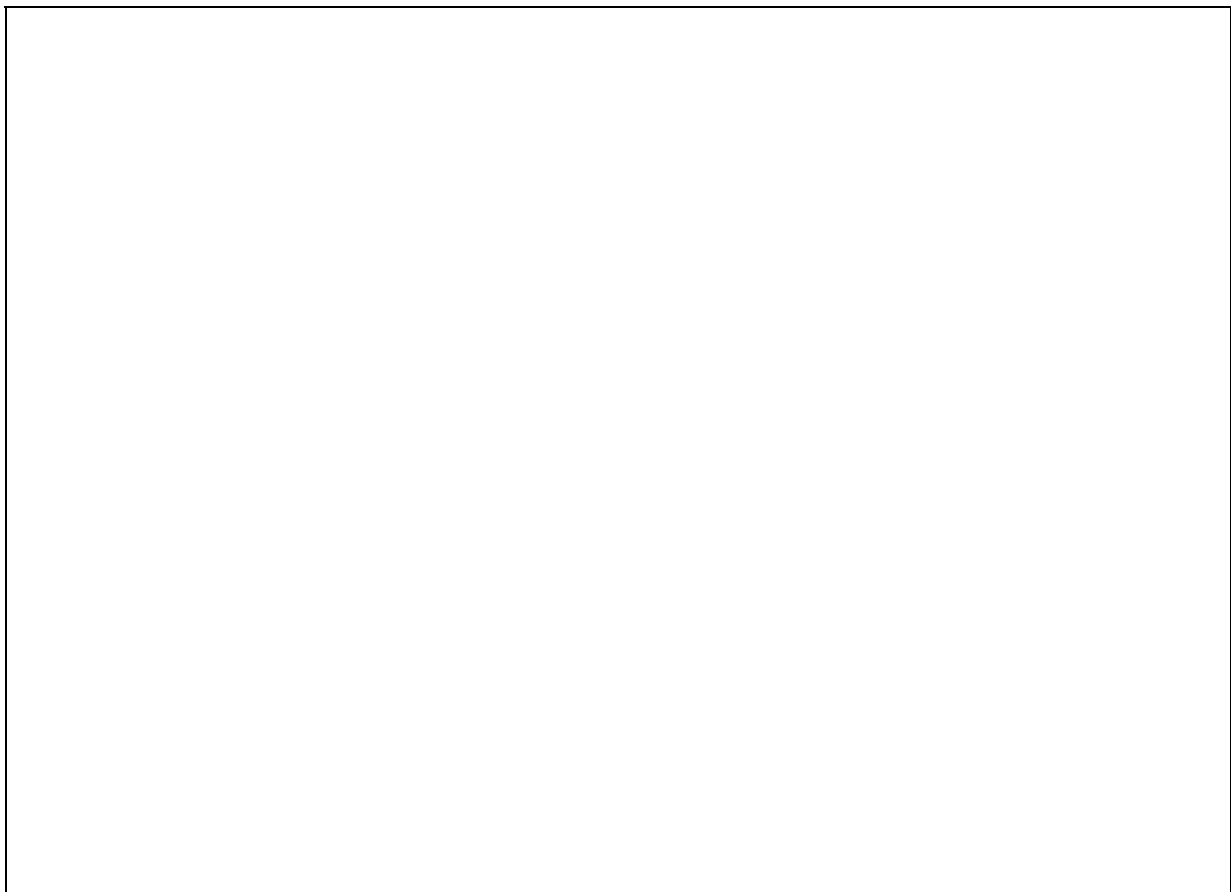


Abb. 6 Photolumineszenzspektren der einzelnen Quantentopfstrukturen mit einer, zwei, bzw. drei Monolagen CdSe.

3.3. ZnSe-, CdSe-Quantentopfstrukturen

Mit Hilfe der SME wurden auch einzelne CdSe-Schichten in ZnSe eingebettet. Die so entstandenen Quantentopfstrukturen bestanden aus einer, zwei oder drei Monolagen CdSe [7]. Im Insert der Abb. 6 ist die Schichtstruktur der jeweiligen Proben dargestellt. Auf einem GaAs-Substrat wurde zunächst eine 1 μm dicke ZnSe-Zwischenschicht aufgewachsen, die aufgrund der höheren Wachstumsgeschwindigkeit im MBE-Modus hergestellt wurde. Darauf-

hin wurde auf den SME-Wachstumsmodus umgestellt und ein oder zwei, bzw. drei Monolagen CdSe hergestellt. Als Deckschicht wurde eine 300 Å dicke ZnSe-Schicht verwendet. Die Photolumineszenzspektren der jeweiligen Quantentopfstrukturen sind in Abb. 6 dargestellt. Es ergaben sich jeweils sehr scharfe Lumineszenzlinien, deren energetische Lage sehr gut mit der theoretischen Vorhersage aufgrund der Dicke der Quantentopfstrukturen übereinstimmt.

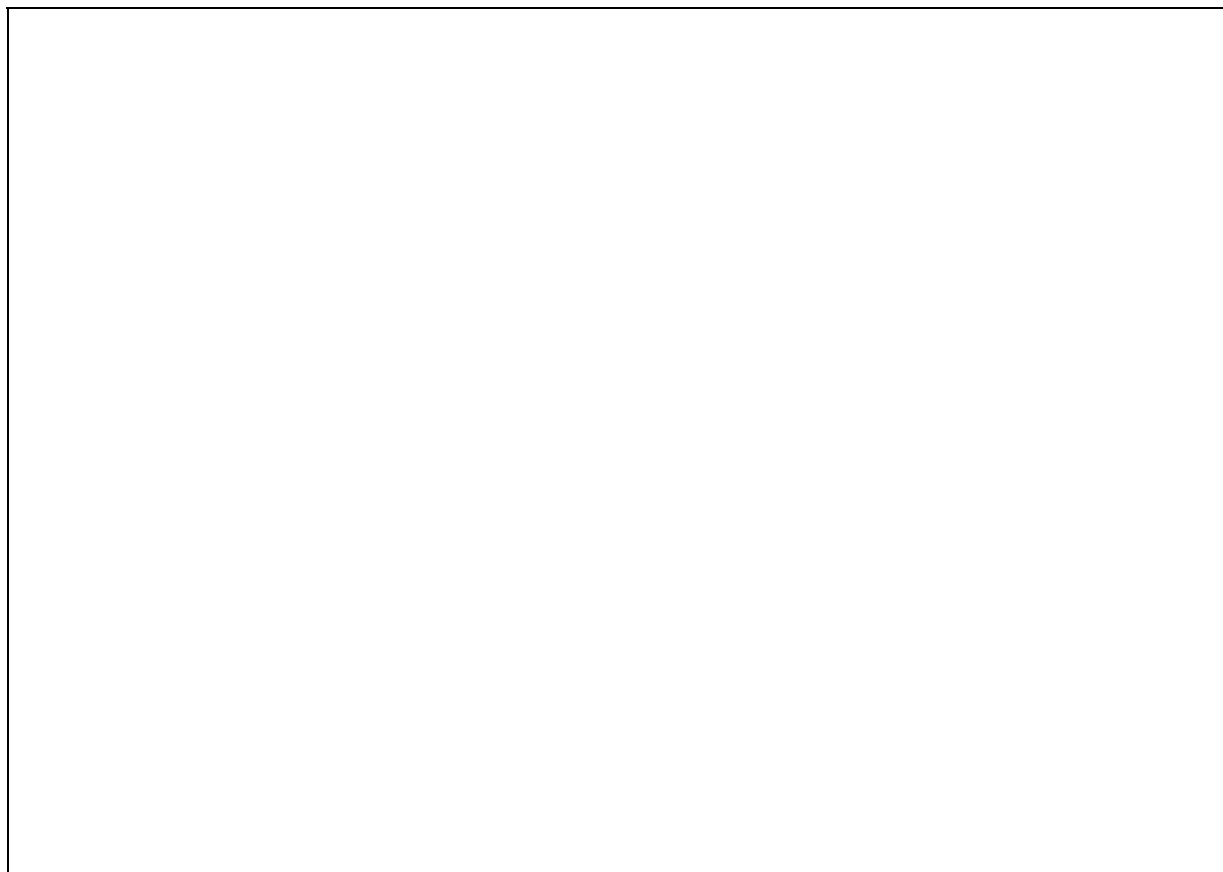


Abb. 7 Photolumineszenzspektrum einer Vielfach-Quantentopfstruktur

In einem weiteren Experiment wurden mehrere Quantentopfstrukturen innerhalb einer Probe aufgewachsen. Die jeweilige Schichtfolge ist als Insert in der Abb. 7 dargestellt. Die Quantentöpfe, die aus einer bis fünf Monolagen CdSe bestanden, wurden jeweils durch 300Å dicke ZnSe-Schichten getrennt. Das von dieser Probe aufgenommene Photolumineszenzspektrum ist in Abb. 7 dargestellt. Es zeigten sich wieder, wie bei den Einzelquantentopfstrukturen, die scharfen Lumineszenzlinien für eine, zwei und drei Monolagen Quantentöpfe. Die Quantentopfstrukturen aus vier bzw. fünf Monolagen zeigten nur sehr schwache Lumineszenz.

In Abb. 8 wurde die Intensität der Photolumineszenzlinien als Funktion der ZnSe-Schichtdicke aufgetragen. Dabei zeigte sich ab einer Schichtdicke von drei Monolagen eine deutliche Abnahme der Lumineszenzintensität. Gleichzeitig eingetragen ist die Halbwertsbreite der exzitonischen Lumineszenz. Die geringste Halbwertsbreite und damit die höchste kristalline Qualität wurde für eine Quantentopfstruktur mit einer Monolage beobachtet. Die Ergebnisse der Quantentopfstrukturen liefern also das gleiche Bild wie an den Supergittern. Ab einer Schichtdicke von 3 Monolagen ist die kritische Schichtdicke überschritten und es werden an den Zwischenflächen dichte Versetzungsnetzwerke eingebaut, die einerseits die Photolumi-

neszenzintensität vermindern und andererseits die Halbwertsbreite der Lumineszenzlinien wesentlich erhöhen.

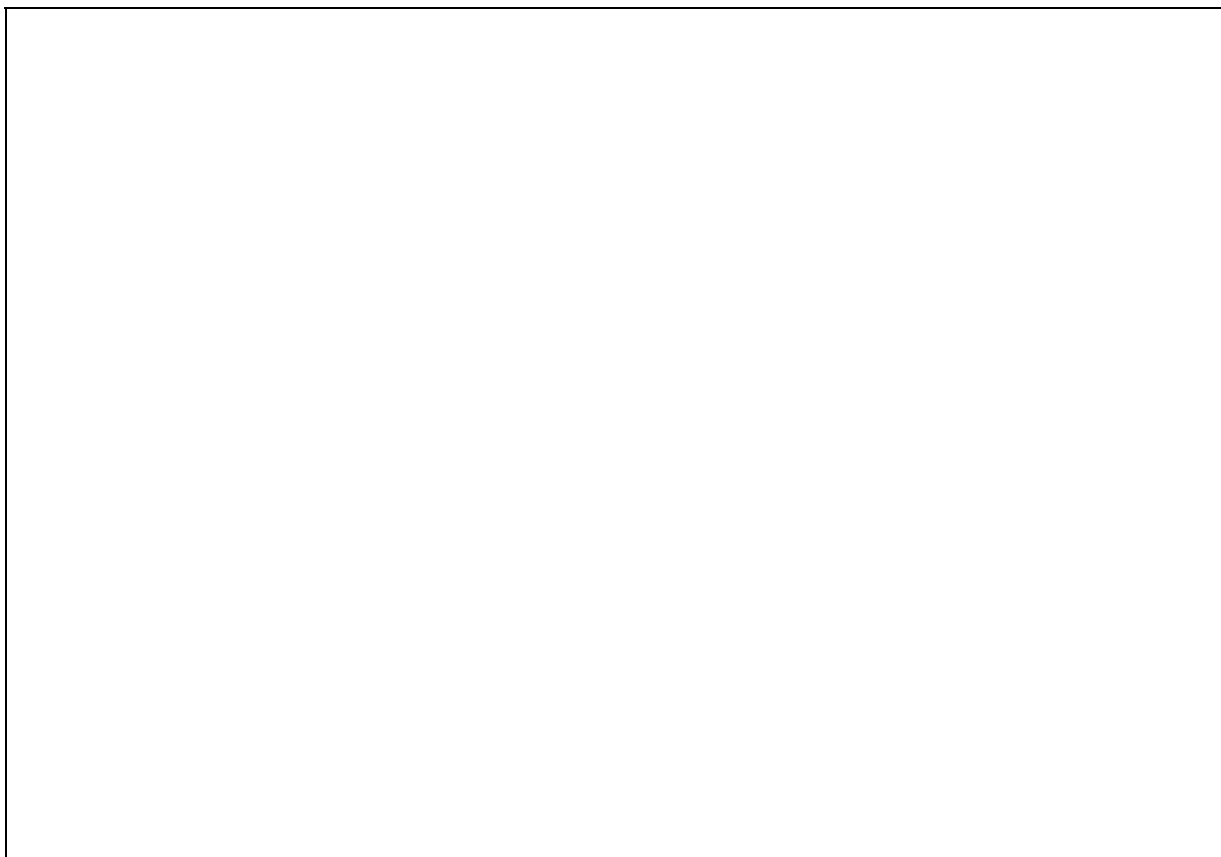


Abb. 8 Photolumineszenzintensität und Linienbreite als Funktion der CdSe-Quantentopfbreite.

Die ALE und die SME haben sich als äußerst wirksame Wachstumsmethoden für die Herstellung von II-VI Verbindungshalbleitern herausgestellt. Sowohl Supergitterstrukturen mit einer Feinheit von zwei Monolagen als auch Quantentopfstrukturen mit einer Dicke von nur einer einzelnen Monolage konnten erfolgreich hergestellt werden. Die hohe kristalline und optische Qualität der erzeugten Schichtstrukturen wurden mit Hilfe von Röntgen-Rocking-Kurven und Photolumineszenzuntersuchungen unter Beweis gestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Sitter, W. Faschinger, Festkörperprobleme, *Avances in Solid State Physics*, Vol. 30, 219-237 (Vieweg, 1990).
- [2] W. Faschinger, P. Juza, S. Ferreira, H. Zajicek, A. Pesek, H. Sitter, K. Lischka, *Thin Solid Films*, in print.
- [3] F. Hauzenberger, W. Faschinger, P. Juza, A. Pesek, K. Lischka, H. Sitter, *Thin Solid Films*, in print.
- [4] W. Faschinger, F. Hauzenberger, P. Juza, H. Sitter, A. Pesek, H. Zajicek, K. Lischka, *Materials Science and Engineering*, in print.
- [5] W. Faschinger, P. Juza, S. Ferreira, H. Zajicek, A. Pesek, H. Sitter, K. Lischka, *Journal of Crystal Growth*, in print.

-
- [6] P. Juza, H. Zajicek, H. Sitter, M. Helm, W. Faschinger, K. Lischka, *Appl. Phys. Lett.* 61, 3133 (1992).
- [7] H. Zajicek, P. Juza, E. Abamof, O. Pankratov, H. Sitter, M. Helm, G. Brunthaler, W. Faschinger, K. Lischka, *Appl. Phys. Lett.*, in print.

Hochauflösende Röntgenbeugung an Si/SiGe Heterostrukturen

E. Koppensteiner*, P. Hamberger*, G. Bauer*, H. Kibbel#, H. Presting#, E. Kasper#,
A. Pesek**

*Institut für Halbleiterphysik, Johannes Kepler Universität Linz,
4040 Linz

#Daimler Benz AG, Forschungszentrum Ulm,
D-7900 Ulm

**Forschungsinstitut für Optoelektronik, Johannes Kepler Universität Linz,
4040 Linz

1. Einleitung

Beim epitaktischen Wachstum von Si/SiGe Heterostrukturen im allgemeinen und dünnperiodischen Si_mGe_n Übergittern (SL) (m, n : Zahl der atomaren Lagen) im besonderen wurde vor etwa einem Jahr ein wesentlicher Fortschritt dadurch erreicht, daß als Pufferschicht zwischen Si-Substrat und den Schichten, in denen das zwei-dimensionale Elektronengas vorhanden ist, anstelle relativ dünner, (einige 100Å dicker) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Pufferschichten mit konstantem Ge-Gehalt verhältnismäßig dicke ($>1 \mu\text{m}$) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Pufferschichten mit entweder stufenweise oder linear mit der Dicke zunehmendem Ge-Gehalt aufgewachsen wurden [1]. Während die Verwendung von konventionellen Pufferschichten mit konstantem Ge-Gehalt (kP) zu Versetzungsdichten in der Größenordnung von 10^{10}cm^{-2} im darüberliegenden Schichtsystem führt, wurde gezeigt, daß mithilfe von dicken Pufferschichten mit variablem Ge-Gehalt (vP) eine signifikante Verringerung dieser Versetzungsdichten um mehrere Größenordnungen erreicht werden kann [2]-[4]. In Si/Ge Strukturen, die auf vP's aufgewachsen wurden, werden z.B. Elektronenbeweglichkeiten von bis zu $200.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $T=4.2 \text{ K}$ erreicht [5],[6]. Außerdem konnte in Si_mGe_n SL's auf diesen vP's eine scharfe und intensitätsstarke Lumineszenz im nahen Infrarot beobachtet werden [1],[7].

Der Dehnungszustand in Si_mGe_n SL's beeinflusst deren Energielücke. Versetzungen in den SL-Schichten verschlechtern die elektronischen Eigenschaften. Eine wichtige zerstörungsfreie Methode zur Untersuchung der strukturellen Eigenschaften dieser Strukturen ist die hochauflösende Röntgenbeugung. Mit ihrer Hilfe können aus den Positionen der Bragg-Reflexe und deren Halbwertsbreiten (FWHM's) Informationen über den Dehnungszustand sowie grob über die Versetzungsdichten gewonnen werden [8]-[11]. Anstelle der Zweiachsen-Diffraktometer (DCD's) kamen in den letzten zwei Jahren verstärkt Dreiachsen-Diffraktometer (TAD's) zur Anwendung, welche durch die zusätzlich verwendeten Analysatorkristalle eine deutlich höhere Auflösung im reziproken Gitter erreichen [12]. Dadurch wird es möglich, die Intensitätsverteilung diffus gestreuter Röntgenstrahlung rund um reziproke Gitterpunkte (REL P's) komplexer Vielschichtsysteme in zwei voneinander unabhängigen Richtungen in der Beugungsebene des reziproken Gitters direkt zu messen (reciprocal space mapping). Während allein die relative Lage der RELP-Maxima Auskunft über Dehnungszustände und zusätzliche Netzebenenverkipnungen ("tilts") in den einzelnen Schichten gibt, erhält man durch die Kenntnis der diffus gestreuten Intensitätsverteilung Informationen über Dehnungsgradienten, Mosaikstruktur, mittlere Versetzungsabstände und die Grenzflächenrauigkeit der Schichten [12].

Mit Hilfe dieser Diffraktometrie, welche Intensitätskonturen um reziproke Gitterpunkte liefert (reciprocal space maps: RSM's) können die unterschiedlichen Dehnungszustände sehr genau

ermittelt werden. Für Si/Ge Strukturen, welche entlang der [100] Wachstumsrichtung abge-schieden werden reichen, zwei RSM's aus um sowohl den genauen x-Gehalt als auch den Dehnungszustand jeder einzelnen Schicht in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Legierungs-vP's bestimmen zu kön-nen. Außerdem soll hier gezeigt werden, daß man unmittelbar und ohne detaillierte Auswer-tung aus der relativen Position verschiedener RELP's in einem symmetrischen (z.B.(004) Bragg Reflex) und einem asymmetrischen (z.B.(224)Bragg Reflex) RSM direkt auf den Deh-nungszustand von Puffer- und Übergitterschichten im Vergleich zum Si-Substrat schließen kann.

2. Experimente: Vergleich von Zwei- und Dreiaachsen-Diffraktometrie

Die hier untersuchten kurzperiodischen Si_mGe_n Übergitter wurden mit Hilfe von Moleku-larstrahlepitaxie (MBE) auf (001) orientierten Si Substraten gewachsen. Die strukturellen Parameter dieser SL's, welche sowohl auf kP- als auch auf vP-Pufferschichten aufgewachsen wurden, sind in den Abbildungen 1a-4a dargestellt, die Wachstumstemperaturen (T in °C) der einzelnen Schichten finden sich in den Tabellen I-IV. Die SL's in den Proben B1479 (145 Perioden von Si_6Ge_4) und B2189 (225 Perioden von Si_8Ge_8) wurden auf kP's gewachsen, während bei den Proben B2416 (100 Perioden von Si_6Ge_4) und B2512 (145 Perioden von Si_9Ge_6) das vP-Konzept zur Anwendung kam. In den beiden ersten Proben wurde zum Zweck der Dotierung nominell eine Atomlage Sb vor dem Puffer-Wachstum als Surfactant eingebracht, bei den beiden letzteren Proben geschah dies nach dem Wachstum der Puffer-schichten. Das SL Wachstum wurde in allen vier Proben mit dem Wachstum einer 10\AA dün-nen Si Deckschicht abgeschlossen.

Zur zerstörungsfreien strukturellen Charakterisierung wurde ein hochauflösendes Röntgen-diffraktometer verwendet, welches sowohl als DCD als auch als TAD verwendet werden kann. In beiden Fällen besteht der primäre Strahlengang aus einer Feinfokusröhre (verwendete Strahlung $\text{CuK}\alpha_1$) und einem Ge(220) 4-Kristall-Bartels Monochromator [13]. Der sekundäre DCD Strahlengang bestand für die hier gezeigten DCD Messungen aus einer Detektorblende mit $200''$ Öffnungswinkel, die im sekundären TAD Strahlengang durch einen weiteren Ge(220) 2-Kristall Analysator ersetzt wurde (Philips MRD, Materials Research Diffractometer).

Es wurde von jeder Probe ein symmetrischer (004) $\omega/2\Theta$ scan mit DCD Optik aufgenommen (Abb.1a-4a, oberste Kurven). Bei Probe B1479 (Abb.1a) erkennt man neben dem Substrat Reflex (Si(004)) den Reflex vom kP (B) und zwei SL Reflexe 0-ter (SL0) und erster Ordnung (SL-1). Der Reflex B ist aufgrund der geringen Dicke des kP schwach und breit. Die Verbrei-terung von SL-1 im Vergleich zu SL0 ist symmetrisch, die Intensität von Satelliten höherer Ordnung liegt unterhalb der Hintergrundstrahlung von etwa 0.2 Impulsen/sec. Der Netz-ebenenabstand in der Pufferschicht ist in Wachstumsrichtung größer als der mittlere Netz-ebenenabstand im SL, da der Reflex von B bei einem kleineren Beugungswinkel auftritt als derjenige von SL0. Prinzipiell gilt dasselbe für Probe B2189 (Abb.2a), allerdings mit dem Unterschied, daß hier SL0 asymmetrisch ist, und die anderen SL Satelliten aufgespalten sind. Diese Aufspaltung wird deutlicher bei Satelliten höherer Ordnung. Die Gesamtdicke dieses SL's ist wegen der größeren Einzelschichtdicke und Zahl der Perioden wesentlich größer als diejenige der Probe B1479.

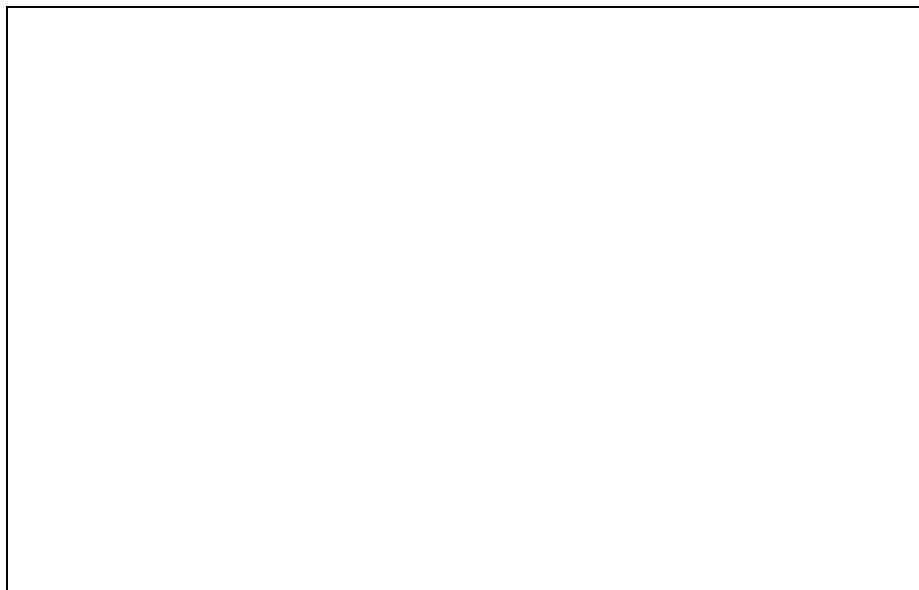
Abb. 1a: Symmetrischer (004) $\omega/2\theta$ -Scan von Probe B1479.

Abb. 1b: (224) und (004) RSM's von Probe B1479.

Tabelle I: Probe B1479 (Si₆Ge₄)

Teil	t (Å)	x _{Ge} (%)	a _p (Å)	a _n (Å)	Kommentar	T (°C)
Puffer Pk	200	51	5.465	5.609	teilrelaxiert	450
SL: Si	0.6 +/- 0.3	0	5.480	5.393	*	350
Si	5.85*a _n .Si/4	0	"	"	*	
Si	0.6 +/- 0.3	0	"	"	*	
Ge	0.4 +/- 0.2	1	5.480	5.792	*	350
Ge	2.45*a _n Ge/4	1	"	"	*	
Ge	0.4 +/- 0.2	1	"	"	*	

* Statischer Debye-Waller Faktor ($u=0.2\text{\AA}$) für Grenzflächenrauigkeit

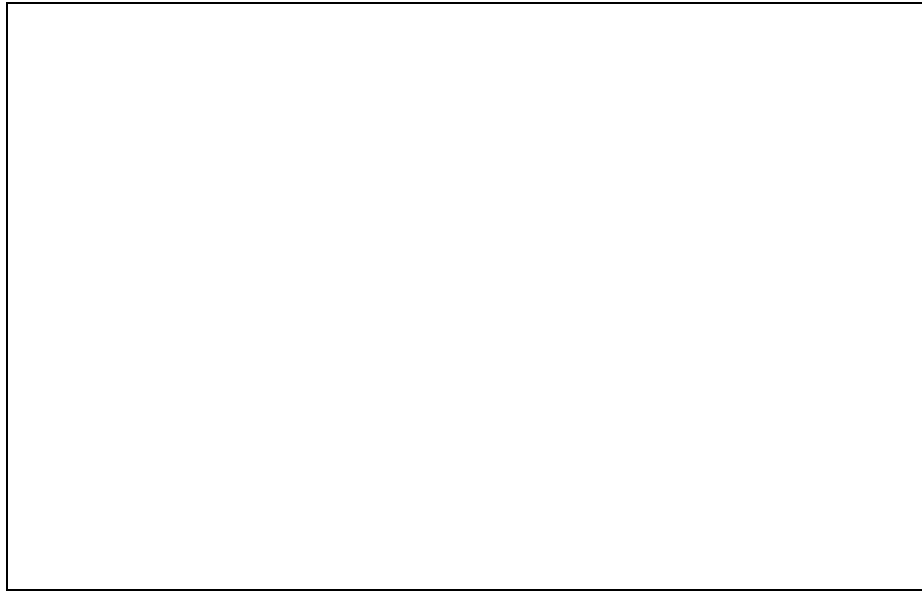


Abb. 2a: Symmetrischer (004) $\omega/2\theta$ -Scan von Probe B2189.

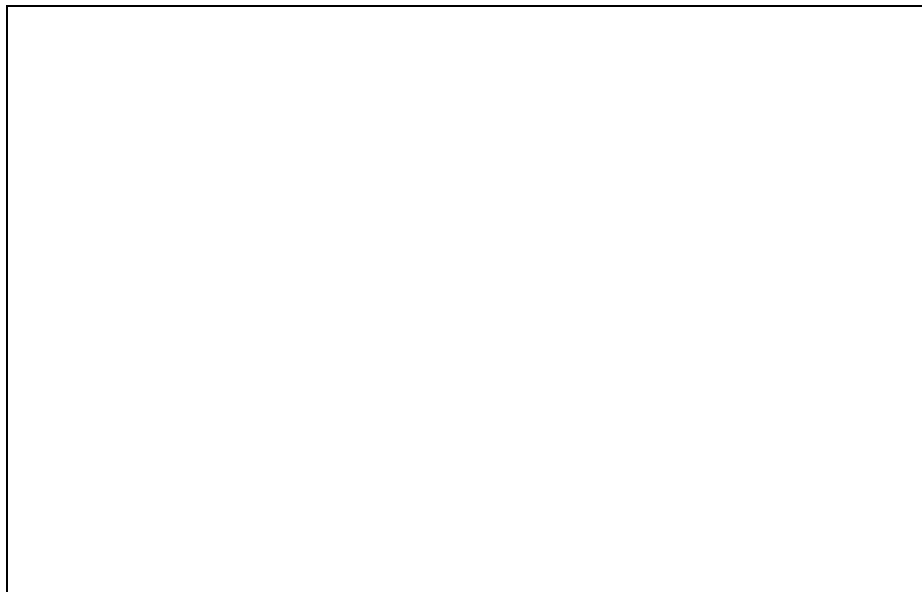


Abb. 2b:(224) und (004) RSM's von Probe B2189.

Tabelle II: Probe B2189 (SigGe8)

Teil	t (Å)	x _{Ge} (%)	a _p (Å)	a _n (Å)	Kommentar	T (°C)
Puffer Pk	120	57	5.465	5.633	wenig relaxiert	450
SL : Si	8.6 - 9.16 * a _n .Si/4	0	5.565- 5.582	5.328-5.315	*	310
Ge	8.6 - 9.16 *a _n Ge/4	1	5.565- 5.582	5.728-5.715	*	310

* Grenzen der SL Schichtdicken entsprechen den Maxima in den aufgespaltenen SL-Satelliten

Abb. 3a: Symmetrischer (004) $\omega/2\Theta$ -Scan von Probe B2416.

Abb. 3b: (224) und (004) RSM's von Probe B2416.

Tabelle III: Probe B2416 (Si₆Ge₄)

Teil	t (Å)	x _{Ge} (%)	a _p (Å)	a _n (Å)	Kommentar	T(°C)
Puffer vP: B1	7000	0 - 37	a _r *	a _r *	aus SIMS	600 - 520
Puffer Pk: B2	5500	37	a _r *	a _r *	Daten	500
SL: Si	7.1 * a _{n,Si} /4	0	5.509	5.371	keine period.	500
Ge	7.1 * a _{n,Ge} /4	1	5.509	5.770	Fluktuation	500
SL: Si	7.5 * a _{n,Si} /4	0	5.504	5.375	oder	500
Ge	4.3 * a _{n,Ge} /4	1	5.504	5.774	Rauhigkeit	500

* voll relaxierte Gitterkonstante in allen Teilen von PV

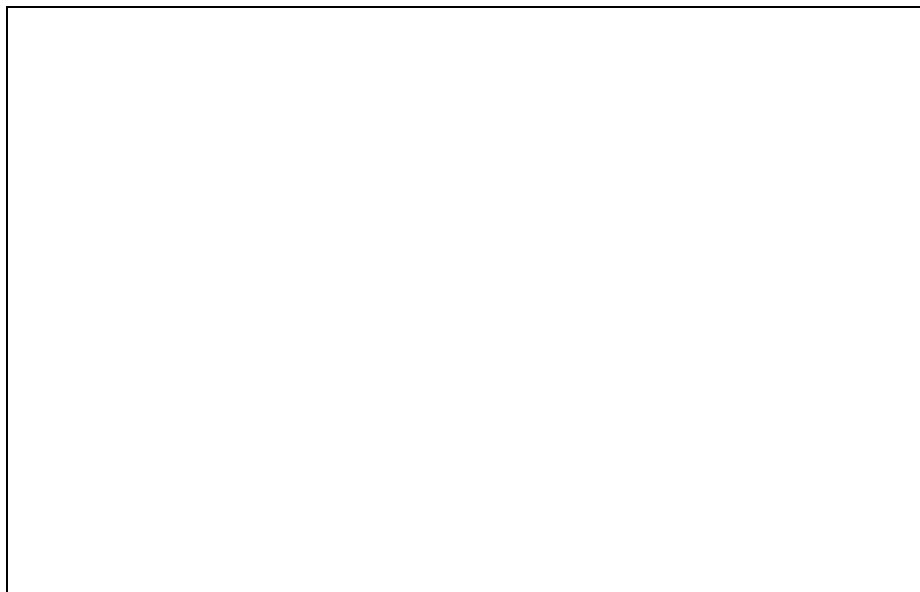
Abb. 4a: Symmetrischer (004) $\omega/2\theta$ -Scan von Probe B2512.

Abb. 4b: (224) und (004) RSM's von Probe B2512.

Tabelle IV: Probe B2512 (Si_9Ge_6)

Teil	t (Å)	x _{Ge} (%)	a _p (Å)	a _n (Å)	Kommentar	T(°C)
Puffer vP: B1	6500	0 - 39	a _r *	a _r *	dünner als bei Probe	600 - 520
Puffer Pk: B2	5000	39	a _r *	a _r *	B2416	520
SL: Si	9.18* a _{n,Si} /4	0	5.509	5.371	keine Per.Flukt.	500
Ge	5.81*a _{n,Ge} /4	1	5.509	5.770	od. Rauhigk.	500

* voll relaxierte Gitterkonstante in allen Teilen von PV

Im Gegensatz dazu haben alle SL Satelliten in den DCD (004) $\omega/2\theta$ Scans der Proben B2416 (Abb.3a) und B2512 (Abb.4a) wesentlich geringere FWHM's und sind weder asymmetrisch

noch aufgespalten. Die Puffer-Reflexe B1 (von vP) befinden sich zwischen denjenigen von Si(004) und SL0, die Puffer-Reflexe B2 (vom kP-Teil des Gesamtpuffers) fallen praktisch mit den SL0 Reflexen zusammen, haben also in Wachstumsrichtung Netzebenenabstände, die fast genauso groß sind wie die mit den jeweiligen Si und Ge Schichtdicken gewichteten mittleren SL-Netzebenenabstände. Bei Probe B2416 wurden unabhängig davon noch die Übergitter-Reflexe SL'0 und SL'-1 des nur 10 Perioden dicken zweiten SL's (Si₆Ge₆) aufgelöst. Aus symmetrischen und asymmetrischen $\omega/2\Theta$ Scans ließe sich der x-Gehalt in den vP's nur unter Annahme des Dehnungszustandes im vP ermitteln, oder aber der genaue Dehnungszustand nur unter Annahme eines bestimmten Germanium-Konzentrations-Profiles in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Aus diesen $\omega/2\Theta$ Scans allein kann man nicht feststellen, inwieweit neben inhomogenen Dehnungen und Schichtdickenfluktuationen der mittlere Abstand von Faden-Versetzungen (threading dislocations) im Übergitter und damit die weithin mit Mosaizität umschriebene mittlere Größe und relative Verkippung von Mosaik-Blöcken im Übergitter die strukturelle Qualität des Schichtsystems beeinflussen.



Abb. 5: Schematische Darstellung des Relaxationsprozesses bei kurzperiodischen Übergitterstrukturen auf unterschiedlichen Mischkristall-Pufferschichten.

Es wurden daher von jeder Probe die relative Lage und Form der entscheidenden RELP's in der Beugungsebene mittels RSM bestimmt. Dabei mißt man etwa 100 $\omega/2\Theta$ Scans bei verschiedenen ω Winkeln ($\omega/2\Theta$ scan: radial vom Ursprung (000) im reziproken Raum; ω scan: entlang eines Kreises mit (000) als Mittelpunkt im reziproken Raum). Die $\omega/2\Theta$ - und ω -Scanrichtungen sind im reziproken Gitter in Abb.5 eingetragen. Im realen Raum bezeichnet ω den Winkel zwischen Primärstrahl und der Probenoberfläche und 2Θ den Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahl. Bei RSM's soll die Schrittweite in beiden Richtungen im Wellenvektorraum etwa der Größe der "Sonde" im reziproken Raum entsprechen, welche wiederum von den Winkeldivergenzen $\Delta\omega$ (auf der Primärseite) und $\Delta 2\Theta$ (auf der Sekundärseite, Abweichungen von perfekter Parallelität des Röntgenstrahls) und der spektralen Wellenlängendispersion $\Delta\lambda/\lambda$ (Abweichung von perfekter Monochromasie der Röntgenstrahls) der verwendeten Röntgenoptik abhängen. Ist die "Ausdehnung" eines betrachteten RELP's viel größer als die der Sonde im reziproken Raum, so kann man Abbildungsfehler vernachlässigen, die bei zu großer Sondenausdehnung, also bei zu geringer Auflösung im reziproken Raum, entstehen. Andererseits verliert man an Intensität, wenn man durch kleinere Blenden, aber auch durch zusätzliche Analysatorkristalle die Auflösung im reziproken Gitter erhöht und so die Sonde verkleinert. Es wurde nach diesen Gesichtspunkten für jedes RSM die

geeignete Optik verwendet. RELP's vom extrem versetzungsarmen, unverspannten und strukturell perfekten Substrat sollten abgesehen von "dynamischen Streifen", die von der begrenzten Eindringtiefe (ca. 10-100 μ m) der Röntgenstrahlung herrühren, kreisrund sein. Verzerrungen der intensitätsstarken Substrat-RELP's entlang der Ewald-Kugel, bei TAD "Analysator-Streifen" genannt, sind Artefakte, die allerdings für mit ein und derselben Optik gemessenen RELP's mit weitaus geringerer Intensität bedeutungslos werden. Die hier gezeigten (004) und (224) RSM's (Abb. 1b-4b) wurden wegen der geringen Intensität der interessanten RELP's mit DCD gemessen, zur Auswertung der genauen Dehnungsdaten und FWHM's wurden um die jeweiligen RELP's über einen viel kleineren Meßbereich TAD-RSM's aufgenommen.

Aus den symmetrischen (004) maps werden unmittelbar nicht statistisch verteilte Netzebenenverkipnungen zwischen den einzelnen Schichten mit einer Genauigkeit von etwa 0.003° ersichtlich, da in diesem Fall die Maxima der entsprechenden RELP's um einen der Verkippfung äquivalenten Betrag von der Linie $q(110)=0$ abweichen. Diese Verkipnungen müssen in die Dehnungsanalyse miteinbezogen werden. Außerdem dienen die Abstände zwischen RELP's wie die Reflexabstände aus den einzelnen $\omega/2\Theta$ Scans zur Kontrolle der aus den schrägen (224) RSM's unter Berücksichtigung der Verkipnungen ermittelten Werte der Gitterkonstanten in Wachstumsrichtung (a_n). Die auch durch Anpassen mit Gaußkurven ermittelten Verkipnungen symmetrischer Netzebenen waren bei sämtlichen hier untersuchten RELP's deutlich unter 0.01°.

Die schrägen (224) RSM's offenbaren auf einen Blick qualitativ den Dehnungszustand eines Schichtsystems, wenn man folgende Kriterien beachtet: Zwei vollständig pseudomorph verspannte Schichten haben die gleiche Gitterkonstante in der Wachstumsebene, daher befinden sich die ihnen entsprechenden RELP's bei schrägen Reflexen entlang der Wachstumsrichtung im reziproken Raum. Der Abstand beider RELP's in Wachstumsrichtung entspricht dem Unterschied in den Gitterkonstanten a_n normal zur Probenoberfläche. Im Gegensatz dazu, haben zwei vollständig relaxiert aufeinander aufgewachsene Schichten unterschiedliche Gitterkonstanten in der Wachstumsebene, bei kubischer Kristallstruktur sind dann aber die jeweiligen schrägen Netzebenen beider Schichten zueinander parallel. Im q -Raum liegen beide RELP's entlang der $\omega/2\Theta$ Richtung, d.h. entlang von $q(hkl)$, wenn es sich um den schrägen Reflex mit den Miller Indices hkl handelt. Dasselbe gilt für Übergitter, die von Schichten unterhalb völlig unbeeinflusst sind (in denen sich die Übergitterschichten nur noch gegenseitig verspannen, d.h. freistehende SL's), sofern die Unterschiede der elastischen Konstanten klein sind, wie dies bei Si und Ge angenommen werden kann [14].

Die kritische Übergitterschichtdicke eines freistehenden dünnperiodischen SL's, bei dem die Dicken der Einzelschichten unterhalb der jeweiligen kritischen Schichtdicken liegen, ist theoretisch unendlich groß. Deshalb könnte man in diesem Fall beliebig viele Perioden wachsen ohne Spannungsabbau durch unerwünschte Versetzungen im Übergitter hervorzurufen. Das Ziel besteht darin, durch geeignete Pufferschichten zwischen dem Substrat und den elektronisch aktiven Schichten dem Übergitter eine Gitterkonstante an der Oberfläche des Puffers anzubieten, die der des entsprechenden freistehenden SL's möglichst gleich ist. Bei Puffern mit konstantem Ge-Gehalt (kP 's) gilt es, den Ge-Gehalt und die Relaxation, und damit die Schichtdicke der Pufferschicht, optimal auf die aufzuwachsende Übergitterstruktur abzustimmen. Bei der Probe B1479 (Abb. 1b) erkennt man sofort, daß der Mischkristallpuffer (B) des Typs kP teilrelaxiert ist, und das Übergitter fast die gleiche Gitterkonstante in der Wachstumsebene hat wie B. Allerdings ist das SL nicht völlig freistehend. Im Vergleich dazu ist der dünnere kP Puffer in Probe B2189 (Abb. 2b) weniger relaxiert vom Substrat, das Übergitter aber freistehend. Allerdings deuten die Asymmetrie von SL_0 sowie die aufgespaltenen Satelliten-Reflexe darauf hin, daß innerhalb dieses Übergitters in Abhängigkeit von der

Gesamtschichtdicke unterschiedliche Dehnungszustände existieren [15]. Das bedeutet, daß die Relaxation des SL's weg von der vorgegebenen Gitterkonstante des Puffers in der Wachstumsebene nicht ausschließlich durch Versetzungen in der Puffer-SL Grenzfläche hervorgerufen wurde, sondern daß auch im Übergitter selbst Versetzungen erzeugt oder vorhandene verlängert wurden. Dafür spricht auch, daß die Hauptachse der SL0 Ellipse nicht senkrecht zu $q(224)$ steht [15], wie es bei reiner Mosaizität ohne Dehnungsgradienten der Fall wäre. Ähnliches träte auch in Probe B1479 auf, hätte man mehr Perioden bis zur gleichen SL-Gesamtschichtdicke wie in Probe B2189 aufgewachsen.

Für die beiden Proben B2416 (Si_6Ge_4 , Abb.3b) und B2512 (Si_9Ge_6 , Abb.4b) mit Puffertyp vP ergibt sich ein völlig anderes Bild. Alle Teile des dicken Pufferteils B1 sind voll relaxiert und liegen entlang von $q(224)$, wobei die Braggreflexe, die von Teilen des Puffers mit geringerem Ge-Gehalt herrühren, näher denjenigen liegen, die vom Substrat S stammen. Die RELP's B2 vom Teil des Puffers mit konstantem Ge-Gehalt und SL0 überlagern sich praktisch vollständig. Dem fast freistehendem Übergitter wurde vom Puffer her fast die adäquate Gitterkonstante in der Wachstumsebene angeboten. Es ist aus den (224) RSM's ersichtlich, daß das SL in Probe B2416 der Position eines völlig freistehenden Übergitters (auf der Linie $q(224)$) noch näher ist als das SL in Probe B2512. Der Puffer von B2512 ist insgesamt dünner als bei B2416, was sich auch auf die FWHM's der SL Satelliten auswirkt (Tab.V). In beiden Fällen sind die SL-Satelliten im Vergleich zum berechneten Beugungsdiagramm einer defektfreien Struktur nur wenig verbreitert, nicht asymmetrisch und nicht aufgespalten. Aus Tabelle V folgt, daß die Halbwertsbreiten sowohl parallel zu $q(004)$ als auch senkrecht dazu kleiner sind als diejenigen der ersten beiden Proben. Vor allem die FWHM's entlang $q(110)$ sind von Interesse, da kleine Werte großen, relativ wenig gegeneinander verkippten Mosaikblöcken und somit geringen Versetzungsdichten entsprechen. Die Halbwertsbreiten parallel zu $q(004)$ sind von der Zahl der Perioden abhängig und damit nur zwischen ähnlichen Strukturen vergleichbar. Bei Probe B1479 ist die FWHM von SL0 deutlich größer als bei B2416, obwohl beide Proben Si_6Ge_4 Übergitter sind und sogar die Probe B2416 um etwa die Hälfte weniger Perioden hat als die Probe B1479. Große Werte der Halbwertsbreiten der RELP's der Puffer B1 sind erwünscht, da dort Fehlpassungs- und Faden- (misfit und threading) Versetzungen konzentriert sein sollen.

Tabelle V: Halbwertsbreiten (FWHM) der SL RELPs parallel und senkrecht zur Richtung $q(004)$

Probe	(004) RELP	FWHM zu $q(004)$ (Winkelsekunden)	FWHM \perp zu $q(110)$ (Winkelsekunden)
B1479	SL 0	401	1146
B2189	SL 0	472	1445
	SL-1	538	1448
B2416	SL 0	356	1068
	SL-1	350	1071
	B1	-	1480
B2512	SL 0	365	1270
	SL-1	356	1380
	B1	-	1630

3. Diskussion

In Abbildung 5 sind die grundsätzlich unterschiedlichen Dehnungs-Relaxationsprozesse in Proben mit Mischkristallpuffern mit konstantem Ge-Gehalt (Typ kP, linke Seite, Probentyp A) solchen in Proben mit dem verbessertem dicken Pufferschichtkonzept (Typ vP, rechte

Seite, Probentyp B) gegenübergestellt. Die Pfeile symbolisieren zunehmende Relaxation der Pufferschichten, ihre Länge hängt vom Grad der Relaxation und ihre Richtung von den elastischen Konstanten der $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ Legierung ab. Bei Probe A wächst der Mischkristallpuffer zunächst pseudomorph auf dem Substrat und relaxiert ab seiner kritischen Schichtdicke entlang des eingezeichneten Pfeiles. Das SL, welches bei geringer Gesamtdicke wiederum die Gitterkonstante innerhalb der Wachstumsebene des Puffers annimmt, kann bei Überschreiten von dessen kritischer Gesamtschichtdicke ebenfalls vom Puffer weg in Richtung zu einem Punkt im reziproken Raum hin relaxieren, welcher einem freistehenden SL entspricht. Bei Proben des Typs B werden die einzelnen Teile des Puffers vP so dick gewachsen und der Ge-Gehalt so langsam erhöht, daß jeder Teil der Pufferschicht vollständig relaxieren kann. Auf diese Weise nähert man sich der RELP-Position des freistehenden Übergitters und schließt darüber hinaus zusätzlich aus, daß ein SL mit großer Gesamtdicke rückwirkend eine weitere Relaxation der Pufferschicht bewirken kann.

In der Folge wurden die exakten Dehnungen in und senkrecht zur Wachstumsebene aus den RSM's ermittelt (Gitterkonstanten a_p , a_n in den Tabellen I-IV, p für parallel, n für normal) und als fixe Parameter für in eine dynamische Simulation der Intensitätsverteilung der $(004) \omega/2\Theta$ Scans der Strukturen eingesetzt. Dabei wurde grundsätzlich angenommen, daß die nur wenige Monolagen dicken Si und Ge Schichten im SL dieselbe Gitterkonstante in der Wachstumsebene annehmen. Die Lage der SL_0 -Reflexe verschiebt sich im simulierten Diffraktogramm einerseits durch die gewählten Dehnungszustände in den SL-Schichten, andererseits auch durch die unterschiedlichen Schichtdickenverhältnisse im SL, wie sie z.B. durch Fluktuationen in den Periodendicken hervorgerufen werden. Durch genaue Kenntnis der Dehnungen aus den RSM's lassen sich letztere quantitativ erfassen. Bei der Simulation der $(004) \omega/2\Theta$ Einzelscans ist ein weiterer Aspekt zu beachten: für einen Einzelscan verwendet man durchgehend dieselbe Röntgenoptik. Tastet man aber mit ein und derselben Sondengröße entlang $q(004)$ im reziproken Raum über RELP's, welche Schichten unterschiedlicher Mosaizität entsprechen, also deren integrierte Intensität im reziproken Raum in verschiedenem Ausmaß entlang der Richtung $q(110)$ (d.h. für symmetrische Reflexe senkrecht zur Wachstumsrichtung) verteilt ist, so mißt man vergleichsweise geringere RELP- Intensitäten bei Schichten mit ausgeprägter Mosaizität. Bei der Simulation nach der dynamischen Beugungstheorie werden hier von vornherein perfekte Strukturen angenommen, man erhält also letztlich die integrierte Intensität der einzelnen Bragg-Reflexe. Es wurde daher in den symmetrischen RSM's entlang $q(110)$ die gebeugte Intensität aufintegriert. Die so gewonnenen eindimensionalen $(004) \omega/2\Theta$ Diffraktogramme (mittlere Kurven in den Abb.1a-4a) unterscheiden sich geringfügig in den Intensitätsverhältnissen von den gemessenen $(004) \omega/2\Theta$ Einzelscans und wurden zur Ermittlung der genauen Schichtdickenverhältnisse und Periodenfluktuationen herangezogen. Die so ermittelten Schichtdicken sind in den Tabellen I-IV als Vielfaches der Zahl der Monolagen ($a_{n,\text{Si}}/4$ bzw. $a_{n,\text{Ge}}/4$) dargestellt, die entsprechenden Simulationen finden sich in den Abbildungen 1a-4a, unterste Kurven. Für der Simulation der Periodenfluktuationen und der Grenzflächenrauigkeiten in Probe B1479 wurden Si und Ge Randschichten angenommen, die durch einen statischen Debye-Waller Faktor beschrieben wurden (Tab.I). Es wurde angenommen, daß die Dicke der rauhen Grenzschichten mit zunehmender Schichtdicke zunimmt [16]. In Tabelle II sind für Probe B2189 die den aufgespaltenen SL-Satelliten entsprechenden minimalen und maximalen Schichtdicken der Si und Ge Schichten als Grenze der Schichtdickenfluktuationen eingetragen. Bei den Simulationen zur Probe B2512 wurden zur Demonstration der starken Abhängigkeit dieser Methode vom Ge-Profil die nominellen Strukturparameter des Puffers vP verwendet. Außerdem blieb die Grenzflächenrauigkeit unberücksichtigt, was zu unterschiedlichen Intensitätsverhältnissen der SL-Satelliten führt.

Letztlich ist es möglich, das genaue Ge-Profil im vP-Puffer anzupassen, da der Dehnungszustand aller Teile des vP's aus den RSM's bekannt sind. Für beide vP's in den Proben B2416 und B2512 ergaben sich geringfügige Abweichungen von der Linearität des Ge-Gehaltes in den Stufen im mittleren vP-Bereich. Dort ist der Ge-Gehalt maximal um 2% geringer als der vom Wachstum her definierte Soll-Wert. Dieser Sachverhalt wurde durch SIMS-Daten bestätigt.

4. Zusammenfassung

Es wurden vier kurzperiodische Si_mGe_n Übergitter, die mittels Molekularstrahlepitaxie auf unterschiedlichen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Mischkristall-Pufferschichten aufgewachsen wurden, mit Hilfe der Zwei- und Dreiachsen-Röntgendiffraktometrie strukturell charakterisiert. Es stellt sich heraus, daß die Übergitter in den Proben, welche auf etwa $1.2\mu\text{m}$ dicken Mischkristall-Pufferschichten mit schrittweise mit der Schichtdicke zunehmendem Ge-Gehalt aufgewachsen wurden, eine erheblich bessere strukturelle Qualität aufweisen als Übergitter, die auf vergleichsweise dünnen Pufferschichten mit konstantem Ge-Gehalt aufgewachsen wurden. Trotz des relativ großen Unterschieds in den Gitterkonstanten von Si ($a_{\text{Si}}=5.43105\text{\AA}$) und Ge ($a_{\text{Ge}}=5.65785\text{\AA}$) ermöglicht das verbesserte Konzept des Pufferschicht-Wachstums die Herstellung von Übergitterstrukturen, die nahezu freistehend auf den darunterliegenden Schichten sind, und die deutlich geringere Mosaizität und Versetzungsdichten aufweisen als vergleichbare Übergitter, die auf den bisher üblichen Puffern mit konstantem Ge-Gehalt gewachsen wurden. Dies erklärt die erheblich höheren Elektronenbeweglichkeiten, die für das zweidimensionale Elektronengas in diesen Strukturen gefunden wurden. Weiters wurden die Vorteile der Aufnahme von Röntgenbeugungsdiagrammen als Funktion zweier Beugungswinkel zur zweidimensionalen Darstellung reziproker Gitterpunkte in der Beugungsebene gegenüber der Verwendung eindimensionaler Röntgendiffraktogramme bei der Analyse komplexer Schichtsysteme aufgezeigt. Dieses Verfahren erlaubt eine vergleichsweise einfache quantitative Analyse der Dehnungen in den einzelnen Schichten von Übergitterstrukturen und wurde anhand von Si_6Ge_4 , Si_8Ge_8 und Si_9Ge_6 Übergittern demonstriert.

Unterstützt durch Esprit project: EBR action 7128.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Presting, A. Kibbel, M. Jaros, R.M. Turton, U. Menczigar, G. Abstreiter and H.G. Grimmeiss, *Semicond. Sci. Technol.* **7**,1127 (1992).
- [2] E.A. Fitzgerald, Y.H. Xie, M.L. Green, D. Brasen, A.R. Kortan, J. Michel, Y.J. Mii and B.E.Weir, *Appl. Phys. Lett.* **59**,811 (1991).
- [3] F.K. LeGoues, B.S. Meyerson and J.F. Morar, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2903 (1991).
- [4] W. Jäger, D. Stenkamp, P.Ehrhardt, K. Leifer, W. Sybertz, H. Kibbel, H. Presting and E. Kasper, *Thin Solid Films*, in print.
- [5] Y.J. Mii, Y.H. Xie, E.A. Fitzgerald, D. Monroe, F.A. Thiel and B.E.Weir, *Appl. Phys. Lett.* **59**,1611 (1991).
- [6] F. Schäffler, D. Többen, H.J. Herzog, G. Abstreiter and B. Holländer, *Semicond. Sci. Technol.***7**, 260 (1992)
- [7] U. Menczigar, G. Abstreiter, J. Olajos, H. Grimmeis, H. Kibbel, H. Presting and E. Kasper, *Phys. Rev. Rapid Commun.*, in print.

-
- [8] D.C. Houghton, D.D. Perovic, J.M. Baribeau and G.C. Weathrly, *J. Appl. Phys.* **67**, 1850 (1990)
- [9] F.K. LeGoues, J.A. Ott, K. Eberl and S.S. Iyer, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 174 (1992)
- [10] W. Koschinski, K. Dettmer and F.R. Kessler, *J. Appl. Phys.* **72**, 471 (1992)
- [11] P.J. Wang, M.S. Goorsky, B.S. Meyerson and F.K. LeGoues, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 814 (1991)
- [12] P.F. Fewster, *J. Appl. Cryst.* **22**, 64 (1989); **24**, 178 (1991)
- [13] W.J. Bartels, *J. Vac. Sci. Technol.* **B1**(2), 338 (1983)
- 14 E. Koppensteiner, P. Hamberger, G. Bauer, H. Kibbel, H. Presting and E. Kasper, *Appl. Phys. Lett.* (1993) in print.
- [15] E. Koppensteiner, G. Springholz, P. Hamberger and G. Bauer, *J. Appl. Phys.* submitted
- [16] V. Holy, J. Kubena and K. Ploog, *Phys. Stat. Sol. (b)* **162**, 347 (1990)

Untersuchung von Defekten in Si und GaAs nach Ionenbestrahlung

L. Palmethofer, J. Reisinger, T. Schmidt
Institut für Experimentalphysik, Johannes Kepler Universität Linz,
4040 Linz

1. Einleitung

Die Ionenimplantation hat in der Halbleitertechnologie zwei verschiedenartige Anwendungen. Zum einen wird sie eingesetzt zur örtlich selektiven Dotierung des Halbleiters mit Fremdatomen. Dabei ist man am richtigen Einbau der Dotieratome in das Kristallgitter interessiert. Die bei der Ionenimplantation auftretenden Defekte wirken störend und müssen durch geeignete Temperverfahren (thermisches Ausheilen, Kurzzausheilen) nach der Implantation beseitigt werden.

Andererseits können die bei der Ionenimplantation auftretenden Defekte technologisch genutzt werden. Die Gitterdefekte stellen tiefe Störstellen dar, die als Rekombinationszentren oder als Haftstellen für Ladungsträger wirken. Bei dieser Anwendung der Ionenimplantation verwendet man üblicherweise leichte Ionen und man spricht im Gegensatz zur Ionenimplantation als Dotiertechnologie in diesem Fall von "Ionenbestrahlung".

In der Siliciumtechnologie wird die Bestrahlung mit leichten Ionen (H, He) zur Lebensdauereinstellung und Schaltzeitverkürzung bei Dioden und Transistoren eingesetzt. Im Gegensatz zur konventionellen Au- oder Pt-Diffusion bietet die Bestrahlungstechnik (Elektronen, Ionen) den Vorteil sehr guter Reproduzierbarkeit und den Vorteil eines Niedertemperaturprozesses. Die Bestrahlung wird erst nach allen Hochtemperaturprozessen durchgeführt, zur Erzielung optimaler Bauelemente-Parameter kann noch ein Tempersschritt bei niedrigen Temperaturen erfolgen. Die Ionenbestrahlung bietet darüber hinaus die Möglichkeit, eine räumlich inhomogene Verteilung der Rekombinationszentren zu erzielen [1]–[3].

In der GaAs-Technologie wird die Ionenbestrahlung zur örtlich selektiven Erzeugung hochohmiger Gebiete in elektrisch leitendem Material eingesetzt. Dies stellt die Basis für die Bauelemente-Isolation dar, da wegen des Fehlens geeigneter Oxide bei III-V Halbleitern die aus der Si-Technologie bekannten Techniken nicht eingesetzt werden können. Bei den meisten Bauelementen aus III-V Halbleitern befinden sich die elektrisch leitenden Gebiete in einer dünnen Oberflächenschicht ($<1\mu\text{m}$) auf einem semiisolierenden Substrat. Zur Isolation der Bauelemente voneinander muß die leitende Oberflächenschicht durch Mesa-Ätzen entfernt werden oder durch Ionenbestrahlung semiisolierend gemacht werden. Die Ionenbestrahlung hat gegenüber der Mesa-Ätzung den Vorteil, daß die Planarität erhalten bleibt [4].

Bei all den genannten Anwendungen der Ionenimplantation ist eine genaue Kenntnis der Eigenschaften von Implantationsdefekten und ihres Temperverhaltens unerlässlich. Im folgenden sollen einige Ergebnisse von Defektuntersuchungen in Si und GaAs nach Ionenbestrahlung näher behandelt werden.

Die Defekte stellen elektronisch tiefe Störstellen dar mit Niveaus in der Energielücke des Halbleiters. Sie sind daher ausgezeichnet durch Störstellenspektroskopie (deep level transient spectroscopy - DLTS) nachweisbar.

2. Defekte in Silicium nach Bestrahlung mit leichten Ionen

Trifft ein hochenergetisches Ion auf einen Festkörper wie Silicium auf, so wird es durch Wechselwirkung mit den Atomen und Elektronen des Targets abgebremst. Bei Stößen mit den Targetatomen (nukleare Abbremsung) wird soviel Energie übertragen, daß die gestoßenen Atome ihrerseits weitere Targetatome stoßen und von den Gitterplätzen verlagern können. Es entsteht eine Stoßkaskade mit einer großen Anzahl von Leerstellen und Zwischengitteratomen (primäre Defekte). Die primären Punktdefekte bilden in der Folge Komplexe mit anderen Defekten (z.B. Doppelleerstelle), mit Dotieratomen (z.B. Phosphor-Leerstellen-Paar) oder Verunreinigungen (z.B. Sauerstoff-Leerstellen-Paar).

In n-typ Si treten nach Ionenimplantation drei dominante Signale im DLTS-Spektrum auf mit Energieniveaus bei $E_c-0,17\text{eV}$, $E_c-0,21\text{eV}$ und $E_c-0,41\text{eV}$. Diese Niveaus werden der Reihe nach dem Sauerstoff-Leerstellen-Paar (O.V), der Doppelleerstelle (V.V) und einer Kombination aus Doppelleerstelle und Phosphor-Leerstellen-Paar (P.V) zugeordnet. Diese Defekte sind unmittelbar mit den Strahlenschäden verknüpft, sie treten nach jeder Art von Bestrahlung mit energetischen Teilchen (Elektronen, Ionen, Neutronen) auf. Sie werden auch als leerstellen-korrelierte Defekte bezeichnet. Neben diesen leerstellen-korrelierten Defekten können nach Ionenbestrahlung weitere Defekte auftreten, die für das implantierte Ion charakteristisch sind. In H-bestrahltem Silicium liegt der dominanteste dieser Ionen-korrelierten Defekte bei $E_c-0,30\text{eV}$ [5]. Nach Bestrahlung mit He-Ionen treten nur leerstellen-korrelierte Defekte auf.

Im folgenden wird über eine systematische Untersuchung von Defekten in H-, D- und He-bestrahltem n-typ Silicium kurz berichtet. Die Si-Proben hatten verschiedene Phosphordotierung und verschiedenen Sauerstoffgehalt (FZ-Si, CZ-Si). Die gewonnenen Ergebnisse sind sowohl für ein grundlegendes Verständnis von Implantationsdefekten als auch für die Anwendung interessant [6], [7].



Abb.1: Links: Profil des Defektes E(0.17), (O.V)-Paar, in verschieden dotierten Si-Proben nach Bestrahlung mit 320 kV H. Rechts: Theoretische Ionen- und Leerstellenverteilung für 320 kV H-Implantation in Si.

Genauere Messungen der Defektprofile und Vergleich mit Computersimulationen der Ionen- und Leerstellenverteilung zeigen, daß das Maximum der Profile von leerstellen-korrelierten Defekten mit der Leerstellenverteilung und nicht mit der Ionenverteilung zusammenfällt. Auch die Profilform der Defekte entspricht dem Leerstellenprofil, wie in Abb.1 für den Defekt E(0,17) gezeigt wird. Die Breite der Defektprofile stimmt aber i.a. nicht mit der Breite

der Leerstellenverteilung überein, sondern hängt stark von der Dotierung der Si-Proben ab. Die Verbreiterung der Defektprofile ist für alle leerstellen-korrelierten Defekte ähnlich; je niedriger die Ladungsträgerkonzentration, umso breiter ist das Profil.

Obwohl die Sauerstoffkonzentration unterschiedlicher Proben um drei Größenordnungen verschieden ist, zeigen Defektprofile keine Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration. Auch die Phosphorkonzentration scheidet als direkter Parameter aus, da die Verbreiterung des (O.V)- und des (P.V)-Defektes analog verläuft. Damit bleibt die Fermienergie als relevanter Parameter. In Abb.2. ist die Maximalkonzentration und die Profilbreite für leerstellen-korrelierte Defekte nach H-Bestrahlung als Funktion der Fermienergie aufgetragen. Die Maximalkonzentration steigt linear mit der Fermienergie, die Profilbreite steigt stark mit abnehmender Fermienergie. Die Defektprofile sind gegenüber der Leerstellenverteilung offenbar diffusionsverbreitert. Die Verbreiterung hängt aber nicht von der Temperatur ab. Bestrahlungen bei niedrigen (15K) und bei hohen Temperaturen (480K) liefern dasselbe Ergebnis wie bei Raumtemperatur.



Abb.2: Abhängigkeit der Maximalkonzentration (a) und der Halbwertsbreite (b) der Defekte E(0.17), E(0.21) und E(0.41) in H-bestrahltem Si von der Fermienergie. Die strichlierte Linie in (b) zeigt die Halbwertsbreite der theoretischen Leerstellenverteilung.

Zur Erklärung der Profilverbreiterung wurde ein Modell vorgeschlagen, das auf feldunterstützter Diffusion beruht. Die in einer Stoßkaskade primär erzeugten Leerstellen sind tiefe Störstellen mit Niveaus in der Energielücke. In n-typ Silicium können die Leerstellen Elektronen aus dem Leitungsband einfangen und negativ geladen werden. Dadurch wird die freie Ladungsträgerkonzentration im Kaskadenvolumen reduziert, es kommt zur Ausbildung eines

internen $n^{+}n^{+}$ -Überganges. Das dem $n^{+}n$ -Übergang inhärente elektrische Feld ist zum Kaskadenzentrum gerichtet. Die negativ geladenen Störstellen diffundieren mit Unterstützung des elektrischen Feldes aus dem Kaskadenvolumen heraus. Schließlich werden die Leerstellen von anderen Defekten bzw. Verunreinigungsatomen eingefangen, was zur Bildung der beobachteten Defekte führt. Ausgehend von der Zahl der in einer Stoßkaskade erzeugten Leerstellen kann man durch die Lösung der Poissongleichung die Weite w der Raumladungszone berechnen und als Abschätzung für die Diffusionslänge heranziehen. Für alle gemessenen Profile nach H-, D- und He-Bestrahlung wurde ein Verhältnis b/w zwischen 0,3 und 0,5 festgestellt (b : Profilverbreiterung). Bedenkt man, daß durch die Diffusion (und durch Rekombination) der $n^{+}n$ -Übergang abgebaut wird, ist dieses Ergebnis recht gut.

Um das Modell zu testen, wurde die Ionenimplantation in die Raumladungszone eines Schottkykontakts durchgeführt. Dies wird durch Anlegen einer negativen Vorspannung erreicht (-10V). In der Raumladungszone sind keine freien Ladungsträger vorhanden, um die Leerstellen negativ zu laden. Es bildet sich kein $n^{+}n$ -Übergang aus und feldunterstützte Diffusion kann nicht auftreten. Es sollte daher keine Profilverbreiterung auftreten, was auch tatsächlich beobachtet wird.

Der wasserstoff-korrelierte Defekt E(0,30) zeigt ein zunächst recht unverständliches Verhalten. Auch dieses Verhalten wurde weitgehend aufgeklärt, der Defekt wurde darüber hinaus als (H.V)-Paar identifiziert [7].

3. Defekte in GaAs nach Ionenbestrahlung

In Verbindungen gilt über die Erzeugung primärer Defekte zunächst dasselbe wie in einatomaren Festkörpern. Verlagerungen finden aber nun in beiden Untergittern (z.B. As- und Ga-Untergitter) statt. Beim Ionenbeschuß werden auf die verschiedenen schweren Gitteratome unterschiedlich hohe Energien übertragen, was zu lokalen Störungen der Stöchiometrie führt. Die Möglichkeiten für Defektreaktion werden dadurch stark erhöht, insbesondere können sich auch Antistrukturdefekte (z.B. As auf Ga-Platz = EL2-Defekt) ausbilden.

Bei der Dotierung durch Ionenimplantation sollen während des anschließenden Ausheilens die verlagerten Gitteratome wieder auf ihre Plätze zurückdiffundieren. Dies ist bei III-V Verbindungen aufgrund der geringen Diffusionslängen nicht immer möglich. Es bleibt daher ein Reststrahlenschaden bestehen, welcher negative Auswirkungen auf die Aktivierung der implantierten Dotieratome hat. Man ist daher bestrebt, den Strahlenschaden bei der Implantation gering zu halten, insbesondere eine Amorphisierung des Gitters zu vermeiden. Dies bedingt die Verwendung leichter Dotieratome, z.B. Si für n-Dotierung und Be zur p-Dotierung. Aber auch dann ist beim Ausheilen ein defektfreier Zustand nicht zu erreichen.

Ein Beispiel ist in Abb.3 zu sehen. Nach einem Ausheilschritt bei 800°C sind die implantierten Si-Atome im GaAs weitgehend aktiviert, es ist aber noch eine hohe Konzentration an EL2 Defekten vorhanden. Durch Ausheilen bei höheren Temperaturen kann die durch Implantation hervorgerufene EL2-Konzentration zunächst verringert werden, gleichzeitig steigt aber die durch den Ausheilprozeß hervorgerufene EL2-Konzentration so stark an, daß Ausheilen oberhalb einer bestimmten Temperatur mehr Defekte erzeugt als beseitigt. Die durch den Ausheilprozeß bedingte Defektkonzentration ist stark von der beim Ausheilen verwendeten Schutzschicht abhängig. Si_3N_4 oder SiO_xN_y ist wesentlich günstiger als SiO_2 . Dies hängt mit der unterschiedlichen Durchlässigkeit der Schutzschicht für Ga-Atome zusammen [8].



Abb.3: EL2-Konzentration in Si-implantiertem GaAs (volle Linie) und in homogen Si-dotiertem GaAs (strichliert) als Funktion der Ausheiltemperatur (10 s RTA). Links: SiO₂-Schutzschicht, rechts: SiO_xN_y-Schutzschicht.

Für die Bauelemente-Isolation durch Ionenbestrahlung werden üblicherweise leichte Ionen wie H, B, oder O verwendet. Diese Elemente sind in GaAs (Al_xGa_{1-x}As) chemisch nicht aktiv, die Ionenbestrahlung verursacht vielmehr aufgrund des Strahlenschadens tiefe Störstellen, welche freie Ladungsträger einfangen. Bei den Betriebstemperaturen der Bauelemente werden die tiefen Zentren thermisch noch nicht ionisiert. Der durch Implantation bei Raumtemperatur erreichbare Isolationswiderstand kann durch anschließendes Tempern bei einigen 100°C noch um ein bis zwei Größenordnungen erhöht werden (Abb.4). Bei noch höheren Ausheiltemperaturen sinkt der Widerstand des ionenbestrahlten Materials wieder auf den ursprünglichen Wert. Letzteres Verhalten ist klar, bei den höheren Temperaturen heilen die durch Strahlenschaden erzeugten tiefen Niveaus aus. Weniger klar ist der zunächst beobachtete Anstieg des Isolationswiderstandes. Es wird angenommen, daß unmittelbar nach der Implantation das Material so stark strahlengeschädigt ist, daß Hopping-Leitung auftreten kann. Erst nach leichtem Ausheilen wird eine optimale Defektdichte und maximaler Isolationswiderstand erreicht.

Über die durch die Bestrahlung auftretenden Defekte ist trotz der technologischen Relevanz des Verfahrens noch recht wenig bekannt [4], [9]. Ein Programm zur Untersuchung der Defekte, bei dem außer DLTS-Messungen auch Photolumineszenz eingesetzt werden soll, ist im Gange.

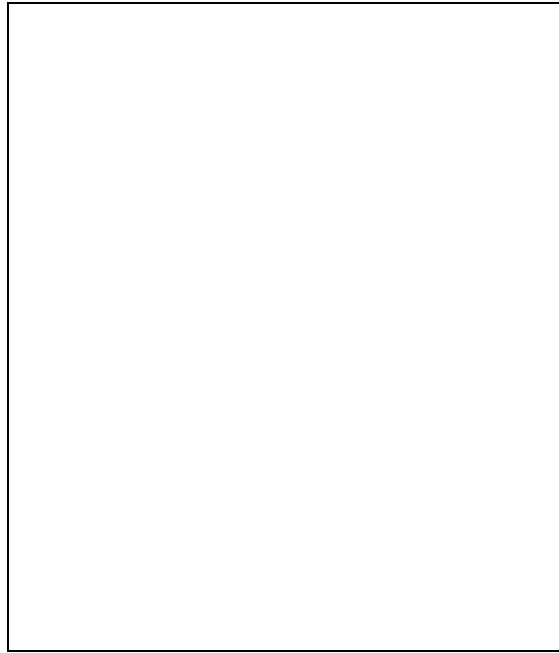


Abb.4: Thermische Stabilität von hochohmigen Schichten, hergestellt durch H-, B- und O-Bestrahlung von GaAs. (Nach Ref. 4).

Literaturverzeichnis

- [1] S.D.Brotherton, P. Bradley, J. Appl. Phys. 53, 5720 (1982)
- [2] L. Palmetshofer, T. Fromherz, AEÜ 44, 194 (1990)
- [3] M.W. Hüppi, J. Appl. Phys. 68, 2702 (1990)
- [4] S.J. Pearton, Mat. Sci. Reports 4, 315 (1990)
- [5] K. Irmischer, H. Klose, K. Maass, J. Phys. C 17, 6317 (1984)
- [6] J. Reisinger, L. Palmetshofer, Appl. Phys. Lett. 59, 3583 (1991)
- [7] L. Palmetshofer, J. Reisinger, J. Appl. Phys. 72, 2167 (1992)
- [8] L. Palmetshofer, J. Kastner, K. Lübke, Nucl. Instr. Methods B59/60, 1081 (1991)
- [9] D.W.E. Allsopp, Solid State Phenomena 182, 211 (1988)

Spektroskopische und *in situ*-Ellipsometrie: Stand der Technik

Karl Riedling

Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien

Komplexere ellipsometrische Methoden wie *Multiple Angle of Incidence*, spektroskopische und *in situ*-Verfahren, haben in den vergangenen Jahren in zunehmendem Maß an Bedeutung in der Analyse, Überwachung und Kontrolle verschiedener technologischer Prozesse in der Mikroelektronik gewonnen. Eine große Auswahl von Ellipsometern, die speziell für die Anforderungen im technisch-industriellen Bereich konzipiert sind, ist heute kommerziell verfügbar. Dieser Beitrag versucht, den Stand der Technik aufgrund der Beiträge zur jüngsten internationalen Ellipsometrie-Konferenz [1] zu illustrieren.

1. Prinzipien der Ellipsometrie

Ellipsometrie ist ein optisches und daher weitgehend störungs- und zerstörungsfreies Verfahren zur Untersuchung der Grenzflächen zwischen Medien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften [2], [3]. Sie beruht auf der Tatsache, daß die parallel bzw. normal zur Einfallsebene polarisierten orthogonalen Komponenten einer schräg auf eine Grenzfläche einfallenden (monochromatischen) elektromagnetischen Welle in unterschiedlichem Ausmaß reflektiert und transmittiert werden, was quantitativ durch die *Fresnelschen* Gleichungen [4] beschrieben werden kann. Wenn mindestens eines der involvierten Materialien verlustbehaftet ist, oder wenn sich Vielfachreflexionen von den beiden Grenzflächen einer dünnen Schicht überlagern können, tritt zusätzlich eine Phasenverschiebung zwischen der einfallenden und der reflektierten (bzw. transmittierten) Welle auf, die wiederum für die beiden orthogonalen Komponenten im allgemeinen verschieden ist. Eine linear polarisierte einfallende Welle (für die also beide orthogonalen Komponenten gleich- oder genau gegenphasig schwingen) wird daher durch die Reflexion oder Transmission an einer Grenzfläche im allgemeinen in eine elliptisch polarisierte Welle umgewandelt. Diese Änderung des Polarisationszustandes hängt von den Brechungsindizes der involvierten Materialien und — im Falle dünner Schichten — von der Schichtdicke ab. Ziel der Ellipsometrie ist es, aus einer Messung der Änderung des Polarisationszustandes einer elektromagnetischen Welle Rückschlüsse auf eben diese Parameter zu ziehen. Wenn auch der überwiegende Teil aller ellipsometrischen Anwendungen sich auf den sichtbaren Bereich und die anschließenden Bereiche des Infrarot und Ultraviolett beschränkt, so stellt dies doch keine zwingende Einschränkung dar: Ellipsometrie kann im fernen Infrarot [5], [6] ebenso wie im Röntgenbereich [7] betrieben werden; eine Anwendung im Mikrowellenbereich (ein Sensor für Wasserbedeckung und Eisbildung an Fahrbahnoberflächen) wurde sogar an der TU Wien entwickelt [8], [9].

Üblicherweise wird in der Ellipsometrie ein "komplexer Reflexionskoeffizient" ρ gemessen, der als das Verhältnis der beiden (im allgemeinen ebenfalls komplexen) Reflexionskoeffizienten für die parallel (R_p) bzw. senkrecht zur Einfallsebene (R_s) polarisierten Teilwellen definiert ist und durch die (reellen) "ellipsometrischen Winkel" Ψ und Δ dargestellt wird:

$$\rho = R_p / R_s = \tan \Psi \cdot \exp(j\Delta)$$

Für die Messung von ρ bzw. Ψ und Δ existiert eine Vielzahl von Verfahren, die hier nicht näher beschrieben werden sollen. Je nach dem verwendeten Meßprinzip kann für jede Messung

aus der Intensitätsverteilung der Welle nach der Reflexion oder Transmission und aus der Orientierung polarisationsbeeinflussender Komponenten ein komplexer Wert ρ bzw. ein Ψ - Δ -Wertepaar ermittelt werden. Aus diesen zwei skalaren Parametern können — im allgemeinen durch Lösung eines transzendenten komplexen Gleichungssystems — genau zwei Parameter der untersuchten Probe ermittelt werden, im "klassischen" Fall Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex eines homogenen Mediums, oder Dicke und (reeller) Brechungsindex einer dünnen Schicht, vorausgesetzt, alle übrigen Parameter des Meßgeräts und der Probe sind bekannt. Ellipsometrisch können Schichtdicken von Sub-Monolagen bis zu einigen Mikrometern bestimmt werden; die Auflösung der gemessenen Brechungsindizes liegt typisch bei 10^{-3} oder noch besser. Voraussetzung ist im allgemeinen eine laterale Homogenität der untersuchten Probe über die vom Meßstrahl erfaßte Fläche; der Durchmesser der Meßstrahlen liegt bei den handelsüblichen Geräten für den sichtbaren Bereich in der Größenordnung von einigen Millimetern, kann aber (bei gleichzeitigem Verlust an Meßgenauigkeit) durch ein optisches System auf größenordnungsmäßig etwa 100 μm reduziert werden.

Da vielfach mehr als zwei Parameter einer Probe unbekannt sind, wird es notwendig, *mehrere* voneinander unabhängige ellipsometrische Messungen miteinander zu kombinieren; für jede dieser Messungen können dann theoretisch zwei Parameter der Probe ermittelt werden. In der Praxis erweist es sich allerdings als vorteilhaft, wesentlich mehr Messungen vorzunehmen, als aufgrund der Anzahl der unbekanntenen Probenparameter notwendig wären, weil durch diese Redundanz eine wesentliche Verbesserung der Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Meßergebnisse erreicht werden kann. Vielfachmessungen können unter Verwendung einer oder durch Kombination mehrerer der folgenden Techniken vorgenommen werden:

1. Variation des Einfallswinkels (*Multiple* oder *Variable Angle of Incidence*-Ellipsometrie): Dieses Verfahren ist apparativ sehr einfach, weil dafür zusätzlich nur ein genaues Goniometer erforderlich ist, mit dem der Einfallswinkel des Lichts auf die Probe variiert werden kann. Die Auswertung der Messungen ist relativ unproblematisch, insbesondere dann, wenn die Eigenschaften der allenfalls in der Probe vorhandenen Materialien nicht bekannt sind. Von Nachteil ist der relativ große Zeitaufwand für das Einstellen des Einfallswinkels, das nur bei wenigen Geräten halb- oder vollautomatisch möglich ist. Insbesondere für *in situ*-Anwendungen scheidet dieses Verfahren aus, einerseits wegen seines intrinsisch größeren Zeitaufwandes, andererseits wegen der vielfach fix vorgegebenen Meßgeometrie (beispielsweise durch die Fenster in einer Vakuumkammer).
2. Variation der Wellenlänge (spektroskopische Ellipsometrie): Hier werden Messungen bei einer Reihe von Wellenlängen über einen Bereich des Spektrums vorgenommen. Damit ist es möglich, Informationen über den spektralen Verlauf der Materialparameter (Real- und Imaginärteil der Brechungsindizes oder Dielektrizitätskonstanten) zu erhalten, die die Identifizierung von Gemischkomponenten erleichtern und für Untersuchungen der Bandstruktur von (Halbleiter-) Materialien herangezogen werden können. Von Nachteil ist der nicht unerhebliche zusätzliche Aufwand, der durch eine leistungsfähige Weißlichtquelle (meist eine Xenon-Hochdrucklampe) und einen Monochromator gegenüber den in der Regel mit Laserquellen ausgerüsteten nicht-spektroskopischen Geräten erforderlich ist. (Andererseits ermöglicht aber die freie Wahl der Arbeits-Wellenlänge, die mit einem spektroskopischen Ellipsometer möglich ist, auch eine Verbesserung der Genauigkeit nicht-spektroskopischer Messungen, weil die Wellenlänge immer so eingestellt werden kann, daß kritische Bereiche mit hohen intrinsischen Fehlern vermieden werden können, deren Lage von den Parametern der Messung *und* den Probeneigenschaften abhängt.)
3. Variation der Zeit (dynamische oder *in situ*-Ellipsometrie): Durch wiederholte Messung an einer Probe, deren Oberfläche irgendwelchen Veränderungen, beispielsweise durch

eine Schichtabscheidung oder einen Ätzprozeß, unterworfen ist, können Informationen über schichtdickenabhängige Parameter und damit über die Dynamik der involvierten Prozesse gewonnen werden. Nicht zuletzt ist diese Anwendung von zunehmender Bedeutung im Bereich der Prozeßkontrolle, weil eine *in situ*-Messung beispielsweise zur Kontrolle des Wachstums von Schichten mit genau definierten Eigenschaften herangezogen werden kann.

2. Anwendungen der Ellipsometrie in der Mikroelektronik und Halbleiterphysik

Die Technologie mikroelektronischer Bauelemente und die Halbleiterphysik sind wichtige, wenn auch beileibe nicht die einzigen Anwendungsgebiete ellipsometrischer Techniken: von den insgesamt 165 Beiträgen (36 Vorträgen und 129 Poster) der Ellipsometrie-Konferenz in Paris im Jänner 1993 [1] entfielen etwa 60, also mehr als ein Drittel, auf Anwendungen in den Bereichen der Mikroelektronik, Technologie und Halbleiterphysik (und stellten damit im übrigen das größte Kontingent an Beiträgen). Schon allein aufgrund dieser großen Zahl ist es nicht möglich, hier einen kompletten Überblick zu vermitteln; die wesentlichen Ergebnisse sollen aber in der Folge zusammengefaßt werden. (Die in den Literaturreferenzen mit "ICSE '93" gekennzeichneten Beiträge werden in den nächsten Monaten in einem Sonderband von *Thin Solid Films* veröffentlicht werden.)

2.1 Halbleitermaterialien

Mit ihrer Fähigkeit, mit Hilfe spektroskopische Methoden das Energiespektrum der Absorption von Halbleitermaterialien messen zu können, erlaubt die Ellipsometrie eine Vielfalt von Untersuchungen der dielektrischen Funktion und damit der Bänderstruktur [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20], und ist daher aus der Materialforschung nicht mehr wegzudenken. Da zudem die Ellipsometrie prinzipiell in der Lage ist, selbst Zonen mit submonomolekularer Dicke auf Substraten mit bekannten Eigenschaften nachzuweisen, wie sie durch die Rekonstruktion von Halbleiteroberflächen oder Belegungen mit anderen Materialien entstehen, fehlen auch nicht Anwendungen aus dem Bereich der Oberflächenforschung. Mehrere Beiträge haben Untersuchungen der Rekonstruktion von Halbleiteroberflächen und der Adsorption von Wasserstoff und anderen Materialien mit Ellipsometrie oder verwandten Verfahren zum Thema [21], [22], [23], [24], [25], [26]. Eine vor allem für Einzelwafer-Prozesse wie *Rapid Thermal Annealing* interessante potentielle Anwendung der (*in situ*-) Ellipsometrie im industriellen Bereich könnte auf der Temperaturabhängigkeit der ellipsometrisch bestimmbaren optischen Parameter von Halbleitern [10], [11], [12], [27] beruhen, über die eine präzise lokale und dynamische Temperaturmessung realisiert werden könnte.

2.2 Ionenimplantation und Gitterstörungen

Die ellipsometrisch aufgenommenen Spektren von implantierten Si-Substraten zeigen charakteristische Strukturen, die von der Art der implantierten Ionen abhängen [27]. Die ellipsometrische Untersuchung ionenimplantierter Substrate erlaubt nicht nur eine qualitative Abschätzung der implantationsbedingten Gitterstörungen, sondern kann auch die Ermittlung von Implantations- (oder zumindest von Damage-) Profilen erlauben [28], [29], [30]. Diese Untersuchungen sind selbstverständlich nicht nur für Siliziumsubstrate möglich, sondern auch für Verbindungshalbleiter [31]. Voraussetzung dafür sind jedoch auch hier Vielfachmessungen; vielfach sind *Multiple Angle of Incidence*-Messungen bei einer einzigen (günstig gewählten) Wellenlänge ausreichend.

2.3 Halbleiterschichten auf Isolatoren

Silicon on Insulator- (SOI-) Strukturen sind besonders attraktive Kandidaten für ellipsometrische Messungen im allgemeinen und für die erwähnten fortgeschrittenen Techniken im besonderen [32], [33], [34], [35], [36]. (Gerade die ersten beiden hier zitierten Beiträge beweisen, daß durch mehrfache Messungen im Frequenz-, Zeit- oder Ortsbereich (spektroskopische, *in situ*- oder *Variable Angle of Incidence*-Messungen) vergleichbare Informationen gewonnen werden können.)

2.4 Dünne Schichten von Halbleitern und Isolatoren

Die Anwendung der Ellipsometrie auf die Untersuchung dünner dielektrischer oder absorbierender Schichten auf einem bekannten Substrat ist seit langem Stand der Technik. Mittels spektroskopischer Methoden konnten II-VI- und III-V-Epitaxieschichten auf III-V-Substraten analysiert werden [13], [14], [37]. Interessant sind Untersuchungen der Mikrorauigkeit von Si-Epitaxieschichten [38], wo die ellipsometrisch erhaltenen Ergebnisse die mit Atomic Force- und optischer Raster-Mikroskopie erlangten bestätigen. Wenngleich die intrinsische Anisotropie vorgespannter Schichten die Anwendung ellipsometrischer Methoden erschwert, wurde auch mehrfach über (erfolgreiche) derartige Messungen berichtet [39], [40], [41], [42].

Zur "klassischen" Diskussion über das Vorhandensein einer Zwischenschicht zwischen dem Silizium-Substrat und einer thermisch gewachsenen SiO₂-Schicht konnte die spektroskopische Ellipsometrie einen neuen Beitrag leisten: eine 1,7 nm dicke Grenzschicht aus 72 % SiO₂ und 28 % α -Si konnte durch eine raue Grenzfläche zwischen Substrat und Oxid erklärt werden [27], [43]. Ähnliche Untersuchungen wurden auch an den Systemen GaAs/SiO₂ [44] und InSb/SiO₂ [45] vorgenommen.

Mittels spektroskopischer Ellipsometrie konnten Aussagen über die Zusammensetzung von isolierenden Schichten gewonnen werden, die mit PECVD [46], [47], [48], [49], [50] oder anderen Abscheidungsmethoden [51], [52] deponiert worden waren; ähnlich konnten poröse [53], polykristalline [54] und amorphe Si-Schichten analysiert werden [55], [56], wobei die Untersuchung der Einleitungsphase des Wachstums dieser Schichten [57] oder der chemischen Wechselwirkung zwischen der amorphen Si:H-Schicht und benachbarten Materialien [58] besonders interessant erscheint.

2.5 Übergitter und Quantenstrukturen

Auch für die Untersuchung von kristallinen und amorphen [59] Übergittern und anderen aus dünnen homogenen Schichten unterschiedlicher Halbleitermaterialien bestehenden Strukturen erweisen sich ellipsometrische Verfahren, insbesondere spektroskopische und *in situ*-Anwendungen, als äußerst attraktiv [15], [16], [41], [60]. Die ellipsometrisch erhaltenen Daten können nicht nur die auf anderem Weg gemessenen Dicken der Einzelschichten verifizieren, sie erlauben darüber hinaus Aussagen über die Bandstruktur der untersuchten Materialien [15], [17]. Vielfach sind aber die Unterschiede zwischen den Brechungsindizes der involvierten Materialien sehr gering (speziell dann, wenn eine Optimierung der Arbeits-Wellenlänge nicht möglich ist); in diesem Fall erweisen sich Verfahren als vorteilhaft, bei denen die Ladungsträgerdichte und damit die Absorption in einzelnen Schichten durch Bestrahlung mit moduliertem Laserlicht periodisch verändert wird und die Messung phasensynchron erfolgt [18], [61].

2.6 *In situ*-Messungen und Prozeßkontrolle

Viele der hier bereits erwähnten Untersuchungen basieren auf *in situ*-Untersuchungen, nicht zuletzt, weil vielfach eine spezielle Umgebung (z.B. Ultra-Hochvakuum) Voraussetzung für

diese Messungen ist. In Anbetracht der primären Ausrichtung der Ellipsometrie-Konferenz auf den Bereich der physikalischen Grundlagenforschung waren Prozeßkontroll-Anwendungen der *in situ*-Ellipsometrie eher spärlich vertreten [62]. Waren vor wenigen Jahren noch spektroskopische und dynamische *in situ*-Messungen wegen des größeren Zeitbedarfs der spektroskopischen Verfahren wechselseitig ausschließend, so konnten dank der Entwicklung schneller Meßsysteme [63] nun auch spektroskopische dynamische *in situ*-Messungen realisiert werden [64]. Zur Illustration der Geschwindigkeit, mit der heute ellipsometrische Messungen vorgenommen werden können, mag ein Experiment dienen, bei dem die Verformungen der Oberfläche eines Siliziumkristalls während der Behandlung mit Laserpulsen mit einer Zeitauflösung von Nanosekunden beobachtet wurden [65]. Da allerdings derartige Instrumente für einen breiten Einsatz, etwa in einem industriellen Bereich, noch viel zu aufwendig sind, wurde als alternative Strategie vorgeschlagen, einen Prozeß zuerst mit spektroskopischer Ellipsometrie zu analysieren, eine günstige Wellenlänge zu ermitteln, bei der die prozeßspezifischen Parameter oder Effekte optimal beobachtet werden können, und diese Wellenlänge (oder eine Anzahl ausgewählter diskreter Wellenlängen [66]) für Prozeßkontroll-Anwendungen zu verwenden [27]. Nicht ganz unproblematisch für eine Prozeßkontrolle auf ellipsometrischer Basis sind die Abweichungen vom theoretisch erwarteten "idealen" Verlauf der optischen Eigenschaften der Probe infolge von Poren, Inselbildungen und dem Vorhandensein von Übergangszonen, speziell bei ultra-dünnen Einzelschichten (etwa einem Vielschicht-Sandwich aus 5 nm Gold- und 5 nm Kohlenstoff-Schichten [67]).

3. Gerätetechnik

Die wachsende technische Bedeutung ellipsometrischer Methoden hat in den vergangenen zwei Jahrzehnten einen nicht unerheblichen Einfluß auf die Konzeption der Instrumente, selbst der für Forschungsanwendungen vorgesehenen Spitzengeräte, ausgeübt. Konnte noch vor wenigen Jahren eine klare Grenze zwischen primitiven Industrie- und hochkomplizierten (und nur von Spezialisten bedienbaren) Laborgeräten gezogen werden, so verschwimmen heute diese Grenzen: Praktisch jeder ernst zu nehmende kommerzielle Hersteller von Ellipsometern (weltweit kaum mehr als ein halbes Dutzend) bietet heute spektroskopische Ellipsometer an (vielfach mit modularem Aufbau, sodaß eine Adaptierung für *in situ*-Messungen möglich ist), bei denen — analog zu den einfacheren Geräten für den industriellen Einsatz — praktisch alle Parameter unter Computerkontrolle eingestellt werden können und Meßdurchführung und -auswertung durch mehr oder weniger bedienungsfreundliche Software weitgehend automatisiert ist (wobei allerdings noch immer ein hohes Maß an Expertise des Benützers vorausgesetzt wird). Tatsächlich ist trotz des relativ hohen apparativen Aufwandes ein Einsatz spektroskopischer Ellipsometer auch in der industriellen Qualitätskontrolle vorhersehbar [68]. (Das Preisniveau der spektroskopischen Ellipsometer liegt — fast unabhängig vom Hersteller — gegenwärtig bei 2 bis 2,5 Mio.S; die Geräte verschiedener Firmen unterscheiden sich jedoch wesentlich in den Details ihrer Konzeption, Hardware und Software, sodaß für jeden Anwendungsfall gesondert ein optimales Gerät gefunden werden muß.) Gemeinsam ist allen modernen kommerziellen spektroskopischen Ellipsometern die automatisierte Variation der Arbeitswellenlänge und die automatische Durchführung der Messungen; bei den meisten Geräten kann zudem der Einfallswinkel ebenfalls rechnergesteuert variiert werden, sodaß mit diesen Instrumenten auch *Variable Angle of Incidence*-Messungen automatisierbar und daher mit guter Reproduzierbarkeit durchführbar sind.

Die derzeit kommerziell verfügbaren spektroskopischen Ellipsometer überdecken in der Regel den sichtbaren Bereich und — je nach verwendetem Detektor — größere oder kleinere Bereiche des nahen Ultraviolett und Infrarot. Nichtsdestoweniger ist derzeit auch schon mindestens ein spezielles Infrarot-Ellipsometer für den mittleren Infrarot-Bereich

kommerziell verfügbar [69]. Während die (kommerziellen wie experimentellen) Infrarot-Geräte praktisch durchwegs auf *Fourier Transform Spectrometer*-Basis arbeiten [5], [70], werden von verschiedenen Herstellern für den sichtbaren Bereich Geräte angeboten, die unter Verwendung von *Optical Multichannel Analysers* (OMAs) die Aufnahme von Spektren (durch "Parallelisierung" von Messungen mit unterschiedlichen Wellenlängen) wesentlich beschleunigen können [71], allerdings auf Kosten der Meßgenauigkeit.

Noch arbeiten praktisch alle kommerziell erhältlichen Geräte mit rotierenden Komponenten (rotierenden Polarisatoren oder Analysatoren); die für die (nicht kommerziell verfügbaren) extrem schnellen Laborgeräte verwendeten elektrooptischen Systeme sind offensichtlich zu aufwendig und zu wenig stabil [72] für einen problemlosen Dauerbetrieb. Eine interessante Alternative zu polarisationsmodulierenden Komponenten wurde in Form eines polarisationsempfindlichen Detektors (*Four Detector Photopolarimeter* [73], [74], [75]) vorgestellt, bei dem vier (fast) gewöhnliche Silizium-Photodioden verwendet werden, die so angeordnet sind, daß der Meßstrahl nacheinander an den Oberflächen aller vier Dioden schräg reflektiert wird; da mit jeder dieser Reflexionen eine Änderung des Polarisationszustandes verbunden ist, hängt das Verhältnis der vier Detektor-Ausgangssignale zueinander vom ursprünglichen Polarisationszustand des Lichtes ab. Nach einer entsprechenden Kalibrierung können aus den Ausgangssignalen direkt die ellipsometrischen Winkel Ψ und Δ erhalten werden.

Der derzeitige Stand der Technik auf dem Gebiet der Auswertung von ellipsometrischen Vielfach-Messungen ist eine Simulation der Werte von Ψ und Δ für die bei der Messung verwendeten Wellenlängen und/oder Einfallswinkel unter Zugrundelegung plausibler Schätzwerte für die Probenparameter und eine nachfolgende Minimierung der Abweichung zwischen den gemessenen und den simulierten Werten durch eine gezielte Variation der unbekanntenen Probenparameter. Obwohl die dafür verfügbaren Algorithmen relativ schnell sind, ist doch die Auswertung einer spektroskopischen Messung vielfach recht zeitaufwendig. Als Alternative dazu wurde der Einsatz eines neuronalen Netzwerks vorgeschlagen [76], das zuerst mit günstig gewählten Sätzen von Probenparametern "trainiert" wird und dann in wesentlich kürzerer Zeit die eigentlichen Messungen auszuwerten erlaubt, was vor allem für Serienmessungen interessant sein sollte, bei denen die Probenparameter innerhalb eines relativ beschränkten Wertebereichs liegen sollten.

4. Zusammenfassung

Die potentiellen Anwendungen der Ellipsometrie reichen weit über die oben beschriebenen Bereiche hinaus: Untersuchungen an Polymerschichten und an Hochtemperatur-Supraleitern konnten hier aus Platzgründen ebensowenig erörtert werden wie Messungen an Elektroden und sogar an Flüssigkeiten und Metallschmelzen. Mehr denn je demonstrierten die Präsentationen auf der Pariser Ellipsometrie-Konferenz, daß heute die Ellipsometrie, insbesondere in ihrer spektroskopischen Variante, in keiner ernstzunehmenden Mikroelektronik-Technologie (und allgemein in keinem materialorientierten Forschungsbereich) fehlen sollte.

Literaturverzeichnis

- [1] First International Conference on Spectroscopic Ellipsometry (ICSE '93), Paris, 11. – 14. Jänner 1993.
- [2] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarised light*. North Holland, Amsterdam, 1977.

- [3] K.H. Zaininger, A.G. Revesz, Ellipsometry — a valuable tool in surface research. *RCA Rev.*, **25** (1964), 85.
- [4] A. Fresnel, *Ann. Chim. et Phys.*, **28** (1825), 147.
- [5] A. Röseler, Infrared ellipsometry — instrumentation and results. ICSE '93, Paris, 1993.
- [6] G. Dittmar, V. Offermann, M. Pohlen, P. Grosse, Extension of spectroscopic ellipsometry to the far infrared. ICSE '93, Paris, 1993.
- [7] M. Yamamoto, K. Mayama, M. Furudate, Development of the first soft X-ray laboratory ellipsometer. ICSE '93, Paris, 1993.
- [8] S. Hertl, G. Schaffar, H. Störi, Contactless determination of the properties of water films on roads. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **21** (1988), 955–958.
- [9] G. Magerl, W. Pritzl, P. Fröhling, Remote sensing of road condition, *Proc. 1991 Intern. Geosci. and Remote Sens. Symp. (IGARSS '91)*, Vol. IV (1991), 2137–2140.
- [10] G. Vuye, S. Fisson, V. Nguyen Van, Y. Wang, J. Rivory, F. Abelès, Temperature dependence of the dielectric function of silicon using *in situ* spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [11] S. Zollner, M. Garriga, J. Kircher, J. Humlicek, M. Cardona, G. Neuhold, Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical point parameters of GaP. ICSE '93, Paris, 1993.
- [12] M. Garriga, M. Kelly, K. Ploog, Temperature dependence of the dielectric function and interband critical points of AlAs obtained on a MBE grown layer. ICSE '93, Paris, 1993.
- [13] U. Rossow, A. Krost, A. Hase, U. Frotscher, T. Werninghaus, W. Richter, Ellipsometric characterisation of InP based ternary and quaternary materials. ICSE '93, Paris, 1993.
- [14] H.W. Dinges, H. Burkhard, R. Lösch, H. Nickel, W. Schlapp, Spectroscopic ellipsometry: A useful tool to determine the refractive indices and interfaces of $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ and $\text{In}_{0.53}\text{Al}_x\text{Ga}_{0.47-x}\text{As}$ on InP in the wavelength range from 280 to 1900 nm. ICSE '93, Paris, 1993.
- [15] F. Lukes, K. Ploog, Dielectric function of GaAs/AlAs superlattices grown on GaAs substrates with different orientation. ICSE '93, Paris, 1993.
- [16] K.B. Ozanyan, O. Hunderi, Spectroscopic transmission ellipsometry assessment of intersubband transitions in n-GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As quantum wells. ICSE '93, Paris, 1993.
- [17] J.W. Garland, C.C. Kim, P.M. Raccah, Determination of accurate critical-point energies, line widths and line shapes from spectroscopic ellipsometry data. ICSE '93, Paris, 1993.
- [18] Y.M. Xiong, P.G. Snyder, J.A. Woollam, Photo-ellipsometry: A new modulation spectroscopy method applied to n-GaAs. ICSE '93, Paris, 1993.
- [19] J.W. Garland, C.C. Kim, New model for the optical dielectric function of semiconductors: Application to spectroscopic ellipsometry data for GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. ICSE '93, Paris, 1993.
- [20] H.V. Nguyen, R.W. Collins, Analysis of critical points in semiconductor optical functions from *in situ* and real time spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [21] A.B. Müller, K. Rose, U. Rossow, U. Resch, W. Richter, Hydrogen terminated Si (100) surface investigated by reflectance anisotropy spectroscopy. ICSE '93, Paris, 1993.

- [22] C.M.J. Wijers, Surface ellipsometry of the Si (100) 2 x 1 surface using a full microscopic model. ICSE '93, Paris, 1993.
- [23] M. Gauch, P. Müller, G. Zerwetz, G. Quentel, Spectroscopic ellipsometry of Si (110) surfaces near the pseudo Brewster angle at different temperatures: Determination of the (7x7) \leftrightarrow (1x1) surface transition. ICSE '93, Paris, 1993.
- [24] C.F.J. Flipse, M.H.W. Verbruggen, J.D. O'Mahony, J.F. McGilp, Optical study of the initial ordered growth of Au on Si (111). ICSE '93, Paris, 1993.
- [25] M. Abraham, G. LeLay, Spectroellipsometric study of the growth and phase transitions of a two-dimensional metal: Pb on Ge (111). ICSE '93, Paris, 1993.
- [26] H. Wormeester, D.J. Wentink, P.L. de Boeij, A. van Silfhout, Optical anisotropy of Ge(001)2x1. ICSE '93, Paris, 1993.
- [27] E.A. Irene, Applications of spectroscopic ellipsometry to microelectronics. ICSE '93, Paris, 1993.
- [28] T. Lohner, M. Fried, J. Gyulai, K. Vedam, N.V. Nguyen, L.J. Hanekamp, A. van Silfhout, Ion implantation caused special damage profiles determined by spectroscopic ellipsometry in crystalline and relaxed (annealed) amorphous silicon. ICSE '93, Paris, 1993.
- [29] G. Popescu, I. Boca, An ellipsometric investigation of ion-implanted silicon. ICSE '93, Paris, 1993.
- [30] M. Murtagh, S. Lynch, G.M. Crean, P.V. Kelly, C. Jeynes, Non destructive depth profiling of silicon and germanium ion implantation induced damage in silicon (100) substrates. ICSE '93, Paris, 1993.
- [31] M. Kulik, J. Zuk, Ellipsometric investigation of damage in ion implanted GaAs. ICSE '93, Paris, 1993.
- [32] R. Greef, D.E. Gray, S. Lynch, G.M. Crean, Characterisation of SOI multilayers using *ex-situ* SE and *in-situ* monochromatic ellipsometry during plasma etching. ICSE '93, Paris, 1993.
- [33] S. Lynch, T. Saleh, G.M. Crean, J.A. Woollam, Variable angle spectroscopic ellipsometry analysis of silicon-on-insulator substrates.
- [34] L. Asinovsky, Optimisation of the silicon-on-insulator characterisation process using spectroscopic ellipsometry measurements. ICSE '93, Paris, 1993.
- [35] O. Buiu, G. Dobrescu, Computer modelling of SE spectra for a buried dielectric layer structure. ICSE '93, Paris, 1993.
- [36] T. Saitoh, M.E. El-Ghazzawi, N. Hori, T. Oka, N. Natsuaki, Spectroellipsometry characterisation of directly bonded silicon-on-insulator structures. ICSE '93, Paris, 1993.
- [37] U. Rossow, T. Werninghaus, D.R.T. Zahn, W. Richter, K. Horn, Thin epitaxial films of wide-gap II-VI compounds studied by spectroscopic ellipsometry. ICSE'93, Paris, 1993.
- [38] V. Nayar, C. Pickering, W.Y. Leong, A.J. Pidduck, R.T. Carline, D.J. Robbins, Surface roughness and optical properties of high quality Si epitaxial layers. ICSE '93, Paris, 1993.

- [39] C. Pickering, N.S. Garawal, R.T. Carline, J.L. Stehle, J.P. Piel, R. Blunt, P. Kirby, Non-destructive characterisation of III-V alloy multilayer structures using spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [40] M. Libezny, J. Poortmans, M. Caymax, A. Van Ammel, J. Vanhellefont, Spectroscopic ellipsometry of strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ layers. ICSE '93, Paris, 1993.
- [41] C. Pickering, R.T. Carline, D.J. Robbins, W.Y. Leong, D.E. Gray, R. Greef, *In-situ* dual wavelength and *ex-situ* spectroscopic ellipsometry studies of strained SiGe epitaxial layers and multi-quantum well structures. ICSE '93, Paris, 1993.
- [42] J. Humlicek, A. Röseler, Infrared ellipsometry of highly anisotropic materials: $\alpha\text{-SiO}_2$ and $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. ICSE '93, Paris, 1993.
- [43] B. Agius, M.C. Hugon, E.A. Irene, N. Jiang, F. Varniere, M. Froment, Spectroscopic ellipsometry combined with high resolution transmission electron microscopy for characterisation of the $\text{SiO}_2/(100)\text{Si}$ interface. ICSE '93, Paris, 1993.
- [44] Y. Watanabe, K. Suzuki, T. Saitoh, Characterisation of SiO_2/GaAs interface structures using spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [45] S. Russev, E. Valcheva, K. Germanova, Investigation of the system InSb-SiO_2 by spectroscopic multiangle ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [46] B. Gruska, K. Wandel, The influence of pressure and temperature on the structure of remote-PECVD- SiO_2 investigated by spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [47] J. Campmany, A. Canillas, J.L. Andújar, J. Costa, E. Bertran, Study of thin films of transparent electronic materials by phase modulated spectroellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [48] A. Sassella, A. Borghesi, S. Rojas, Ellipsometric characterisation of hydrogen-rich oxynitride films. ICSE '93, Paris, 1993.
- [49] R. Rochotzki, M. Arzt, F. Blaschta, E. Kreyßig, H.U. Poll, Optical properties of plasma polymer films. ICSE '93, Paris, 1993.
- [50] P. Siroky, P.G. Snyder, L. Soukup, V. Dusek, J. Sobota, Ellipsometry of bulk glassy carbon and diamond-like carbon thin films. ICSE '93, Paris, 1993.
- [51] M. Weidner, A. Röseler, IR-ellipsometrical investigations at N_2O -nitrated silicon oxide thin films on silicon. ICSE '93, Paris, 1993.
- [52] S. Pittal, P.G. Snyder, N.J. Ianno, *In-situ* and *ex-situ* ellipsometry study of non uniform lateral growth of ZnO thin films. ICSE '93, Paris, 1993.
- [53] P. Basmaji, V.S. Bagnato, V. Grivickas, G.I. Sutdutovich, R. Vitlina, Determination of porous silicon film parameters by the polarised light reflectance measurements. ICSE '93, Paris, 1993.
- [54] N. Layadi, P. Roca i Cabarrocas, V. Yakovlev, B. Drévillon, Real time ellipsometry study of polycrystalline silicon thin films combining glow discharge decomposition and UV light irradiation. ICSE '93, Paris, 1993.
- [55] R. Reitano, M.G. Grimaldi, P. Baeri, S. Borghesi, Spectroscopic ellipsometry of the relaxation state of amorphous silicon. ICSE '93, Paris, 1993.
- [56] R. Ossikovski, G. Drévillon, *In situ* investigation by infrared ellipsometry of the growth and interfaces of amorphous silicon and related materials. ICSE '93, Paris, 1993.

- [57] U.I. Schmidt, B. Schroeder, H. Oechsner, *In situ* ellipsometric study of the influence of powder formation on the initial growth of glow discharge a-Si:H. ICSE '93, Paris, 1993.
- [58] Y. Toyoshima, *In situ* diagnosis of a-Si:H/metal interface reactions by use of IR spectroscopic reflectometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [59] K. Järrendahl, J.E. Sundgren, H. Arwin, Optical studies of periodic and aperiodic amorphous Ge/Si superlattices with variable angle of incidence ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [60] J.C. Jans, R.W.J. Hollering, D.J. Gravesteijn, C.W. Fredriksz, Ge- and Si-like features in the dielectric function of Si-Ge superlattices. ICSE '93, Paris, 1993.
- [61] J.-Th. Zettler, H. Mikkelsen, K. Leo, H. Kurz, W. Richter, Modulated ellipsometry for characterisation of multiple quantum wells and superlattices. ICSE '93, Paris, 1993.
- [62] S. Nafis, N.J. Ianno, B. Johs, P.G. Snyder, J.A. Woollam, ECR etching of semiconductor structures studied by *in situ* spectroscopic ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [63] K. Hemmes, M.M. Wind, Ultra fast ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [64] R.W. Collins, I. An, H.V. Nguyen, Y. Lu, Real time spectroscopic ellipsometry for characterisation of nucleation, growth and optical functions of thin films. ICSE '93, Paris, 1993.
- [65] D.J. Brink, Detection and characterisation of transient surface periodic structures formed during pulsed laser annealing of semiconductor surfaces. ICSE '93, Paris, 1993.
- [66] B. Johs, D. Doerr, S. Pittal, Real-time monitoring and control of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ composition during MOVPE growth using multi-wavelength ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [67] M. Yamamoto, *In-situ* ellipsometry of soft X-ray multilayer fabrication. ICSE '93, Paris, 1993.
- [68] D. Zahorski, J.L. Mariani, L. Escadafals, Spectroscopic ellipsometry: A new tool for 'on line' quality control. ICSE '93, Paris, 1993.
- [69] G. Zcalcer, O. Thomas, J.P. Piel, J.L. Stehle, Infra-red spectroscopic ellipsometry: Instrumentation and applications in semiconductors. ICSE '93, Paris, 1993
- [70] E. Wold, J. Bremer, O. Hunderi, Infrared ellipsometry; methods and measurements. ICSE '93, Paris, 1993.
- [71] J.P. Piel, J.L. Stehle, O. Thomas, Real-time spectroscopic ellipsometry, the fastest RTSE: Applications and limitations for *in-situ* and quality control. ICSE'93, Paris, 1993.
- [72] T. Fukazawa, M. Sano, Y. Yoshida, N. Sakayanagi, A novel method to stabilise a PEM used in a polarisation modulated spectroscopic ellipsometer. ICSE '93, Paris, 1993.
- [73] R.M.A. Azzam, Multichannel polarisation-state detectors for time-resolved ellipsometry. ICSE '93, Paris, 1993.
- [74] R.M.A. Azzam, A.G. Lopez, Spectral calibration of the Four-Detector Photopolarimeter (FDP) and its use for the determination of the light-path and detector-surface parameters. ICSE '93, Paris, 1993.
- [75] E. Masetti, M.P. da Silva, Construction and test of a time resolved spectro-ellipsometer based on the four-detector photopolarimeter. ICSE '93, Paris, 1993.

-
- [76] M. Fried, P. Masa, Back propagation (neural) networks for fast evaluation of spectroscopic ellipsometric measurements. ICSE '93, Paris, 1993.

UNICHIP - ASIC Design mit österreichischen Universitäten

N. Kerö, G. Cadek, T. Sauter
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien

Nach einer Vorstellung der Projektziele von UNICHIP werden Rechneraustattung, die zur Verfügung stehenden Softwarepakete und das IC-Meßlabor beschrieben. Weiters wird auf den aktuellen Stand der drei Schwerpunkte des UNICHIP-Projekts: Lehre, Industriekooperation und Forschung eingegangen. Schließlich werden zwei erfolgreiche IC- und Systementwicklungen der Arbeitsgruppe CAD vorgestellt: CMC (Contour Motion Control) IC und XR-III (Extended Redundancy) Field Bus Controller.

1. Projektbeschreibung und -ziele

UNICHIP wurde 1987 von der Arbeitsgruppe CAD des Instituts für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik der TU-Wien vorgeschlagen und seither vom BMWF und der GMe gefördert. (Seit 1988 beteiligt sich das Institut für Elektronik der TU-Graz an UNICHIP). Im Rahmen von UNICHIP werden verschiedene Ziele verfolgt. Zum einen soll die studentische Ausbildung auf dem Gebiet des rechnerunterstützten Entwurfs integrierter Schaltungen und Systeme verbessert werden. Es werden vier zweistündige Seminare angeboten und zahlreiche Diplomarbeiten betreut. Andererseits wendet sich UNICHIP direkt an die Österreichische Elektronikindustrie, insbesondere an Klein- und mittelständige Unternehmen (KMUs), um diesen beim Einsatz von applikationsspezifischen integrierten Schaltungen und dem Erlernen der dafür notwendigen Entwurfstechniken behilflich zu sein. Das Angebot reicht vom Beratungsgespräch bis zum gemeinsam durchgeführten ASIC-Projekt. Schließlich werden im UNICHIP-Projekt eigene Forschungs- und Entwicklungsvorhaben im Rahmen von Diplomarbeiten und Dissertationen durchgeführt.

2. EUROCHIP - Eine wesentliche Erweiterung von UNICHIP

Seit 1989 beteiligen sich vier österreichische Universitätsinstitute am ESPRIT-Projekt EUROCHIP. Die Ziele von EUROCHIP sind denen von UNICHIP ähnlich, es sollte jedoch ursprünglich nur die studentische Ausbildung im VLSI-Entwurf verbessert werden. Zu diesem Zweck wurden den Teilnehmern moderne CAD-Softwarepakete zu stark reduzierten Preisen (bis 90 % Rabatt) für die Ausbildung zur Verfügung gestellt. Ferner ist es im Rahmen von EUROCHIP möglich, integrierte Schaltungen nicht nur zu entwerfen, sondern auch zu sehr günstigen Konditionen mittels Multi-Projekt-Wafern fertigen zu lassen. Durch die Teilnahme an EUROCHIP wurden die mit UNICHIP begonnenen Design-Aktivitäten der Arbeitsgruppe CAD stark aufgewertet, weil jetzt Softwarepakete angeschafft werden konnten, die vorher nicht finanzierbar gewesen waren.

In der Phase II wird dieses Europäische Projekt für KMUs geöffnet werden. Das bedeutet, daß auch innerhalb von Projekten mit industriellen Partnern auf die Fertigung von Prototypen zu günstigen Konditionen zurückgegriffen werden kann. Inwieweit und unter welchen Bedingungen EUROCHIP-Software für industrielle Projekte von Universitätsinstituten verwendbar werden wird, steht derzeit noch nicht fest.

3. Ausstattung

Der Einsatz von CAD-Paketen zum Entwurf integrierter Schaltungen erfordert eine entsprechend umfangreich ausgebaute Hardware-Infrastruktur. Durch die rasante Entwicklung auf dem Workstationsektor, verbunden mit der steigenden Komplexität der bearbeitbaren Probleme, ist die Anschaffung neuester Rechner längstens alle drei Jahre leider unumgänglich.

3.1. Hardware

Derzeit besteht die Rechnerausrüstung aus einem VAX-Cluster mit vier Rechnern, deren Leistungsfähigkeit jedoch für die Durchführung anspruchsvollerer Projekte nicht mehr ausreicht. Diese Maschinen werden derzeit für die Lehre eingesetzt. Die zwei SUN-Sparcstations sind vollständig mit Projekten ausgelastet und leider nicht mehr leistungsfähig genug, für die durch EUROCHIP benutzbaren Pakete (CADENCE, Synopsis). Speziell für die Entwicklung von UPLDs (User Programmable Logic Devices) werden PCs, über ein NOVELL-Netzwerk verbunden, immer intensiver eingesetzt. In Abb. 1 ist die Hardwareausrüstung schematisch dargestellt.

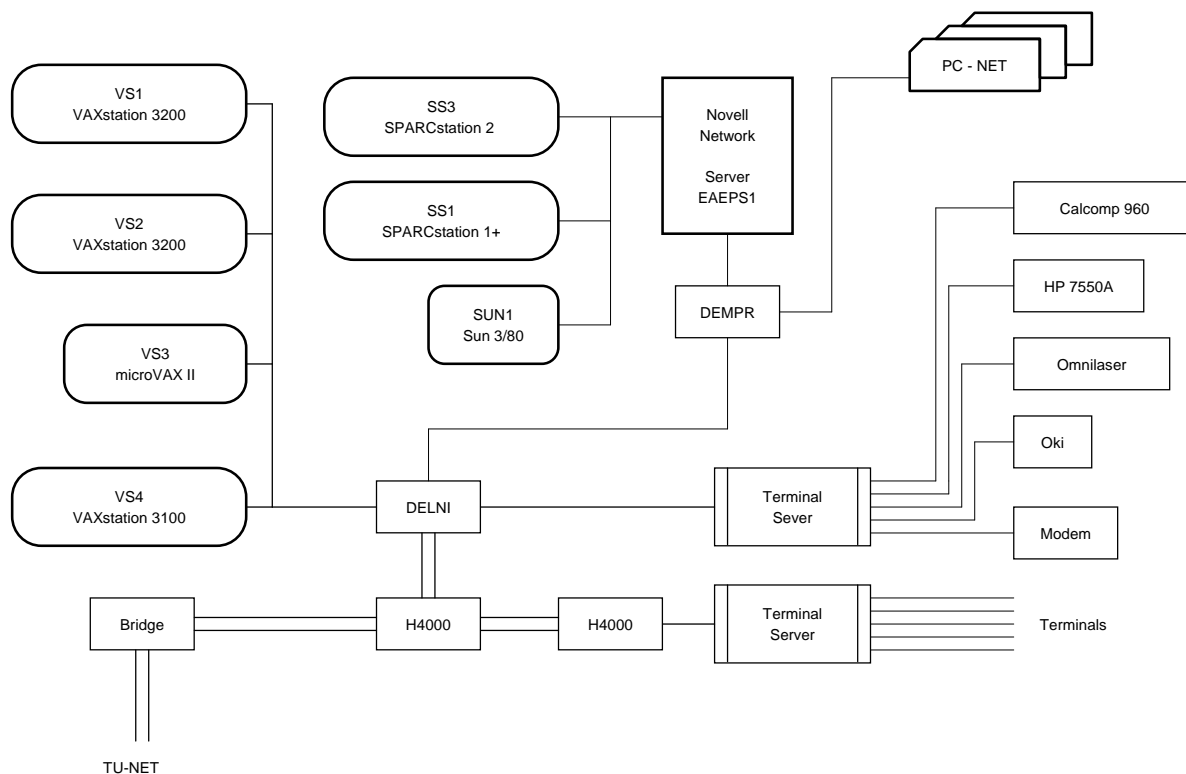


Abb. 1: Hardware-Ausstattung der UNICHIP-Gruppe Wien.

3.2. Software

Die Softwareausrüstung ermöglicht die rechnergestützte Analyse und den Entwurf sowohl digitaler als auch analoger integrierter Schaltungen und Systeme. Nachfolgend sind die vornehmlich verwendeten Softwarepakete aufgeführt. Hierbei muß erwähnt werden, daß für die meisten Programme Wartungsverträge abgeschlossen werden müssen, um Updates und vor allem Unterstützung durch die Hersteller zu gewährleisten.

Analogsimulation	PSpice, HSPICE, MICRO-CAP III
------------------	-------------------------------

PCB-Entwurf	PCAD
UPLD - Entwurf	LOG/iC, ABEL, XILINX, Altera, ViewLogic
VLSI - Entwurf	System HILO, CADENCE - Framework II, Synopsis, ViewLogic
Maschinenbau - CAD	AutoCAD, DesignCAD 2D, DesignCAD 3D, Micro Solids

3.3. Meßlabor

Aus Mitteln der GME sowie des FEI konnten Meßgeräte erworben werden, mit denen speziell integrierte Schaltungen sowohl digital als auch analog vermessen werden können. Diese Ausstattung ist auch für die Ausbildung unerlässlich, weil über EUROCHIP gefertigte ICs als ungetestete Prototypen geliefert werden und daher von den Studenten analog vermessen und digital getestet werden müssen.

3.4. Lehre

Derzeit werden folgende Seminare angeboten:

CAE - Entwurf gedruckter Schaltungen	N. Kerö
CAE - Entwurf programmierb. Integr. Schaltungen	G. Cadek, P. Thorwartl
CAE - Entwurf Integrierter Schaltungen	G. Cadek, R. Schreier
CAE - Testen Integrierter Schaltungen	W. Kausel, F. Prasky

Alle Seminare sind zweistündige Wahllehrveranstaltungen, in denen die Studenten nach einigen einführenden Vorlesungen in kleinen Gruppen (zwei bis drei Teilnehmer) selbständig Entwurfsaufgaben an Workstations lösen müssen. Besonders erfolgreiche Projekte werden im Rahmen von EUROCHIP gefertigt und von den Studenten auch ausgetestet. Es wurden bereits drei Projekte gefertigt.

Ferner betreut die Gruppe zur Zeit acht Diplomanden, die sich mit rechnergestütztem Schaltungsentwurf beschäftigen.

4. Industriekooperation

Ein wesentlicher Schwerpunkt von UNICHIP ist der rasche Know-How-Transfer zu KMUs betreffend den Entwurf integrierter Schaltungen. Derzeit wird in Zusammenarbeit mit der Fa. AKG ein Gate-Array für den professionellen Audioeinsatz entwickelt. Die Komplexität dieses Bausteins liegt bei ca. 50.000 Gates.

In Kooperation mit der Fa. SEMCOTEC wurde unter anderem ein PCM-4 Telephonie-Chipset, bestehend aus einem Quad-Codec einem Quad-SLIC und einem Quad-Power-Chip entwickelt. Zusammen mit Prozeßtechnologien von SEMCOTEC wurde ein Hochvolt - CMOS Prozeß (über 30 V Betriebsspannung) samt Standardzell-Bibliotheken entwickelt.

Auf dem Gebiet der komplexen UPLDs wurden für die Fa. Philips Dictation Systems zahlreiche XILINX- und Altera-Bauelemente erfolgreich entwickelt.

5. Forschungsprojekte

5.1. CMC - Contour Motion Control -IC

Ausgangspunkt für dieses Projekt war ein in Software realisierter Algorithmus zur zeitsynchronen Ansteuerung von vier und mehr Schrittmotoren. In Zusammenarbeit mit der Fa. SEMCOTEC ist eine 4-Achsen-Hartschaum-Heißdrahtschneidemaschine entwickelt worden, die zur Erzeugung von maßhaltigen Modellen aus Hartschaumplatten (beispielsweise für den Schiffbau) verwendet wird. Zur Drahtbewegung werden vier Motoren benötigt, weitere vier zur knickfreien Drahtnachführung. Die Ansteuerung aller Motoren muß zeitsynchron erfolgen. Zur Realisierung war ein VME-Bus-Prozessrechner mit Echtzeitbetriebssystem samt eigener Softwareentwicklung notwendig, weil käufliche Maschinensteuerungen nur für maximal fünf synchrone Achsen (mit der geforderten Genauigkeit und Geschwindigkeitskonstanz) erhältlich sind.

Es werden mit einem CMC-Controller zwei Schrittmotoren synchron so angesteuert werden, daß Bahnvektoren längs vorgegebener Geraden mit einstellbarer Geschwindigkeit abgefahren werden können. Durch Kaskadierung mehrerer CMCs müssen vier oder mehr Achsen zeitsynchron angesteuert werden können. In Abb. 2 ist das Blockschaltbild eines CMC dargestellt.

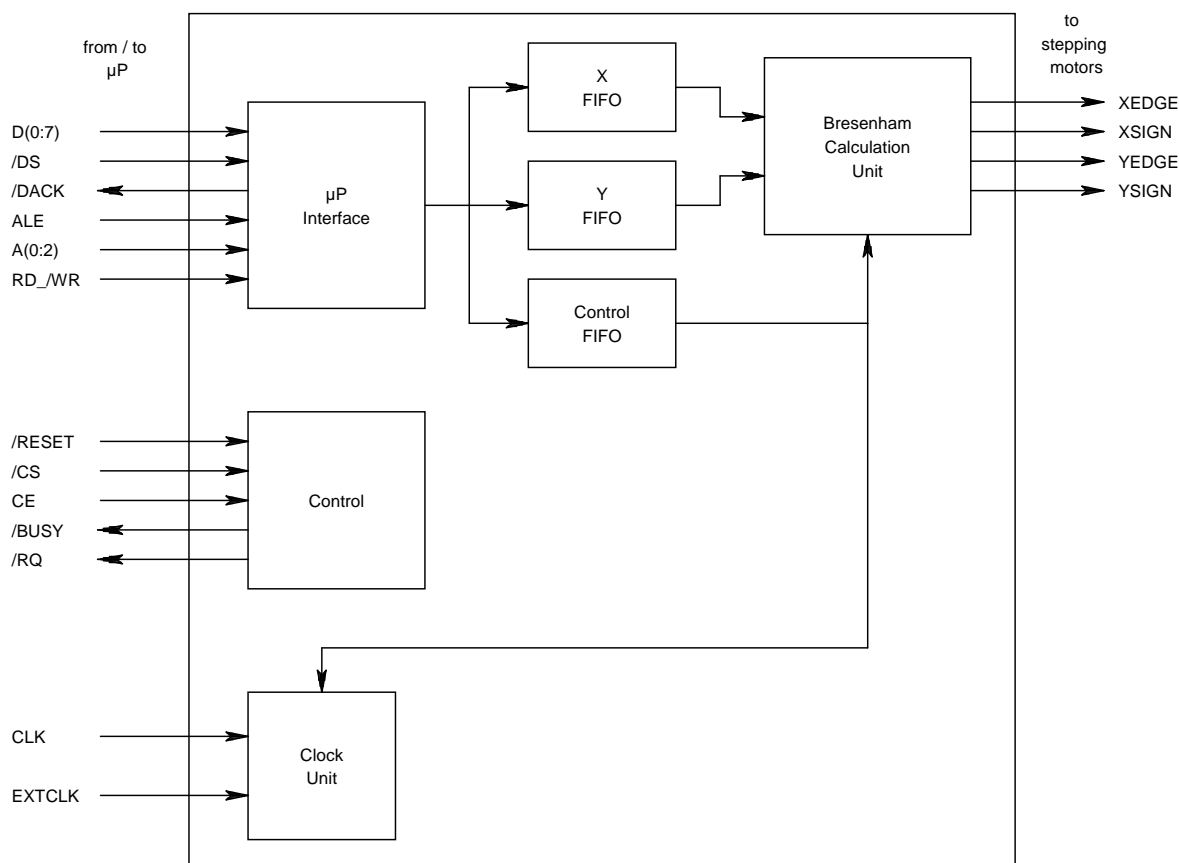


Abb. 2: Blockschaltbild eines Contour Motion Controllers.

In Abb. 3 wird die Zusammenschaltung mehrerer CMCs dargestellt, wobei immer ein CMC im Masterbetrieb zwei Slave-CMCs ansteuert. Diese Konfiguration ist nahezu beliebig tief kaskadierbar und ermöglicht so den Aufbau synchroner Vielachsensysteme.

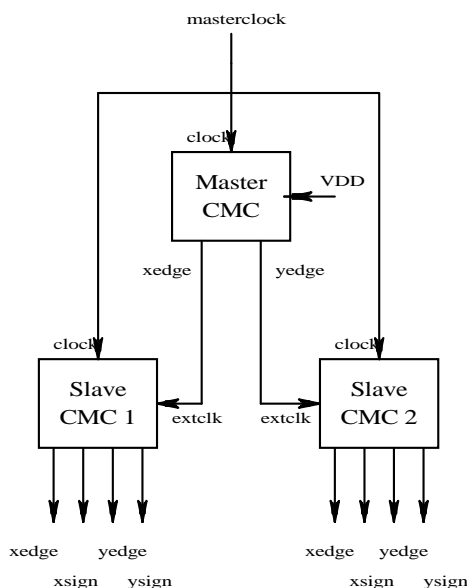


Abb. 3: Kaskadierung von Contour Motion Controllern.

Das Projekt wurde als Diplomarbeit von G. Cadek bearbeitet, innerhalb von 8 Monaten wurde ein funktionsfähiger Prototyp (1.2 μm CMOS, ca. 20.000 Gates) fertiggestellt.

5.2. XR-III Extended Redundancy Field Bus Controller

Ausgangspunkt dieser von T. Sauter durchgeführten Arbeit war es, ein Sensor-Aktor-Bussystem mit mehrfacher Fehlertoleranz zu entwerfen. Dieses Bussystem soll unter erschwerten Umweltbedingungen in Bereichen, wo hohe Datensicherheit gefordert wird, eingesetzt werden und sowohl Übertragungsfehler auf einer Leitung korrigieren als auch den Ausfall von bis zu zwei Leitungen (von drei) ohne Datenverlust tolerieren. Ferner sollen die einzelnen parallelen Übertragungsleitungen auf verschiedenen Wegen verlegbar und damit unterschiedlich lang sein können.

Untersucht man bereits bestehende Feldbussysteme auf ihre Tauglichkeit für den Einsatz als hochverfügbare und sichere Datenübertragungssysteme, stellt man fest, daß jedes bekannte Konzept zumindest ein Merkmal aufweist, das es für einen solchen Anwendungsfall als ungeeignet erscheinen läßt. Es wurde daher ein eigener BUS (**XR-III**) samt Protokoll definiert.

Der **XR-III**-Bus wurde also speziell für die Forderung nach hoher Verfügbarkeit und Datensicherheit entwickelt. Während andere fehlertolerante Bussysteme nach dem Prinzip der passiven Redundanz arbeiten und beim Ausfall einer Leitung auf eine Reserveleitung umschalten, wurde beim **XR-III**-Bus eine aktive Redundanz realisiert. Das bedeutet: ständiger Empfang auf allen Leitungen, Vergleich der Daten untereinander und vor allem *kein Datenverlust* beim Ausfall von bis zu zwei Leitungen. Als Topologie wurde eine Ringstruktur gewählt (siehe Abb. 4). Das hat den entscheidenden Vorteil, daß die Auswirkungen von Störungen (Einstreuungen, Leitungsausfall etc.), lokal, also auf zwei benachbarte Knoten beschränkt, bleiben (siehe Abb. 5).

Durch die Verwendung effizienter Datencodierung auf jeder Leitung können beim **XR-III**-Bus bis zu zwei Fehler in Blöcken von 26 Bit korrigiert werden. Damit wird nicht wie bei anderen Bussystemen unnötig viel Zeit mit dem Wiederholen gestörter Nachrichten verbracht. Weiter gesteigert wird die Datensicherheit durch eine optimale Ausnutzung der Redundanz. Ist zum Beispiel im Schnitt jedes tausendste Bit auf allen Leitungen gestört, tritt ein unkorrigierbarer Fehler im Mittel alle 16,5 Millionen Jahre auf.

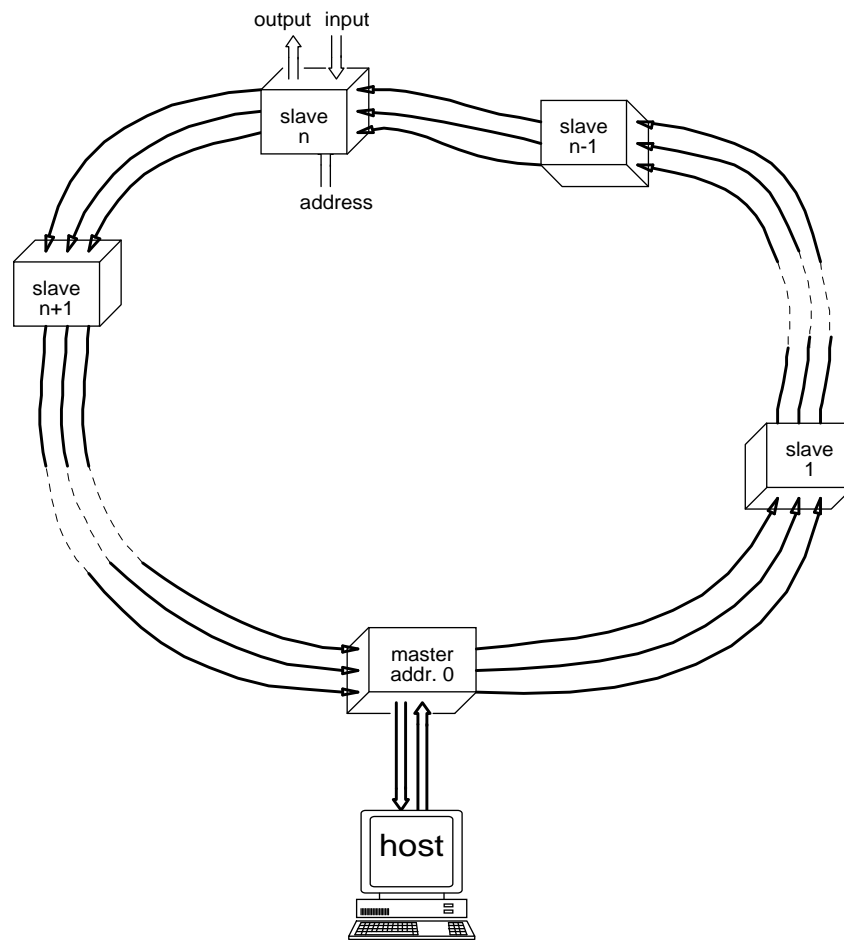


Abb. 4: Topologie des XR-III Extended Redundancy Field Bus.

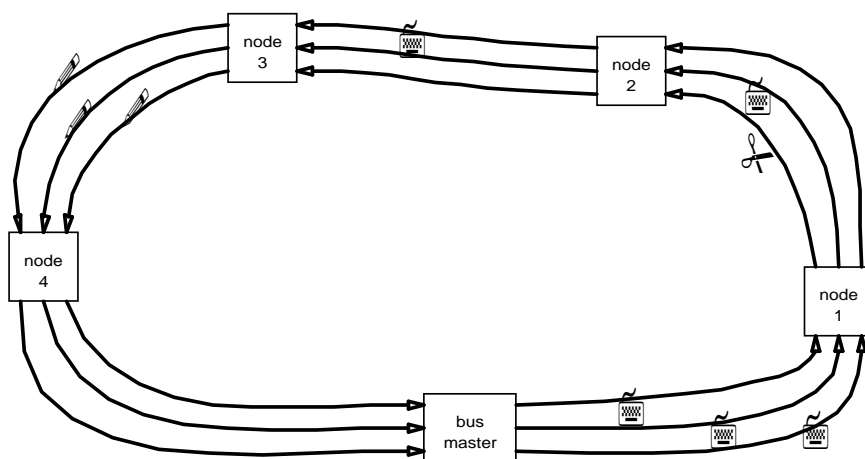


Abb. 5: Einfluß von Störungen auf den XR-III Extended Redundancy Field Bus.

Nachfolgend sind kurz die wichtigsten Eigenschaften des XR-III aufgeführt:

Topologie

- Ringstruktur
- drei parallele, unidirektionale Datenleitungen (damit zweifache Redundanz)
- beliebige Übertragungsmedien durch gleichanteilfreien Leitungscode
- Leitungen auf unterschiedlichen Wegen verlegbar
- bis zu 256 Teilnehmer

Systemeigenschaften

- aktive Redundanz dadurch extrem hohe Verfügbarkeit
- selbständiger Leitungslängenausgleich
- max. 350 m Längensunterschied zwischen zwei Knoten bei 10 MBit/s
- Datenregenerierung in jedem Bussegment
- One-Chip-Controller mit integrierter Peripherie
- 16 digitale I/O und 4 analoge I/O
- Datenraten bis zu 10 MBit/s
- definierte, konstante Durchlaufzeit (ca. 2 ms. bei 10 MBit/s und 256 Knoten)
- uneingeschränkte Echtzeitfähigkeit

protokollunterstützte Eigenschaften

- Master-Slave-Protokoll
- frei programmierbares Polling
- Datentransfer zwischen Slaves möglich
- Definition anwenderspezifischer Befehle möglich
- Broad- und Multicasting von Kommandos und Daten
- objektorientierte Adressierung mit programmierbaren Filtern
- automatische Erkennung und Lokalisierung eines Knotenausfalls
- Erkennung eines Hostausfalls und System-Shutdown möglich
- Informationen über Netztopologie jederzeit abrufbar
- softwaregesteuerte Abschaltung von Leitungen und Sperre von Netzknoten
- zwei verschiedene Interruptmechanismen mit sieben Hierarchiestufen

Die Diplomarbeit von T. Sauter wurde innerhalb von zwölf Monaten mit einem funktionsfähigen Prototyp auf LCA-Basis (XC4010 + XC4005) abgeschlossen. Derzeit existiert ein Demonstrationssystem mit drei Netzknoten, mit dem das komplette Konzept in Meßserien durch Nachbilden von Leitungsstörungen erfolgreich verifiziert werden konnte. Die weiteren Arbeiten konzentrieren sich auf die Implementation des XR-III-Controllers auf einen ASIC.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Cadek, "CMC - Contour Motion Control IC", Diplomarbeit am Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, Juni 1991
- [2] G. Cadek, N. Kerö "CMC - Contour Motion Control IC", SMT-ASIC, '92, Tagungsbd., pp. 713-722
- [3] T. Sauter, "XR-III-Bus und XR-III-Bus-Controller", Diplomarbeit am Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, Januar 1992

Monolithischer Quantisierer und Kodierer für als Periode und Tastverhältnis dargestellte analoge Größen

H. Leopold, R. Röhler, P. Söser
Institut für Elektronik, TU Graz
8010 Graz

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist eine monolithisch integrierte Schaltung, die die in Periode und Tastverhältnis sensorisch abgebildeten physikalischen Größen Dichte von Flüssigkeiten, Konzentration von Lösungen und Temperatur mehrkanalig mit höchster Auflösung quantisieren und in eine für die industrielle Instrumentierung taugliche Darstellung kodieren kann. Es werden der sensorische Hintergrund, Probleme der Quantisierung und Kodierung sowie die Realisierung in Silizium behandelt.

1. Der sensorische Hintergrund

Im Arbeitskreis der Autoren ist es seit langem Tradition, die Meßgrößen Dichte von Flüssigkeiten, Konzentration von Lösungen und daraus ableitbare Größen durch die Abbildungsgröße Zeit bzw. Periode sensorisch abzubilden, weil ausschlagsanaloge Abbildungsgrößen wie Spannung oder Strom seinerzeit wie heute die gewünschte Abbildungsgenauigkeit nicht leisten [1].

Zur Darstellung der Dichte einer ruhenden oder strömenden Flüssigkeit wird die Periode eines mechanischen Schwingungsgebildes herangezogen, welches mit der Flüssigkeit gefüllt ist bzw. von ihr durchströmt wird und das auf elektronischem Wege zu seiner natürlichen Resonanzfrequenz angeregt wird. Diese "Biegeschwingermethode" wurde 1969 erstmals beschrieben [2]. Wenn das Schwingungsgebilde so ausgebildet ist, daß das an der Schwingung teilnehmende Präparatvolumen durch die Lage der Schwingknoten bestimmt wird, entfällt die bei der Dichtebestimmung genauigkeitsbegrenzende Volumsmessung. Die Dichte des Präparates und mechanische Eigenschaften des Schwingungsgebildes bestimmen die Periode. Dieses Verfahren erlaubt heute eine Genauigkeit in der Dichte von 10^{-5}g/cm^3 und eine Auflösung besser als 10^{-6}g/cm^3 . Da die Masse des leeren Schwingers zur Masse des Präparates hinzutritt, muß zur Bestimmung der Dichte die Periode auf 10^{-7} genau gemessen werden.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient der Flüssigkeiten ($2 \cdot 10^{-4}/\text{K}$ für Wasser, $1 \cdot 10^{-3}/\text{K}$ für organische Lösungsmittel) und die temperaturabhängigen Eigenschaften des Schwingungsgebildes fordern eine Temperaturgenauigkeit der Meßanordnung in der Größenordnung von 1 mK. Man sieht, daß auch diese Forderung mit einfachen sensorischen Abbildungsgrößen nicht erfüllbar ist. Hier bewährt sich die Abbildung der Temperatur als Verhältnis der ohmschen Widerstände eines Widerstandsthermometers und eines stabilen Referenzwiderstandes durch die Abbildungsgröße Tastverhältnis.

Die Bestimmung der Konzentration in ruhenden oder strömenden Lösungen (z.B. Sole, Bier, Milch, Blut) wird auf die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls in der Lösung zurückgeführt. Zu diesem Zweck wird quer zur Flußrichtung durch das Präparat ein Schallstoß gesandt und über die Laufzeit die Schallgeschwindigkeit gemessen [3]. Es ist heute möglich, durch 10 mm weite Rohre zu schallen und die dabei auftretenden Laufzeiten in der Größenordnung von 10 μs mit Hilfe einer Zeitregelschleife und einem Schwungradoszillator

auf etwa 10 ps aufzulösen. Als Abbildungsgröße für die Lösungskonzentration steht letztendlich die Periode des Schwungradoszillators zur Verfügung. Auch hier ist wegen der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit eine Thermostatisierung oder Temperaturmessung auf 1 mK wünschenswert. Besonders interessante Ergebnisse liefert die Kombination von Dichte und Schallgeschwindigkeit bei der Analyse von Mehrstoffgemischen: Z.B. kann der Alkohol- und Stammwürzegehalt des bereits vergorenen Bieres im Verlauf der Flaschenabfüllung - ohne mit dem Präparat in Berührung zu kommen - auf 0,01 % genau gemessen werden.

Die dimensionsbehafteten Abbildungsgrößen Zeit bzw. Periode können durch zweiwertige Strom- oder Spannungssignale dargestellt werden, bei denen der zeitliche Abstand zwischen den Signalübergängen der gleichen Richtung Signalparameter ist. Zur digitalen Darstellung dieser Abbildungsgrößen muß zur Quantisierung ein Zeitnormal ausreichender Genauigkeit meist in Form eines (thermostatisierten) Quarzoszillators zur Verfügung stehen. Die Kodierung erfolgt durch ein Zählverfahren. Für die dimensionslose Abbildungsgröße Tastverhältnis wird im Prinzip kein Zeit- oder Frequenznormal benötigt. Wenn das Tastverhältnissignal jedoch an einen diskreten Zeitraster gebunden ist, kann ein besonderer Quantisierungsschritt entfallen. Die Kodierung erfolgt wieder mit Hilfe eines Zählers. Zur Darstellung des Widerstandsverhältnisses eignen sich ratiometrische, integrierende A/D-Umsetzer [4].

2. Die systemtechnischen Überlegungen

Viele der in dieser Arbeit angesprochenen Meßaufgaben sind solche in "schwieriger" Umgebung: Kernkraftwerke, Erdölbohrinseln, Raffinerien, Molkereien, Brauereien, Flugzeuge, Kraftfahrzeuge, zum Teil in explosionsgefährdeter Umgebung auch unter dem Einfluß starker elektromagnetischer Störungen. Es ist daher entscheidend, daß der irreversible Schritt der Quantisierung entweder an einem sicheren Ort stattfindet oder er so gestaltet werden kann, daß er durch die eben genannten Einflüsse nicht beeinträchtigt wird. Die früheren Lösungen verlegten daher den Quantisierungsvorgang der Abbildungsgrößen in die Meßwarte und übertrugen die analogen Abbildungsgrößen Periode und Tastverhältnis in ihrer analogen (zeitkontinuierlichen) Form. So wurde die Frequenz des Schwingungsgebildes bei der Dichtemessung bzw. des Schwungradoszillators bei der Schallgeschwindigkeitsbestimmung als Taktfrequenz für einen integrierenden A/D-Umsetzer nach dem Ladungsausgleichsverfahren zur Darstellung der Temperatur verwendet und somit die Dichte als Periode und die Temperatur als auf dieses Periodensignal bezogenes diskretes Tastverhältnis dargestellt und übertragen. Die Zweidimensionalität der Darstellung stört nicht, weil Periode und Tastverhältnis unabhängig voneinander variiert werden können. Ein zweiwertiges Stromsignal mit den Werten 4 und 20 mA kann die Dichte (Schallgeschwindigkeit) und die Temperatur mit ausreichender Genauigkeit darstellen und gleichzeitig mit den verbleibenden 4 mA den Erregerverstärker für den Dichteschwinger (die Schallelektronik), den Temperatursensor und seinen A/D-Umsetzer mit Energie versorgen. Da das Signal wertdiskret ist, kann es ähnlich einem digitalen potentialgetrennt und somit störsicher übertragen werden. Diese Form der Darstellung vermeidet einen Quarzoszillator am Meßort, zu dessen Thermostat keine Energie zur Verfügung steht.

Der Engpaß dieser Darstellung ist die niedrige Taktfrequenz für den A/D-Umsetzer, die auf die mechanischen Gegebenheiten des Schwingungsgebildes oder der Schallstrecke Rücksicht nehmen muß. Daher ergibt sich ein Übertragungsrahmen für die Temperatur, der zeitlich nicht mit der Meßperiode für die Dichte oder des Schalls zusammenfällt. Außerdem können wegen der geringen Datenrate des Bitstromes für die Temperatur zeitliche Temperaturänderungen

nicht schnell genug übertragen werden. Vor allem bei der Temperaturkompensation ist dies ein gravierender Nachteil. Das dieser Arbeit zugrundeliegende Konzept sieht eine Trennung von Schwinger- (Schall-) Periode und Taktfrequenz des A/D-Umsetzers vor. Es wird eine Architektur vorgeschlagen, die die Quantisierung am Meßort vornimmt, gleichzeitig drei als Periode abgebildete und drei als Tastverhältnis dargestellte Meßgrößen quantisiert und zur Übertragung kodiert. In der Meßwarte wird dieses Signal empfangen und die Werte der Perioden und der Tastverhältnisse digital dargestellt, wobei die Auflösung erst bei diesem Schritt festgelegt wird. Da die Taktfrequenz auch den Übertragungstakt bestimmt, kann diese in der Meßwarte mit Hilfe eines in der Genauigkeit übergeordneten Zeitnormales quantisiert und digital dargestellt werden. Somit kann der Einfluß der nicht ausreichend genauen Taktfrequenz auf die gemessenen Perioden bzw. Tastverhältnisse numerisch korrigiert werden.

Die zu quantisierende Periode wird sowohl vom Dichte- als auch vom Schallsensor als 2-wertiges Signal ausgegeben, dessen Flanken aus nicht im elektrischen Raum liegenden Gründen zeitlich schwanken. Der Betrag dieser Schwankung (Jitter) liegt in der Größenordnung von $1 \mu\text{s}$. Sie bestimmt letztlich die zeitliche Auflösung der sensorischen Darstellung und legt es nahe, das Zeitinkrement zur Quantisierung mit $1 \mu\text{s}$ bzw. die Taktfrequenz mit 1 MHz zu wählen. Es ist für die Unterdrückung von Störungen durch Mittelwertbildung wesentlich, daß die Quantisierung der Perioden ohne zeitliche Unterbrechung erfolgt. Daher wird zyklisch quantisiert. Die Dauer der Quantisierungszyklen und der Übertragungstakt wird durch Frequenzteilung aus der Taktfrequenz abgeleitet. Die Dauer eines Quantisierungszyklus' wurde zu 1 s gewählt, damit in einem Quantisierungsvorgang eine Auflösung von etwa 10^{-6} erreicht wird. Der Übertragungstakt kann dann zu 1 kHz gewählt werden. Diese niedrige Frequenz erlaubt eine störssichere Übertragung der im Quantisierungszyklus angefallenen Resultate von insgesamt 183 bit im nächstfolgenden Zyklus.

3. Die Quantisierung der Periode

Im Interesse eines konstanten, relativen Quantisierungsfehlers unabhängig vom Betrag der Periode werden nicht einzelne Perioden sondern daraus abgeleitete Vielfache quantisiert, deren Ordnungszahl n_1 von der Dauer des Quantisierungszyklus' bestimmt wird. Die Vielfachperioden beginnen und enden bei jener positiven Flanke des Periodensignals, welche auf den Beginn des Quantisierungszyklus' folgt. Ein Zähler zählt die ganzzahlige Ordnungszahl n_1 (ohne Quantisierungsfehler), ein zweiter die Zahl der Taktperioden n_2 , die in der Vielfachperiode enthalten sind mit Quantisierungsfehler, weil Taktfrequenz und Periodensignal nicht kohärent sein können. Die Werte n_1 und n_2 werden getrennt in die Meßwarte übertragen und können dort mit entsprechenden gespeicherten Werten aus vorangegangenen Zyklen zur Erhöhung der Auflösung vereinigt werden. Eine abschließende Division ergibt den hochaufgelösten Mittelwert der Periode. Der Größtwert des Quantisierungsfehlers der Dauer der Vielfachperioden beträgt immer $\pm 1 \mu\text{s}$. Wegen der lückenlosen Quantisierung wird dieser Fehler bei der Aneinanderreihung von Vielfachperioden in der Meßwarte nicht größer.

4. Die Quantisierung des Tastverhältnisses

Ein ratiometrischer A/D-Umsetzer bildet das Widerstandsverhältnis eines Platinwiderstandsthermometers und eines Referenzwiderstandes als Tastverhältnis ab. Dieses wird durch ein 2-wertiges, zeitdiskretes Signal dargestellt [4]. Im vorliegenden System wird das Tastverhält-

nissignal zeitlich an die Taktfrequenz gebunden und zum Zweck der Quantisierung mit der Taktfrequenz ausgezählt. Das Resultat wird im folgenden Zyklus übertragen. Wegen der Bindung an die Taktfrequenz entsteht in der Zeitdomäne kein Quantisierungsfehler. Jener in der Spannungsdomäne wird wegen der geschlossenen Schleife im A/D-Umsetzer zu Null ausgemittelt.

5. Die Kodierung

Die guten Betriebserfahrungen mit einem 2-wertigen Stromsignal auf einer Zweidrahtleitung, die (auch eigensicher) das Sensorsystem mit Energie versorgt, führten zu folgendem Format der Übertragung (Abb. 1). Bitserielle Darstellung durch 2-wertige Pulsweitenmodulation eines 2-wertigen Stromsignals mit den Werten 4 mA (low) und 16 mA (high). Ruhezustand ist high. Die Impulse beginnen im Zeitabstand von 1 ms (Übertragungstakt) und dauern entweder 100 μ s (0) oder 200 μ s (1). Bei der Übertragung (fiktiv) von lauter Einsen stehen im Mittel dem Sensorsystem 13,6 mA zur Verfügung; wesentlich mehr als beim analogen 4 bis 20 mA-Format!

Abb. 2 zeigt den zeitlichen Zusammenhang zwischen dem Quantisierungszyklus und der Übertragung des Datenblocks.

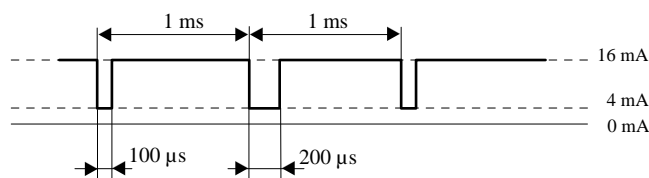


Abb. 1: Zweiwertiges Stromsignal

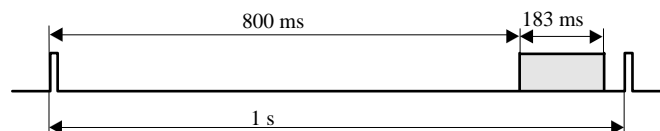


Abb. 2: Zeitliche Lage des Datenblocks im Quantisierungszyklus

6. Die monolithische Realisierung

Der beträchtliche Schaltungsaufwand für eine Realisierung der Quantisier- und Kodiereinrichtungen führte zur Entwicklung einer monolithisch integrierten Schaltung, deren Aufbau in Abb. 3 als Blockschaltbild dargestellt ist. Die Ablaufsteuerung generiert neben intern benötigten Hilfssignalen auch die zeitlichen Steuersignale für die Quantisierung, die Kodierung und den Übertragungsrahmen. Die Funktionsblöcke für die Perioden- und Tastverhältnisquantisierung sind über ein gemeinsam getaktetes Schieberegister miteinander verbunden. Dieses Schieberegister wird nach jedem Ende eines Quantisierungszyklus parallel mit den in diesem Zyklus ermittelten Daten geladen.

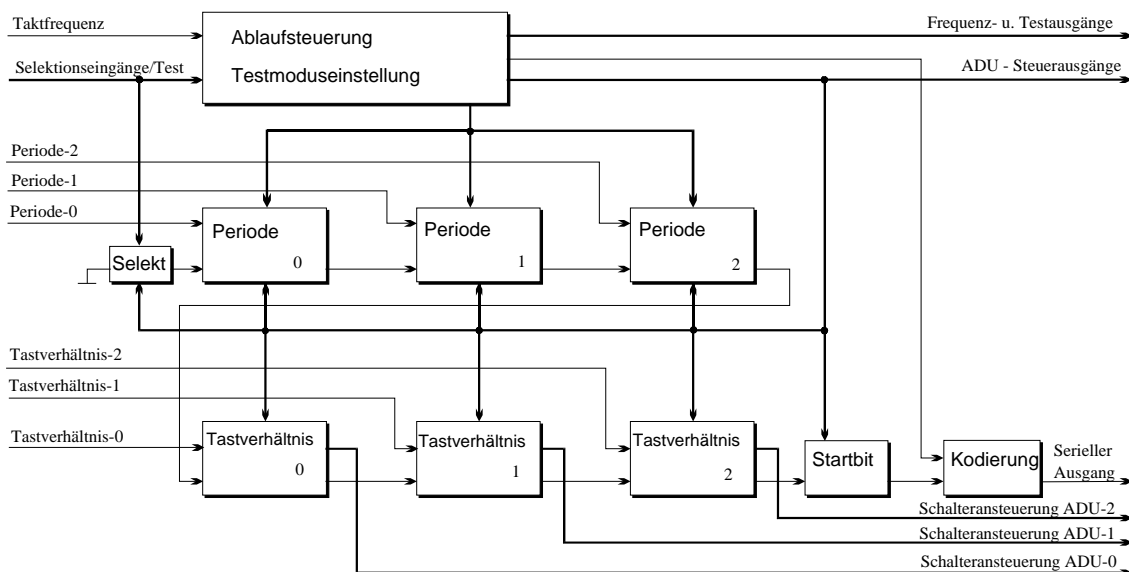


Abb. 3: Blockschaltbild des monolithischen, integrierten Quantisierers und Kodierers

Die Schaltung zur Quantisierung der Vielfachperiode (Block **Periode** in Abb. 3) wurde wie im Blockschaltbild (Abb. 4) dargestellt realisiert. Der 15 bit Dualzähler stellt den Zähler zur Bestimmung der Ordnung n_1 der Vielfachperiode dar. Die Ablaufsteuerung übernimmt die Kontrolle über den Beginn und das Ende der Vielfachperiode in Abhängigkeit vom Periodensignal (Eingang P_{in}) und jenem Signal, das den Quantisierungszyklus festlegt (1 Hz). Die Bestimmung der Anzahl der Zeitinkremente n_2 erfolgt durch die Differenzbildung modulo- 2^{25} der Zählerstände eines Dualzählers am Ende und am Beginn einer Vielfachperiode. Dieser Dualzähler wird mit der Taktfrequenz getaktet und läuft ohne zeitliche Unterbrechung durch. Da jeder Zählerstand zweimal zur Differenzbildung gebraucht wird - im einen Quantisierungszyklus als Minuend, im darauffolgenden als Subtrahend - bietet sich eine Struktur mit Register A und Register B (jeweils 25 bit breit) an, deren Ausgänge am Subtrahierer angeschlossen sind. Die Verbindung zum Dualzähler erfolgt über den 25 bit Eingangsbus. Nach dem Ende einer Vielfachperiode werden die in ihr ermittelten Zählerstände n_1 und n_2 in ein Schieberegister übernommen, aus dem sie zur Übertragung seriell ausgeschoben werden. Die Kaskadierbarkeit der Schaltung wird durch den seriellen Eingang (Serial_in) und den seriellen Ausgang (Serial_out) gewährleistet.

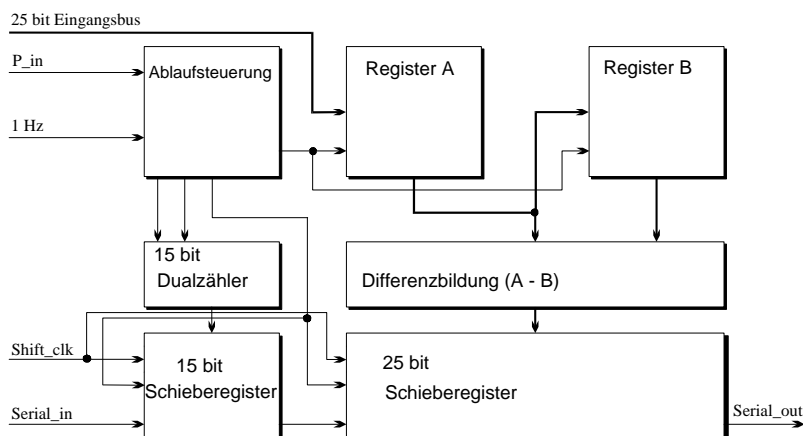


Abb. 4: Blockschaltbild des Periodenquantisierers

Die Quantisierschaltung für das Tastverhältnis (Block **Tastverhältnis** in Abb. 3) wird in Abb. 5 im Zusammenwirken mit dem analogen Schaltungsteil des A/D-Umsetzers gezeigt. Die Regelschleife sorgt dafür, daß das Tastverhältnis der Schalter S_1 und S_2 im Zeitmittel gleich dem Teilverhältnis des aus den Widerständen R_{Temp} und R_{Ref} gebildeten Spannungsteilers wird.

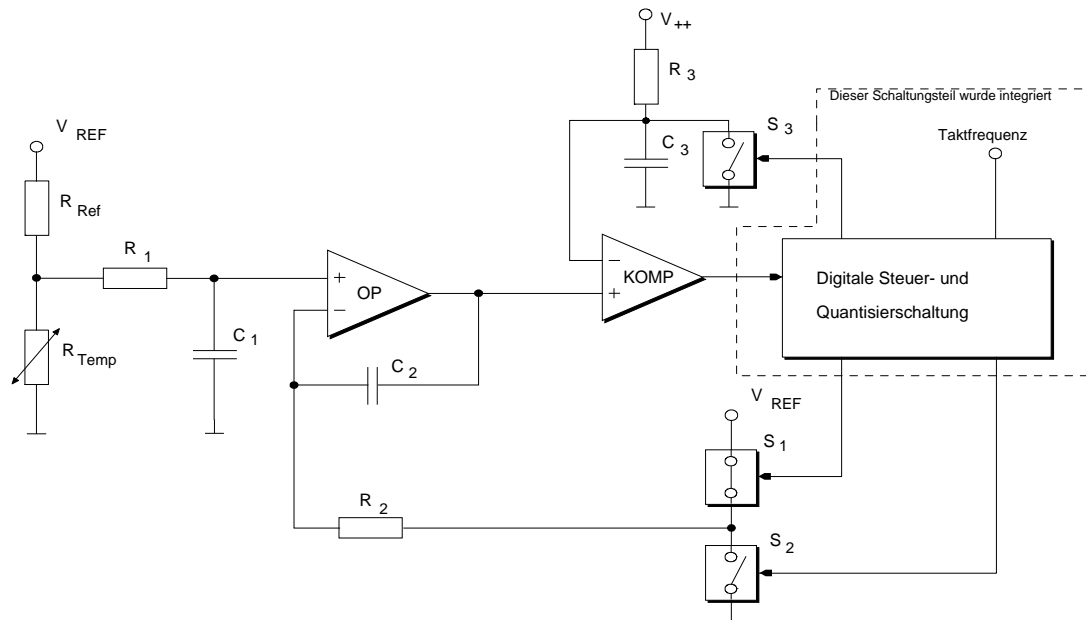


Abb. 5: Blockschaltbild des A/D-Umsetzers

Der Schaltungsentwurf wurde auf einer SUN-Workstation mit Hilfe des Programmpaketes GDT[®] der Firma Mentor Graphics[™] mit selbst generierten Standardzellen durchgeführt. Eine Aufteilung der Gesamtschaltung in überschaubare Schaltungsblöcke vereinfachte die Entwurfs- und Simulationsabläufe erheblich. Die Schaltungsteile wurden auf Gatterebene gezeichnet und in eine Simulatornetzliste übersetzt. Die Logiksimulation erfolgte unter Verwendung von Modellbeschreibungen der Gatter (sogenannte M-Modelle) mit dem Simulationsprogramm Lsim[®]. Durch die Verwendung von M-Modellen verkürzt sich die Simulationszeit auch bei umfangreichen Schaltungen auf ein vertretbares Maß, ohne daß dabei Einbußen in der Genauigkeit des Simulationsergebnisses hingenommen werden müssen. Die Generierung des Layouts wurde mit einem automatisch arbeitenden Platzier- und Verdrahtungsprogramm durchgeführt. Aus dem so erstellten Layout konnte eine Netzliste mit den tatsächlich vorhandenen Layoutkapazitäten für die Nachsimulation der Schaltung generiert werden. Die Simulationsergebnisse wurden mit jenen vor der Platzierung und Verdrahtung verglichen (Verifikation des Entwurfs, Backannotation). Die Peripheriezellen einer integrierten CMOS-Schaltung stellen aus Gründen der gewünschten Überspannungsfestigkeit einen wesentlichen Problempunkt dar und werden deshalb von der Fertigungsfirma als reine Layoutdaten (nicht simulierbar!) vorgegeben. Dasselbe gilt für eine Quarzoszillatorzelle, die im benötigten Taktfrequenzbereich betrieben werden kann. Die Anbindung der Peripheriezellen (Eingangs- und Ausgangspads, Stromversorgungsanschlüsse) an das automatisch erstellte Layout des Kernbereichs der Schaltung kann wegen des Datenformats dieser Zellen nicht automatisch vorgenommen werden.

Der Entwurf wurde bis zur Erstellung des Maskensteuerbandes im GDSII-Format durchgeführt. Die Realisierung der integrierten Schaltung in Silizium erfolgte mit einem $1\ \mu$ CMOS

Prozeß der Firma Austria Micro Systeme International AG (AMS®). Im Rahmen eines Multi-Product-Wafer Projektes wurden dort die ersten Musterbausteine gefertigt.

Im Test der Schaltung zeigten sich 2 Fehler (1 Verdrahtungs- und 1 logischer Fehler), die am Spitzenmeßplatz mit Lasercutter soweit behoben werden konnten, daß die ordnungsgemäße Funktion der gesamten Schaltung nachweisbar war. Die entsprechenden Korrekturen am Design sind bereits erfolgt.

Technische Daten der integrierten Schaltung:

- 1 μ CMOS-Prozeß mit 2 Metallverdrahtungsebenen
- 30000 Transistoren
- Chipfläche: 3495 μ m * 4000 μ m
- 16 Eingänge; 24 Ausgänge; 4 Versorgungsanschlüsse
- Eingebauter Quarzoszillator für Taktfrequenzen von 1 MHz bis 16 MHz
- Gehäuseform: PLCC-44

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Elektronik der Technischen Universität Graz im Rahmen der Programme UNICHIP/EUROCHIP durchgeführt. Der Gesellschaft für Mikroelektronik, Wien, dem Bundesministerium für Wissenschaft und Forschung, Wien, und dem Amt der Steiermärkischen Landesregierung, Abteilung Wirtschaftsförderung, Graz, sei für die Finanzierung dieser Programme an dieser Stelle aufrichtig gedankt.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Leopold, "Time, frequency and duty-cycle as signal parameters in process signals", p. 51-56, in *Real-Time Data Handling And Process Control*, H. Meyer ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1980
- [2] O. Kratky, H. Leopold, H. Stabinger, *Z. angew. Phys.*, 27, S. 273-277, 1969
- [3] Österreichisches Patent 380339, 1986
- [4] United States Patent 5148170, 1992

Langzeit-Meßsystem für Umweltparameter

K. Riedling, W. Ripl*, W. Fallmann, B. Luger, P. Svasek, W. Winkler
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien

***Institut für Ökologie, TU Berlin, und Gesellschaft für Gewässerbewirtschaftung,**
W-1000 Berlin 33

Mit dem Ziel, hydrologische Parameter über längere Zeiträume mit guter zeitlicher Auflösung erfassen und registrieren zu können, wurden vor einigen Jahren an der TU Wien in Zusammenarbeit mit der TU Berlin Grundwasserpegel-Meßsonden entwickelt. Das für diese Meßsonden gewählte Konzept erwies sich als so erfolgreich, daß nunmehr an einer Erweiterung auf ein ganzes Spektrum von Meßsonden für diverse Umweltparameter gearbeitet wird; prinzipiell ist die Langzeit-Erfassung aller Vorgänge möglich, die irgendwie auf ein elektrisches Signal abgebildet werden können. Die Möglichkeiten eines Einsatzes dieses Meßprinzips auch für andere Aufgabenstellungen als die Umwelt-Meßtechnik, und die Probleme bei der Konzeption standfester Sensoren sollen hier diskutiert werden.

1. Problemstellung

Für die Untersuchung langsam ablaufender Prozesse wie beispielsweise der Bodenerosion ist es notwendig, Meßserien parallel an möglichst vielen Punkten über möglichst lange Zeiträume, aber nichtsdestoweniger mit relativ hoher zeitlicher Auflösung vorzunehmen, wobei vielfach nur eine Registrierung der Meßdaten, nicht aber deren laufende Ausgabe notwendig ist. Alle diese Forderungen machen eine manuelle Meßwertaufnahme impraktikabel; die Messungen sind praktisch nur unter Einsatz automatisierter Datenerfassungseinheiten realisierbar, die die folgenden Anforderungen erfüllen sollten:

- Autarker Betrieb: Energieversorgung durch eingebaute Batterien, und Speicherung der Meßdaten in der Meßsonde.
- Dauerbetriebstauglichkeit: Ein ununterbrochener und wartungsfreier Einsatz über Zeiträume von mehreren Monaten bis zu mehr als einem Jahr sollte möglich sein.
- Hohe Genauigkeit und Stabilität des Meßsystems für die gesamte Einsatzdauer.
- Hohe Auflösung im Zeitbereich: Einige zehntausend Meßpunkte über die gesamte Meßdauer sind anzustreben. Im allgemeinen wird eine hohe Zeitauflösung nur für relativ schnelle und kurze Vorgänge benötigt, wogegen bei längerdauernder Datenakquisition die Meßfrequenz ohne störenden Verlust von Information verringert werden kann. 30.000 Meßpunkte — ein technisch praktikabler Wert — entsprechen bei drei Messungen pro Stunde einer Meßdauer von etwa 14 Monaten.
- Hohe Zuverlässigkeit: Unempfindlichkeit gegen Temperatur- und Witterungseinflüsse sowie gegen elektrische und magnetische Störfelder.
- Kompakte Bauweise: Da der Einsatz von Meßsonden für Umweltparameter vielfach an allgemein zugänglichen Orten erfolgen muß, sollte durch eine geeignete Bauweise der Gefahr von Diebstahl oder Vandalismus vorgebeugt werden.
- Niedrige Herstellungs- und Betriebskosten: Viele Untersuchungen erfordern flächendeckende Messungen, einen langen Meßzeitraum und daher eine verhältnismäßig große

Anzahl an Meßsonden; die Kosten pro Meßsonde sollten daher so niedrig wie möglich sein.

Als Prototyp derartiger Meßsonden wurde vor einigen Jahren in Zusammenarbeit mit der Berliner Gruppe um Professor Ripl eine Grundwasserpegel-Meßsonde entwickelt und auch vor zwei Jahren im Rahmen dieses Seminars vorgestellt [1]. Von diesen Grundwasserpegel-Meßsonden, die wegen ihres vorgesehenen Einsatzes in engkalibrigen Meßbrunnen in zylindrische Edelstahlgehäuse mit weniger als 50 mm Durchmesser eingebaut werden mußten, wurden in der Zwischenzeit etwa fünfzig Stück gefertigt, die alle in der BRD im Einsatz stehen und Messungen des Grundwasserstandes (und auch des Pegelstandes von Fließgewässern) mit einer bisher unbekanntenen räumlichen und zeitlichen Auflösung ermöglichten.

Der über alle Erwartungen hinausgehende Erfolg dieser Pegelmeßsonden trug dazu bei, daß der Wunsch nach ähnlich konzipierten Registriereinrichtungen für andere umweltbezogene Parameter laut wurde, beispielsweise für die elektrische Leitfähigkeit von Fließgewässern (als Maß für die Ionenkonzentration und damit für den Austrag von Bodenmineralstoffen), für Temperatur und Luftfeuchtigkeit, Niederschlagsmenge und Sonneneinstrahlung. Da mit Ausnahme des meßgrößenspezifischen Senteils sehr ähnliche Anforderungen an alle diese Meßsontentypen gestellt werden, lag ein modulares Konzept für den Aufbau der Meßsonden nahe, das in der Folge vorgestellt werden soll. Bestehend an einem derartigen modularen Konzept ist, daß die Implementierung eines neuen Sensortyps mit minimalem zusätzlichem Aufwand erfolgen kann, und daß dieses Meßsystem ohne weiteres auch für die Langzeit-Registrierung von beliebigen *nicht* umweltbezogenen Vorgängen geeignet ist.

2. Konzept einer modularen Meßsonde

Prinzipiell können drei in sich relativ abgeschlossene Bereiche einer Langzeit-Meßsonde voneinander unterschieden werden (siehe Abb. 1):

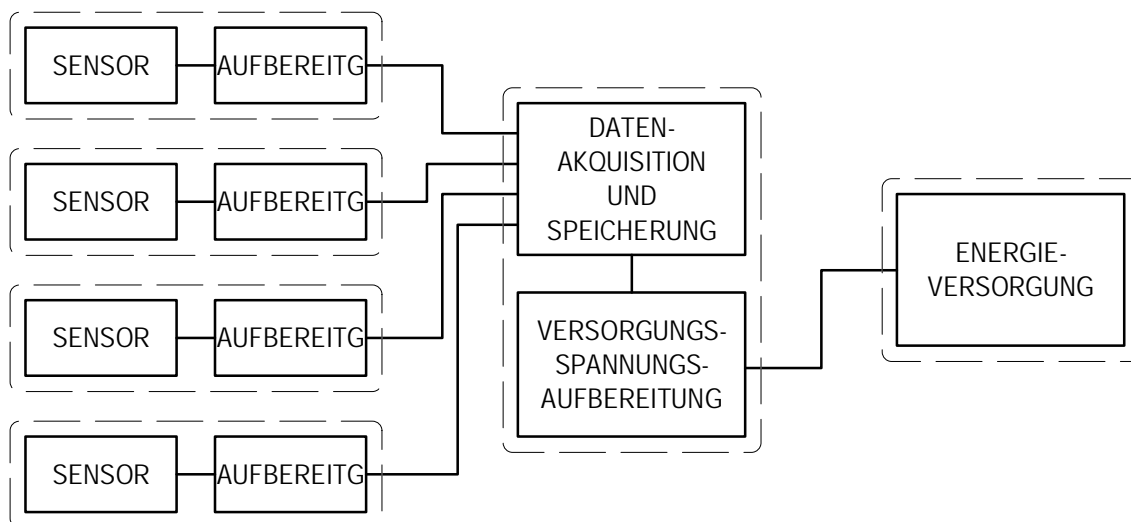


Abb. 1: Aufbau einer modularen Langzeit-Meßsonde.

- **Sensorik:** Dieser Bereich umfaßt den meßaufgaben-spezifischen eigentlichen Sensor sowie die im allgemeinen erforderliche sensorspezifische (Analog-) Elektronik, wie etwa Vorverstärker und Signalaufbereitung.
- **Datenakquisition und Speicherung, Versorgungsspannungsaufbereitung:** Die Funktionen des Datenakquisitions-Moduls sind für alle erdenklichen Meßaufgaben (im wesentlichen)

identisch. Sie umfassen die Konversion der analogen Meßgrößen in ein digitales Signal, die Ablaufsteuerung für die eigentlichen Messungen, die Speicherung der Meßdaten und nicht zuletzt die Versorgung aller Komponenten mit entsprechend konditionierten Betriebsspannungen. Um auch Mehrkanal-Aufzeichnungen zu ermöglichen, sollten an ein Datenakquisitions-Modul mehrere gleichartige oder auch unterschiedliche Sensoren angeschlossen werden können.

- Energieversorgung: Dem Gesamtkonzept entsprechend erfolgt die Versorgung der Meßsonden mit Energie im Normalfall durch Batterien oder Akkumulatoren. Für bestimmte Aufgabenstellungen, zum Beispiel für das Kalibrieren der Meßsonden oder das Auslesen der Meßdaten, ist es aber notwendig, eine Verbindung zur Außenwelt vorzusehen, die drahtgebunden oder drahtlos erfolgen und sowohl für den Datentransfer als auch für die (temporäre) Energieversorgung der Meßsonde genutzt werden kann.

2.1 Sensor und Signalaufbereitung

Prinzipiell kann das beschriebene Konzept zur Registrierung aller länger dauernden physikalischen oder chemischen Vorgänge verwendet werden, für die es einen Sensor gibt, der den folgenden Anforderungen entspricht:

- Der Sensor muß ein elektrisches Signal abgeben, das in einem eindeutigen (aber nicht notwendigerweise linearen) funktionalen Zusammenhang mit der zu messenden Größe steht.
- Der Sensor muß zumindest für die Dauer seines Einsatzes wartungsfrei sein.
- Der Energieverbrauch des Sensors und sein allfälliger Verbrauch an anderen Betriebsmitteln (z.B. chemischen Reagenzien) muß so gering wie möglich sein.
- Das Übertragungsmaß des Sensors, also der Zusammenhang zwischen Meßgröße und Ausgangssignal, muß über die gesamte vorgesehene Einsatzdauer hinreichend konstant bleiben oder sich zumindest in einer definierten und reproduzierbaren Weise ändern.

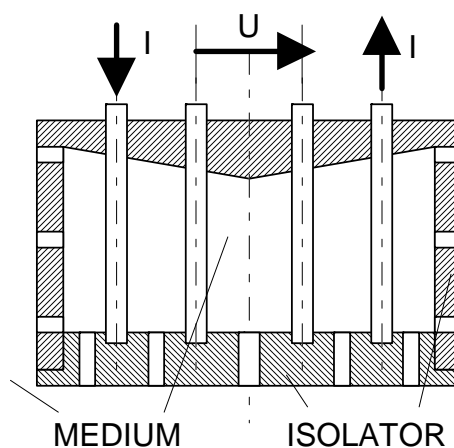


Abb. 2: Schema einer Vierelektroden-Wasserleitfähigkeits-Meßzelle.

Selbst für relativ einfache Sensoren sind diese Anforderungen nicht immer leicht zu erfüllen; insbesondere die für die Umwelt-Sensoren geforderte wartungsfreie Lebensdauer von etlichen Monaten bringt große Probleme mit sich, zum Beispiel aufgrund einer Verschmutzung mit Bakterien oder Algen oder durch Korrosion. Erschwerend kommt dazu die Forderung nach möglichst niedrigen Herstellungskosten für die Sensoren, sodaß beispielsweise die Verwendung von Edelmetallen weitgehend vermieden werden sollte.

Durch entsprechende Meßprinzipien können allerdings alterungs-, verschmutzungs- oder korrosionsbedingte Meßfehler vielfach eliminiert werden. Der derzeit im Entwicklungsstadium befindliche Wasserleitfähigkeits-Sensor (Abb. 2) arbeitet beispielsweise nach dem Prinzip der Vierelektrodenmessung (mit zwei Strom- und zwei Potentialelektroden), wodurch die Verwendung relativ preiswerten Edeldstahls für die Elektroden möglich sein sollte, während eine (an sich konstruktiv einfachere) Zweielektroden-Meßzelle (Abb. 3) aus Stabilitätsgründen nur unter Einsatz von Platin- oder Rhodium-Elektroden realisierbar gewesen wäre.

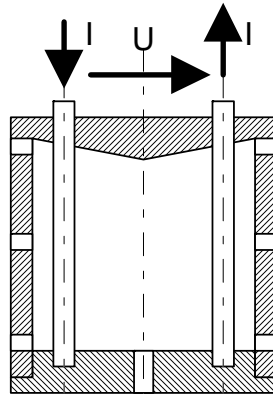


Abb. 3: Schema einer Zweielektroden-Wasserleitfähigkeits-Meßzelle.

Als vorteilhaft für die Standfestigkeit der Sensoren erweist sich vielfach der intermittierende Betrieb der Meßsonden: Wenn eine Meßsonde typisch alle 20 Minuten eine Messung vornimmt und der Sensor jeweils für weniger als eine Sekunde mit Energie versorgt wird, liegt die Gesamt-Betriebszeit des Sensors nach einem einjährigen Einsatz der Meßsonde bei 7,3 Stunden. Alterungs- oder Korrosionsvorgänge, die ausschließlich aufgrund der Versorgung des Sensors mit elektrischer Energie erfolgen, sind also meist von untergeordneter Bedeutung.

Die oben erwähnten Leitfähigkeits-Sensoren sind weiters ein Musterbeispiel für ein Sensor-Modul, das einen erheblichen Aufwand an spezifischer Analog-Hardware benötigt: Erstens muß die Messung zur Vermeidung von Polarisationserscheinungen und Korrosion mit Wechselstrom erfolgen; die sensorspezifische Elektronik muß also einerseits eine geeignete Wechselstromquelle und andererseits einen Gleichrichter für das Meßsignal enthalten. Zweitens ist die interessierende physikalische Größe die *Leitfähigkeit* und nicht der *Widerstand* des Wassers, da, wie erwähnt, die Messungen zur Abschätzung des Austrags von Mineralsalzen aus dem Boden durch die Fließgewässer dienen sollen; die Mineralsalz- und damit die Ionenkonzentration ist aber der Leitfähigkeit, nicht aber dem Widerstand direkt proportional. Wenn die in Abb. 2 und 3 dargestellten Elektrodenanordnungen aber mit einem konstanten Strom I beaufschlagt werden und die Spannung U gemessen wird, ist die gemessene Spannung dem Widerstand und nicht der Leitfähigkeit des Mediums proportional. Im Prinzip könnte wohl die Leitfähigkeit durch über eine $1/x$ -Transformation digital aus den gemessenen und abgespeicherten Widerstandsdaten errechnet werden; da aber große Leitfähigkeitswerte kleinen Widerstandswerten entsprechen, die nur mit einer verhältnismäßig schlechten relativen Auflösung gemessen und abgespeichert werden könnten, wären gerade die besonders interessierenden Ergebnisse mit einem großen intrinsischen Fehler behaftet. Es mußte also für die Leitfähigkeitssensoren eine etwas aufwendigere Meßschaltung konzipiert werden, bei der die Größe des eingepprägten Meßstroms I so geregelt wird, daß die Meßspannung U immer konstant gehalten wird; registriert wird der Strom I .

Jedenfalls sollte — unabhängig von der Art des Sensors — am Ausgang jedes Sensormoduls eine Spannung mit einem normierten Wertebereich zur Verfügung stehen. Zusätzlich dazu wird eine sensortypspezifische Kennung vorgesehen, die das (digitale) Datenakquisitionsmodul über die Art des angeschlossenen Sensors informiert. Damit ist die Voraussetzung dafür geschaffen, daß beliebige "kundenspezifische" Kombinationen von Sensoren an ein Datenakquisitionsmodul angeschlossen werden können. Über den genauen Modus der Übergabe von Meßwerten und Sensorkennungen an das Datenakquisitionsmodul — analog, digital mit parallelen Bitleitungen, oder digital mit seriellen Bitleitungen — ist derzeit noch keine Entscheidung gefallen, da dieser Teil des Meßsystems erst im Entwicklungsstadium steht.

2.2 Datenakquisitionsmodul

Der prinzipielle Aufbau eines Datenakquisitionsmoduls, das in Verbindung mit einer konfigurierbaren Anzahl beliebiger Sensoren (1 bis 4 oder auch 8) verwendet werden kann, ist in Abb. 4 dargestellt.

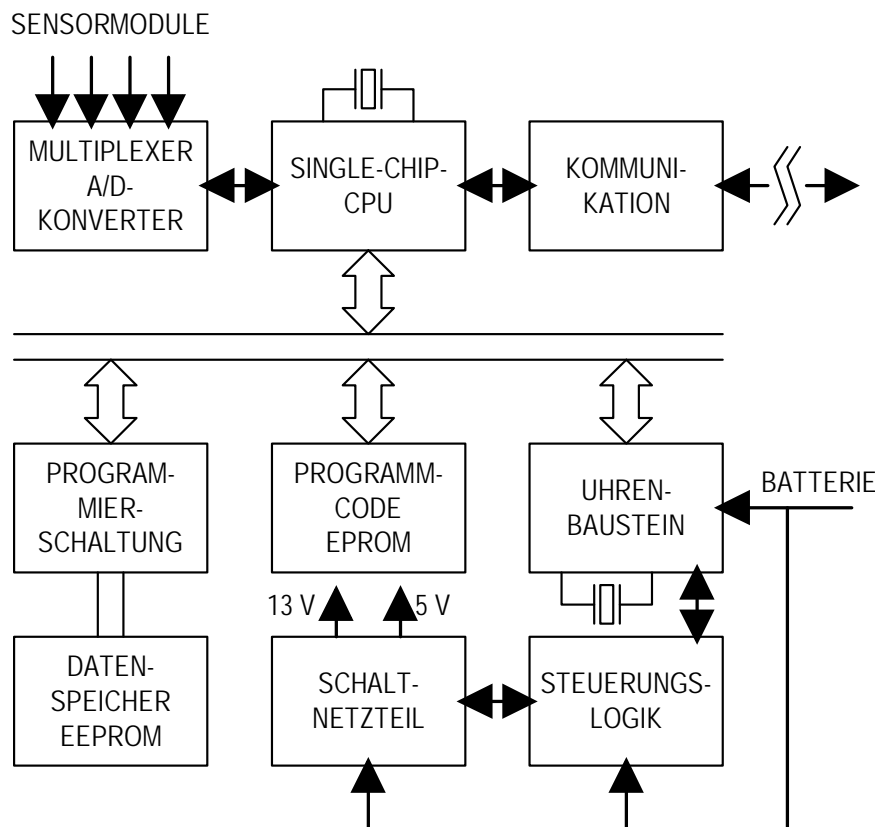


Abb. 4: Blockschaltbild des Datenakquisitionsmoduls.

Die Funktion des Datenakquisitionsmoduls wird primär von einem integrierten quarzgesteuerten Uhrenbaustein gesteuert, der in regelmäßigen, durch Leiterverbindungen auf der Printplatte bei der Fertigung einstellbaren Intervallen über eine relativ komplexe Steuerungselektronik das Schaltnetzteil des Datenakquisitionsmoduls aktiviert, das die übrige Elektronik — ausschließlich während der eigentlichen Meßphasen, sowie allenfalls permanent im Wartungsbetrieb — mit ihren Betriebsspannungen versorgt. Der Single-Chip-Mikrocomputer (ein Mitglied der Intel 8051-Familie) in der Datenakquisitionseinheit übernimmt dann die Kontrolle, liest Daten von der oder den angeschlossenen Sensoreinheiten über den Multiplexer als digitalisierte Signale ein, sucht den ersten freien Speicherplatz in dem zur Speicherung der

Meßdaten verwendeten elektrisch programmier- und löschbaren EEPROM (*Electrically Erasable Programmable Read Only Memory*), schreibt die digitalisierten Daten in den Datenspeicher, und deaktiviert über eine seiner Ausgangsleitungen das Schaltnetzteil, sobald die Messung und Abspeicherung abgeschlossen ist. Damit fällt ein nennenswerter Energieverbrauch nur während der kurzen Meßphasen an, während derer das Schaltnetzteil und damit der Mikrocomputer und die Sensoren aktiviert sind; typisch liegt die Dauer einer Meßphase deutlich unter einer Sekunde. Der Uhrenbaustein und der Teil der Elektronik, der dauernd mit Betriebsspannung versorgt werden muß, haben einen gegen die Selbstentladung der Batterien vernachlässigbaren Stromverbrauch. Dieser intermittierende Betrieb und die Wahl energiesparender Komponenten tragen dazu bei, daß der limitierende Faktor für die Einsatzdauer der Meßsysteme jedenfalls nicht in der Kapazität der Batterien liegt.

Die Wahl eines EEPROMs als Speichermedium für die Meßdaten erfolgte aus mehreren Gründen:

- Halbleiterspeicher mit einer für den vorgesehenen Einsatz ausreichenden Kapazität haben gegenüber anderen Speichermedien das geringste Systemvolumen und den geringsten System-Energieverbrauch.
- Im Gegensatz zu Speichern mit mechanisch bewegten (z.B. magnetischen) Medien sind Halbleiterspeicher verschleiß- und wartungsfrei.
- EEPROMs und EPROMs (*Erasable Programmable Read Only Memories*; nicht elektrisch löscher) behalten ihren Inhalt auch nach Abschalten aller Versorgungsspannungen bei, wogegen die als Alternative in Frage kommenden statischen RAMs (*Random Access Memories*) jedenfalls eine Pufferspannung benötigen, bei deren Ausfall die in ihnen enthaltene Information verlorenginge.
- *Zero Power*-RAMs benötigen zwar keine externe Versorgung mit einer Pufferspannung, sind aber unverhältnismäßig teuer.
- Die Energie, die zum Programmieren einer Speicherzelle in einem EPROM oder EEPROM benötigt wird, liegt um viele Größenordnungen über der Energie, die zum Ändern einer RAM-Speicherzelle erforderlich ist. EPROMs oder EEPROMs sind daher weit immuner gegen elektromagnetische Störfelder als RAMs.
- Im Gegensatz zu einem EPROM, das nach dem Auslesen der Meßdaten optisch (mit UV-Licht) gelöscht werden muß, kann ein EEPROM auf rein elektrischem Weg gelöscht werden. Da also kein mechanischer Zugriff auf den Datenspeicher-Baustein mehr erforderlich ist, kann die gesamte Datenakquisitions-Elektronik hermetisch gekapselt werden. (Die Meßsonden der ersten Generation verwendeten aus Kostengründen noch EPROMs als Datenspeicher. Die Probleme, die beim Löschen dieser EPROMs auftraten, waren die einzigen ernsthaften Schwierigkeiten beim Einsatz der Meßsonden.)

Für die Inbetriebnahme und Wartung der Meßsonden sowie für das Auslesen der Meßdaten wird zeitweise eine Datenverbindung zur Außenwelt benötigt. Mit Rücksicht auf den geforderten bidirektionalen Betrieb und wegen der einfacheren Implementierbarkeit wurde diese Datenverbindung mittels einer seriellen Schnittstelle realisiert. Bei der ersten Generation der Meßsonden war diese Schnittstelle eine einfache galvanische Verbindung über einen Steckkontakt, der beim Öffnen des SONDENGÄHUSES zugänglich wurde. Denkbar wäre jedoch auch eine drahtlose Verbindung über magnetisch gekoppelte Spulen, über die sogar die Energie für den Betrieb der Meßsonden zugeführt werden könnte.

2.3 Energieversorgung

Bei den Grundwasserpegel-Meßsonden der ersten Generation erfolgte die Energieversorgung durch gewöhnliche Alkali-Mangan-Trockenbatterien. Wurde ursprünglich mit einer minimalen Lebensdauer der verwendeten Baby-Monozellen von etwas mehr als einem Jahr gerechnet (also mit der gleichen Zeit, die zum vollständigen Auffüllen des Datenspeicher-EPROMs erforderlich gewesen wäre), ergaben die praktischen Erfahrungen eine weitaus höhere Batterielebensdauer. (Die Batterien des Prototyps dieser Meßsonden sind nach etwa vierjährigem Einsatz noch immer funktionsfähig.) Dem kommt auch die relativ aufwendige Konzeption des Schaltnetzteils entgegen, das speziell für die Datenakquisitionseinheit der Pegelmeßsonden entwickelt worden war, und das bis zu einer Batteriespannung von 2 Volt herab (bei einer Nennspannung von 4,5 V) funktionsfähig ist, weshalb selbst bei relativ entladenen Batterien und/oder tiefen Temperaturen die Spannungsversorgung der Meßsonde gesichert ist. Obwohl also der Batterieverbrauch als Kostenfaktor vernachlässigbar ist, wird gegenwärtig dennoch erwogen, statt Primärelementen Akkumulatoren für die Energieversorgung der Meßsonden zu verwenden. Abgesehen von Aspekten der Abfallvermeidung spricht auch eine verbesserte Zuverlässigkeit der Meßsonden für den Akkumulatorbetrieb: Gegenwärtig müssen die Meßsonden zum Auslesen der Meßdaten, zum Batterietausch und — bei der ersten Generation — zum Löschen der Datenspeicher-EPROMs geöffnet werden. Damit ist aber immer die Gefahr einer Beschädigung der Dichtringe oder -flächen verbunden, die letztlich zum Eindringen von Wasser und zur Zerstörung der Meßsonden führen könnte. Im Gegensatz dazu müßte eine Meßsonde, bei der die Kommunikation und die Energieversorgung (und damit auch die Ladung der Akkumulatoren) induktiv durch die Gehäusewandung hindurch erfolgen könnte, im Normalbetrieb nie wieder geöffnet werden. Da eine induktive Energieübertragung durch ein Edelstahlgehäuse nicht praktikabel ist, müßte das Gehäuse allerdings aus anderen, nichtleitenden Materialien gefertigt werden; im Hinblick auf Wasser-Diffusionsfestigkeit, mechanische Eigenschaften, Kosten und Fertigbarkeit wirft dies etliche Probleme auf, die noch einer Lösung bedürfen.

3. Auswerte-Software

Zu einem Meßsystem werden die Meßsonden erst durch eine entsprechende Softwareunterstützung, die die Wartung der Meßsonden sowie das Auslesen, die Vorverarbeitung und die Verwaltung der Meßdaten erleichtert. Der Mikrocomputer der Meßsonde kann über einen Satz von etwa 25 Befehlen angesprochen werden, mit deren Hilfe der Status der Meßsonde abgefragt, die Uhr der Meßsonde gestellt, eine Meßserie gestartet oder der komplette Satz von Meßdaten ausgelesen werden kann. Das Auswerteprogramm unterstützt wohl zu Wartungszwecken auch eine direkte Kommunikation eines Benützers mit der Meßsonde unter Verwendung des Meßsonden-Befehlssatzes; im allgemeinen ist aber die eigentliche Kommunikation mit der Meßsonde durch eine menügesteuerte pseudo-graphische Benutzeroberfläche verborgen. Die aus den Meßsonden ausgelesenen Daten werden durch eine numerische Korrektur auf der Basis eines Polynoms 1. bis 3. Grades mit sensorspezifischen Kalibrierwerten in physikalisch relevante Werte umgesetzt. Dies war notwendig, weil aus Gründen der geforderten Langzeit-Stabilität der elektrischen Parameter der Meßsonden der Einsatz von Trimpotentiometern für die Sondenkalibrierung kontraindiziert erschien und daher numerische Methoden zur Kompensation der Sensortoleranzen erforderlich waren. Gleichzeitig mit dieser Kalibrier-Korrektur erfolgt eine Prüfung der Meßdaten und allfällige Fehlerkorrektur durch Interpolation zwischen als korrekt betrachteten Meßwerten. Diese Korrektur wird durch die Abspeicherung von Zeitmarken (einmal täglich um Mitternacht) sowie durch das Format der abgespeicherten Meßdaten ermöglicht, das der Meßsonde die Markierung als falsch erkannter Meßdaten (z.B. infolge eines Bitfehlers des Datenspeichers) erlaubt.

In einzelnen Fällen sind die so erhaltenen Daten noch immer nicht direkt verwendbar: Beispielsweise ist die tatsächlich gemessene Leitfähigkeit des Wassers stark temperaturabhängig, der interessierende Parameter hingegen ist eine auf eine bestimmte Nenntemperatur (z.B. 20 °C) bezogene Leitfähigkeit. Aus diesem Grund ist in das Auswerteprogramm ein einfacher frei programmierbarer Interpreter eingebaut, mit dessen Hilfe Verknüpfungen zwischen verschiedenen Sätzen korrelierter Meßdaten (z.B. Roh-Leitfähigkeit und gleichzeitig gemessene Temperatur) ausgewertet werden können. Darüber hinaus können aber auch andere Manipulationen an und mit den gemessenen Daten erfolgen, die von einer einfachen Differenzbildung bis zu statistischen Auswertungen reichen können, und deren Komplexität nur durch die erforderliche Rechenzeit und den für das (benutzerdefinierbare) Programm benötigten Platz im Arbeitsspeicher begrenzt ist. Auf die Meßdaten und die durch Verknüpfung von Meßdaten erhaltenen Dateien kann sowohl sondenspezifisch als auch meßortspezifisch zugegriffen werden; insbesondere werden Maßnahmen vorgesehen, die es erlauben, die nacheinander mit verschiedenen Meßsonden am gleichen Ort erhaltenen Meßdateien miteinander zu einer Einheit zu verbinden.

Generell stellt die große Menge an Meßdaten, die durch dieses Meßsystem generiert werden können, ein ernsthaftes Problem dar: Bei drei Messungen pro Stunde — eine Frequenz, die im Hinblick auf die Dynamik der involvierten Prozesse sinnvoll erschien — erzeugt eine einzige Einkanal-Meßsonde in einem Jahr über 26.000 Meßpunkte. Bei einer derartigen Datenmenge ist eine Auswertung nur unter Zuhilfenahme statistischer und/oder heuristischer Methoden sinnvoll. Um ein Erkennen der Gesetzmäßigkeiten zu erleichtern, die sowohl den mit *einer* Meßsonde erhaltenen Daten als auch der Gesamtheit an Daten zugrundeliegen, wurde eine einfache graphische Ausgabe der Meßdaten vorgesehen. Mit Hilfe dieser Visualisierung soll von der Berliner Gruppe um Prof. Ripl geeignete statistische und heuristische Methoden für die hydrologische Interpretation der Messungen erarbeitet werden.

4. Ausblick

Mit dem beschriebenen Meßsystem wurde ein Instrumentarium konzipiert, das weit über den Bereich des Umweltschutzes hinaus von Interesse sein sollte: Prinzipiell wäre ein Einsatz dieses Meßsystems in allen Bereichen von Medizin, Forschung und Entwicklung denkbar, in denen möglichst preisgünstig die Parameter irgendwelcher Dauerversuche registriert werden sollten, beispielsweise im Zusammenhang mit der Entwicklung von (Bio-) Sensoren. Da andererseits aber auch die Brauchbarkeit eines Langzeit-Meßsystems für irgendwelche physikalische oder chemische Parameter von der Verfügbarkeit ausreichend standfester und zuverlässiger Sensoren abhängt, ist fast zwangsläufig ein zweites Naheverhältnis zur Sensortechnologie gegeben: um die Mitarbeit der Sensor-Experten wird dringend gebeten!

Literaturverzeichnis

- [1] W. Fallmann, B. Luger, K. Riedling, W. Ripl, P. Svasek, W. Winkler, Autonome Datenerfassungseinheiten für Umweltparameter, Seminar "Grundlagen und Technologie elektronischer Bauelemente", Großarl, 1991.

InSb-Detektoren unter uniaxialem und hydrostatischem Druck

R. Bischof, I. Maran, W. Seidenbusch
Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck
6020 Innsbruck

InSb-Zyklotronresonanzdetektoren sind Photoleitungsdetektoren für den fern infraroten Spektralbereich (FIR). Bei einer Temperatur von 4.2 K zeigen sie im magnetischen Feld zwei Resonanzen: die Zyklotronresonanz (CR) der freien Elektronen und eng benachbart dazu eine höherenergetische Störstellenresonanz (ICR). Verringert man die Temperatur, so frieren die freien Elektronen aus und der CR-Peak verschwindet, womit sich die spektrale Auflösung, gegeben durch die Einhüllende der beiden Resonanzen, erhöht. Gebräuchliche Detektoren, die mit CP4A (Chemical Polishing etchant Nr. 4A) geätzt wurden, zeigen eine Linienbreite von 8-10 cm^{-1} bei 4.2 K und 4 cm^{-1} bei 2 K [1]. Strasser et al. konnten [2] mit einer chemischen Poliermethode Linienbreiten von 1.3 cm^{-1} bei 2 K erzielen.

Wasilewski et al. [3] zeigten mit einer Druckmeßzelle, daß hydrostatischer Druck ein Ausfrieren der Elektronen bewirkt. Man kann also bei höheren Temperaturen eine Verringerung des CR-Peaks und damit der Linienbreite erzielen.

Die aufwendige Druckmeßzelle läßt sich vermeiden, wenn die Detektoren auf Substrate mit unterschiedlichem Ausdehnungskoeffizienten aufgeklebt oder in geeignete Materialien eingebettet werden [4]. Das Abkühlen erzeugt dann einen annähernd uniaxialen bzw. hydrostatischen Druck.

Der Fall des uniaxialen Drucks ist theoretisch schwerer zu behandeln, weil die Bandstruktur geändert wird: die Valenzbänder spalten auf und die Differenzenergien wachsen an. Für die Änderung des Magnetfeldes für die Zyklotronresonanz (CR) ergibt sich [5],[6]

$$\frac{B_{res}(p)}{B_{res}(0)} = 1 + p \left[(B_x / B)^2 (A_{yy} + A_{zz}) + z. p. \right] + p^2 \left[(B_x / B)^2 A_{yy} A_{zz} + z. p. \right]$$

Für die Druckrichtung [110] ist

$$A_{xx} = -0.013/\text{kbar} \quad A_{yy} = -0.011/\text{kbar} \quad A_{zz} = 0.005/\text{kbar}.$$

Damit ergibt sich z.B. für eine Wellenlänge des eingestrahlt Lichts von 70 μm und $B \parallel [001]$ eine Verschiebung von ca. 30 mT/kbar.

Abb. 1 zeigt die Verschiebung der Zyklotronresonanz (CR) für verschiedene Substratmaterialien. Die Meßkurven "Alu1" und "Alu2" sind beide für das Substratmaterial Aluminium, nur war der "Alu2"-Detektor fast auf der ganzen Fläche aufgeklebt, "Alu1" hingegen nur an den Stirnflächen. Auch bei den übrigen Detektoren wurde darauf geachtet, die Klebefläche so klein wie möglich zu halten.

Für den Teflon-Detektor wurde der Druck aus den Ausdehnungskoeffizienten von InSb und Teflon zu 5 kbar abgeschätzt. Eine Rechnung mit obiger Formel ergab in guter Übereinstimmung 3.7 kbar.

Die Linienbreite der CR wuchs vermutlich durch Inhomogenitäten im Druck bis um einen Faktor 1.8 an. Für einen Druck oberhalb von 3.5 kbar sank die CR-Linienbreite, es konnte

aber kein Wert unter der Linienbreite eines freitragend montierten Detektors gefunden werden.

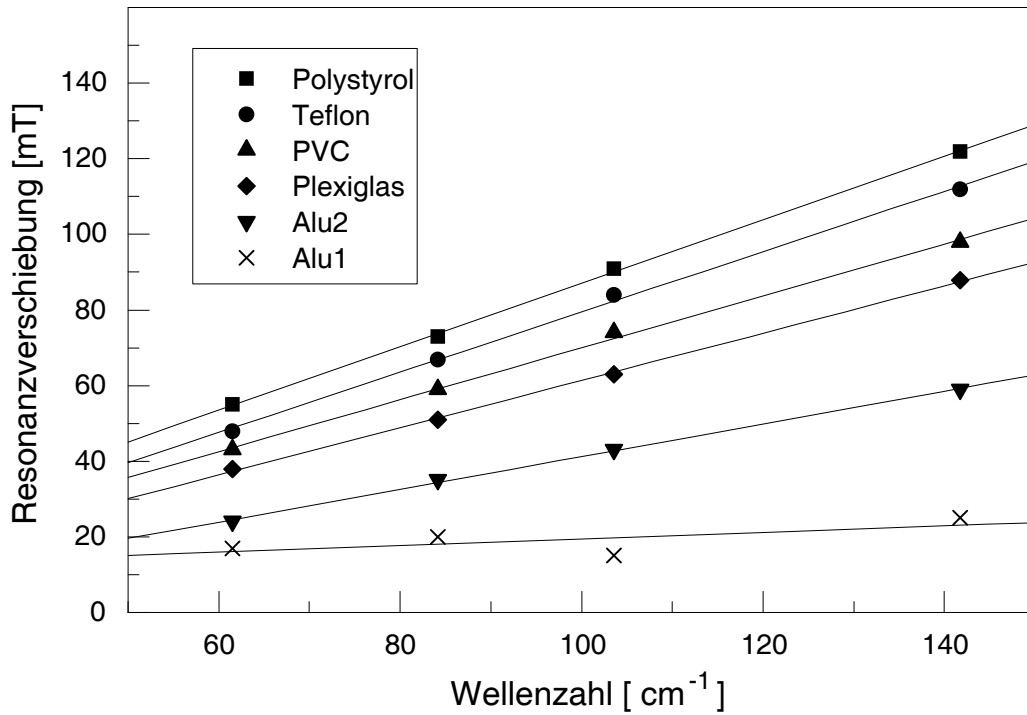


Abb. 1: Relative Verschiebung der CR-Position für InSb-Detektoren, die auf verschiedene Substratmaterialien aufgeklebt wurden, bezogen auf den freitragenden Detektor, für verschiedene Wellenzahlen.

Im Fall des hydrostatischen Drucks ist die Rechnung erheblich einfacher, weil die Kristallsymmetrie erhalten bleibt. Es genügt, nur das druckbedingte Anwachsen der Gapenergie zu berücksichtigen, das bei 15 meV/kbar liegt. Mit den Ergebnissen der kp-Theorie für das unverspannte System folgt:

$$g^*(p) = g^*(0) \frac{\varepsilon_g(0)(\Delta + \varepsilon_g(p))}{\varepsilon_g(p)(\Delta + \varepsilon_g(p))} \quad m^*(p) = m^*(0) \frac{(2\Delta + 3\varepsilon_g(0))\varepsilon_g(p)(\Delta + \varepsilon_g(p))}{(2\Delta + 3\varepsilon_g(p))\varepsilon_g(0)(\Delta + \varepsilon_g(0))}$$

Die Energie der Leitungsbandsubbänder im magnetischen Feld ist:

$$E(n, k_z, \pm) = -\varepsilon_g(p) / 2 + \sqrt{\varepsilon_g(p)^2 / 4 + \varepsilon_g(p) D(n, k_z, \pm)}$$

mit

$$D(n, k_z, \pm) = \hbar \omega_c (n + 1/2) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*(p)} \mp |g^*| \mu_B B$$

Für $\lambda = 70 \mu\text{m}$ erhält man z.B. eine Verschiebung des CR-Peaks um 120 mT/kbar.

Abb. 2 vergleicht das Signal eines eingebetteten Detektors mit dem Signal eines freitragend montierten Detektors bei einer Wellenlänge des eingestrahlt Lichts von 70 μm . Aus der Verschiebung des CR-Peaks ergibt sich ein Druck von 1 kbar.

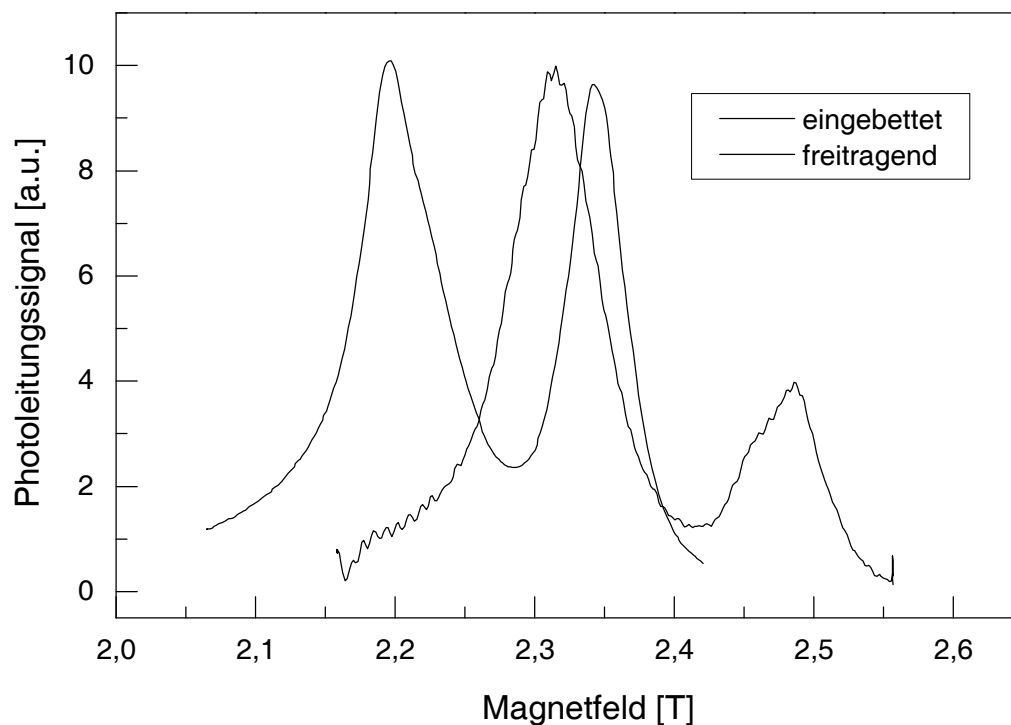


Abb. 2: Die durchgezogene Linie zeigt das Photoleitungssignal eines eingebetteten InSb-Detektors bei 4.2 K. Zum Vergleich gibt die strichlierte Linie das um das zwanzigfache verkleinerte Signal des freitragenden Detektors wieder.

Eingebettete Detektoren sind also durchaus aufgrund des zusätzlichen Ausfriereffektes bei 4.2 K für eine Erhöhung der spektralen Auflösung von Interesse. Die verringerte Empfindlichkeit des Detektors aufgrund der starken Absorption im Einbettungsmaterial sollte durch die Wahl eines anderen Materials erhöht werden können. Dies ist Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Gornik, *Physica* **127B**, 95(1984)
- [2] G. Strasser, K.Bochter, M.Witzany und E. Gornik, *Infrared Phys.* **32**,439(1991)
- [3] Z. Wasilewski, A.M.Davidson, P.Knowles, S. Porowski, R.A.Stradling in "Physics of Narrow Gap Semiconductors", ed. E. Gornik et al, Springer, 183(1991)
- [4] R. Bischof, I. Maran, W. Seidenbusch, wurde in *Infrared Physics* zur Veröffentlichung angenommen
- [5] H. Biernat, M. Kriechbaum, *Acta Physica Austriaca*, **51**,73(1979)
- [6] P. Buchberger, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 1993

Einsatz eines Feldemissions-Rasterelektronenmikroskops zur Beurteilung von Resiststrukturen im Nanometer-Bereich

Andreas Bruckner

**Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU-Wien,
1040 Wien**

Die grundlegenden Unterschiede in der Strahlerzeugung bei einem Rasterelektronenmikroskop mit thermionischer- und mit Feldemissionsquelle führen zu einer besseren Abbildungsqualität des Feldemissions-Rasterelektronenmikroskops (FE-REM). Anhand verschiedener Photographien von Resiststrukturen werden die speziellen Eigenschaften des FE-REM, wie zum Beispiel Begutachtungen zwischen einzelnen Prozeßschritten ohne Zerstörung der Proben, oder der geringe Aufwand bei der Probenpräparation, in der Resisttechnologie erläutert.

1. Einleitung

Aufgrund der immer kleiner werdenden Strukturgröße in der Halbleitertechnik, ist die Begutachtung mit einem lichtoptischen Mikroskop nicht immer ausreichend. In diesen Fällen erlaubt ein Rasterelektronenmikroskop die entsprechende Beurteilung, allerdings nicht ohne Aufwand für die Probenpräparation. Die Verwendung eines FE-REMs erlaubt auch isolierende Proben ohne aufwendiger Probenpräparation damagefrei zu begutachten. Dies ist besonders bei der Entwicklung von neuen Resistmaterialien von Bedeutung, da an der Probe nach der Begutachtung weitergearbeitet werden kann. Weiters lassen sich die einzelnen Prozeßschritte kontrollieren, ohne den Bauteil zerstören zu müssen.

2. Vergleich von thermionischer- und Feldemissionselektronenquelle

Bei einer thermionischen Quelle erfolgt die Emission der Elektronen dadurch, daß eine Wolfram- oder LaB₆- Kathode beheizt wird, sodaß die Kathode Elektronen emittiert. Mit einer Anode werden die Elektronen beschleunigt. Die Stromsteuerung erfolgt mit einem "Wehneltzylinder". Im Gegensatz dazu erfolgt die Generierung eines Elektronenstrahls bei einem FE-REM mit einer kalten oder mit einer beheizten Wolfram-Einkristallspitze mit einem typischen Spitzenradius von 30nm - 300nm. Durch Anlegen eines elektischen Feldes, der sogenannten Extraktionsspannung, können Elektronen aus der Spitze emittieren und mit einer Anode beschleunigt werden. Der Vorteil der Feldemissionquelle liegt nun darin, einen Elektronenstrahl mit wesentlich geringerer Energieverschmierung (ca. 0.2eV) und geringerem Quelldurchmesser (ca. 5-20nm) als mit einer thermionischen Quelle (2-4eV, 10-20µm) zu erzeugen [1], [2], [3].

Aufgrund der geringeren Energieverschmierung und des geringeren Quelldurchmessers bei einem FE-REM kann auch der untere Beschleunigungsspannungsbereich (500V-5kV) bei guter Auflösung verwendet werden, sodaß schlecht oder nicht leitende Proben untersucht werden können, ohne eine leitende Schicht auf die Oberfläche aufzubringen. Aufgrund der geringeren Eindringtiefe weniger beschleunigten Elektronen können scharfe Ecken, Kanten und dünne Bereiche besser abgebildet werden [4].

Die Nachteile eines FE-REMs sind hauptsächlich in einem erhöhten Bedienungs- und Wartungsaufwand zu sehen. Zur Verhinderung von Hochspannungsüberschlägen in der Strahl-

quelle, was zu einer Zerstörung der Feldemissionsspitze führen würde, ist ein Vakuum von ca. $1 \cdot 10^{-10}$ mbar erforderlich. Halbjährlich muß die Kanone ausgeheizt werden um Verunreinigungen zu entfernen. Wegen Gasionenadsorption auf der Spitze kann es in wenigen Betriebsstunden zur Zerstörung der Spitze durch einen Hochspannungsüberschlag kommen, deshalb muß mit einem sogenannten "Flash" (kurzzeitiges Aufheizen der Spitze mit einem Stromimpuls) die Spitze mindestens einmal täglich gereinigt werden. Dabei dampfen Verunreinigungen von der Spitze ab [3]. Aufgrund des kleineren Strahldurchmessers ist die Justage des Strahles wesentlich kritischer als bei einer thermionischen Quelle und mit besonderer Sorgfalt durchzuführen. Auch der Einfluß äußerer Störungen wie veränderliche Magnetfelder, oder Erschütterungen ist ungleich größer als bei thermionischen REMs.

3. Beurteilung von Resiststrukturen mit dem FE-REM

Anhand einiger Photos sollen die Möglichkeiten eines FE-REMs näher beschrieben werden: Die Abb. 1 bis 3 zeigen Resiststrukturen (PMMA EB250 von Merck) im Höchstauflösungsbereich bei niedrigen Beschleunigungsspannungen. Die Probe wurde für Versuche mit einer Goldschicht besputtert, die in den Bildern zu erkennen ist.



Abb. 1: Resiststrukturen (PMMA EB250) mit einer Breite von ca. 80nm. Beschleunigungsspannung 3kV.



Abb. 2: Resiststrukturen (PMMA EB250), wie Abb. 1. Beschleunigungsspannung 1.0kV.

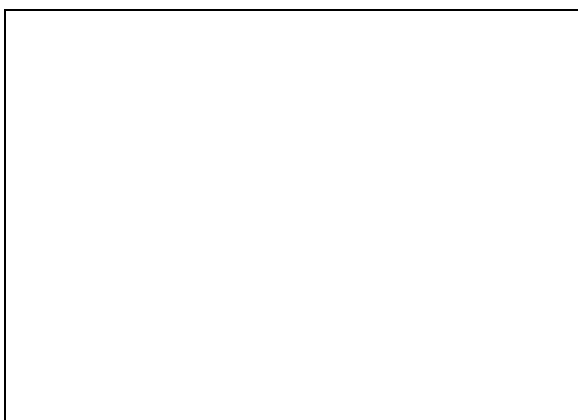


Abb. 3: Resiststrukturen (PMMA EB250) mit einer Breite von ca. 80nm. Beschleunigungsspannung 3kV (doppelte Vergrößerung wie Abb. 1).

Beim Übergang der Beschleunigungsspannung von 3kV (Abb. 1) auf 1kV (Abb. 2) läßt sich eine Verringerung der Auflösung erkennen, allerdings können die Strukturen auch auf Abb. 2

noch gut analysiert und vermessen werden. Im Gegensatz dazu ist auf Abb. 3 (doppelte Vergrößerung als Abb. 1) bei 100.000-facher Vergrößerung noch keine Verschlechterung der Abbildungsqualität zu erkennen.

Eine typische Anwendung für das FE-REM ist bei der Entwicklung von neuen Resistmaterialien zu finden. Hier kann ein Entwicklungsprozeß unterbrochen werden und die Probe im FE-REM, ohne leitender Oberflächenschicht untersucht werden. Der verwendbare Beschleunigungsspannungsbereich liegt in dieser Anwendung bei ca. 0.5kV-3kV, sollte aber je nach verwendetem Resist auf jeden Fall so niedrig wie möglich gewählt werden. Die Abb. 4 zeigt Strukturen, die noch nicht fertig entwickelt wurden und noch Resistreste um die Strukturen zu finden sind. In Abb. 5 sind diese Reste durch die nach der Begutachtung fortgesetzte Entwicklung verschwunden (Resist RAY 1005 Kalle Hoechst). Da die für die Ionenprojektionslithographie verwendeten Resistmaterialien auf Novolack-Basis empfindlich gegenüber Elektronen sind, führt eine Beobachtung mit dem REM zu einer Belichtung des Resists. Diese zusätzliche Belichtung stört eine weitere Entwicklung, deshalb sollte die Elektronendosis möglichst gering bleiben um Schäden zu vermeiden (kleinen Strom verwenden und die Probe nur kurz mit "slow scan" beaufschlagen). Die Abb. 6 zeigt einen solchen mit dem FE-REM "nachbelichteten" Abschnitt einer Probe.

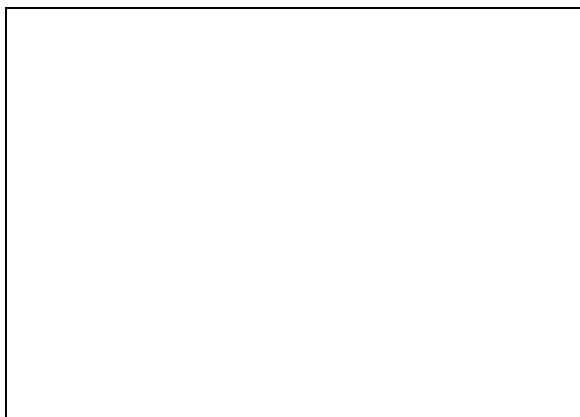


Abb. 4: Nicht durchentwickelter Resist (RAY-1005).

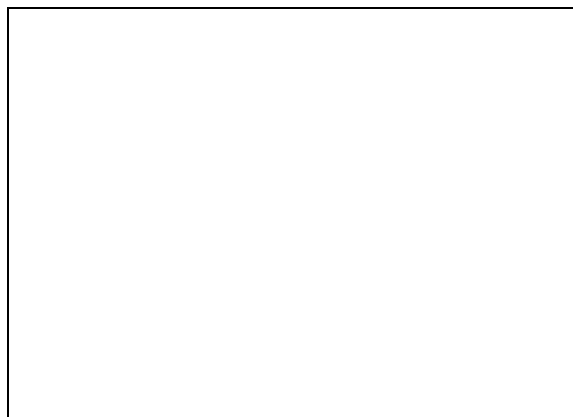


Abb. 5: Fertig entwickelter Resist (RAY-1005).

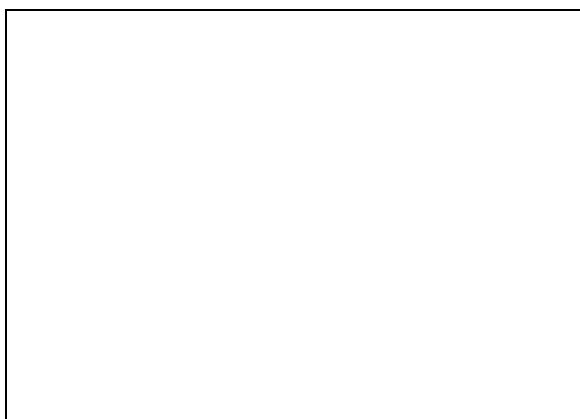


Abb. 6: Mit dem FE-REM nachbelichteter Abschnitt einer Probe.

Die Abb. 7 bis 10 zeigen noch nicht ganz durchentwickelte Resiststrukturen, die einmal unbesputtert (Abb. 7 und 9) und einmal mit Gold besputtert (Abb. 8 und 10) im FE-REM fotografiert wurden. Bei der besputterten Probe sind die dünnen Resistreste zwischen den Struk-

turen nicht mehr sehr deutlich zu sehen (gleicher Grauton wie der Untergrund) und können zu einer falschen Beurteilung führen. Der Grund liegt darin, daß verschiedene Materialien bei Elektronenbeschuß eine unterschiedliche Anzahl von Sekundärelektronen emittieren. Bei der Rasterelektronenmikroskopie führt das zu unterschiedlichen Helligkeiten am Bildschirm, sodaß sich die Materialien unterscheiden lassen. Bei einer mit Gold besputterten Probe entstehen je nach Eindringtiefe der Elektronen hauptsächlich Sekundärelektronen aus der Goldschicht; Kontrastunterschiede sind nur aufgrund der Topographie der Probe zu erkennen (konvex gekrümmte Oberflächen führen zur Emission einer größeren Anzahl von Sekundärelektronen [4] und somit zu einer größeren Helligkeit auf dem Bild).

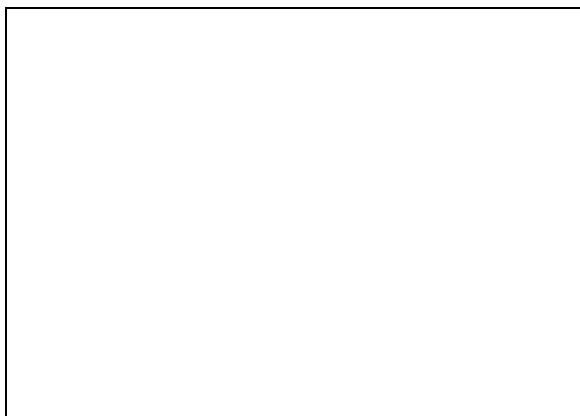


Abb. 7: Resiststrukturen (RAY-1005) unbesputtert.

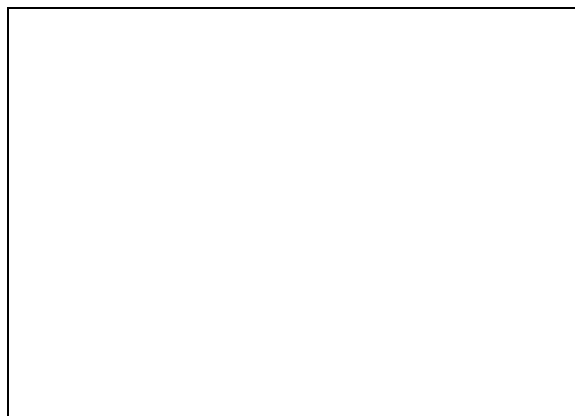


Abb. 8: Resiststrukturen (RAY-1005) mit Gold besputtert.

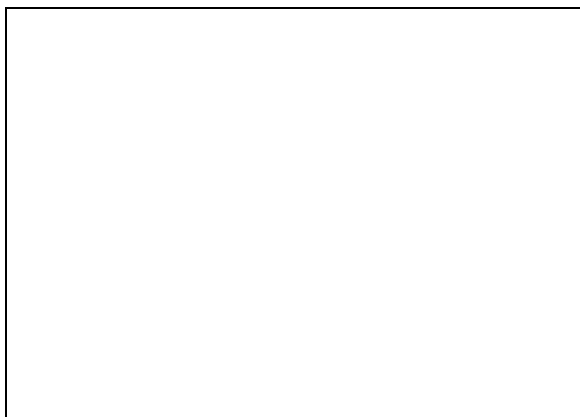


Abb. 9: Resiststrukturen (RAY-1005) unbesputtert.



Abb. 10: Resiststrukturen (RAY-1005) mit Gold besputtert.

Die Abb. 11 und 12 zeigen plasmageätzte Strukturen in Silizium mit einer Breite von ca. 70nm. Die Probe in Abb. 11 ist unbesputtert und in Abb. 12 mit Gold besputtert fotografiert worden. Es sind keine Unterschiede in Kontrast und Helligkeit bei diesen Bildern zu erkennen, sodaß auf eine leitende Oberflächenschicht verzichtet werden kann. Vorteile kann aber eine Goldschicht bei Resistmaterialien bringen, bei denen die Ausbeute an Sekundärelektronen sehr gering ist (z. B. RAY-1005).

Anhand der gezeigten Beispiele konnten die Möglichkeiten eines FE-REMs für Entwicklungen neuer Halbleitertechnologien erläutert werden. Die Vorteile eines FE-REMs überwiegen die Nachteile, die hauptsächlich im erhöhten Bedienungs- und Wartungsaufwand zu sehen sind.

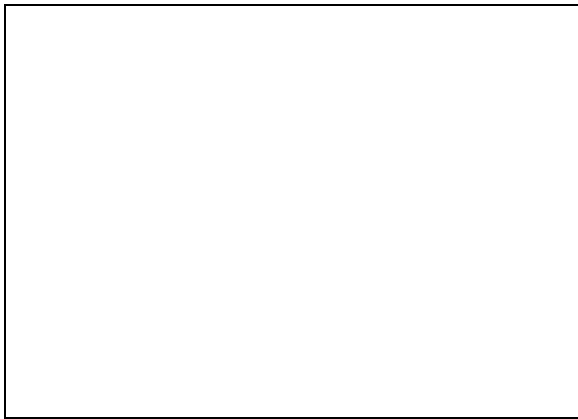


Abb. 11: Plasmageätzte Strukturen in Silizium mit einer Linienbreite von ca. 70nm; unbesputtert (Resist RAY-PF-E).

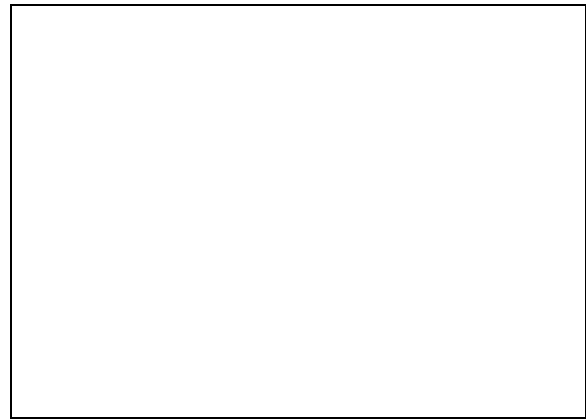


Abb. 12: Plasmageätzte Strukturen in Silizium mit einer Linienbreite von ca. 70nm; mit Gold besputtert (Resist RAY-PF-E).

Literaturverzeichnis

- [1] J. F. Hainfeld, Understanding And Using Field Emission Sources; Scanning Electron Microscope, 1977 Vol. I p. 591-607. IIT Research Institute Chicago. Illinois 60616, USA.
- [2] S. Nakagawa, Electron Gun For SEM; Biomedical Scanning Electron Microscope, Vol.16, 9-3 (1987).
- [3] Fundamentals of FE Electron Gun, JEOL Technical Information T1-92005 SM01.
- [4] A Guide to Scanning Microscope Observation, JEOL LTD. 1-2 Musashino 3-chome Akishima Tokyo 196 Japan.

Strukturierung von II-VI Verbindungen: Anwendungen für optisch gepumpte ZnSe-Quantum-Well-Laser

G. Brunthaler, G. Bauer

**Institut für Halbleiterphysik, Johannes Kepler Universität,
4040 Linz**

T. Ishihara, W. Walecki, M. Hagerott, A.V. Nurmikko

**Division of Engineering and Department of Physics, Brown University,
Providence, Rhode Island 02912**

Im Jahre 1991 konnte erstmalig ein blau-grüner Diodenlaser, basierend auf II-VI Halbleitermaterialien mit großer Energielücke, realisiert werden [1], [2]. Diese neuen Bauelemente bestehen aus pn-Heterostrukturen bei denen der (Zn,Cd)Se/ZnSe Quanten Well (QW), bzw. bei neueren Strukturen der (Zn,Cd)Se/Zn(S,Se) QW den optisch aktiven Bereich bilden [3]. Diese Strukturen bilden eine Typ I Heterostruktur, die elektronischen Eigenschaften werden von starken exzitonischen Effekten bis zu Raumtemperatur dominiert [4]. Nach der Demonstration der Funktionsfähigkeit von II-VI Halbleiterlaser können nun neue Varianten der Laserstruktur entwickelt werden.

In dieser Arbeit wird die Realisierung einer einfachen "Distributed Feedback" (DFB) Struktur beschrieben, die von uns unter optisch gepulster Anregung an (Zn,Cd)Se/ZnSe QW Lasern erfolgreich getestet wurde [5]. Die optische Emission konnte bis zu Raumtemperatur beobachtet werden.

Zur Herstellung der DFB Gitter wurden Heterostrukturen mit vier (Zn,Cd)Se/ZnSe QW's als aktiver Bereich verwendet. Diese Proben wurden mittels Molecular Beam Epitaxy auf einem GaAs Substrat mit einer 1 μm dicken Zwischenschicht aus ZnSe hergestellt [6]. Die Breite der Wells beträgt 200 \AA bei einem Cd-Gehalt von $x = 0.20$, eine Deckschicht von ca. 1000 \AA Dicke schließt die Probe ab. Derartige Strukturen mit gespaltenen Endflächen wurden vorher bereits zur Demonstration von optisch gepumpten Lasern unter gepulster [4] und kontinuierlicher [7] Anregung bei $T = 77\text{ K}$ verwendet.

Die Gitter für die DFB-Struktur wurden mittels holographischer Lithographie auf der Probenoberfläche hergestellt. Dazu wurde der Photolack mit den beiden zuvor aufgespaltenen Strahlen eines blauen Dye Lasers belichtet. Das Interferenzmuster der beiden überlagerten Teilstrahlen definiert das Gitter. Der Brechungsindex der (Zn,Cd)Se/ZnSe QW Schichten war aus vorhergehenden Untersuchungen [8] bekannt und wurde benötigt um den Gitterabstand auf die Emissionswellenlänge der QW Struktur abzustimmen. Der Gitterabstand konnte bei der holographischen Belichtung auf $\pm 0.5\text{ \AA}$ eingestellt werden.

Durch Reaktives Ionenätzen (RIE) in einem Parallelplattenreaktor mit BCl_3 als aktives Gas wurde die Struktur des belichteten und entwickelten Photolackes in eine Probentiefe von ca. 1000 \AA übertragen [9]. Die so entstandene Probenstruktur ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Es ergibt sich dann durch die Bragg Reflexion ein optischer Rückkopplungswirkungsgrad von 20 bis 30%. Die Probe mit der DFB Struktur besaß keine gespaltenen Endflächen, um eine stimulierte Emission aufgrund der Reflexion an den Spaltflächen zu vermeiden. Nur der mittlere Bereich der Probe wurde strukturiert und geätzt. Ein Rasterelektronenmikroskop wurde verwendet um die Gittertiefe zu kontrollieren, mit einem HeNe-Laser wurde die optische Brechungseffektivität untersucht.

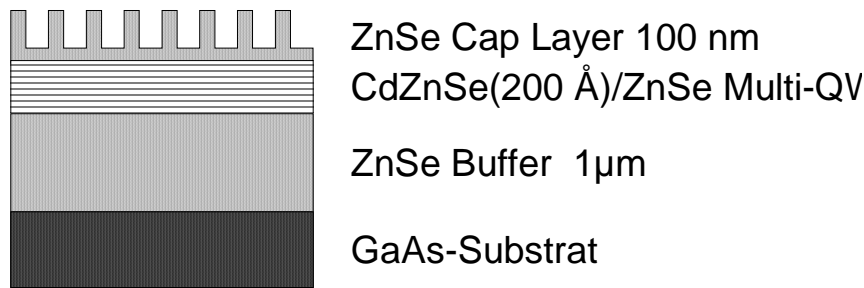


Abb. 1 Schematischer Aufbau der II-VI Struktur für die Herstellung eines 'distributed feedback' Lasers durch einätzen eines lateralen Gitters zur Modulation des Brechungsindex.

Zur Untersuchung des optischen Emissionsspektrums der Probe wurde als Anregungsquelle ein gepluster, blauer Dye Laser ($\tau_p \approx 10$ ns, 25 Hz Wiederholrate) mit einer Photonenenergie von 2.917 eV (ca. 100 meV über der Energielücke der ZnSe Barriere) unter senkrechtem Einfall verwendet. Abbildung 2 vergleicht die Laser-Emissionsspektren eines Laserresonators mit gespaltenen Endflächen und des DFB-Lasers unter vergleichbarer optischer Anregung bei Raumtemperatur. Beide Strukturen wurden aus der selben MBE-Probe hergestellt und hatten vergleichbare Anregungsschwellwerte für die Laseremission bei einer Gainlänge von etwa 500 µm. Die Emission des gespaltenen Resonators zeigt die Struktur von longitudinalen Moden während das DFB Spektrum aus einer einzelnen Mode besteht. Die Photonenenergie der DFB Struktur liegt etwas höher aufgrund der Bragg-Bedingung für die spezielle Gitterperiode, die in diesem Falle für fünfte Ordnung ausgelegt war. Die im Insert von Abb. 2 schematisch dargestellte Probe besaß eine Periode von 4507 Å und emittierte die Strahlung unter einem Winkel von $\theta = 33.4^\circ$ in Bezug auf Probennormale. Die Winkelverbreiterung des gut definierten Strahles betrug nur $\Delta\theta \approx 0.6^\circ$ in der Einfallsebene. Aus der Emissionswellenlänge der Gitterperiode und dem Winkel kann der effektive Brechungsindex bestimmt werden, er beträgt gerade über dem Anregungsschwellwert $n_{\text{eff}} = 2.750$.

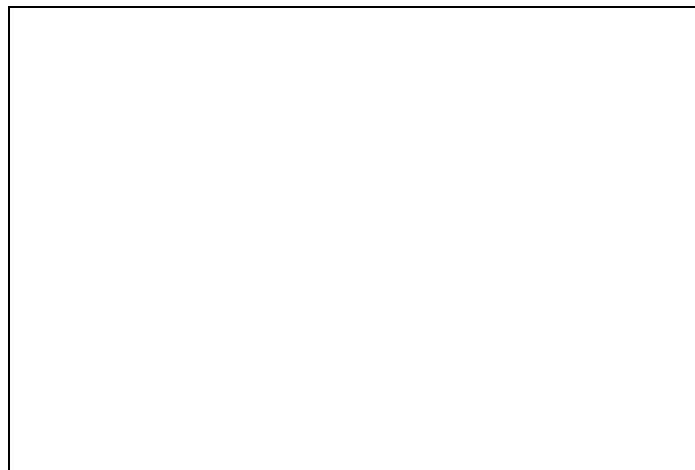


Abb 2: Vergleich zwischen der stimulierten Emission einer DFB Struktur (a) und eines Laserresonators mit gespaltenen Endflächen (b) einer (Zn,Cd)Se Multiquantumwell-Probe bei Raumtemperatur.

Das Schwellwertverhalten eines typischen DFB-Lasers bei Raumtemperatur ist in Abb. 3a dargestellt. Bei einem Anregungswert vom 0.67-fachen des maximalen Wertes von etwa 30 kW/cm² ist gerade noch keine stimulierte Emission beobachtbar. Eine spontane Emission im

selben spektralen Bereich ist vorhanden, aber gegenüber der stimulierten Emission zu schwach um in der selben Darstellung sichtbar zu sein. Ein nichtlinearer Anstieg der Emission in Abhängigkeit von der Anregungsintensität ist klar erkennbar. In Abb. 3b ist die Temperaturabhängigkeit der DFB-Laseremission bei konstanter Anregungsleistung dargestellt. Die Bragg-Bedingung und damit der maximale Gain ist in dieser Probe bei 2.506 eV bei $T = 246$ K erfüllt. Die Linienbreite von ca. 1 meV bleibt nahezu konstant für verschiedene Temperaturen. Die Verschiebung der Emission ergibt sich aus der Temperaturabhängigkeit der Energielücke und der Änderung des Brechungsindex. Eine Änderung der Energielücke kann sich aber nur gering auf die Emissionsenergie auswirken, da nur innerhalb des Gain-Bereiches aufgrund der Bragg-Bedingung eine stimulierte Emission zustande kommt.

Die Arbeiten wurden während eines Forschungsaufenthaltes des ersten Autors an der Brown University in Providence, USA durchgeführt.



Abb. 3: (a) Laseremissionsspektrum einer DFB QW Probe bei Raumtemperatur mit verschiedenen Anregungsintensitäten in der Nähe des Schwellwertes. Die Kurve für 0.67 I₀ liegt gerade unterhalb des Einsatzes der stimulierten Emission. (b) Temperaturabhängige Verschiebung der DFB Laseremission über das Gain-Spektrum der (Zn,Cd)Se/ZnSe Multi-QW Probe.

Geplante Arbeiten

Um eine derartige DFB-Laserstruktur in einem Diodenlaser einzusetzen müßten weitere Prozessschritte durchgeführt werden, die in III-V Materialien bereits funktionieren. Beispielsweise sollte ein epitaktisches Überwachsen des Gitters untersucht werden um damit eine pn-Struktur mit elektrischen Kontakten herzustellen. Die DFB-Struktur sollte geeignet sein für blau-grüne Diodenlaser mit großer Ausgangsleistung, während im Gegensatz dazu bei einfachen Bauelementen eine Beschädigung von beschichteten Resonatorspaltflächen auftreten kann. Die Eigenschaft, daß die stimulierte Emission bei den DFB-Strukturen aus der Oberfläche austritt führt direkt zu den Oberflächen-emittierenden Bauelementen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Haase, J. Qiu, J.M. DePuydt, and H. Cheng, Appl. Phys. Lett. **59**, 1272 (1991).
- [2] H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A.V. Nurmikko, W. Xie, D. Grillo, M. Kobayshi, and R.L. Gunshor, Appl. Phys. Lett. **59**, 3619 (1991).
- [3] H. Jeon, J. Ding, A.V. Nurmikko, W. Xie, D. Grillo, M. Kobayshi, and R.L. Gunshor, Appl. Phys. Lett. **60**, 2045 (1992).

-
- [4] H. Jeon, J. Ding, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2413 (1990).
 - [5] T. Ishihara, G. Brunthaler, W. Walecki, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, N. Samarth, H. Luo, and J. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2460 (1992).
 - [6] H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna, R.G. Alonso, Y.R. Lee, A.K. Ramdas, S.B. Qadri, and N. Otsuka, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1163 (1990).
 - [7] J. Ding, H. Jeon, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2756 (1990).
 - [8] W. Walecki, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *J. Opt. Soc. Am.* **B8**, 1799 (1991).
 - [9] W. Walecki, W. Patterson, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna, M. Kobayashi, S. Durbin, and R. Gunshor, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2641 (1990).

Laserlöten von Dünnschichtsensoren

**R. Chabicovsky, J. Nicolics*,
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik,
*Institut für Werkstoffe der Elektrotechnik,
Technische Universität Wien, 1040 Wien.**

Das Laserlöten eignet sich sehr gut für die Kontaktierung von miniaturisierten Dünnschichtsensoren. In der vorliegenden Arbeit wird über zwei Varianten von lötfähigen Metallisierungen (NiCr-Au und Al-NiCr-Au) berichtet und die Abhängigkeit der Lötstellenqualität von der Laserleistung und der Strahleinwirkungsdauer dargestellt. Mit speziellen Dünnschicht-Thermoelementen, die bei der Herstellung von Teststrukturen in die Lötstellen integriert werden können, wurde der Temperaturverlauf während des Lötvorganges gemessen.

1. Einleitung

Für Sensoren sind spezielle, an die Erfordernisse der Meßgröße angepaßte Gehäuse- und Verbindungstechniken notwendig [1]. Miniaturisierte Sensorelemente in Dünnschichttechnik (z.B. Temperatursensoren, Strömungssensoren, Gassensoren, Feuchtesensoren) werden in vielen Anwendungsfällen nur durch ihre Anschlußdrähte gehalten. Diese einfache und kostengünstige Verbindungstechnik erfordert aber wegen der notwendigen mechanischen Stabilität relativ dicke Drähte. Die Verbindung eines dicken Drahtes mit einer vergleichsweise extrem dünnen Metallisierung am Sensorchip ist eine schwierige Aufgabe, da die empfindliche Metallisierung durch die Wärme- und Loteinwirkung nicht zerstört werden darf. Mit einem Nd-YAG-Laser ist eine optimale, die Metallisierung schonende Einstellung der Löttemperatur bei sehr kurzer Lötzeit möglich. Ein weiterer Vorteil dieser Technik besteht darin, daß die Umgebung der Lötstelle (insbesondere der sensorische Bereich des Substrats) beim Löten nicht wesentlich erwärmt wird. Die Lötstelle kann auch extrem klein sein [2], [3].

2. Herstellung von Dünnschicht-Metallisierungen

Zur Herstellung der lötfähigen Schichten wurde das Hochfrequenz-Sputterverfahren benützt (Perkin-Elmer 4400 Sputtering System). Die Substratoberfläche wurde unmittelbar vor der Beschichtung im Vakuum durch Sputterätzen perfekt gereinigt, wodurch eine gute Haftfähigkeit der Schichten erreicht wird. In der Tabelle 1 sind die wichtigsten Sputterparameter (HF-Leistung, Sputterzeit) und die Schichtdicken angegeben. Der Argondruck beim Sputtern war in allen Fällen 8 mbar. Folgende Substrate und Metallisierungen wurden verwendet:

- a.) Alkalifreies Glas AF45 (DESAG), 50 mm x 50 mm x 0,55 mm, Metallisierung Typ I (Tab. 1),
- b.) Aluminiumoxid-Keramik, Superstrates 996 (MRC), 2" x 2" x 0,015", Metallisierung Typ I (Tab. 1),
- c.) Silizium-Wafer (Wacker Chemitronic), Durchmesser 3", Dicke 0,012", Metallisierung Typ II (Tab. 1).

Die Lötbarkeit der verwendeten Metallisierungen ist ganz wesentlich von der Qualität des Überganges zwischen der Nickelchromschicht und der Goldschicht abhängig. Diese beiden Schichten müssen unbedingt im selben Vakuum hergestellt werden, um eine Selbstpassivierung der Nickelchromoberfläche zu vermeiden. Nur unter dieser Voraussetzung erhält man die gewünschte Lötbarkeit der NiCr-Au-Metallisierungen über lange Zeiträume.

Metallisierungssystem	Al	Ni80Cr20	Au			
Sputter-Bedingungen	3 kW 5 min	500 W 30 min	600 W 3 – 12 min			
Typ I	—	70 nm	30 nm	60 nm	90 nm	120 nm
Typ II	220 nm	70 nm	30 nm	60 nm	90 nm	120 nm

Tab.1: Übersicht über die für die Laser-Lötversuche verwendeten Metallisierungsarten. Typ I wurde bei Glas- und Keramiks substraten erprobt, Typ II bei Siliziumsubstraten.

Bei allen Metallisierungen wurde die Dicke der Goldschicht variiert (vier verschiedene Dicken). Das Gold diffundiert beim Lötvorgang in das Zinn [4]. Bei zu großer Goldkonzentration bildet sich eine spröde intermetallische Zwischenschicht (AuSn_4), welche die mechanische Festigkeit des Kontakts reduziert. Andererseits ist bei zu geringer Golddicke die Lötbarkeit nicht mehr sichergestellt. Die Existenz einer optimalen Golddicke konnte in einem Teil der durchgeführten Experimente auch tatsächlich beobachtet werden. Über diese noch nicht abgeschlossenen Arbeiten wird erst zu einem späteren Zeitpunkt berichtet.

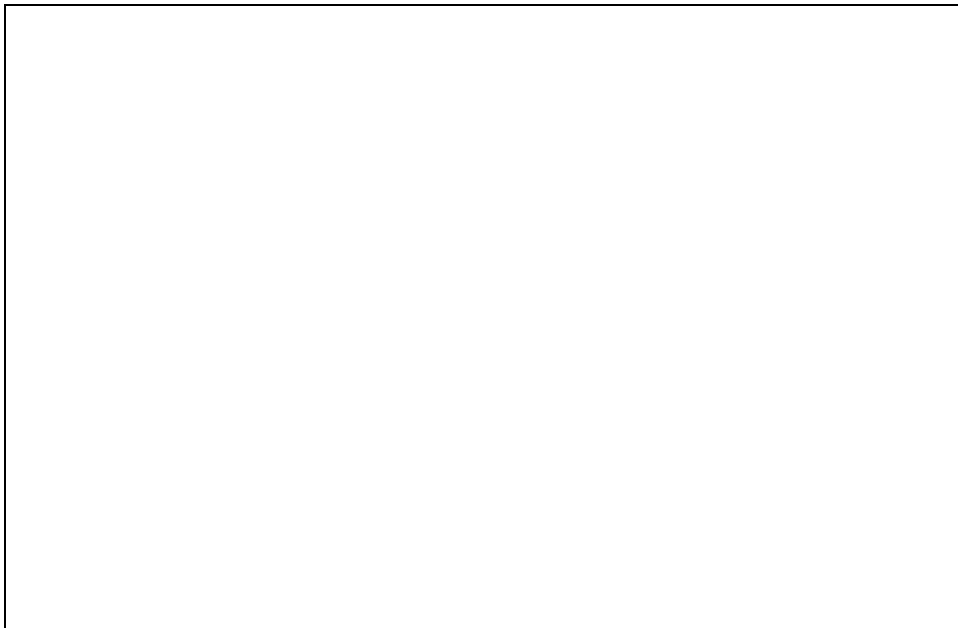


Abb. 1: Schematische Darstellung einer Lötstelle mit zwei integrierten Dünnschicht-Thermoelementen aus NiCr-W.

Um den Temperaturverlauf während des Lötvorganges genau bestimmen zu können, wurden spezielle Testlötstellen mit integrierten Dünnschicht-Thermoelementen hergestellt (Abb. 1). Die Formgebung der Schichten erfolgte mit fotolithographischen Methoden (Abhebetchnik, Ätztechnik). Die Dünnschicht-Thermoelemente bestehen aus einer Materialkombination Nickelchrom (80/20) – Wolfram und sind durch eine Siliziumnitrid-Schicht (160 nm) von der darüberliegenden Lötstelle (Metallisierung) elektrisch isoliert (Abb. 2). Jede Lötstelle enthält zwei Thermoelemente, welche eine Temperaturmessung sowohl in der Mitte als auch am Rand ermöglichen [5]. Die thermoelektrische Spannung ist $6,9 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$.



Abb. 2: Schematische Darstellung des Schichtenaufbaues eines Dünnschicht-Thermoelements mit darüberliegender Metallisierung für Lötversuche. Die Thermoelemente sind durch eine Siliziumnitridschicht von der Metallisierung elektrisch isoliert.

3. Laserlöten von Teststrukturen

Der verwendete Nd-YAG-Laser ist mit einem schnellen elektromagnetisch betätigten Verschluß (Shutter) ausgestattet, wodurch die Lötzeit exakt eingestellt werden kann. Mit Testsubstraten, die eine Vielzahl von einfachen Lötstellen (ohne Thermoelemente) enthalten, wurden Lötversuche mit verschiedenen Parametereinstellungen (Leistung, Zeit) durchgeführt und anschließend die Qualität der Lötstellen optisch geprüft. Die Ergebnisse wurden (für jede Substratart getrennt) in ein Diagramm Leistung über Zeit eingetragen [6], [7], [8], [9]. Auf diese Weise erhält man eine übersichtliche Gesamtdarstellung der günstigen und ungünstigen Parametereinstellungen (Abb. 3). Je höher die Laserleistung eingestellt wird, desto kürzer sind die erforderlichen Lötzeiten. Bei einem Vergleich verschiedener Substratmaterialien zeigt sich, wie auch theoretisch zu erwarten war, daß die Lötzeiten sehr stark von der Wärmeleitfähigkeit des Substratmaterials abhängen (Glas: 1 W/mK , Keramik: 20 W/mK , Silizium: 150 W/mK bei 20°C). Je besser die thermische Leitfähigkeit ist, umso länger ist die erforderliche Lötzeit (bei Glas z.B. 20 ms , bei Silizium 1 s). Leider ist eine wesentliche Verkürzung der Lötzeit durch Anwendung extrem hoher Laserleistungen nicht möglich, da das in pastöser Form aufgebrauchte Lot (63/37-Zinn/Blei) nicht beliebig hohe Leistungsdichten verträgt.

Mit Hilfe eines Speicheroszilloskops (zwei Kanäle) wurde an Lötstellen mit integrierten Thermoelmenten der Temperaturverlauf während des Lötvorganges gemessen. Bei Substraten mit geringer thermischer Leitfähigkeit sind deutliche Unterschiede beim Temperaturverlauf in der Mitte und am Rand der Lötstelle zu erkennen (Abb. 4). Bei Substraten mit hoher thermischer Leitfähigkeit fallen hingegen die beiden Kurven praktisch zusammen. Aus der Form der Temperaturkurve lassen sich metallurgische Vorgänge ablesen (Schmelzen des Lotes, Benetzen der Metallisierung und des Drahtes, Erstarren des Lotes,...). Diese genaue Analyse des Lötvorganges liefert Hinweise auf Verbesserungsmöglichkeiten bei der Zusammensetzung und Form der Metallisierung sowie der Lotbeschichtung.

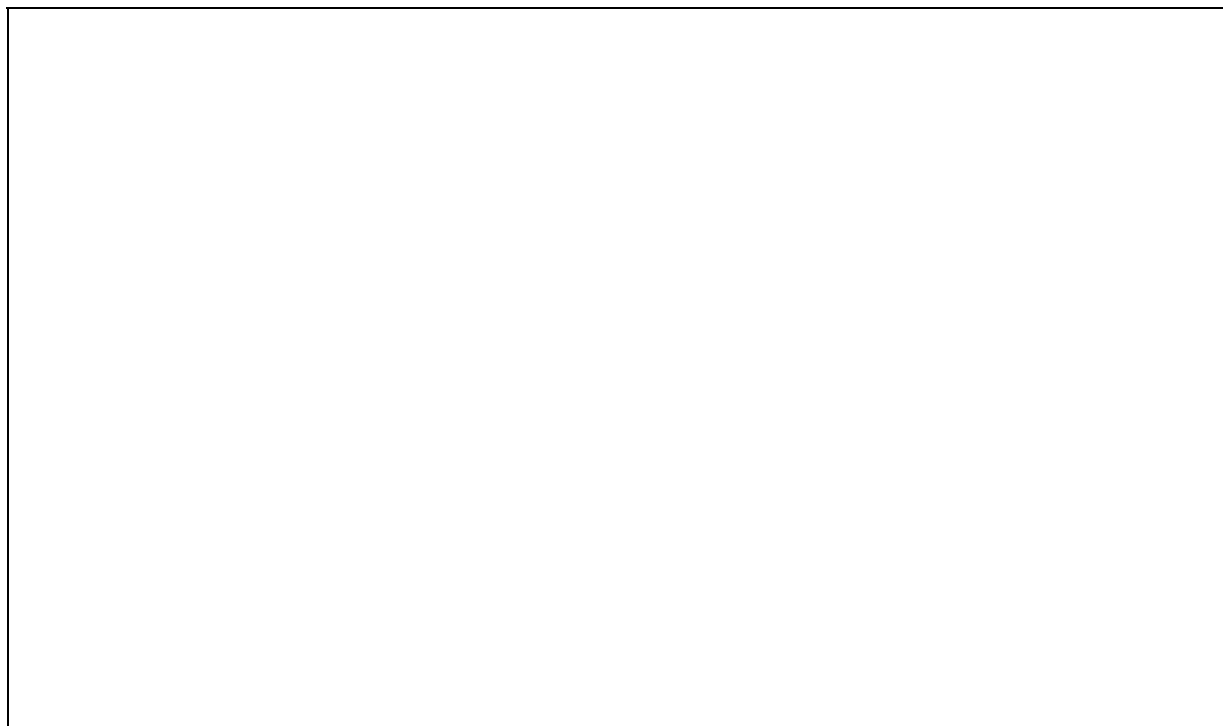


Abb. 3: Abhängigkeit der Lötstellenqualität von der Einstellung der Lötparameter (Laserleistung, Lötzeit). Von praktischem Interesse ist vor allem die untere Grenze des Bereiches guter Lötstellenqualität. Das Diagramm gilt für ein Glassubstrat mit einer Metallisierung Typ I (Golddicke 90 nm), Lötstellengröße 1 mm x 1 mm.

Dank

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken wir dem Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (Projekt P07021-PH) und dem Jubiläumsfonds der österreichischen Nationalbank (Projekt 4334). Weiters möchten wir den Herren A. Aghzout, A. Ahmadipour, L. Musiejovsky, W. Smetana, Th. Riegler und Th. Zottl für ihre Mitarbeit und technische Unterstützung sehr herzlich danken. Der verwendete Nd:YAG-Laser wurde uns freundlicherweise von der Firma ALS (Wien) zur Verfügung gestellt.



Abb. 4: Temperaturverlauf in der Mitte und am Rand einer Lötstelle. Das Diagramm gilt für ein Glassubstrat mit NiCr-Au-Metallisierung (Lötstellengröße 1 mm x 1 mm). Dargestellt sind zwei verschiedene Einstellungen von Laser-Parametern.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Reichl, Packaging and Interconnection of Sensors, Sensors and Actuators A, 25-27, 1991, p. 63-71.
- [2] J. Nicolics, L. Musiejovsky und E. Semrad, Optimization of Process Parameters for Laser Soldering of Surface Mounted Devices, IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology, to be published 1993.
- [3] K. Thielemann und J. Nicolics, Untersuchungen zum Einsatz eines Lasers für das Innerleadbonden, DVS, Verbindungstechnik in der Elektronik, No. 1, März 1992.
- [4] W.G. Bader, Dissolution of Au, Ag, Pd, Pt, Cu and Ni in a Molten Tin-Lead Solder, Welding Research Supplement, Dec. 1969, p. 551-557.
- [5] T. Riegler, Technologische Aspekte beim Laserlöten von Dünnschichtmetallisierungen, Diplomarbeit am Institut für Werkstoffe der Elektrotechnik, TU Wien, Sept. 1991.
- [6] J. Nicolics, L. Musiejovsky und R. Chabicovsky, Laser-Mikrolöten in der Dünnschichttechnik, Proceedings of the 6th Int. Conf. on Interconnection Technology in Electronics, Fellbach, Feb. 18-20, 1992, p. 173-177.
- [7] J. Nicolics, R. Chabicovsky und Th. Riegler, Laser Soldering of Thin Film Sensors, Proc. 12th Intern. Electronic Manufacturing Technology Symp., April 1-3, 1992, Mainz, p. 184-191.

-
- [8] R. Chabicosky and J. Nicolics, Investigation of sputtered multilayer metallizations for the interconnection of thin film sensors, 39th National Symposium and Topical Conferences of the American Vacuum Society, Chicago, USA, Nov. 9-13, 1992, poster presentation.
 - [9] R. Chabicosky, J. Nicolics and L. Musiejovsky, Investigation of a laser soldering process for the interconnection of thin film sensors with sputtered multilayer metallizations, accepted for publication in J. Vac. Sci. Technol., Aug. 1993.

Monolithisch integrierter Millimeterwellenoszillator

C. G. Diskus, K. Lübke, A. L. Springer, H. W. Lettenmayr, H. W. Thim
Institut für Mikroelektronik, Universität Linz,
4040 Linz

In diesem Beitrag werden die neuesten Ergebnisse, welche mit einem MMIC-TEO (transferred electron oscillator) – dem sogenannten FECTED (field effect controlled transferred electron device) – erzielt worden sind, präsentiert. Es handelt sich dabei um ein planares Bauelement, welches wegen seiner Einfachheit ideal für die Erzeugung von Millimeterwellen geeignet ist. Zur Schwingungserzeugung wird der Gunneffekt ausgenutzt, doch wird die übliche Laufzeitbedingung durch eine Begrenzung der Elektroneninjektion an der Kathode umgangen. Durch diese Maßnahme kann einerseits die Betriebsfrequenz wesentlich höher als die Laufzeit-schwingung gewählt werden, andererseits ermöglicht die Einstellbarkeit der Injektion die Abstimmung über einen Bereich von ± 500 MHz. Mit dem neuesten Schaltungsdesign konnte bei 35 GHz eine Ausgangsleistung von 14 mW und ein Wirkungsgrad von 3,8 % für Dauerstrich erzielt werden.

This contribution reports the latest results achieved with an MMIC-TEO (transferred electron oscillator) – the so-called FECTED (field effect controlled transferred electron device) – which utilizes the frequency independent negative resistance of the stationary charge dipole domain that forms in the channel of a GaAs MESFET. The big advantage of this oscillator is the fact that the length of the gate electrode is not related to the transit-time frequency and can thus be made longer than a MESFET gate. Good microwave performance is thus obtained with less critical structure dimensions. Another advantage is the simplicity of a two terminal device as far as the loading circuitry is concerned: the gate of an FET oscillator is connected to the RF circuit whereas the gate of the FECTED is a DC connected electrode used for adjusting the electron injection. Furthermore, VCO operation with 1 GHz tuning range is easily accomplished by varying the gate bias voltage. Output power and efficiency achieved with newly designed 35 GHz circuits are 14 mW and 3.8 % for CW operation, respectively. Work to build 61 GHz oscillators is in progress.

1. Einleitung

Monolithisch integrierte Millimeterwellen-Schaltkreise (MMICs) gewinnen für den Aufbau kostengünstiger Subsysteme für Anwendungen in der Prozeßmeßtechnik (Abstands- und Geschwindigkeitsmessung) und für die Breitband-Kommunikationstechnik in zunehmendem Maße an Bedeutung. Ein zentrales Problem ist die Herstellung einer empfindlichen Empfängerschaltung, für die sich die Integration von rauscharmen Feldeffekttransistoren, Mischerdioden und spannungsgesteuerten Oszillatoren (LOs) auf einem semi-isolierenden GaAs Chip als günstigste Lösung anbieten. Während die monolithische Integration von Mischerdiode und Zwischenfrequenzverstärker bereits gut beherrscht wird [1], ist die Herstellung eines integrierten Oszillators noch nicht zufriedenstellend gelöst. Die dafür in Frage kommenden Bauelemente sind der Heterostruktur-Feldeffekttransistor (HEMT) [2], der Heterostruktur-Bipolartransistor (HBT) [3], die planare Gunndiode [4] und die Gunndiode mit Feldeffektkathode (FECTED) [5], [6]. Sollen Sende- und Empfangsstufe integriert werden, so ist für Anwendungen, welche nur geringe Sendeleistungen benötigen, ebenfalls ein monolithisch integrierbarer Oszillator als Sender erwünscht.

2. FECTED

2.1. Wirkungsweise

Die Funktion dieses Bauelements basiert auf dem frequenzunabhängigen negativen differentiellen Widerstand der stationären Ladungsdomäne, welche sich im Kanal eines MESFET bildet. Der große Vorteil dieser Anordnung ist die Tatsache, daß die Gatelänge nicht so kurz sein muß, wie es bei einem FET notwendig ist. Es lassen sich so mit unkritischen Abmessungen gute Hochfrequenzeigenschaften erzielen. Ein zweiter großer Vorteil ist der einfache Aufbau, da nur zwei Anschlüsse hochfrequenzmäßig beschaltet werden müssen. Das Gate des FECTED dient in erster Linie der Einstellung der Elektroneninjektion in die Driftzone und wird nur mit Gleichspannung vorgespannt (es liegt hochfrequenzmäßig auf Sourcepotential), während beim FET alle drei Anschlüsse Hochfrequenzsignale führen. Durch Veränderung der Vorspannung der Gateelektrode beim FECTED-Oszillator läßt sich die Frequenz des Ausgangssignals um bis zu 1 GHz verstimmen.

2.2. Aufbau

Abb. 1 zeigt den Aufbau des Bauelements. Es besteht aus einer 200 µm breiten, 0,8 µm dicken n-dotierten GaAs Schicht (Donatordichte $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), die mit Hilfe einer metallorganischen Gasphasenepitaxieanlage (MOVPE) auf semi-isolierendem Substrat aufgewachsen wurde. Auf ihrer Oberfläche wurde eine MESFET-Struktur mit drei Kontakten (Source, Gate und Drain) aufgebracht. Diese unterscheidet sich vom klassischen MESFET durch eine großflächige Gateüberlappung mit einer 500 nm dicken SiO_2 -Zwischenschicht, die das Gate wechselstrommäßig (kapazitiv, $C = 10 \text{ pF}$) mit Source verbindet. Das Gate wird nur zur Begrenzung des Injektionsgleichstromes verwendet. Das Bauelement besitzt wechselstrommäßig daher nur zwei Pole, an denen aufgrund des Elektronentransfers in höhere, schwach gekrümmte Leitungsbandminima ein negativer differentieller Widerstand ("Gunn-Effekt") auftritt. Dieser wird zur Verstärkung oder zur Erzeugung von höchstfrequenten Signalen herangezogen.

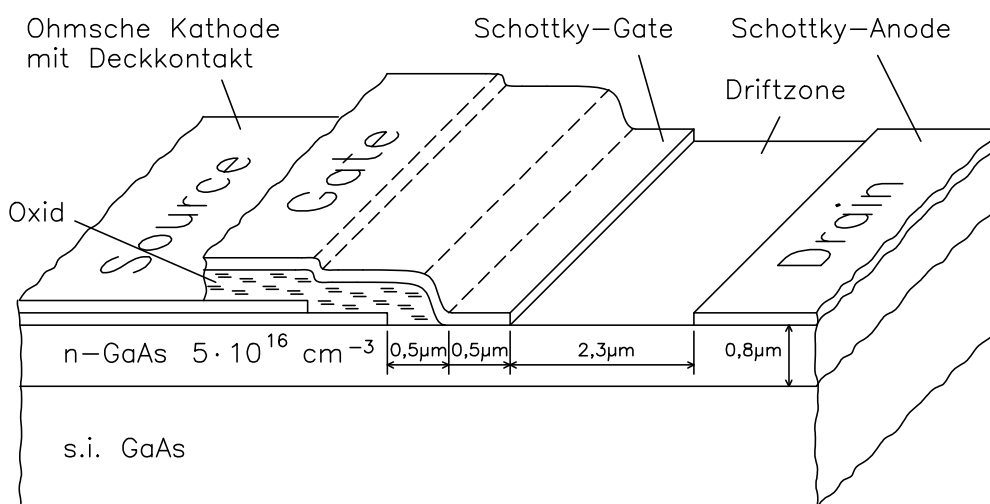


Abb. 1. Querschnitt durch einen FECTED

Die durch die negative Gatevorspannung hervorgerufene Injektionsbegrenzung verhindert die Injektion von Raumladungsdomänen und damit die Ausbildung von Laufzeitschwingungen, sodaß das Bauelement nicht mehr der Laufzeitbegrenzung ($1/f^2$ -Abhängigkeit) unterliegt und somit bei höheren, oberhalb der Laufzeitfrequenz liegenden Frequenzen betrieben werden

kann. Die obere Grenzfrequenz wird durch die RC-Konstante und den Gunneffekt bestimmt, wobei letzterer bei GaAs bis 150 GHz einen negativen differentiellen Widerstand erzeugen sollte.

2.3. Oszillator MMIC

Bei den ersten Versuchen wurde der FECTED in eine Mikrostreifenleitung auf Duroid®-Substrat eingebondet. Durch die Induktivitäten der Bonddrähte war die Oszillatorfrequenz jedoch nicht reproduzierbar. Werden die Filter in den Versorgungsleitungen jedoch am GaAs-Chip realisiert und der Streifenleiter/Koaxial-Übergang zum Auskoppeln der Schwingung direkt auf den Chip aufgesetzt, so ist die Reproduzierbarkeit ausgezeichnet. Abbildung 2. zeigt die Schaltung des MMICs.

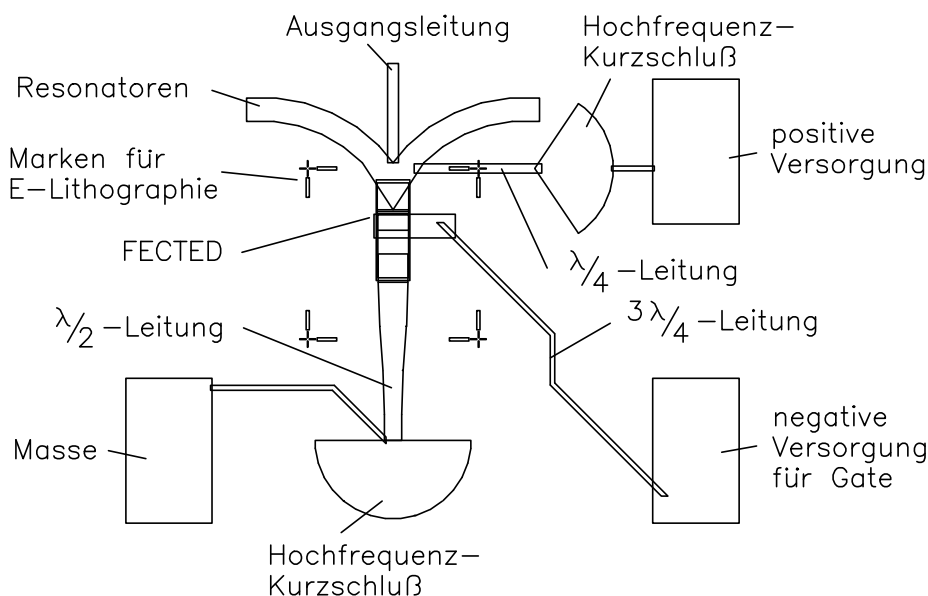


Abb. 2. Schaltung eines 35 GHz Oszillator MMICs

3. Experimentelle Ergebnisse

Es hat sich gezeigt, daß zwischen Wirkungsgrad und Modulierbarkeit beziehungsweise Phasenrauschen ein Kompromiß geschlossen werden muß. Die bei der Optimierung des Wirkungsgrades erzielten Ergebnisse [7] sind in der Tabelle 1 angeführt.

Oszillatorfrequenz	35,0	GHz
Versorgungsspannung	5,3	V
Versorgungsstrom	71,3	mA
Ausgangsleistung	14,3	mW
	11,5	dBm
Wirkungsgrad	3,8	%

Tab. 1: Meßergebnisse an einem 35 GHz Oszillator MMIC

Wird auf Modulierbarkeit Wert gelegt, so darf die Auslegung nicht auf maximalen Wirkungsgrad abzielen. Bei geringerer Leistung konnte ein Modulationsbereich von ± 500 MHz und ein Phasenrauschen von ungefähr -90 dBc/Hz @ 1 MHz off carrier erzielt werden.

4. Zusammenfassung

Für die Anwendung als Lokaloszillator in Kommunikationseinrichtungen sowie als Mikrowellenquelle in Dopplerradar-Meßköpfen wurde ein Oszillator-MMIC für 35 GHz entwickelt und erfolgreich getestet. Als modulierbarer Mikrowellenoszillator in Abstandsradar-Meßköpfen ist der vorgestellte MMIC ebenfalls bestens geeignet, da er einen großen Modulationsbereich (1 GHz), Integrierbarkeit mit Empfängerschaltungen und wesentlich einfacheren Aufbau als Transistor-Oszillatoren in sich vereinigt. An der Realisierung von MMICs mit einer Oszillatorfrequenz von 61 GHz wird gearbeitet.

Danksagung

Die Autoren danken Frau G. Hinterberger und den Herren J. Katzenmayer und G. Hofmann für die Herstellung und Messung der Bauelemente, sowie dem österreichischen Fond zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (P8697) für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Colquhoun, B. Adelseck: "A Monolithic Integrated 35 GHz Receiver Employing a Schottky Diode Mixer and a MESFET IF Amplifier", Digest of the IEEE GaAs IC Symposium, 1987, p. 151.
- [2] Y. Kwon, D. Pavlidis, M. Tutt, G. I. Ng, R. Lai, T. Brock: "W-Band Monolithic Oscillator Using InAlAs/InGaAs HEMT", Electronics Letters, Vol. 26, No. 18, 1990, pp. 1425-1426.
- [3] N. Hayama, J. Shimizu, K. Honjo: "Fully monolithic 22 GHz-Band AlGaAs/GaAs HBT oscillator", Electronics Letters, Vol. 27, No. 20, 1991, pp. 1862 - 1863.
- [4] S. C. Binary, R. E. Neidert, K. E. Meissner: "Monolithic and Discrete MM-Wave InP Lateral Transferred Electron Oscillators", IEEE MTT-Symposium Digest, 1988, p. 683.
- [5] R. Kuch, K. Lübke, G. Lindner, H. Thim: "A Planar Gunn Diode with an Injection-Limited FET Cathode Contact", Inst. Phys. Conf. Ser., Vol. 63, 1981, p. 293.
- [6] H. Scheiber, K. Lübke, D. Grützmacher, C. G. Diskus, and H. W. Thim: "MIMIC-Compatible GaAs and InP Field Effect Controlled Transferred Electron (FECTED) Oscillators", IEEE MTT, Vol. 37, No. 12, 1989, pp. 2093 - 2098.
- [7] C. G. Diskus, A. L. Springer, K. Lübke, H. W. Lettenmayr, H. W. Thim: "Composite Anode Contact for Transferred Electron Devices", eingereicht zur Veröffentlichung in IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 3, 1992.

UHV-STM-Untersuchungen zum Wachstum von Verbindungshalbleitern

N. Frank, G. Springholz, G. Bauer
Institut für Halbleiterphysik, J. Kepler Universität Linz,
4040 Linz

1. Rastertunnelmikroskopie

Mit Hilfe der Rastertunnelmikroskopie (scanning tunneling microscopy — STM) kann man dreidimensionale Bilder von der Oberfläche leitfähiger Stoffe, gegebenenfalls mit atomarer Auflösung, herstellen. In den letzten 11 Jahren hat diese Technik wesentliche Informationen über Oberflächen verschiedenartiger Festkörper geliefert [1-4]. Eine Metallspitze wird in definiertem Abstand (z) über die zu untersuchende Probenoberfläche gerastert und die Abweichungen von einer mittleren Scanebene in eine Höhen- bzw. Bildinformation umgewandelt. Der Strom (i) über die Tunnelbarriere steht mit dem Abstand zwischen Spitze und Probe (ca. 1 bis 10 Å) in exponentiellem Zusammenhang und erlaubt daher eine sehr empfindliche Regelung des Abstandes ($\Delta z = 0.1$ Å verändert i um eine Größenordnung). Die Bewegungen zwischen Probe und Spitze werden i. a. mit Hilfe von piezoelektrischen Manipulatoren (Dreibein- oder Röhre Scanner) bewirkt. Eine weitere wesentliche Untersuchungsmethode besteht in der orts aufgelösten Tunnelspektroskopie. Dabei wird an einer im STM-Bild vorgewählten Stelle der Oberfläche oder auch im ganzen Scan-Bereich die Strom-Spannungs-Charakteristik zwischen der Tunnelspitze und der Probe aufgezeichnet. Daraus erhält man Aussagen über die lokale Oberflächen-Zustandsdichte. Mit dieser Methode konnten u. a. die lokale Bandkantendiskontinuität von AlGaAs/GaAs Heterostrukturen bestimmt werden [5-7].

Für die Verwendung eines STM zum Studium von Wachstumsvorgängen an Halbleiterheterostrukturen sollte dieses UHV- und spektroskopietauglich sein. Das in Linz verwendete STM (BEETLE-STM von Besocke Delta Phi GmbH. [8]) erfüllt diese Voraussetzungen. Es wurde aus Mitteln des Jubiläumsfonds der ÖNB angeschafft. Als Vorarbeit wurden vor Beginn der UHV-Experimente verschiedene Kristalloberflächen an Luft untersucht. Tunnelmikroskopie an Luft ist möglich, solange die Oberflächen von Spitze und Probe nicht chemisch verändert werden (z. B. durch Oxydation). Die Abbildung der Oberfläche kann auch durch physisorbierte Adsorbatschichten (z. B. H₂O) stark verzerrt werden. In Abb.1 ist die (100) Spaltfläche eines p-leitenden PbSe-Einkristalles gezeigt, die für mehr als einen Tag gegen Adsorbatbildung und Oxydation beständig ist. Die beiden Bilder zeigen auch deutlich, daß durch die Bewegung der Spitze über der Probenoberfläche diese nicht nur abgebildet, sondern auch *verändert* werden kann.

Abb. 1b wurde unmittelbar nach Abb. 1a aufgenommen. Durch die Wirkung des hohen elektrischen Feldes (ca. 10V/Å) zwischen Spitze und Probe werden die Kantenatome neu geordnet und auch ein Atom aus der oberen Terasse bis zur Kante transportiert.

Von der GME wurde die Anschaffung von UHV Komponenten gefördert, mit deren Hilfe ein System zur Unterbringung dieses STM's in einem UHV Rezipienten aufgebaut wurde.

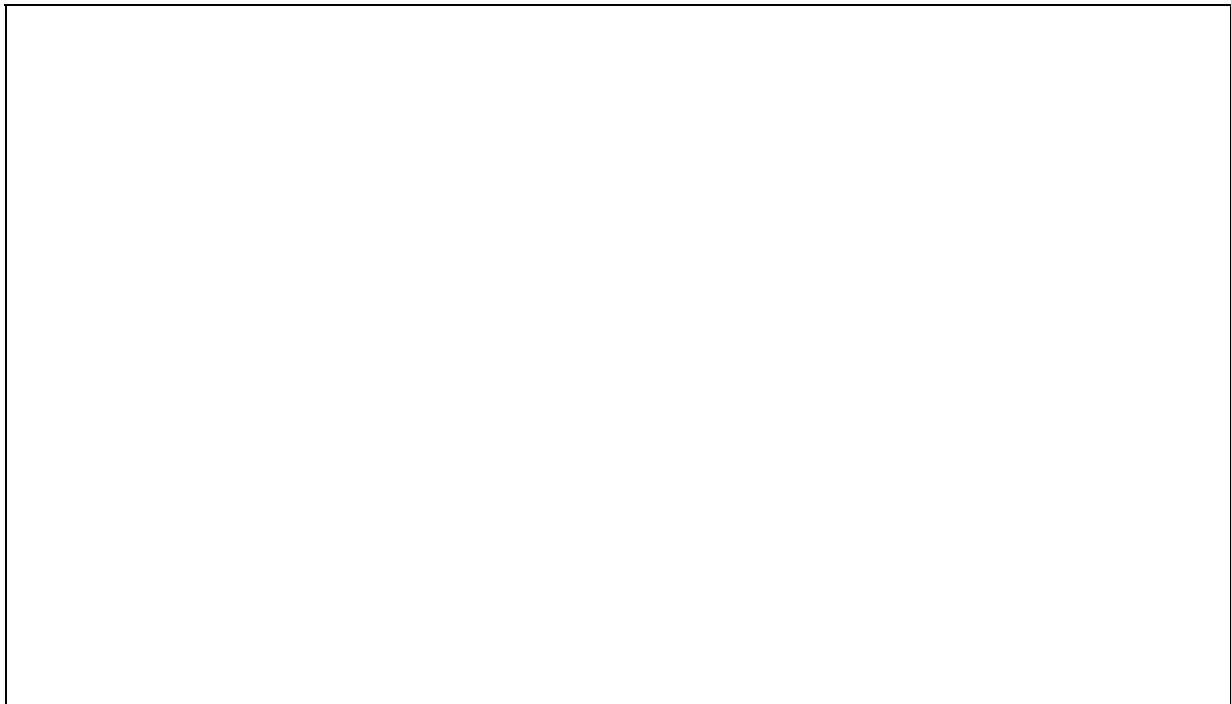


Abb. 1: STM-Aufnahmen der (100) Spaltfläche eines p-leitenden PbSe-Einkristalles (100 x 80 Å). Beide Bilder zeigen eine monoatomar hohe Stufe, die durch den Spaltprozeß entstanden ist. Die eingezeichneten Pfeile geben die kristallographischen Richtungen an.

2. Kontrolle des Wachstums von Epitaxieschichten mit RHEED und STM Untersuchungen

Für die Qualität von niedrigdimensionalen Systemen, wie Heterostrukturen, Quantum Wells und Übergittern, spielt die "Schärfe" der Grenzflächen bei kleiner werdenden Strukturparametern eine entscheidende Rolle. Beim Wachstum von Halbleitern mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE), bei der vom Prinzip her eine zweidimensionale Abscheidung, d. h. ein Wachstum von Atomlage auf Atomlage, möglich ist, liefern Informationen über die Oberflächenmorphologie wesentliche Beiträge zum Verständnis des elementaren Wachstumsprozesses. Die vorwiegend angewendete Technik zur Untersuchung des Epitaxieprozesses ist die in-situ-Beugung von hochenergetischen Elektronen (reflection high-energy electron diffraction RHEED). Der wesentliche Vorteil des in-situ-RHEED's liegt im guten Verständnis des Beugungsexperimentes an periodischen Strukturen der Oberfläche (Kristallgitter, Rekonstruktionen). Nichtperiodische Oberflächenmerkmale, wie Leerstellen, Fremdatome, Versetzungen und Stufen, die für das Wachstum eine wesentliche Rolle spielen, können mit RHEED aber nur schlecht untersucht werden. Das Rastertunnelmikroskop macht neben dem Oberflächen-Kristallgitter auch diese Punkt- und Liniendefekte durch die "real-space" Abbildung der Oberfläche einer Analyse zugänglich. Die Kombination von in-situ-RHEED mit einem STM ergibt daher eine sehr wirkungsvolle Möglichkeit zur Untersuchung des Wachstums einkristalliner Schichten, weil sich diese Methoden prinzipiell ergänzen [7, 9]. Der Einbau eines STM's in eine MBE-Kammer zur Abbildung der Oberfläche während des Wachstums ist aber aus mehreren Gründen nur schwer möglich [7]:

- A) Die Präzisionsbewegung zwischen Probenoberfläche und der Spitze ist nur möglich, wenn der Meßkopf von extern eingebrachten Vibrationen entkoppelt wird. Störend sind

vor allem die niederfrequenten Gebäudeschwingungen und durch Körperschall übertragene Schwingungen von mechanischen Pumpen, Drehdurchführungen und anderen mechanischen Teilen, die an UHV-Systemen Verwendung finden. Bei unserem System wird daher der STM-Meßkopf in einem eigenen Rezipienten untergebracht, der mit einer Schwingungsdämpfung gegen das Gebäude (vier luftgefüllte Dämpfer) und die gesamte UHV-Anlage (Membranbalg mit Viton-Dämpfern) ausgestattet ist.

- B) Ein direktes Anbringen des STM's vor der zu untersuchenden Oberfläche ist aufgrund der Anordnung Substrat-Zellen in der Epitaxieanlage nicht möglich. Ungleichmäßige Temperierung des STM-Meßkopfes, wie das in einer Wachstumskammer der Fall wäre, führt zu starker thermischer Drift durch unterschiedliche Ausdehnung der piezoelektrischen Manipulatoren. Eine Kontrolle der Oberfläche der Probe während des Abkühlvorganges in der Wachstumskammer mit RHEED stellt sicher, ob bei Raumtemperatur noch die "as-grown"-Oberfläche vorliegt und macht so die STM-Untersuchung erst sinnvoll.
- C) Die Kondensation von Molekülen bzw. Atomen am STM in der Wachstumskammer würde zu Kurzschlüssen führen.

3. Aufbau des Tunnelsystems

Im vorliegenden Projekt sind zunächst drei UHV-Epitaxieanlagen (IV-VI-MBE des Instituts für Halbleiterphysik, II-VI-ALE des Instituts für Experimentalphysik, II-VI-MBE des Instituts für Optoelektronik) verbunden worden (siehe Abb.2). Die Planung des Tunnelsystems wurde von Herrn Dr. W. Faschinger durchgeführt, welcher auch die Durchführung der Arbeiten gemeinsam mit Doz.Dr. H. Sitter besorgte. An dieses Tunnelsystem ist über eine Kreuzungskammer (siehe Abb. 2) der UHV-Rezipient für das STM angeschlossen.

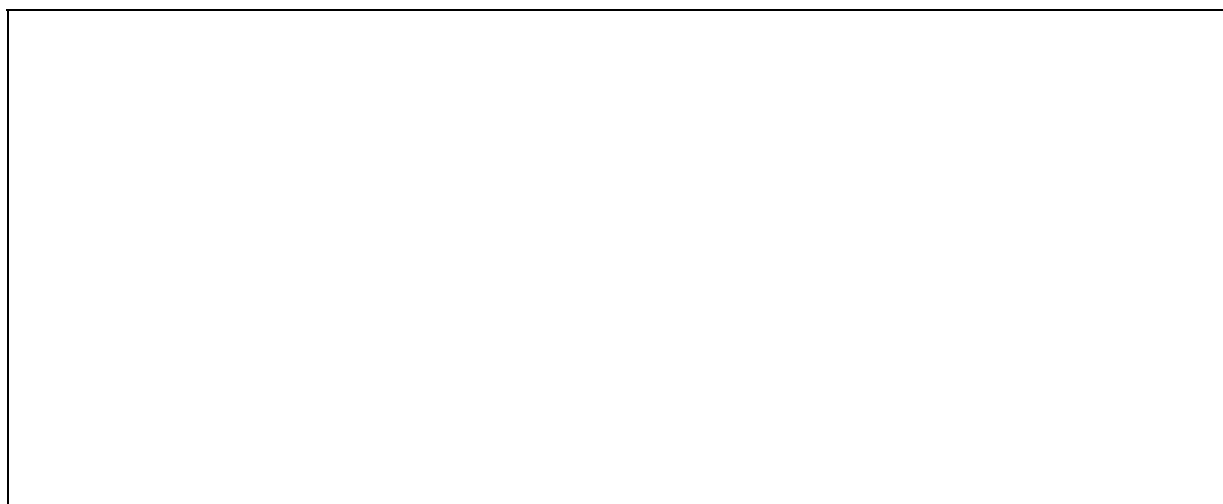


Abb. 2: Skizze des gesamten UHV-Systems, bestehend aus drei Epitaxieanlagen, einem STM-Rezipienten und dem UHV-Tunnel.

Als Probenhalter wird an allen drei Anlagen ein 1"-Standardprobenträger mit Bajonettverschluß verwendet. Der Transport der Proben aus den einzelnen Anlagen erfolgt durch ein Edelstahl-Rohr mit 100 mm freiem Durchmesser, in dem sich ein auf zwei Schienen laufender Wagen befindet. Der Wagen kann bis zu drei Proben gleichzeitig transportieren und wird durch magnetische Ankopplung von außen bedient. Die Übergabe der Proben zu den Wachs-

tumsanlagen und zur STM-Station erfolgt durch vertikal angebrachte Magnet-Dreh-Schiebedurchführungen. Der Transport der Proben erfolgt bei Drücken $< 10^{-9}$ mbar, um eine Bedeckung der Probenoberfläche mit Restgasmolekülen zu vermeiden. Das Vorvakuum wird mit Hilfe der Turbopumpen aller drei Wachstumsanlagen erreicht, im UHV-Tunnel wird der Enddruck mit einer 200 l/s Ionengetterpumpe erreicht. Da der 1" Substrathalter bei den beiden II-VI Anlagen und in der STM-Kammer in liegender, bei der IV-VI-MBE aber in stehender Stellung verwendet wird, ist zwischen der IV-VI-MBE und dem Anschlußflansch zum UHV-Tunnel noch eine Kreuzungskammer eingebaut, in der der Substrathalter mit Hilfe einer magnetischen Dreh-Schiebe-Durchführung um 90° gedreht wird. Ein Teil dieser Anlage ist in Abb.3 dargestellt.

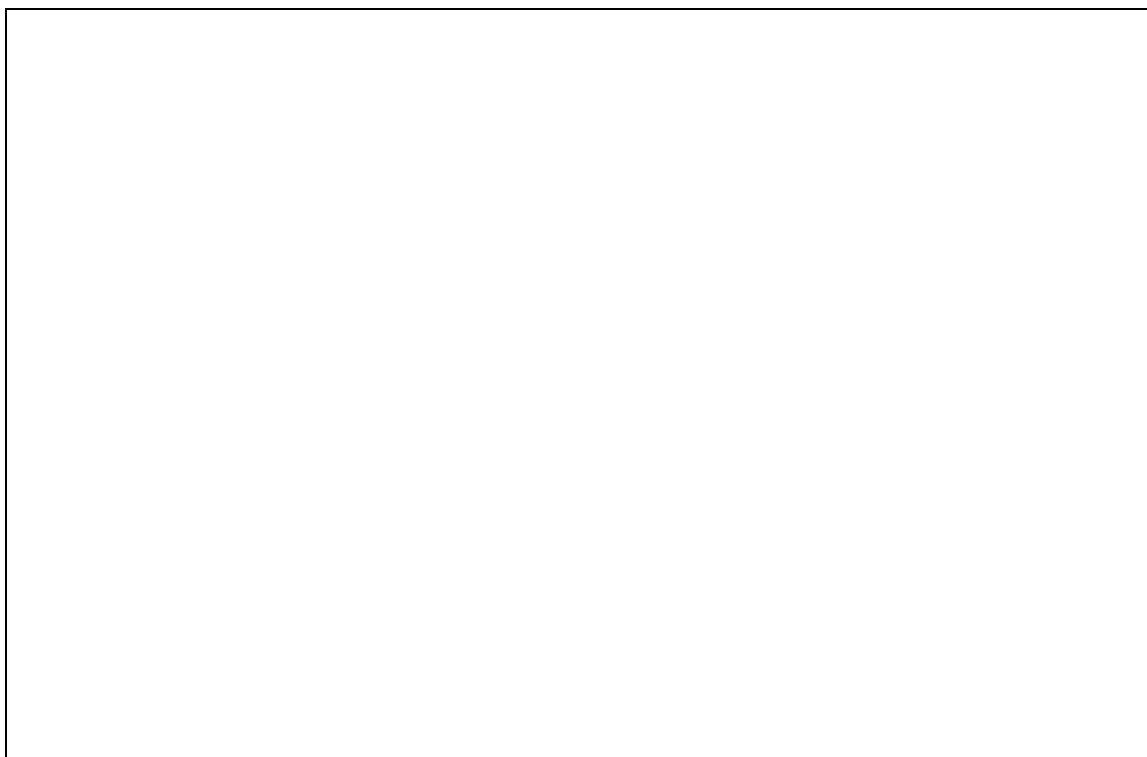


Abb. 3: Übergabestation an der IV-VI-MBE mit Kreuzungskammer, UHV-Tunnel und STM-Kammer. Zur Übergabe der Proben aus dem Tunnel in die IV-VI-MBE und zum STM sind drei Transferstäbe notwendig.

Aus der Kreuzungskammer wird die Probe in die eigentliche STM Kammer mit einer magnetischen Schiebedurchführung transportiert und dort von einem dreh- und vertikal verschiebbaren Manipulatorarm übernommen. Insgesamt können vier Proben, jeweils auf einem 1" Probenhalter montiert, in der STM Kammer auf einem Probenmagazin abgelegt werden. Mit dem gabelschlüsselartig geformten Manipulatorarm wird die Probe zusammen mit dem Triple-Helix-Probenhalter des STM's aus dem Magazin genommen und auf die drei Beine des Beetle STM's abgelegt. Die Grobannäherung der Probe erfolgt dann vollelektronisch, dieser Vorgang wird von außen mit einem Fernrohr überwacht. In Abb. 4 erkennt man das Probenmagazin sowie den Manipulator und das STM. Unter diesen Bedingungen konnte atomare Auflösung auf einer Graphitproben-Oberfläche erreicht werden.



Abb. 4: Foto der UHV-STM-Kammer.

4. Geplante Untersuchungen

Mit der oben beschriebenen kombinierten RHEED-STM-Methode soll das Wachstum von IV-VI Verbindungshalbleitern (PbTe, PbSe) und auch von semimagnetischen Heterostrukturen und Übergittern ($\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, sowie von CdMnTe/CdTe, MnTe/CdTe, ZnSe/MnSe) untersucht werden. Die Untersuchungen an den II-VI Übergittern werden in Kooperation mit W. Faschinger und H. Sitter erfolgen.

Unter definierten Wachstumsbedingungen tritt bei IV-VI-Halbleitern zweidimensionales Wachstum auf [10] wobei dieser Wachstumsmodus durch Verfolgung der Intensitätsvariationen der RHEED-Beugungspunkte beobachtet wurde. Das oszillierende Signal wird gedämpft, wenn bereits vor der vollständigen Bedeckung der Oberfläche mit einer Monolage eine neue Monolage darüber zu wachsen beginnt und so die Oberfläche nach einigen Wachstumszyklen zunehmend rauher wird [11]. Das 2D-Wachstum bricht bei Si, GaAs und auch bei PbTe nach etwa 200 bis 500 Monolagen zusammen und geht dann in ein inselartiges Wachstum über. Es soll festgestellt werden, ob der Übergang vom 2D- zum Inselwachstum in den oben angeführten Halbleitern und Halbleiterheterostrukturen durch statistische Keimbildung auf der obersten Monolage bestimmt wird, oder ob null- und eindimensionale Oberflächendefekte als Anlagerungszentren bevorzugt werden.

Bei RHEED werden die Informationen aufgrund des Bezuges über das reziproke Gitter der Oberfläche über die untersuchte Probenoberfläche gemittelt. Es kann aus diesem Grund z. B. auf (111)-Oberflächen das Beugungsmuster einer die Oberfläche gleichmäßig bedeckenden (2x2)-Rekonstruktion nicht von jenem unterschieden werden, das bei einer Überlagerung der Beugungsbilder von drei mikroskopisch verteilten (2x1)-Domänen entsteht, die um je 120° gedreht sind. Das STM kann hier nicht nur Klärung über die Art der Rekonstruktion ergeben, sondern auch die Elementarzelle der rekonstruierten Oberfläche direkt dargestellt werden [12]. Bei PbTe und $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ wurden verschiedene Rekonstruktionen unter definierten Te_2 -Partialdrücken festgestellt [13]. Die Elementarzelle soll mit Hilfe des STM's bestimmt werden.

Mit Hilfe von RHEED Untersuchungen wurde vor kurzem festgestellt, daß für den Fall des pseudomorphen Wachstums einer Epitaxieschicht ein Wachstumsmodus in der Nähe der kritischen Schichtdicke auftreten kann, welcher zu der Bildung von kohärenten dreidimensionalen Inseln führt [13]. Wenn die gedehnte Epitaxieschicht eine bestimmte Dicke erreicht, kann diese 3D-inselähnliche Oberflächenmorphologie energetisch bevorzugter sein als die Dehnungsrelaxation durch den Einbau von Versetzungen. Ein Ziel dieses Vorhabens ist es, dieses kohärente Inselwachstum mit RHEED Aufnahmen und mit STM Untersuchungen zu studieren.

In weiterer Folge sollen diese Untersuchungen auch auf II-VI-Halbleiter und hier insbesondere auf CdTe/MnTe [14,15] und ZnSe/MnSe [16] ausgedehnt werden.

5. Zusammenfassung

Im Reinraum des Instituts für Halbleiterphysik der Johannes Kepler Universität Linz wurden drei Epitaxieanlagen und ein UHV-STM durch einen UHV-Tunnel verbunden. Das ermöglicht einen Probentransfer zwischen allen Epitaxieanlagen und dem UHV-STM, ohne daß die zu untersuchende Probenoberfläche durch Kontakt mit Laborluft verändert wird. Nach der STM-Charakterisierung können die Proben wieder in die jeweilige Wachstumskammer zurücktransferiert und dort der Epitaxieprozeß weitergeführt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binning and H. Rohrer, Surf. Sci. 126, 236 (1983)
- [2] P. K. Hansma, J. Tersoff, J. Appl. Phys. 61, R1 (1987)
- [3] Y. Kuk, and P. J. Silverman, Rev. Sci. Instr. 60, 165 (1989)
- [4] J. E. Griffith, G. P. Kochansky, Ann. Rev. Mater. Sci. 20, 219 (1990)
- [5] H. W. M. Salemink, H. P. Meier, R. Ellialtioglu, J. W. Gerritsen, and P. R. M. Muralt, Appl. Phys. Lett. 54 (12), 1112 (1989)
- [6] I. Tanaka, T. Kato, S. Ohkouchi, and F. Osaka, J. Vac. Sci. Technol. A 8 (1), 567 (1990)
- [7] M. D. Pashley, J. Cryst. Growth 99, 473 (1990)
- [8] R. Butz, H. Wagner, K. Besocke, Thin Solid Films 183, 339 (1989)
- [9] B. G. Orr, C. W. Snyder, and M. Johnson, Rev. Sci. Instr. 62 (6), 1400 (1991)
- [10] G. Springholz, G. Bauer, Appl.Phys.Lett., in print
- [11] Reflection High Energy Diffraction and Reflection Electron Imaging of Surfaces, ed. by P. K. Larsen and P. J. Dobson, Nato ASI Series, Plenum Press New York
- [12] R. Stalder, N. Onda, H. Sirringhaus, H. v.Känel, and C.W.T. Bulle-Lieuwma
- [13] G.Springholz, G.Bauer, Phys.Rev.B, submitted.
- [14] W. Faschinger, F. Hauzenberger, P. Juza, H. Sitter, A. Pesek, H. Zajicek, K. Lischka, Mat. Sci. Eng., in print
- [15] W. Faschinger, F. Hauzenberger, P. Juza, A. Pesek, H. Sitter, J. Electron. Mater., submitted

-
- [16] K. Hingerl, W. Jantsch, D. A. As, J. Lilja, P. Juza, M. Toivonen, W. Rothmund, H. Sitter, M. Pessa, *J. Crystal Growth* 117, 341 (1992)

Realisation of threshold voltage adjustable GaAs-MISFETS for VLSI

H. W. Lettenmayr, C. G. Diskus, K. Lübke, L. Palmeshofer*, H. W. Thim
Institut für Mikroelektronik, *Institut für Halbleiterphysik, Universität Linz,
4040 Linz/Auhof

One severe problem gallium-arsenide ICs are suffering from is the difficulty of achieving threshold voltage uniformity over large chip areas required for VLSI technology. This is primarily due to the fact that there is no adequate oxide allowing the fabrication of stable normally-off MOSFET-like transistors. AlGaAs-layers embedded between gate and channel have been used successfully and have led to an increase of the breakdown voltage of MESFET-structures [1], [2]. Logic levels of +2V or higher can be achieved with such a hetero field effect transistor structure.

This type of MISFET-structure is thus well suited for fabricating integrated ultrahigh-speed DCFL circuits, and is therefore an attractive alternative to other structures with ultrathin doping layers and difficult selective etching techniques such as the well known E/D mode logic [3]. However, all these schemes suffer from problems caused by threshold voltage nonuniformities. One way to overcome the uniformity-problems is the implementation of a second gate - the backgate - underneath the channel of the switching transistor [4]. This backgate allows a continuous depletion of the channel by increasing the negative bias voltage applied to the gate. For the first realization of the backgate concept an ion implanted p⁺ gate has been used. Some drawbacks of this fabrication technique are the lower quality of the epitaxial layer grown on the ion-implanted channel layer, and the high resistivity of the p⁺ layer.

In this contribution a new backgate-concept suitable for VLSI-design is presented. Fig. 1 shows a schematic cross-sectional view of the logic gate. The key feature is the implementation of a second **m e t a l** gate underneath the channel of the switching transistor. We have employed an etch-technique after glueing the active layers to carrier-substrates. After removing the semi-insulating GaAs-substrate with selective etchants metal-backgates are evaporated. In order to test the new concept single inverters, inverter-cascades and 17-stage ring oscillators (Fig. 2) with 0,75 μm backgates have been fabricated. Measured transconductance values of about 50 mS/mm to 160 mS/mm are far away from the best values, although not so far beyond calculations. The conversion of D-mode FETs to E-mode FETs by applying negative voltages to the backgate is shown in Fig. 3 and Fig. 4. Oscillations can be observed over a wide range of supply voltages (Fig. 5 and Fig. 6). Rise and fall times of 57 ps for 1.2 μm gatelength and 130 ps for 2.4 μm gatelength are in agreement with calculated RC-charging times of the gates.

In conclusion, it has been shown that ultrahigh-speed DCFL can be fabricated with the implementation of structured backgates. By applying negative voltage to the backgate the driver transistor can be depleted, larger threshold voltage tolerances in production are possible. Further development in design will improve device parameters.

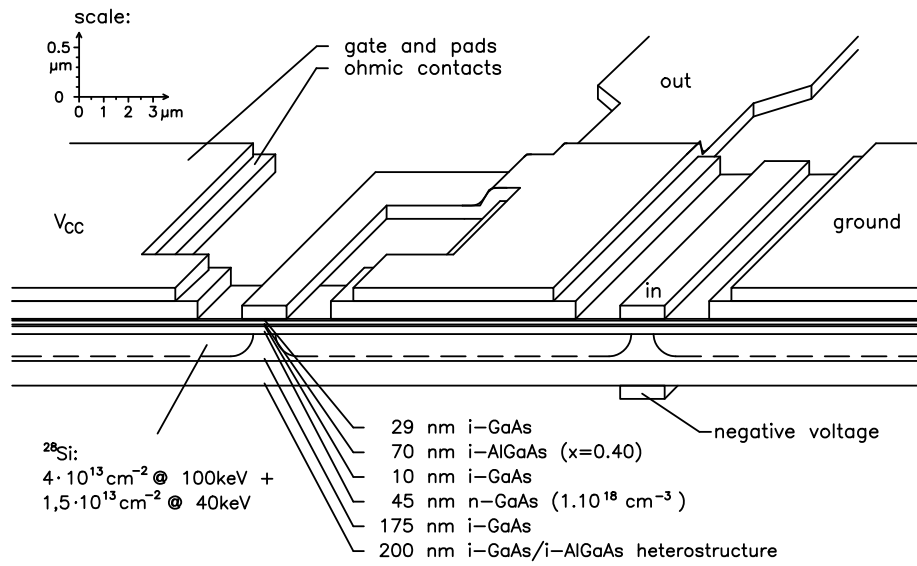


Fig. 1: Schematic cross sectional view of a logic gate.

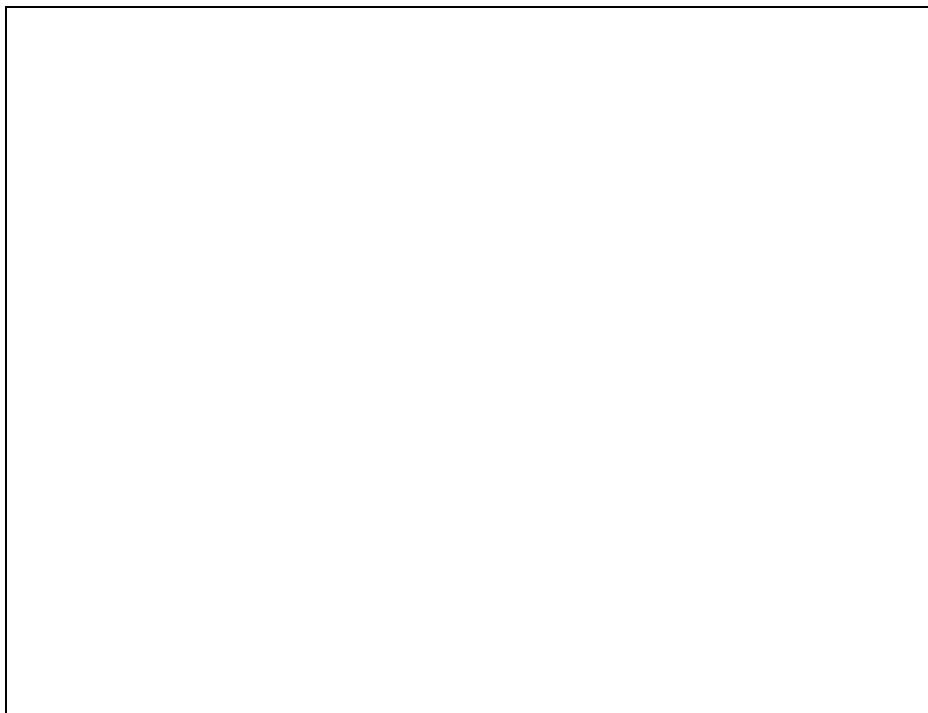


Fig. 2: SEM photograph of a 17-stage oscillator.

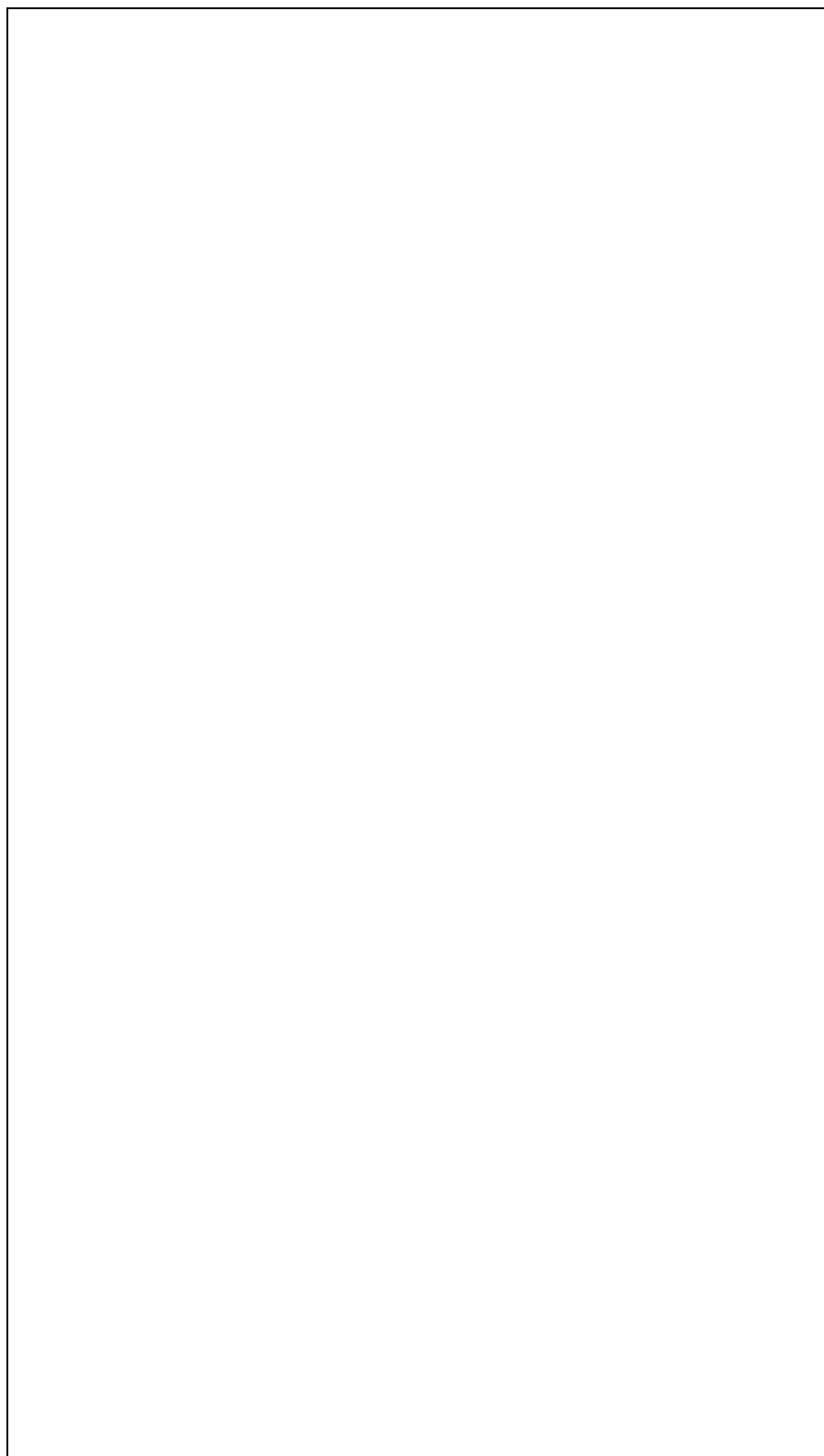


Fig. 3: FET characteristics of sample MO 752/2 2.2/2.2: $U_{BG} = 0 \text{ V}$, length of gate: 2.4 mm, backgate: 0.75 mm, channel doping: $9.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, channel thickness: 39.7 nm



Fig. 4: FET characteristics of sample MO 752/2 2.2/2.2; $U_{BG} = -7$ V, length of gate: 2.4 mm, backgate: 0.75 mm, channel doping: $9.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, channel thickness: 39.7 nm

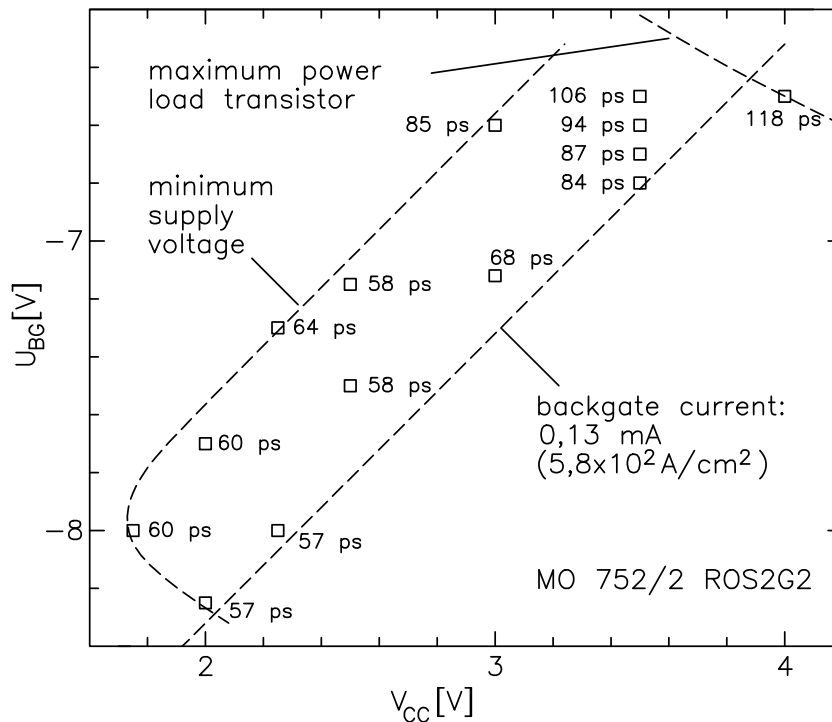


Fig. 5: Switching time of a ring-oscillator depending on the voltage supply. Oscillations are limited by a minimum supply voltage, maximum power and the backgate-current.

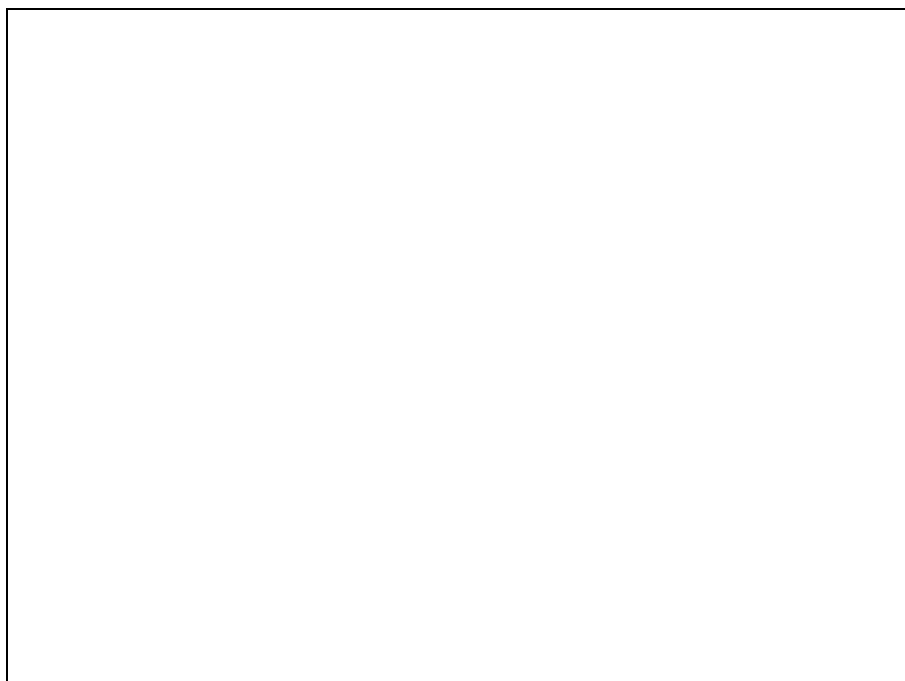


Fig. 6: 420MHz-output of a 1.2/0.75 μ m 17-stage ringoscillator; Switching time 70 ps/stage

References:

- [1] B. Kim et al., 'Microwave power GaAs MISFET's with Undoped AlGaAs as an Insulator', IEEE Trans., 1984, **EDL-5**(12), pp. 494-495.
- [2] C.-L. Chen et al., 'High-Power-Density GaAs MISFET's with a Low-Temperature-Grown Epitaxial Layer as the Insulator', IEEE Trans., 1991, **EDL-12**(6), pp. 306-308.
- [3] H. Hida et al., 'High-Speed and Large Noise Margin Tolerance E/D Logic Gates with LDD Structure DMT's Fabricated Using Selective RIE Technology', IEEE Trans., 1989, **ED-36**(10), pp. 2223-2230.
- [4] C. G. Diskus et al., 'Threshold voltage adjustable GaAs FET for VLSI', Electron. Lett., 1991, **27**(5), pp. 418-420.

Newly Developed Novolak-Based Resist Materials for Ion Projection Lithography (IPL) with Structure Dimensions of 200-100 Nanometers

**G. Stangl, E. Cekan, Ch. Eckes^{*}, W. Friza, F. Thalinger, A. Bruckner, P. Hudek[°],
W. Fallmann**

**Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien,
1040 Wien**

***Hoechst AG, Hauptlaboratorium G830
D-2630 Frankfurt/Main**

**[°]Inst. of Technical Cybernetics, Slov. Academy of Science,
842 37 Bratislava, Slovakia**

The application of IPL for the fabrication of nanometerstructures requires the development of special resist materials, or, at least, of novel resist development procedures. Not long ago, resist producers held the opinion that novolak-based materials are not useful for structuring in dimensions smaller than 0.3 μm . In cooperation with a well known resist company we succeeded in developing new organic novolak-based resists, which can be structured in lines and spaces smaller than 150 nm by exposure with light ions. IPL experiments were performed with the "Alpha Ion Projector" built by the Viennese company Ion Microfabrication Systems (IMS).

1. Ion Lithographic Process

The ion projection machine is now equipped with a 5x demagnifying ion optical system. An open stencil mask, a two micron thin nickel foil, fabricated by electroplating, is exposed by light ions, H^+ , He^+ , or clusters like H_3^+ with an energy of 7.5 keV. The ions which pass through the mask are accelerated by the field lens to an energy of typically 50 to 60 keV which is required for a proper exposure of the resist.

1.1. Main Principles of Electronic Alignment:

The demagnified ion image of the stencil mask pattern consists of the "dye beam" and 8 "ion alignment beamlets". The dye beam passes a round center opening in the "scanner block" which is situated between the ion-optical column and the X-Y-stage. The ion alignment beamlets enter corresponding slots in the scanner block. With the help of deflection plates each ion alignment beamlet may be scanned over registration sites (e.g. grooves) which are simulated in this case by a reference plate, attached to the scanner block. Secondary electrons, generated by the ion alignment beamlets, may be collected by 8 channeltron detectors. With the signals of these 8 channeltron detectors the status of the projected ion image may be characterized with respect to X- and Y-position, rotation, scale, anamorphism (X-Y-scale) and trapezoid intrafield distortion. In servo loops this information is transferred to an electrostatic multipole (situated between ion-optical column and scanner block) and to lens voltage power supplies. Inducing electrostatic dipole fields and correcting lens voltages the projected ion image may be stabilized in X, Y and scale, on-line during chip exposure. This feedback control may be enhanced to the control of rotation, anamorphism and trapezoid distortion [1].

1.2. Principles of "Electrostatic Step Exposure"

The projected ion image of the stencil mask pattern is exposed repeatedly with precise displacements. These displacements are induced by proper dipole fields in an electrostatic multipole which is situated between the ion optical column and the wafer plane (Figs. 1, 2) [1].

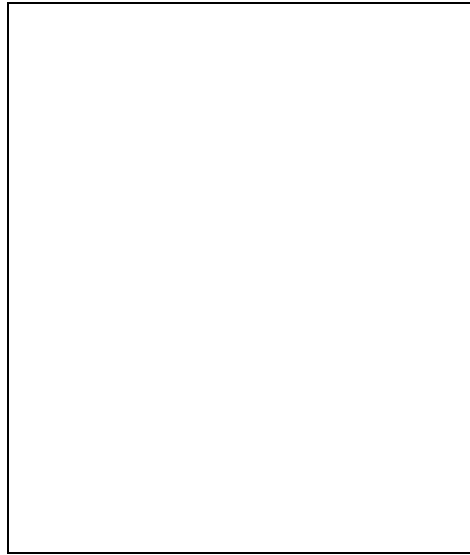


Fig. 1: Multiple exposures with defined displacement.

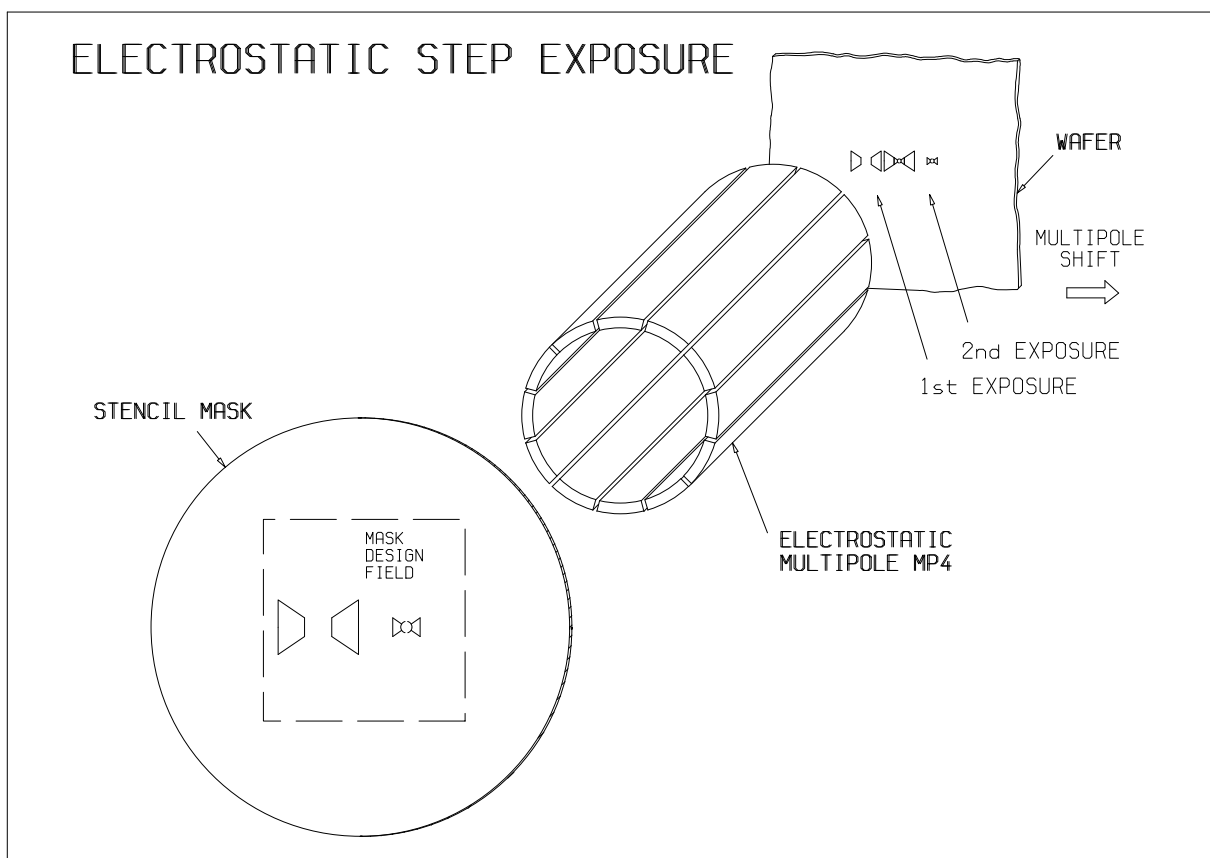


Fig. 2: Electrostatic Step Exposure.

2. Results in Resist Materials

The minimum linewidth which could typically be achieved is less than 200 nm in the positive working research resist (RAY-PF-E) which permits an exposure time of about 400 ms. Best results achieved so far with the second newly developed AZ-Type (RAY-1005), which is negative toned, were structures in the dimension smaller 150 nm with an aspect ratio of about 1:2,5. Conventional wet-chemical spray development with a buffered solution of tetramethylammonium-hydroxide was applied. (Figs. 5, 6)

The bonding connections were realized by means of electrostatic step exposure. Two different projected ion images of the stencil mask structures are exposed twice with a precise displacement induced by proper dipole fields of the electrostatic multipole, placed in between the ion optical column and the wafer substrate. (Fig. 3)

Our best results until now were structures of about 50 nm in width, but unfortunately only in PMMA, a resist material which can not withstand the subsequent reactive plasma etching processes. Therefore, it is of major importance to find novolak resist materials for the nanometer technology whose stability against reactive plasma exceeds that of PMMA by a factor of 100.

The newly developed resist allowed realization of operating quantum wires and rings in GaAs. (Structure dimensions of about 200-100 nm). (Figs. 4, 7)

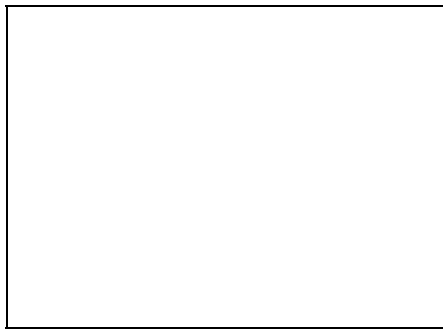


Fig. 3: Quantum-ring, with bonding connections; IPL 5x exposure in RAY-1005, anisotropic etching in GaAs (Fig. 3)



Fig. 4: Smallest structure (70nm), IPL 10x exposure and anisotropically plasma etched in silicon.

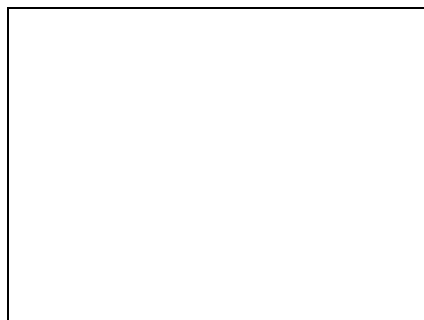


Fig. 5: Quantum wire, IPL5x exposure in RAY-1005, wire dimension 100nm.

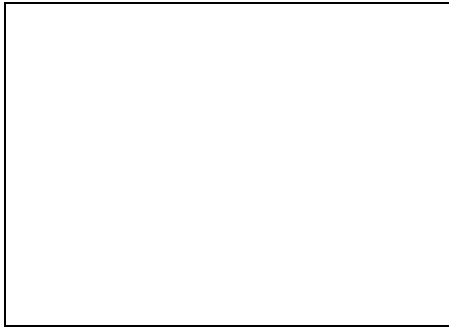


Fig. 6a: Test-structures — RAY - PN.

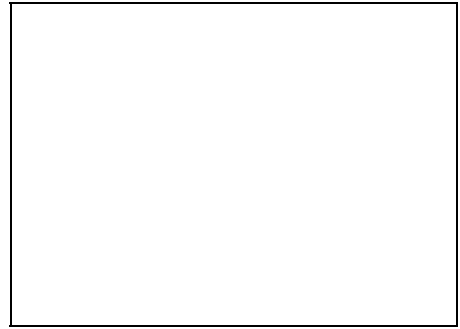


Fig. 6b: Test-structures — RAY - 1005.



Fig. 6c: Test-structures — RAY - PF-E.

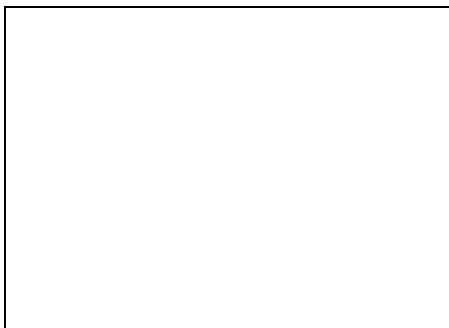


Fig. 6d: Test-structures for quantum-devices — RAY - PN.

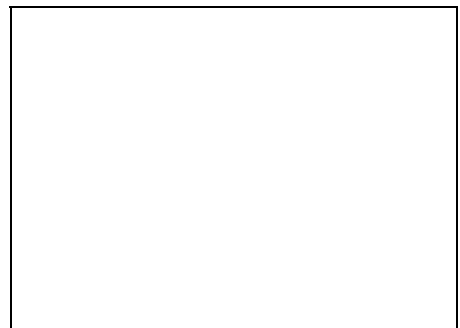


Fig. 6e: Test-structures for quantum-devices — RAY - 1005.

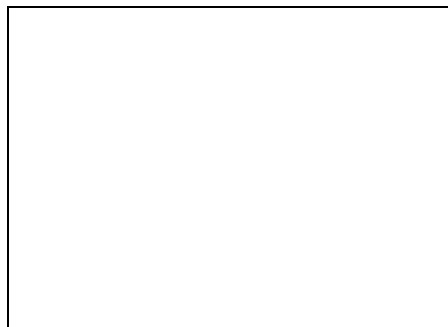


Fig. 6f: Test-structures for quantum-devices — RAY - PF-E.



Fig. 7a: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in GaAs — RAY - PN.



Fig. 7b: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in GaAs — RAY - 1005.

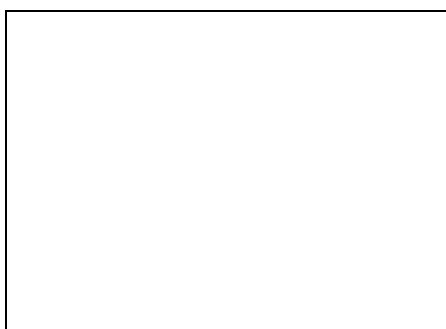


Fig. 7c: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in GaAs — RAY - PF-E.



Fig. 7d: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in Si — RAY - PN.



Fig. 7e: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in GaAs — RAY - 1005.

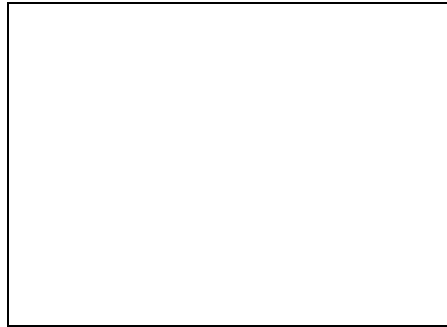


Fig. 7f: Test-structures for quantum-devices, anisotropic plasma etching in GaAs — RAY - PF-E.

Acknowledgement

The contribution of Fa. Technics Plasma - Munich (H. Schmid) for plasma etching, Fa. Heidenhain (fabrication of Ni foil open stencil masks) and Company IMS (for running the ion projector Alpha 5x).

This project was founded by the FFF (Forschungsfonds zur Förderung der gewerblichen Wirtschaft) and the GMe (Society for Microelectronics).

References

- [1] H.Löschner, G.Bösch, A.Chalupka, J.Fegerl, R.Fischer, G.Lammer, L.Malek, R.Nowak, C.Traher, P.Wolf, 5th Int. Vacuum Microelectronics Conf., July 13-17, Vienna, t.b.p. in J.Vac.Sci.Technol., March 1993.

Auger-Elektronenspektroskopie zur Charakterisierung von Epitaxieschichten

E. Wirthl, H. Sitter, P. Bauer
Institut für Experimentalphysik, Universität Linz,
4040 Linz

1. Einleitung

Bei der Realisierung von optoelektronischen Bauelementen, wie etwa Solarzellen oder Detektoren, zeichnet sich in den letzten Jahren ein neuer Trend ab, die sogenannte *monolithische Integration*. Darunter versteht man, daß die optische Signalaufnahme/-abgabe und die elektronische Signalverarbeitung in einem Bauteil stattfinden. Eine Möglichkeit der Realisierung ist die Verbindung der für optoelektronische Prozesse geeigneten II-VI-Verbindungshalbleiter mit dem in der Schaltungstechnik höchstentwickeltem Silizium. Einem erfolgreichen epitaktischen Wachstum solcher Schichtsysteme stehen mehrere Probleme im Weg [1]:

- Große Gitterfehlpassung.
- Große chemische und elektrische Unterschiede zwischen den polaren II-V Verbindungen und dem unpolaren Substrat.
- Große Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten.
- Dreidimensionale Keimbildung aufgrund der schwachen Bindungen zwischen dem Substrat und den Epitaxieschichten.
- Chemische Verbindungen, die aus Substratatomten und aus Atomen der Epitaxieschicht bestehen, können zur Störung des epitaktischen Wachstums führen.

Zur Lösung obengenannter Probleme ist es notwendig, den Chemismus an der Grenzfläche zwischen dem Substrat und der Epitaxieschicht genau zu kennen. Als eine Methode zum Studium von diesem Chemismus bietet sich die *Auger-Elektronenspektroskopie* (AES) an.

2. Auger-Elektronenspektroskopie als Charakterisierungsmethode

Aus folgenden Gründen eignet sich die AES zur Analyse von epitaktischen Schichtsystemen [2], [3]:

- Die AES ist eine zerstörungsfreie Elektronenstrahlmethode, die eine qualitative und teilweise quantitative [4] Elementidentifikation erlaubt.
- Besonders unter streifendem Einfall der Primärelektronen ist die AES oberflächenspezifisch und daher zur Charakterisierung von sehr dünnen Filmen und Interfaces geeignet.
- Mittels AES können alle Verunreinigungen an Oberflächen analysiert werden, da sie für alle Elemente außer für H und He empfindlich ist.
- Die Nachweisgrenze liegt bei Konzentrationen von 0.1 bis 1 Atomprozent und wegen der hohen Oberflächenspezifität daher bei 10^{-3} bis 10^{-2} Monolagenbedeckung.
- Der fein fokussierte Elektronenstrahl kann über die Oberfläche gerastert werden. Mit der sogenannten *Scanning Auger Microscopy* (SAM) kann eine laterale Auflösung im Sub-

mikrometerbereich erzielt werden, was den Nachweis von Clustern oder Inseln an der Oberfläche ermöglicht.

- Der unmittelbare Vergleich von Sekundärelektronenabbildungen mit Elementverteilungsbildern erlaubt die chemische Analyse von Defekten an der Oberfläche.
- Die Tiefenauflösung liegt, abhängig von der Sputtertiefe, bei 2 nm bis 100 nm, womit Supergitterstrukturen klar zu analysieren sind. Es ist damit möglich, in Mehrschichtsystemen von Verbindungshalbleitern die Schärfe der Zwischenschichten und Interdiffusionseffekte, welche während des Wachstums auftreten, zu untersuchen.
- Die genaue Analyse der Energie der Auger-Elektronen sowie der Linienform der Auger-Spektren erlaubt Rückschlüsse auf die chemische Bindung der analysierten Atomsorten. Die chemische Bindung führt zu teilweiseem Ladungstransfer und dadurch zu einer Verschiebung der Core-levels, wodurch alle Energien verschoben werden (*chemical shift*). Eine Änderung des Energieverlustmechanismus aufgrund der Umgebung des emittierenden Atoms führt zu einer Änderung der Linienform im Auger-Spektrum auf der niederenergetischen Seite.
- In Verbindung mit einer Sputtereinrichtung können Tiefenverteilungen von Elementen aufgenommen werden.



Abb. 1: Tiefenprofilanalyse einer Überstruktur; aus [2]

3. Experimenteller Aufbau

Um die oben aufgezählten Untersuchungsmethoden durchführen zu können, wurde eine Analysechamber entworfen, die in Abb. 2 schematisch dargestellt ist.

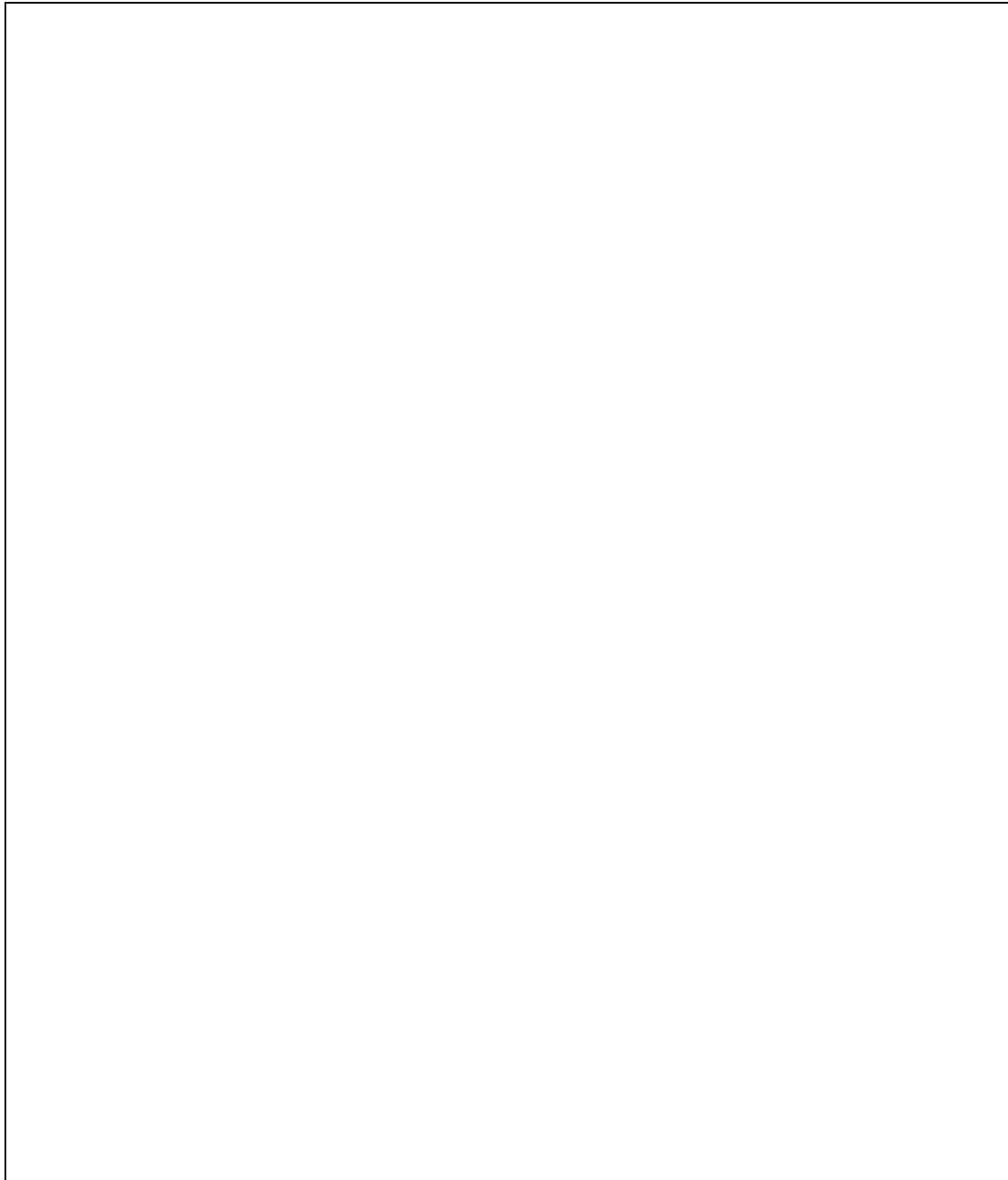


Abb. 2: Querschnitt der Analysechamber (Eigenkonstruktion)

Um die unter Punkt zwei genannten Vorteile der AES voll nutzen zu können, sind folgende Komponenten erforderlich:

- Energieanalysator (Cylindrical Mirror Analyzer (CMA) oder Retarding Field Analyzer (RFA)).
- Elektronenquelle mit einer Spotgröße kleiner als $1\ \mu\text{m}$.
- Sekundärelektronendetektor.
- Ionenquelle (für Sputterprozesse).
- Steuereinheit zum Rastern des Elektronen- und Ionenstrahls über die Probe (Scanning Auger Microscopy (SAM)).

4. Forschungsziele

Im Rahmen des von der GME geförderten Projekts sind folgende Arbeiten geplant, wobei im ersten Jahr vor der Fertigstellung der Analysekommer umfangreiche Vorbereitungsarbeiten notwendig sind, die mit den vorhandenen Mitteln durchgeführt werden können.

4.1. Vorbereitung des Substrats

Für das Gelingen epitaktischer Wachstumsprozesse von Verbindungshalbleitern auf Si ist vor allem eine sehr saubere Substratoberfläche wichtig. Mit Hilfe der AES können sämtliche Verunreinigungen bis auf weinige Promille einer Atomlage festgestellt werden. Es kann dadurch die optimale Substratvorbehandlung herausgefunden werden.

4.2. Interfaceuntersuchungen am Beginn des Wachstums

Mit Hilfe der AES und von SAM soll vor allem das Nukleationsstadium untersucht werden. Mittels SAM kann ein eventuelles Auftreten von Inselwachstum, sowie eine Clusterbildung an der Substratoberfläche nachgewiesen werden. Es sollen dabei die Parameter gefunden werden, die ein perfektes Schichtwachstum ermöglichen.

4.3. Überwindung der Gitterfehlpassung

Eine Möglichkeit, die Gitterfehlpassung zu überwinden, ist, ternäre Verbindungen (z.B.: $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$) herzustellen, wobei bei entsprechendem x eine exakte Anpassung an das Substrat möglich ist. Ausgehend davon soll mittels graduierten Übergängen (das heißt mit variablem x senkrecht zur Wachstumsfront) letztlich die interessierende II-VI-Epitaxieschicht gewachsen werden, wobei die variablen Konzentrationen der Elemente mittels Tiefenprofilanalyse untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] R. D. Bingham, D. K. Biegelsen, L.-E. Swartz, F. A. Ponce, J. C. Tramontana; *Phys. Rev. B.* **45** (23), p.13400; 1992
- [2] R. von Criegern; *Scanning Auger Electron Spectroscopy*; in: M. Grasserbauer, H. W. Werner (eds.); *Analysis of Microelectronic Materials and Devices*; John Wiley & Sons, New York; 1991
- [3] H. J. Dudek; *Auger-Elektronen-Mikroanalyse - Grundlagen und Anwendungen*, in: M. Grasserbauer, H. J. Dudek, M. F. Ebel (eds.); *Angewandte Oberflächenanalyse*; Springer Verlag, Heidelberg; 1986
- [4] M. Callier, J. P. Ganachaud, D. Roptin; *Quantitative Auger Electron Spectroscopy*, in: P. W. Hawkw (ed.); *Advances in Electronic and Electron Physics*, Vol 61, pp 161-298; Academic Press; 1983

