
Wissenschaftlich-Technische Berichte

FZR- 402

April 2004

ISSN 1437-322X



Sylvia Mucke

Herstellung von Nanometer-Strukturen mittels feinfokussiertem Ionenstrahl (FIB)



**Forschungszentrum
Rossendorf**

Mitglied der Leibniz-Gemeinschaft

Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZR-402
April 2004

Sylvia Mucke

Herstellung von Nanometer-Strukturen mittels feinfokussiertem Ionenstrahl (FIB)



**Forschungszentrum
Rossendorf**

Herstellung von Nanometer-Strukturen mittels feinfokussiertem Ionenstrahl (FIB)

von

Sylvia Mucke

eingereicht als

DIPLOMARBEIT

an der

HOCHSCHULE MITTWEIDA (FH)

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Informationstechnik und Elektrotechnik

Mittweida, 2004

Die vorgelegte Arbeit wurde verteidigt am: 16.02.2004
Überarbeitete Fassung vom 19.04.2004.

Erstprüfer: Prof. Dr. G. Dost (Hochschule Mittweida)
Zweitprüfer: Dr. L. Bischoff (Forschungszentrum Rossendorf)

Kurzreferat

Feinfokussierte Ionenstrahlen dienen in den Gebieten der Halbleiterindustrie und Materialforschung der Mikro- und Nanostrukturierung. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den beiden Hauptanwendungen von fokussierten Ionenstrahlen, dem Materialabtrag und der Ionenstrahlinduzierten Materialabscheidung. Dabei wird das IMSA FIB System, ausgerüstet mit der hochauflösenden Ionensäule CANION M31plus der Firma Orsay Physics, die Stromdichten von bis zu 10 A/cm^2 erlaubt und über ein integriertes Gassystem verfügt, eingesetzt. Es wird ausführlich auf Anwendungsbeispiele von Fokussierten Ionenstrahlensystemen im Bereich der Industrie und Forschung eingegangen.

Schwerpunktmäßig wird die Abscheidung von Wolfram aus dem Precursorgas $\text{W}(\text{CO})_6$ (Wolframhexacarbonyl) auf Si und SiO_2 als Substrat untersucht, mit dem Ziel, gut leitfähige Drähte (hier im Sinne von Leiterbahnen) mit minimalem Querschnitt herzustellen. Die Optimierung der Ionenstrahl-Parameter dieser Feinfokussierten Ionenstrahlanlage bezüglich der Abscheidung steht im Vordergrund. Dabei wird ein kurzer Einblick in die Theorie der Schichtentstehung beim Abscheidungsvorgang gegeben. Untersuchungen der erzeugten Strukturen entsprechend der Schichtqualität und der Strukturabmessungen werden erläutert und die Ergebnisse diskutiert. Es konnten Wolframdrähte mit einer Länge von 20 ... 100 μm , einer Breite von minimal 150 nm und einer Höhe von maximal 600 nm angefertigt werden. Die Zusammensetzung der Drähte in Abhängigkeit der Prozessparameter wurde mittels AES bestimmt. Im optimalen Fall wurden die Schichtanteile zu 80% W, 5% O, 6% C und 9% Ga ermittelt (Angaben in Atomprozent). Der spezifische Widerstand der Wolframdrähte ist im Bereich 150 ... 320 $\mu\Omega\text{cm}$ gemessen worden.

Abstract

Focused Ion Beams are an important approach for nanostructure fabrication in the semiconductor industry and material sciences. Applications in sputtering and ion induced deposition of materials are investigated. The IMSA FIB system equipped with the high resolution Orsay Physics CANION M31plus ion column with current densities up to 10 A/cm^2 including a gas injection system is applied.

In this work the ion beam induced chemical vapour deposition of tungsten, wherefore tungsten hexacarbonyl as precursor gas is used for a first investigation. Conductive tungsten-nanowires with smallest cross-section upon a substrate of Si and SiO_2 are produced. The ion beam parameters of this focused ion beam system are optimized for the metal deposition. A short insight in the theory of layer nucleation and growth induced by the ion beam during the metal deposition is given. The layer quality is determined by Auger electron analysis which shows the components in atomic percent like 80% W, 5% O, 6% C and 9% Ga in optimum. The nanowire geometry is investigated by scanning electron microscopy, where the length of the wires is determined to 20 ... 100 μm , a width down to 150 nm and a thickness up to 600 nm. An electrical specific resistance in the range of 150 ... 320 $\mu\Omega\text{cm}$ of the nanowires is demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis.....	2
1 Einleitung.....	3
2 Feinfokussierte Ionenstrahlen - Focused Ion Beam (FIB)	5
2.1 Grundlagen	5
2.1.1 Flüssigmetall Ionenquellen	6
2.1.2 Ionenoptik	9
2.2 Beschreibung des verwendeten FIB-Systems.....	12
3 Möglichkeiten der FIB-Anwendungen	16
3.1 Sputtern mit FIB.....	17
3.2 Ionenstrahlinduzierte Abscheidung.....	19
4 Optimierung des Systems bezüglich der Abscheidung	21
4.1 Das verwendete Scanprogramm	23
4.2 Mathematische Beschreibung und Theorie	26
4.3 Analyse der Parametervariation	30
4.3.1 Geometrie und Zusammensetzung der erzeugten Strukturen	30
4.3.2 Die Anordnung des Gaseinlasses	32
4.3.3 Strahlstrom und Stromdichte	33
4.3.4 Verweil- und refresh-Zeit	35
4.3.5 Pixelabstand	36
5 Elektrische Messungen.....	38
5.1 Messapparatur.....	39
5.2 Spezifischer Widerstand	40
6 Zusammenfassung und Ausblick.....	43
Literaturverzeichnis	45
Danksagung	48
Ehrenwörtliche Erklärung.....	49

Abkürzungsverzeichnis

AES	Augerelektronenspektroskopie
AFM	Atomkraftmikroskop (Atomic Force Microscopy)
FIB	Feinfokussierter Ionenstrahl (Focused Ion Beam)
GIS	Gaseinleitungssystem (Gas Injection System)
LAIS	Legierungsquelle (Liquid Alloy Ion Source)
LMIS	Flüssigmetall-Ionenquelle (Liquid Metal Ion Source)
MOCVD	Metallorganische chemische Abscheidung aus der Gasphase (Metal Organic Chemical Vapour Deposition)
REM	Rasterelektronenmikroskop
SE	Sekundärelektronen

1 Einleitung

Durch die Zunahme der Integrationsdichte moderner Schaltkreise ist der Bedarf an Techniken zur Strukturierung von Halbleitern im Submikrometerbereich in den letzten Jahren stetig gewachsen. Bisher ist es immer gelungen, die für industrielle Anwendungen etablierte Methode der optischen Lithografie an die gestiegenen Ansprüche anzupassen. Bei diesem Verfahren wird der Halbleiter mit einem lichtempfindlichen Lack beschichtet und anschließend durch eine Maske selektiv belichtet. Die chemische Beseitigung des Lacks erfolgt je nach dessen Art an den belichteten oder unbelichteten Stellen. Nach diesem Einwickeln sind dann einige Bereiche des Substrats weiterhin von Lack bedeckt, während andere frei liegen. Diese können nachfolgend, etwa durch Ätzen des Substrates, Aufbringen von Materialien oder Ionenimplantation, bearbeitet werden. Anschließend wird der restliche Lack entfernt.

Da bei der optischen Lithografie Beugungseffekte auftreten, ist die minimale Strukturgröße durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes begrenzt. Daher kamen in den letzten Jahren immer kürzere Wellenlängen zum Einsatz, wobei die Entwicklung geeigneter Lacke und Linsen immer problematischer wurde. Industriell werden durch die optische Lithografie derzeit Strukturbreiten von ca. 150 nm routinemäßig erzielt [1].

Deshalb rücken bei der Debatte über Lithografiertechniken der nächsten Generation zunehmend Verfahren in den Mittelpunkt, bei denen Röntgen-, Elektronen- oder Ionenstrahlen zur Belichtung des Resists eingesetzt werden. Für die Industrie sind vor allem Projektionsmethoden von entscheidender Bedeutung. Dabei wird eine Maske mit Elektronen oder Ionen bestrahlt und ihr verkleinertes Bild auf die Probe projiziert. Elektronen- und Ionenstrahlen erlauben aber auch die maskenlose Strukturierung. Da Elektronen und Ionen elektrisch geladene Teilchen sind, ist es möglich, durch elektrostatische oder magnetische Ablenkung den fokussierten Strahl in beliebigen Mustern über die Oberfläche der Probe zu lenken. Die Flächendosis (Anzahl der Teilchen pro Fläche) ist über die Zeit, die der Strahl an einem bestimmten Ort verweilt, für jeden Punkt separat bestimmbar. Wegen seiner seriellen Eigenschaften ist dieses Verfahren deutlich langsamer als die Projektionsmethoden, dafür aber im hohen Maße flexibel und auch ohne Lack zur Direktstrukturierung einsetzbar. Dabei blickt die Elektronenstrahlithografie, die Belichtung von Resistsschichten mit dem fokussierten Elektronenstrahl, auf mehrere Jahrzehnte intensiver Forschung zurück und wurde maßgeblich von der Entwicklung der Elektronenoptik in Raserelektronenmikroskopen beeinflusst. Mittlerweile werden unter Laborbedingungen Auflösungen im Bereich von 5 nm erreicht [1]. Sehr viel jünger ist die Technologie, die eine Erzeugung fokussierter Ionenstrahlen (Focused Ion Beam, FIB) im sub- μm Bereich ermöglicht. Seit Beginn der ersten Entwicklungen Ende der 70er Jahre erfolgte eine stetige Verbesserung der Auflösung, Stabilität und Flexibilität fokussierter Ionenstrahlen. Besonderen Einfluss hatte

dabei die Erfindung der Flüssigmetallionenquellen (Liquid Metal Ion Source, LMIS), welche der FIB-Technologie einen enormen Aufschwung verliehen hat. Zeugen dieser Entwicklung sind kommerziell angebotene FIB-Säulen mit Strahldurchmessern kleiner als 10 nm [2]. Durch die Vorteile der Elektronenstrahltechnik (kein Sputtereffekt) sind fokussierte Ionenstrahlen mehr in der Forschung als in der Industrie anzutreffen. Da allerdings in den letzten Jahren spezielle Anwendungen für fokussierte Ionenstrahlen das Interesse auf diese Technologie gelenkt haben, hält der FIB auch in der Industrie zunehmend Einzug. Dies gilt besonders für den Einsatz beim Sputtern und der ionengestützten Abscheidung. Durch gezielte Schnitte mit dem FIB an vermuteten Defektstellen sind Fehleranalysen schnell und präzise möglich. Die Abscheidung von elektrisch leitenden oder isolierenden Materialien wird in der Forschung und in der Entwicklung von Bauelementen besonders in deren Testphase, aber auch in der Produktion von Kleinserien verwendet. Beispielsweise können defekte Leiterbahnen und Kontaktstellen auf dem Wafer als auch fehlerhafte Masken selbst repariert werden. Für Testzwecke ist auch eine spätere Änderung im Layout integrierter Schaltungen möglich [3]. Damit können die Anfertigung eines neuen, geänderten Maskensatzes und immense Rüstkosten vermieden werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den beiden Hauptanwendungen von fokussierten Ionenstrahlen, dem Materialabtrag durch FIB-Sputtern sowie schwerpunktmäßig mit der ionenstrahlinduzierten Materialabscheidung. Die experimentellen Arbeiten wurden im Forschungszentrum Rossendorf im Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung am hochauflösenden FIB-System IMSA-Orsay-Physics durchgeführt, das Stromdichten größer 10 Acm^{-2} bei Beschleunigungsspannungen von 10 bis 30 keV erlaubt. Diese Anlage enthält auch ein Gassystem (Gas Injection System, GIS) welches zur Abscheidung von W aus dem Precursorgas $\text{W}(\text{CO})_6$ (Wolframhexacarbonyl) auf Si oder SiO_2 als Substrat benutzt wurde. Das Ziel dieser Untersuchungen ist die Optimierung der Parameter dieser FIB-Anlage bei der Abscheidung hinsichtlich der Schichtqualität, Strukturabmessungen und elektrischen Leitfähigkeit.

Nach einer kurzen Einleitung zu fein fokussierten Ionenstrahlen und deren Entstehung, erfolgt die Vorstellung des verwendeten Systems. In Abschnitt 3 wird auf die Anwendungen des FIB als modernes „Werkzeug“ eingegangen. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der ionenstrahlinduzierten Materialabscheidung. Die Optimierung des Systems hinsichtlich der Abscheidung wird in Abschnitt 4 analysiert. Es erfolgt eine kurze Beschreibung der Theorie zur FIB-Abscheidung sowie die Vorstellung des verwendeten Scanprogramms. Im Abschnitt 5 werden die elektrischen Messungen, im speziellen der Bestimmung des spezifischen Widerstandes, an den abgeschiedenen Strukturen vorgestellt. Abschließend wird nach einer Zusammenfassung ein Ausblick gegeben.

2 Feinfokussierte Ionenstrahlen - Focused Ion Beam (FIB)

Feinfokussierte Ionenstrahlen haben in den letzten Jahren zunehmend Einzug in der Forschung und Industrie gehalten. Der FIB gilt durch maskenlose Lithografie, Veränderung der Materialeigenschaften an der Substratoberfläche und verschiedenen Strukturierungsfunktionen als starkes Werkzeug für die Mikroelektronik und Halbleiterindustrie. Anwendung finden fokussierte Ionenstrahlen in der Mikrosensorfertigung, Chip Modifikation und Fehleranalyse [2], [4]. Im folgenden Abschnitt wird die Technik und Funktionsweise von Ionenstrahlanlagen im allgemeinen und des verwendeten FIB-Systems im speziellen erklärt.

2.1 Grundlagen

Prinzipiell ist der Aufbau einer FIB-Anlage dem eines Rasterelektronenmikroskops (REM) vergleichbar. Die Probe wird auf einem in mehreren Achsen verschiebbaren Tisch, der sich in einer Hochvakuumkammer befindetet, aufgebracht. Darauf befindet sich die ionenoptische Säule, in der die Ionen von einer Quelle erzeugt, beschleunigt und fokussiert werden. Die Erfindung der Flüssigmetall-Ionenquelle trug entscheidend zu der rasanten Entwicklung des Fokussierten Ionenstrahls vom Laborniveau bis hin zu leistungsfähigen kommerziellen Anlagen bei. Die LMIS zeichnet sich durch ihren einfachen Aufbau und ihren zuverlässigen Betrieb, aber besonders durch ihren hohen Richtstahlwert (Helligkeit) von mehr als $10^6 \text{ A/cm}^2\cdot\text{sr}$, erzeugt auf einer Emissionsfläche von einigen 10 nm Durchmesser, aus [4]. Sie bildet das Kernstück der strahlführenden FIB-Säule, welche weiterhin die ionenoptischen Elemente, wie elektrostatische Linsen zur Strahlführung und Fokussierung, Blenden zur Strahlstromeinstellung und Oktupole zur Strahlsteuerung und -ablenkung sowie ein Austastsystem beherbergt. Werden Legierungsquellen verwendet, die verschiedene Ionenarten in unterschiedlichen Ladungszuständen emittieren können, enthält die ionenoptische Säule zusätzlich einen Massenseparator, üblicherweise einen ExB Filter. Ein wesentlicher Unterschied zwischen FIB und REM ist durch die Verwendung der wesentlich schwereren Ionen im Vergleich zu Elektronen der Einsatz elektrostatischer optischer Systeme.

2.1.1 Flüssigmetall Ionenquellen

Um einen Ionenstrahl zu erzeugen, bedarf es einer Quelle, die bei Anlegen einer Extraktionsspannung die Ionen möglichst aus einem Punkt freisetzt. Gut geeignet sind dafür Flüssigmetall-Ionenquellen und sogenannte Gas-Field-Ion-Sources. Dabei kommen zum einen Elemente wie Ga, Si, Be, Au und Ni, zum anderen O, H₂ und He zum Einsatz. Flüssigmetall-Ionenquellen können auch mit niedrig schmelzenden Eutektika wie z.B. Zn-Mg-, Co-Nd-, Au-Ge-Si- und Au-Si-Be-Legierungen betrieben werden, man spricht hierbei von Legierungsquellen (Liquid Alloy Ion Source, LAIS) [5], [6].

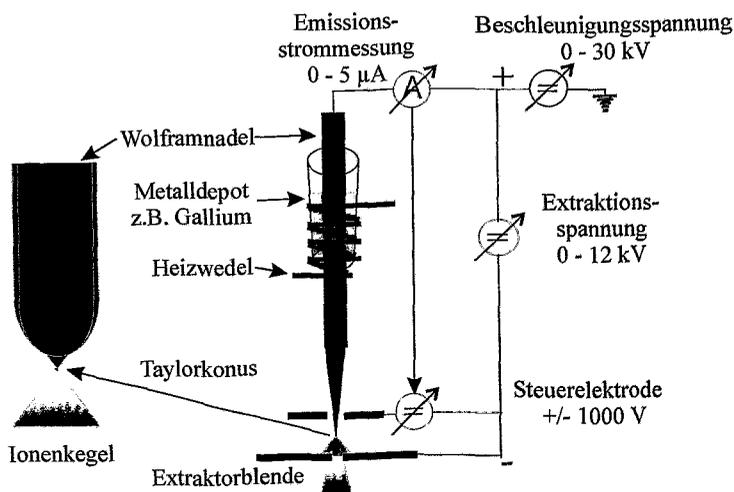


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer geregelten Flüssigmetall-Ionenquelle.

Aus dem Schema einer LMIS, dargestellt in Abbildung 2.1, ist ersichtlich, dass sich das zu ionisierende Metall (bzw. die Legierung bei LAIS) in einem beheizbaren Depot befindet. Bei niedrigschmelzenden Elementen wie Gallium mit einer Schmelztemperatur von 29°C kann auf eine permanente Heizung verzichtet werden. Der Metallvorrat umschließt die benetzte Wolframnadel. Die Nadel hat eine Spitze mit einem Krümmungsradius von wenigen μm , die mittels elektrochemischer Ätzung erzeugt wird. Das durch die Oberflächenspannung gehaltene flüssige Metall bildet infolge der Wirkung des elektrischen Feldes, welches zwischen der Nadel und der Extraktionsblende als Gegenelektrode angelegt wird, an der Nadelspitze einen sogenannten Taylor-Konus. Dieser besitzt einen halben Öffnungswinkel von 49,3° und lässt sich aus dem Gleichgewicht zwischen Flüssigkeitsströmung entlang der Nadel und der Feldionen-Emission an jedem Punkt des Konus theoretisch ableiten [4]. Bei Erreichen einer kritischen Feldstärke von einigen 10 V/nm entsteht an der Spitze eine Ausstülpung, ein sogenannter Jet, der mit einem Radius von einigen Nanometern mehrere 100 nm lang sein kann [7]. Aus der Spitze werden dann Metall-Atome herausgelöst und im hohen elektrischen Feld ionisiert. Die Elektronen tunneln zur Nadel zurück. Durch das elektrische Feld wird die Energiebarriere der

Oberflächenatome gesenkt. Dieser Prozess wird als Feldverdampfung bezeichnet [2]. Für mehrfach geladene Ionen werden verschiedene Entstehungsprozesse angenommen, einmal die direkte Feldverdampfung analog zu den einfach geladenen Ionen und zum anderen die sequentielle Wiederholung dieses Prozesses, die sogenannte Postionisation [7].

Die Coulombwechselwirkung am Quellpunkt (höchste Dichte) verursacht eine Abstoßung der Ionen untereinander, welche eine transversale und longitudinale Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zur Folge hat. Damit ist die effektive Quellengröße der LMIS wesentlich größer, als der Apexdurchmesser des Taylor-Konus und liegt im Bereich von 50 nm [2]. Die Ionenemission der Quelle wird hauptsächlich von der Extraktionsspannung bestimmt, mit welcher der Emissionsstrom eingestellt wird. Eine typische Kennlinie einer LMIS ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

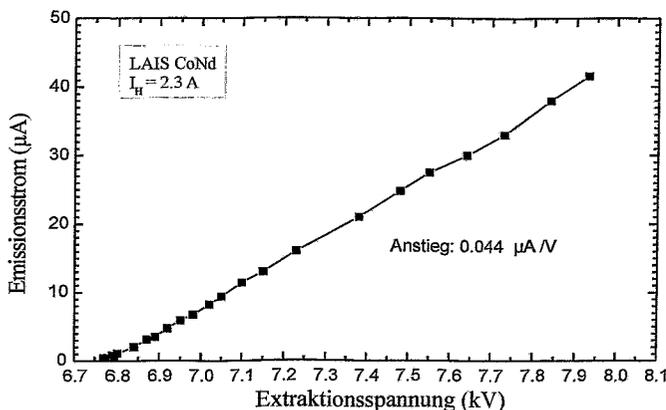


Abbildung 2.2: Die Regelung des Emissionsstromes mit der Extraktionsspannung am Beispiel einer CoNd-LAIS.

Bei einer Erhöhung des Emissionsstromes, je nach Quelle und Metall bis einige 10 µA, erhöht sich die Raumladung um die Spitze. Dies wiederum führt zu einer stärkeren Coulombwechselwirkung zwischen den Ionen und damit auch zu einer Erhöhung deren Transversalgeschwindigkeit. Damit nimmt die visuelle, effektive Quellengröße und gleichfalls der Strahldurchmesser bei gleichbleibender Systemvergrößerung zu (vgl. Abschnitt 2.1.2). Weiterhin kommt es bei sehr hohen Strömen zu einer Emission von mehreren zusammenhängenden Atomen (Cluster), sowie ganzer Droplets. Durch Wechselwirkungen mit den einzelnen geladenen Ionen und Sekundärelektronen können diese Atomverbände ionisiert werden, und damit durch eine Ionenoptik ohne Massenseparation auf die Probe gelangen. Ebenso wurden auch schon Neutralteilchen und -cluster im Ionenstrahl gefunden [7]. Aus diesem Grund ist beim Betreiben einer LMIS ein möglichst niedriger Emissionsstrom zu wählen. Bei Ga-Quellen beträgt dieser einige µA. Ob in diesem Arbeitsbereich eine stabile Emission möglich ist, hängt allerdings von der Qualität der LMIS, im speziellen von der Beschaffenheit der Spitze ab. Diese sollte eine geringe Rauigkeit besitzen, damit der Fließwiderstand für das flüssige Metall niedrig ist und eine gute Benetzung stattfinden kann. Eine große Bedeutung wird

auch dem Radius der Nadelspitze eingeräumt. Der optimale Wert liegt bei einigen μm . Ist die Spitze zu fein, wird die Ausbildung des Taylor-Konus behindert bzw. unterdrückt [7].

Das Heizen der Quelle ist notwendig, um das Metall bzw. die Metalllegierung zu schmelzen. Dafür stehen 2 Konzepte zur Verfügung. Die direkt beheizte LMIS besteht aus einem meist gewickelten Heizdraht, der in direktem Kontakt zum Metall und der Spitze steht. Bei der indirekt geheizten Quelle ist ein Heizelement über eine gute Wärmekopplung an das Metall Reservoir angebunden, das auch die Spitze enthält. Der Vorteil dieser Variante liegt in einem stabilen Betrieb der Heizung, unabhängig vom Füllstand im Depot. Die für die Untersuchungen verwendete Ga-Quelle wurde bei Raumtemperatur betrieben. Generell sind nur Metalle mit geringem Dampfdruck für eine LMIS geeignet. Sonst würde bei erhöhten Temperaturen mehr Material verdampft als ionisiert und somit eine Verschlechterung des Vakuums auftreten, was Hochspannungsüberschläge und eine instabile Emission zur Folge hätte. Auch wird die Lebensdauer der Quelle verringert. Eine Heizung der LMIS weit über die Schmelztemperatur des Quellenmaterials wird dann angewendet, wenn sich bei schlechten Druckbedingungen eine Oxidschicht oder eine Kontamination auf dem Metall gebildet hat, wodurch der Materialtransport zur Spitze beeinträchtigt wird. Besonders Gallium neigt zur Bildung einer Oxidschicht. Ein Kennzeichen dafür ist eine Erhöhung des für die Emission notwendigen Wertes der Extraktionsspannung. Ein Aufheizen der Quelle für einige Sekunden über ihre Schmelztemperatur des Ga sorgt für die Entfernung der Oxidschicht und verbessert die Benetzung der Nadel. Gleiches gilt für eine neu eingebaute Quelle, an der sich durch vorherigen Kontakt zum Luftsauerstoff eine Oxidschicht gebildet hat.

2.1.2 Ionenoptik

Die Fokussierung von Ionenstrahlen der Energie von einigen 10 keV wird mit elektrostatischen Linsensystemen realisiert. Eine magnetische Ablenkung würde, aufgrund der gegenüber Elektronen wesentlich höheren Masse und damit geringeren Geschwindigkeit der Ionen, verhältnismäßig große Feldstärken erfordern und erweist sich damit als unpraktisch [7]. Weiterhin ist zu beachten, dass Magnetfelder zu einer Geschwindigkeits- bzw. Massenseparation führen. Dies ist außerhalb des Massenfilters mit gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern (ExB-Filter) nicht erwünscht. Elektrostatischen Linsen haben aber eine höhere Aberration. Varianten dieser Linsen werden in der ionenoptischen Säule einmal dazu eingesetzt, den Strahl auf die Probe zu fokussieren (Objektivlinse, OL). Des weiteren wird der von der LMIS ausgehende divergente Strahl durch den Einsatz einer Kondensorlinse (KL) parallelisiert oder ein Brennpunkt (cross over) in einer Blende oder dem ExB-Filter erzeugt. Die zwischen den Linsen angeordneten Blenden dienen der Ionenstrahlbegrenzung, der Verringerung von Aberrationen oder der Trennung verschiedener Ionenmassen.

Abbildungsfehler und deren Korrektur

In der ionenoptischen Säule werden durch die einzelnen Elemente ähnlich der Lichtoptik Bildfehler, sogenannte Aberrationen hervorgerufen. Es treten chromatische (energetische) und sphärische Aberrationen (geometrischer Bildfehler) auf. Diese beeinflussen den effektiven Strahldurchmesser d_{FIB} direkt, der sich laut Prewett und Mair [4] bestimmen lässt durch

$$d_{FIB} = \sqrt{K^2 d_Q^2 + d_C^2 + d_S^2} . \quad (1)$$

Dabei wird mit K die Vergrößerung des ionenoptischen Systems und mit d_Q der Durchmesser des Quellpunktes angegeben. Als d_C und d_S werden die Beiträge der Abbildungsfehler (Index C für chromatische und Index S für sphärische Aberration) bezeichnet. Diese sind gegeben durch

$$d_C = C_C \cdot \alpha \cdot \frac{\Delta E}{E} \quad \text{und} \quad (2)$$

$$d_S = C_S \cdot \frac{\alpha^3}{2}, \quad (3)$$

wobei C_C , C_S die Koeffizienten der chromatischen und sphärischen Abbildungsfehler sind und ihrerseits noch von der reziproken Vergrößerung abhängen und für jedes System bestimmt werden müssen. α bezeichnet den halben Öffnungswinkel (Strahldivergenz) und $\Delta E/E$ die relative Energieunschärfe des FIB-Systems, wobei ΔE die Halbwertsbreite der Energieverteilung der Ionenquelle und E die Beschleunigungsenergie ist. Bei

Emissionsströmen von 1 - 2 μA beträgt die Energieunschärfe für eine Ga-Quelle etwa $\Delta E = 4-5 \text{ eV}$ [8]. Eine Verkleinerung der Ionenenergie E bewirkt demnach einen vergrößerten Einfluss der chromatischen Aberration und damit einen schlechteren Strahlfokus. Die Aberrationen können durch die Anpassung von K und α bzw. durch eine Minimierung der Koeffizienten C_C und C_S durch eine entsprechend veränderte Linsengeometrie verkleinert werden. Die sphärische Aberration reduziert sich sehr stark mit sinkender Strahldivergenz α . Eine Blende vor der Objektivlinse kann den Einfluss von d_s verringern, reduziert jedoch gleichzeitig den Strahlstrom (vgl. Gleichung (3)).

Weiterhin kann der Effekt des Astigmatismus auftreten. Dieser äußert sich durch einen ellipsenartigen Strahlquerschnitt, hervorgerufen durch eine Dejustage der Ionenoptik insbesondere der Quelle; d.h. der Strahl verläuft nicht auf der optischen Achse und fällt somit schräg in die Linse(n). Um diesen Fehler zu korrigieren, muss die Quelle neu justiert werden. Bei kleinen Abweichungen wird zur Korrektur ein sogenannter Stigmator im Strahlengang genutzt. Es handelt sich dabei um einen elektrostatischen Oktupol, dessen elektrische Felder über das FIB-Steuerprogramm einstellbar sind. Die Stahlkorrektur erfolgt an einer Testprobe, indem das Sekundärelektronenbild der auftreffenden Ionenstrahlen kontrolliert und die Schärfe des Bildes durch Variation der Stigmator-, Kondensorlinsen- und Objektivlinsenspannungen eingestellt wird. Zusätzlich kann auf die beiden letzteren Spannungen ein Wobbelsignal, eine alternierende Spannung, die den Gleichspannungen der KL bzw. OL überlagert ist, aufgeprägt werden. Durch Kontrolle der Abbildung können Abweichungen des Strahls von der optischen Achse schnell festgestellt und Verändern der Blendenposition sowie durch Anpassen des Stigmators und der Linsen beseitigt werden. Bei einer optimal justierten optischen Säule darf das Bild während des Wobbelvorganges nicht seine Position verändern.

ExB-Filter

Diese Einheit ist optional zwischen Kondensor- und Objektivlinse angeordnet. Die Aufgabe des Filters ist es, die gewünschte Ionensorte aus einer LAIS zu separieren oder verschiedene Isotope (wie ^{69}Ga und ^{71}Ga) bei LMIS voneinander zu trennen. Ionen unterschiedlicher Massen m und Ladung q , beschleunigt durch dieselbe Potentialdifferenz U_0 besitzen unterschiedliche Geschwindigkeiten v_z in axialer (z-) Richtung. Laut dem Energieansatz

$$\frac{m}{2} \cdot v_z^2 = q \cdot U_0 \quad (4)$$

folgt
$$v_z = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot U_0}{m}} \quad (5)$$

Diese werden in dem ExB-Filter mit senkrecht aufeinander stehenden elektrischen und magnetischen Dipolfeldern getrennt. Dabei werden die Ionen gemäß

$$F_{L,y} = q \cdot v_z \cdot B_y, \text{ sowie} \quad (6)$$

$$F_{E,x} = q \cdot E_x \quad (7)$$

abgelenkt, wobei E_x die elektrische Feldstärke in x-Richtung und B_y die magnetische Flussdichte (Induktion) in y-Richtung bezeichnet. Dabei muss die elektrische Kraft $F_{E,x}$ der Lorentzkraft $F_{L,y}$ so entgegenwirken, dass sie sich für genau eine Ionengeschwindigkeit bzw. -masse kompensieren. Da nach dem ExB-Filter eine Separationsblende installiert ist, die nur auf der optischen Achse befindliche Ionen durchlässt, passiert diesen Filter nur die gewünschte Ionensorte bzw. -isotop. Damit folgt für die Ionenmasse aus den Gleichungen (5), (6) und (7)

$$m = 2 \cdot q \cdot U_0 \cdot \left(\frac{B_y}{E_x} \right)^2 \quad (8)$$

Die Auflösung des Filters hängt weiterhin von dem Abstand und vom Radius der Separationsblende ab. Je kleiner die Öffnung, desto feiner ist der durchgelassene Massenbereich. Allerdings ist zu beachten, dass der ExB-Filter ein weiteres optisches Element im Strahlengang darstellt und ebenfalls Aberrationen zur Folge hat. Deshalb wird er nur angewendet, wenn es im Fall von LAIS notwendig ist, die gewünschte Ionenart (-masse) zu erzeugen oder isotopenreine Ionenstrahlen zur Verfügung zu stellen.

Steuerung des Ionenstrahls

Die Ablenkung und damit die Steuerung der fokussierten Ionenstrahlen erfolgt elektrostatisch. Der Vorteil gegenüber magnetischer Beeinflussung des Strahlverlaufes liegt in geringeren Kapazitäten und nicht vorhandenen Induktivitäten. Damit ist eine weitaus höhere Ablenkgeschwindigkeit bzw. Schreibfrequenz möglich. Für die maximal Ablenkung s des Ionenstrahls von der optischen Achse ergibt sich nach [7] folgender Zusammenhang

$$s = \frac{l \cdot U_s}{2 \cdot d \cdot U_0} \cdot D \quad (9)$$

Dabei liegt zwischen den Ablenkplatten der Länge l mit einem Plattenabstand d ein homogenes elektrisches Feld $E = U_s/d$ an. Diese Platten haben von ihrer Mitte aus einen Abstand D von der Substratoberfläche (vgl. Abbildung 2.3). U_0 bedeutet die Beschleunigungsspannung für die Ionen. Nähere Ausführungen dazu sind in der Dissertation von Hillman [7] enthalten.

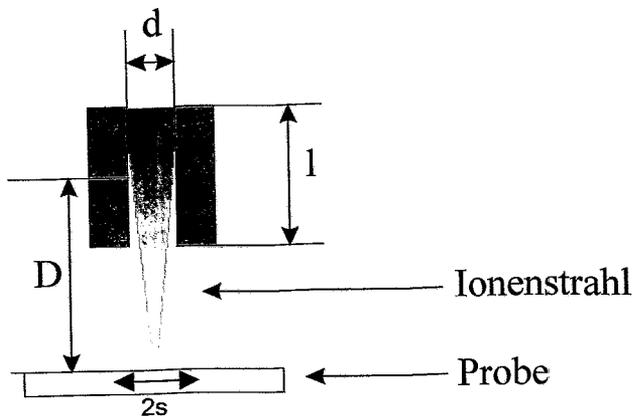


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Ablenkeinheit

2.2 Beschreibung des verwendeten FIB-Systems

Die hier verwendete FIB-Anlage basiert auf einem kommerziellen Elektronenstrahlmess- und Kontrollgerät ZRM20 der Firma Carl Zeiss Jena (heute Leica). Die optische Säule der Anlage ist vom Typ CANION 31Z des Unternehmens Orsay Physics. Die bestehende Vakuumkammer wurde umgestaltet, um zusätzlichen Anwendungen, wie einem GIS für FIB-gestütztes Ätzen und Abscheiden sowie einer IR-CCD-Kamera zur Kontrolle der GIS- und Probenbewegungen, Platz zu bieten. Weiterhin stehen Optionen, wie Probenheizung oder -kühlung, elektrische Messungen während der Bestrahlung durch einen Faradaybecher zur Strahlstrommessung (später als externer Faradaybecher bezeichnet), ein separater Elektronenstrahler zur Vermeidung von Probenaufladungen und eine präzise laserinterferometrisch kontrollierte Tischbewegung (auf 10 nm genau) zur Verfügung. Das System basiert auf zwei Kammern, einer Schleusenkammer mit einem Magazin zum Wechsel von gleichzeitig 13 Probenhaltern und der Probenkammer (Abbildung 2.4).

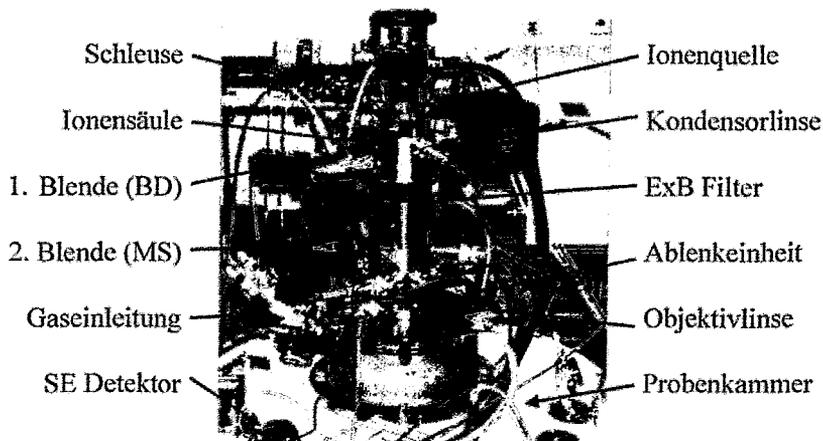


Abbildung 2.4: FIB-Anlage IMSA-Orsay-Physics im Forschungszentrum Rossendorf

Bei dieser Anlage wird die Ionensäule durch zwei Ionengerätepumpen evakuiert, die das Vakuum in der Quelle bei einem Druck von ca. $1 \cdot 10^{-10}$ Torr, im Rest der Säule bei ca. $1 \cdot 10^{-8}$ Torr halten. An die Probenkammer ist ein Gassystem zur Einleitung von bis zu fünf verschiedenen Precursorgasen angeschlossen. Das GIS der Firma Orsay Physics besteht aus einer Serie von Injektoren, jeweils einen pro Gas. Ein Injektor besteht aus folgenden verbundenen Komponenten: ein beheizbares Gas-Reservoir, eine beheiz- und verschließbare Kapillare und einer Kanüle mit einem Innendurchmesser von 0,5 mm [9]. Für die Gaseinleitung an die gewünschte Stelle auf der Probenoberfläche wird die Nadel durch eine XYZ-Mikrobühne in Strahlnähe positioniert.

Durch Erhitzung des jeweiligen Reservoirs und Öffnen des Ventils in der Kapillare, wird das Gas mit einem definierten Gasfluss eingeleitet.

Beim Auftreffen der Ionen auf die Substratoberfläche werden aus dieser auch Sekundärelektronen (SE) emittiert. Diese werden ähnlich dem REM über ein Videosignal, das aus einem SE-Detektor gewonnen wird, ausgewertet. Das Erzielen eines scharfen SE-Bildes wird dabei von drei Dingen beeinflusst: Ionenstrahlspotgröße, Substrat und Umgebung. Die Spotgröße wird durch die Quellengröße und -helligkeit, Aberrationen in der Säule und mechanisch Störungen begrenzt. Die Einflüsse des Substrates sind dessen Zusammensetzung und Topografie, die sich beide im SE-Kontrast niederschlagen. Die Materialabtragung an der Oberfläche durch Sputtern und elektrische Aufladungen bei isolierenden Proben sind zu beachten. Die Einschränkungen durch die Umgebung sind durch alle äußeren Einflüsse, wie mechanische Vibrationen, zeitlich veränderliche magnetische Felder und elektrische Störungen gekennzeichnet. Die Ionensäule dient dem Zweck, den Quelldurchmesser d_Q in einem minimalen Strahldurchmesser trotz der Aberrationen der Säule auf eine plane Bildebene abzubilden. Eine Minimierung der sphärischen Aberration erfolgt laut Gleichung (3) durch das Verringern der BD-Blendengröße (BD ... Beam Defining) des Systems. Damit liegt der

Hauptbeitrag zur Bildauflösung für sehr kleine Emissionsströme bei der Quelle. Für mittlere Emissionsströme, wie sie hier verwendet werden, bestimmt der chromatische Fehler die Auflösung. Hier sollte durch einen geringen Emissionsstrom die Energiebreite der Quelle so klein als möglich gehalten werden (s. Gleichung (2)). Eine detaillierte, schematische Darstellung des Strahlverlaufs durch die Ionensäule ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

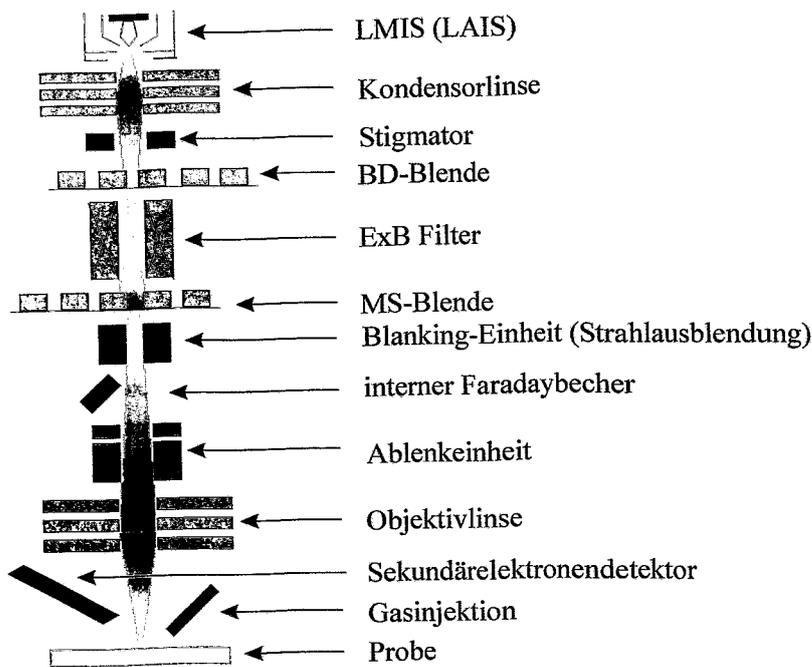


Abbildung 2.5: Strahlführung des FIB-Systems von Orsay Physics

Die Ionenstrahlanlage wird mit einer Ga-LMIS bei 10-30 kV Beschleunigungsspannung betrieben und kann einen Strahldurchmesser von minimal 14 nm erreichen. Gallium zeichnet sich durch seinen niedrigen Dampfdruck und durch die bereits erwähnte niedrige Schmelztemperatur aus. Laut Herstellerangaben [10] sind etwa 99% der emittierten Ionen einfach geladen und treten in 2 Isotopen auf. Zu etwa 60% wird ^{69}Ga und zu 40% ^{71}Ga emittiert. Die Lebensdauer der Quelle beträgt nach Herstellerangaben (Orsay Physics) 1500 - 2000 μAh . Wird die Extraktionsspannung auf einen definierten Emissionsstrom von 1,5 μA geregelt, so ergibt sich eine Lebensdauer von 1000 - 1300 h [10]. Auf ihrem Weg bis zur Kondensorlinse werden die Ionen mit einer Spannung von bis zu 30 kV beschleunigt. Die Kondensorlinse parallelisiert den Strahl und der nachfolgende Stigmator dient der Astigmatismuskorrektur. Im folgenden passiert der Ionenstrahl die strahl- und strombegrenzende BD-Blende. Der sich anschließende ExB-Filter (s. Abschnitt 2.1.2) fand in den nachstehenden Untersuchungen keine Anwendung. Damit fiel der massenseparierenden MS-Blende (MS ... Mass Selection) nur eine strahlstrombegrenzende Wirkung im Strahlverlauf zu. Die folgende Blanking-Einheit wird manuell über das FIB-Steuersprogramm (LabView) oder digital durch das Scanprogramm bedient. Sie sorgt für die Ablenkung des Strahles in den internen Farady-Becher zur Ermittlung des

Strahlstromes, sowie für die Ausblendung bzw. Austastung des Strahls. Im weiteren Verlauf wird der Ionenstrahl durch die Ablenkeinheit gemäß des im Scanprogramm eingegebenen Patterndesign über die Substratoberfläche geführt. Unterhalb der Ablenkeinheit dient die Objektivlinse der Feinfokussierung des Strahles. Alle Komponenten der Ionenoptik sind durch die FIB-Software definiert einstellbar. Dabei ist zu beachten, dass sich einige Faktoren direkt im Ionenstrahlstrom und -durchmesser niederschlagen. Damit sind die Spannungen auf den beiden Linsen (OL und KL), die Einstellungen des Stigmators sowie die BD- und MS-Blendengrößen gemeint. Diese dienen der Fokussierung des Strahls auf die Substratoberfläche und dem Halten des Strahls auf der optischen Achse, d.h. der Abbildung eines möglichst runden Strahlquerschnitts auf der Substratoberfläche. Aus diesem Grund wird im Verlauf dieser Arbeit nicht auf die konkreten Werte der einstellbaren Faktoren eingegangen, sondern lediglich auf deren Auswirkung auf den Strahl (Strom und Strahldurchmesser auf dem Substrat).

Weiterhin ergeben sich für die Umsetzung von geometrischen Strukturen durch das digitale Scanprogramm und die Betrachtung im Bildmodus folgende Randbedingungen. Um die gewünschte Scanfeldbreite b_{soll} (vgl. Abschnitt 4.1) von dem Scanprogramm auf das Substrat 1:1 zu übertragen, ist in dem FIB-Steuerprogramm in der Einstellung „external“ für Attenuation der zugeschnittene Verkleinerungswert Z_{soll} einzugeben. Nach Eingabe eines Justierprogramms ist für den Justier-Verkleinerungswert $Z_{just} = 4$ eine Scanfeldbreite $Z_{just} = 123 \mu\text{m}$ unter Nutzung der Probenstischbewegung ermittelt worden. Diese Werte gelten ausschließlich für den in der Arbeit verwendeten Probenhalter 13. Der angepasste Verkleinerungswert ist mit Hilfe der folgenden Gleichung zu bestimmen

$$\frac{b_{just}}{b_{soll}} \cdot Z_{just} = Z_{soll} \quad (10)$$

Die Vergrößerung des Bildfeldes im Abbildungsmodus wird im FIB-Steuerprogramm unter „SIM-Imaging“ mit Magnification mag angegeben. Um die Bildfeldbreite B hier zu ermitteln, wurde bei einer bestimmten Vergrößerung jeweils der rechte und linke Bildrand mit einem gesputterten Punkt (stehender Strahl) markiert. Das Ausmessen erfolgte ebenfalls durch Auswerten der Position des Tisches.

Es ergaben sich folgende Beträge	$mag = 2,7$	$B = 118,5 \mu\text{m}$
	$mag = 3,6$	$B = 89 \mu\text{m}$
	$mag = 8$	$B = 40 \mu\text{m}$
	$mag = 16$	$B = 20 \mu\text{m}$
	$mag = 32$	$B = 10 \mu\text{m}$

3 Möglichkeiten der FIB-Anwendungen

Eine wesentliche Komponente des FIB-Systems ist die LMIS bzw. LAIS, mit denen eine Vielzahl von verschiedenen Metallionen und ein fokussierter Ionenstrahl mit einem Durchmesser von weniger als 100 nm und Stromdichten von mehreren A/cm^2 erzeugt werden können. Die dominierende Anwendung des FIB liegt in verschiedenen Bereichen der Mikro- und Nanostrukturierung. Die beiden wichtigsten Applikationen dieses Werkzeuges liegen in der Möglichkeit der Materialentfernung durch Sputtern (Mikromachining) sowie im Deponieren von Material durch ioneninduzierte Reaktionen (Abscheidung) in Submikrometer-Dimensionen. Unter diesen Aspekten wird der FIB bei der Fehleranalyse, Charakterisierung von Defekten, Design-Modifikation und Prozesskontrolle in der Mikroelektronikindustrie sowie in der Forschung verwendet. Neu ist der FIB-Einsatz bei der Direktpräparation von Lamellen für die Transmissionselektronenmikroskopie ohne mechanische Vorpräparation der Proben durch Abscheidung einer Wolfram Schutzschicht und nachfolgenden Sputtern bzw. Feinpolieren, ausführlich beschrieben durch Köhler et al. [11].

Zusätzlich sollen weitere Methoden des FIB-Einsatzes betrachtet werden. Zum einen steht die FIB Mikroskopie (SIM = Scanning Ion Microscopy) wegen erreichbaren Auflösungen um 5 nm und anderen Kontrastmechanismen in direkter Konkurrenz zur Rasterelektronenmikroskopie in der Halbleiterindustrie. Wird SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) durch den FIB umgesetzt, so kann in sehr guter lateraler und vertikaler Auflösung die chemische Zusammensetzung von Proben ermittelt werden. Beides wird in [2] näher beschrieben. Ionenimplantation an Halbleitern durch FIB, zum Beispiel bei der Herstellung von Punktdioden mit dem Feinfokussierten Ionenstrahl [12], wurde in der Vergangenheit ebenfalls untersucht. Letzteres, sowie die Möglichkeit der FIB-Lithografie, intensiv betrachtet in der Dissertation von Hillman [7], finden allerdings in der Industrie aufgrund des geringen Durchsatzes dieser seriellen Technik kaum Anwendung. Separat wurde die Möglichkeit der Maskenreparatur intensiv ausgelotet [4].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den beiden primären Möglichkeiten der FIB-Anwendung, dem Entfernen und Deponieren von Material. Grundlegend lassen sich diese Methoden nach dem Einsatz mit oder ohne Gaseinwirkung einteilen. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit dem Materialabtrag durch Sputtern (vgl. Abschnitt 3.1.), und schwerpunktmäßig mit der gasunterstützten Materialabscheidung mittels FIB induzierter Metallorganischer Abscheidung aus der Gasphase (Metal Organic Chemical Vapour Deposition, MOCVD) von Wolfram (vgl. Abschnitt 3.2). Der Vollständigkeit wegen sollen die wichtigsten Anwendungsfelder des FIB-Einsatzes kurz zusammengefasst werden:

- Beim herkömmlichen Materialabtrag (Sputtern) werden durch den Ionenbeschuss eines Festkörpers Oberflächenatome, bzw. -cluster und Ionen aus diesem herausgeschlagen. Die Größe des Materialabtrags ist von der Teilchendosis und der Ionenmasse abhängig. (vgl. Abschnitt 3.1)
- Bei der gasunterstützten Materialabscheidung (Gas Assisted Deposition) wird durch Zugabe eines metallorganischen Gases und dem Energieeintrag des Ionenstrahls die organische Verbindung aufgespalten und das Metall lokal auf der Substratoberfläche deponiert. (vgl. Abschnitt 3.2)
- Gasunterstützter Materialabtrag (FIB Assisted Etching) erfolgt durch Zugabe eines reaktiven Gases, wie $\text{H}_2\text{O}:\text{HCl}$ oder auch XeF_2 für den reaktiven Ätzvorgang. Diese können den, durch den Ionenstrahl erzeugten, Abtrag erhöhen. Hierbei dient die Energie des Ionenstrahls als chemische Reaktionsenergie. So konnte beim XeF_2 -unterstützten Sputtern von SiO_2 die Sputter-Abtragsrate verdoppelt werden bei wesentlicher Reduzierung der Redeposition des gesputterten Materials an den Seitenwänden der erzeugten Gräben [13].
- Das direkte Abscheiden von Material (Direct Deposition) ist bei niedrigen Ionenstrahlenergien möglich. Dabei wird das gewünschte Material direkt von der LMIS gewonnen, von unerwünschten Ionenarten getrennt, fokussiert, abgelenkt und schließlich auf die optimale Abscheideenergie abgebremst. Es werden Schichten mit hoher Reinheit, aber mit niedriger Abscheide-Effektivität erzeugt. In der Vergangenheit wurden Niobiumfilme durch einen Nb^{2+} Ionenstrahl hergestellt. Die Ionen werden dabei aus einer $\text{Nb}_{10}\text{-Au}_{50}\text{-Cu}_{40}$ -LMIS extrahiert, mit 40 keV beschleunigt, fokussiert, abgelenkt und abschließend auf 50-1000 eV abgebremst [14].

3.1 Sputtern mit FIB

Ein wichtiges Einsatzgebiet fokussierter Ionenstrahlen ist das direkte Abtragen von Material in der μm -Skala an Probenoberflächen durch Ionenstrahlen hoher Dosen. Die Möglichkeit, verschiedene Strukturen aus dem Material herauszuarbeiten, schlägt sich in den Anwendungen des FIB-Sputterns nieder. Diese Technik wird angewandt zum einen bei der Fehleranalyse von Halbleiterbauelementen und dient zum anderen der Fabrikation oder Modifizierung von mikromechanischen Sensoren und Aktoren. Letzteres wurde genutzt, das FIB-System zu studieren und sich mit dem FIB-Steuerungsprogramm an einem Beispiel vertraut zu machen. Ein Mikroaktuator, ein thermisch auslenkbarer Mikrobalken mit piezoresistiver Auswerteeinheit, sollte durch FIB-Sputtern bearbeitet werden. Die Auslenkung des $160\ \mu\text{m}$ breiten und $5\ \mu\text{m}$ dicken, Si_3N_4 passivierten Si-Balkens basiert auf dem thermomechanischen Effekt [15].

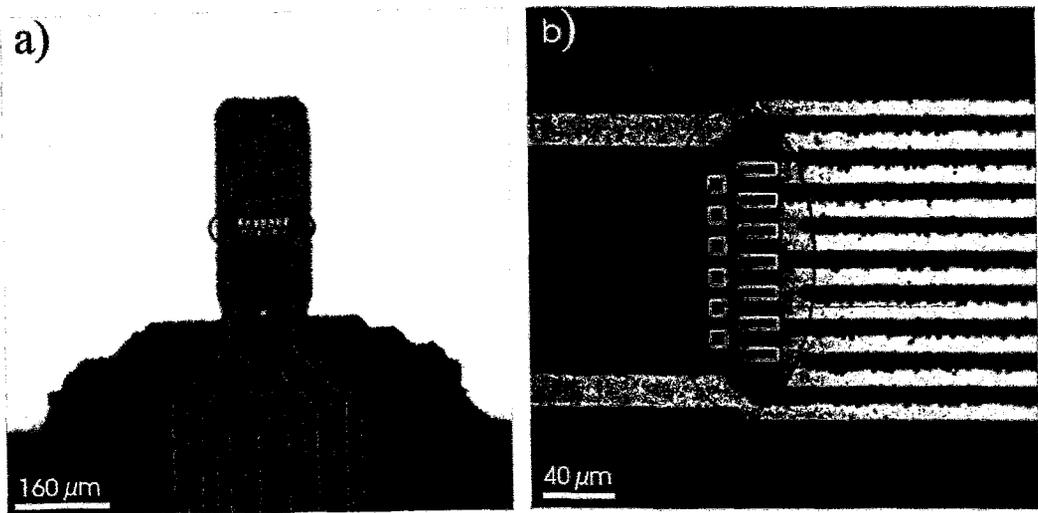


Abbildung 3.1: Darstellung des gesputterten Designs zur Wärmeisolierung des mäanderförmigen Heizelementes von der piezoresistiven Messeinrichtung. Das Sputtern der gesamten Struktur (in roter Markierung) durch den 5 µm dicken Balken dauerte bei einer Beschleunigungsspannung der Ga-Ionen von 30 keV und 2,8 nA Strahlstrom (Strahldurchmesser ca. 100 nm) etwa 200 min. a) zeigt den Cantiliver im Durchlichtbild des Lichtmikroskops. Deutlich sind die gesputterten Löcher zu erkennen. In b) wird das vom FIB erzeugte SE-Bild gezeigt.

Um die piezoresistive Messanordnung zur Detektierung der Auslenkung thermisch von dem zur Auslenkung dienenden mäanderförmigen Heizer zu isolieren, sollten im Bereich des Heizelements im Biegebalken gezielte Durchbrüche mit dem FIB gesputtert werden. In Abbildung 3.1 ist das Ensemble der gesputterten Durchbrüche deutlich zu sehen. Auch ist der Materialabtrag an den Leitbahnen während der ioneninduzierten Bilderzeugung zu erkennen.

Der Vorgang des FIB induzierten Sputterns basiert auf einer Hochdosis-Ionenbestrahlung bei Ionenenergien von 10 - 100 keV. Dabei dringen die Ionen in den Festkörper ein und erzeugen atomare Stosskaskaden nahe an dessen Oberfläche. Durch diesen Energieeintrag können ein oder mehrere Atome mit Überwindung der Oberflächenbindungsenergie den Festkörper verlassen. Wird die Dosis des Ionenstrahls verringert, so geht dieser Effekt zurück, bis er volumenmäßig vernachlässigbar ist. Es überwiegt dann die Ionenimplantation. Bei Erhöhung der Ionendosis erfolgt ein verstärkter Materialabtrag. Ausführlich wird das ioneninduzierte Sputtern von Silizium und artverwandten Materialien von Bischoff et al. [16] behandelt.

Verschiedene Modelle sind für diesen Prozess bekannt, wobei das von Sigmund [17] am häufigsten verwendet wird. Dabei wird die Sputterausbeute oder der Sputterkoeffizient (yield) $Y_s(E)$, als Verhältnis der herausgeschlagenen Oberflächenatome je einfallendem Ion, wie folgt berechnet

$$Y_s(E) = \frac{3}{4 \cdot \pi^2 \cdot C_0} \cdot \frac{1}{E_0} \cdot \alpha \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \cdot S_n(E) \cdot \frac{1}{\cos^n(\Theta)} \quad (11)$$

$$\text{mit } C_0 = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot \lambda_0 \cdot a^2. \quad (12)$$

Dabei sind alle Konstanten bis auf den Einfallswinkel der Ionen θ materialspezifisch. E_0 ist die Oberflächenbindungsenergie, λ_0 eine dimensionslose Konstante und a der sogenannte Abschirmradius. $\alpha(M_2/M_1)$ ist eine numerische Funktion des Verhältnisses von der Massenzahl der Festkörperatome zu der Massenzahl des einfallenden Ions. $S_n(E)$ ist der nukleare Bremsquerschnitt für nukleare Abbremsung. Für umfangreichere Erläuterungen sei an dieser Stelle auf Bischoff et al. [16] verwiesen. Erleichterung in der Berechnung der Sputterausbeute liefern Computerprogramme, die das Eindringen von Ionen in Festkörper berechnen. TRIM96 (Transport of Ions in Matter, Version 96) als eines dieser Programme findet hierbei die häufigste Anwendung. Auf obiges Beispiel bezogen, ergab sich pro auf 30 keV beschleunigtes Ga-Ion eine Sputterausbeute von 4,1 Stickstoff- und Siliziumatomen in Si_3N_4 und 2,5 Siliziumatome in reinem Si (TRIM96) [18].

3.2 Ionenstrahlinduzierte Abscheidung

In einem Prozess, der ähnlich dem bekannten Phänomen der Materialabscheidung aus der Gasphase durch Elektronenstrahlen abläuft, wurde die FIB induzierte Materialabscheidung zuerst durch Gamo et al. [19] untersucht. Es kamen Gase, wie $\text{Al}(\text{CH})_3$ für die Abscheidung von Aluminium und WF_6 für die von W zum Einsatz.

Die Ionenstrahlinduzierte MOCVD dient der Herstellung feinsten Strukturen ohne Verwendung vorheriger Lithografieschritte. Für die Maskenmodifikation und -reparatur werden im Falle von Heldefekten Strukturen aus Kohlenstoff für optische Masken und Wolfram bzw. Gold für Röntgenmasken verwendet [4]. Im Bereich der Schaltkreisfertigung werden sowohl leitfähige Drähte (im folgenden als Synonym von Leiterbahnen) und Kontaktstellen (Pads) als Testverbindungen als auch Schichten mit hohem spezifischen Widerstand, die der Isolation dienen, abgeschieden. Im Labormaßstab wurden weiterhin mittels FIB induzierter MOCVD dreidimensionale Nanostrukturen erzeugt [20]. Schlüsselement der Ionenstrahlinduzierten Abscheidung ist das Precursorgas, das im Bereich der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit der Festkörperoberfläche angeboten wird. Das Precursorgas wird dafür in einem beheizbaren Behälter verdampft und durch eine feine Gasdüse in die Vakuumkammer geleitet. Auf der Substratoberfläche wird das Gas adsorbiert, und durch die Energieübertragung der Ionen auf die Gasmoleküle das chemische Aufbrechen der Moleküle des Precursorgases in flüchtige und nichtflüchtige Bestandteile hervorgerufen. Dabei wird die Energieübertragung von den Ionen zu den Precursormolekülen durch das Substrat, welches lokal durch die einfallenden Ionen angeregt wird, sowie durch Sekundärteilchen aus dem Substrat verstärkt. Dies führt zu einer

Verbreiterung der Strukturen verglichen mit dem Strahlquerschnitt des FIB. Die nichtflüchtigen Bestandteile formen nach der Reaktion in Abhängigkeit vom verwendeten Gas eine leitende oder isolierende Abscheidung. Die Abscheidung kann dabei durch eine Reihe störender Prozesse überlagert sein. Zum einen ist das die Kontamination der Ablagerung mit den verwendeten Ionen des Strahls und zum anderen der Einbau organischer Anteile des Gases. Die Abscheidung von Isolatoren bietet zusätzlich die Gefahr von lokalen Aufladungseffekten. Tabelle 1 zeigt einige ionenstrahlinduzierte Abscheidungen von Metallen und Isolatoren, die bereits untersucht wurden. Unabhängig von der Wahl der Ionensorte und des Precursorgases wird der Abscheidungsprozess auch von den chemischen und physikalischen Eigenschaften des Substrates bestimmt. Der Prozess der Schichtbildung und anschließendem Schichtwachstum wird in Abschnitt 4.2 näher behandelt.

Precursorgas	Beschleunigungsspannung der Ga ⁺ -Ionen	Zusammensetzung der Schicht	Quellen
W(CO) ₆	50 keV	W-C-Ga 60-20-20	Langfischer et al. [21]
C ₇ H ₇ F ₆ O ₂ Au	40 keV	Au-C-Ga 80-10-10	Blauner et al. [22]
AlH ₃ N(CH ₃) ₃	20 keV	nicht bestimmt	Gross et al. [22]
(CH ₃) ₃ Al	20 keV	Al-O-Ga-C 37-27-26-10	Gandhi [24]
C ₇ H ₁₇ Pt	35 keV	Pt-C-Ga-O 45-24-28-3	Tao et al. [25]
C ₇ H ₁₇ Pt	25 keV	Pt-C-Ga-Si 37-46-13-4	Puretz et al. [26]
Si(C ₂ H ₅ O) ₄	30 keV	Si-O-C-Ga 11-64-11-13	Young et al. [27]

Tabelle 1: Mögliche Precursorgase für die ionenstrahlinduzierte Abscheidung von Metallen und Isolatoren, Schichtzusammensetzung in Atomprozent.

4 Optimierung des Systems bezüglich der Abscheidung

Am verwendeten FIB-System ist ein GIS mit $W(CO)_6$ -Reservoir implementiert. Damit kann eine ionenstrahlinduzierte MOCVD von Wolfram durchgeführt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen Wolfram-Drähte mit minimalem Querschnitt bei höchstmöglicher Länge hergestellt werden. Die Qualität der abgeschiedenen Metallstrukturen ist dabei abhängig von den verschiedenen Verfahrensparametern während des Prozesses, wie Pixelverweilzeit, Refreshzeit, Strahlstrom und -dichte, Strahldurchmesser sowie die Kanülenposition relativ zur zu schreibenden Struktur. Weitere Einflussfaktoren sind der Precursorgasfluss und die Reservoirtemperatur. Letztere wurden während der gesamten Untersuchungen konstant gehalten, um gezielt die Wirkungen der Ionenstrahl-Parameter zu betrachten. Besonders wurden die Einflüsse des Ionenstrahls, wie Strahldurchmessers und Strahlstroms, auf den Abscheidungsprozess untersucht.

Ermittlung des Strahldurchmessers

Der Strahldurchmesser auf dem Substrat wird auch als Auflösung des Gesamtsystems bezeichnet. Dies wird durch die Halbwertsbreite des Strahlprofils charakterisiert, welches in erster Näherung als Gauss-förmig angenommen werden kann. Allerdings befinden sich unterhalb der maximalen Strahlintensität exponentielle Ausläufer, die von der Gauss-Verteilung abweichen und diese verbreitern. Die Bestimmung des Strahlprofils kann unter anderem durch eine Breitenmessung von gesputterten Linien, indirekter Messung durch ein AFM oder durch die Kantenmethode (s. unten) erfolgen. Im erstgenannten Fall wird ein dünner Film (z.B. 50 nm Au auf Si) mit Strichen unterschiedlicher Dosis strukturiert. Mittels eines REM werden die Strichbreiten ausgemessen. Das Strahlprofil ergibt sich nun aus dem Plot der Strichbreiten über der reziproken Dosis. Diese Methode ist allerdings im Routinebetrieb nicht möglich, da neben ihrem hohen Zeitaufwand eine dünne Schicht direkt auf der Probe benötigt wird, deren Dicke sich im Tiefenschärfenbereich des FIB-Strahlfokus befinden muss [28]. Eine weitere Möglichkeit wäre die indirekte Messung des Strahlprofils über Hillocks. Dabei wird der, nach Galliumimplantation in Si-(100)-Substraten auftretende, chemische Ätzstopp ausgenutzt. Nach der Ionenimplantation wird das Substrat in KOH geätzt. Durch den Ätzstopp bilden sich aus den ehemaligen Bestrahlungsgebieten Hillocks aus. Diese können mit dem AFM detektiert werden. Allerdings ist diese Methode sehr zeitaufwendig und erfordert eine umfangreiche Probenpräparation [29]. Bei der Kantenmethode wird der Strahl über eine bezogen auf den Strahldurchmesser „ideal“ scharfe Materialkante bewegt und aus dem SE-Bild auf den Strahldurchmesser geschlossen (vgl. Abbildung 4.1 b)). Diese Methode ist schnell und in-situ möglich und wurde daher im vorliegenden Fall verwendet. Durch die Installation einer Graphitkeramikstaub-Probe auf dem gleichen Probenhalter, der das Substrat für die zu untersuchende FIB-induzierte W-Abscheidung enthält, konnte der Strahldurchmesser direkt und

unmittelbar bestimmt werden. Der Graphitkeramikstaub bildet aufgrund seiner kristallinen Struktur ideal scharfe „Bruchkanten“, die schärfer als das Strahlprofil angenommen werden können. Die Kanten sind im SE-Bild als weiße Linien sichtbar (höhere SE-Ausbeute) und werden in ihrer Breite ausgemessen (vgl. Abbildung 4.1 a)). Die gemessene Linienbreite entspricht dem Ionenstrahldurchmesser.

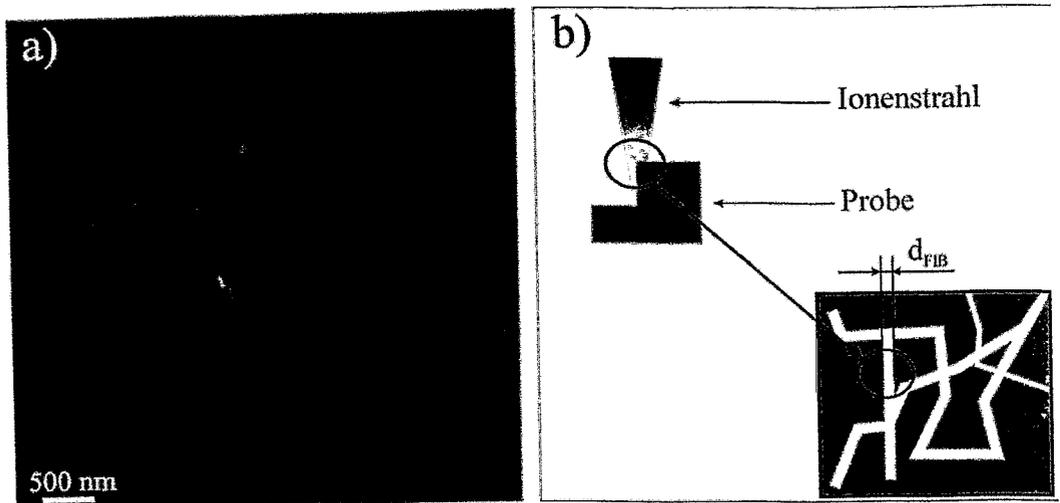


Abbildung 4.1 Kantenmethode zur Ermittlung des Strahldurchmessers. a) SE-Bild des FIB von einer Graphitoberfläche, der Strahldurchmesser wurde hier auf ca. 40 nm abgeschätzt. b) Prinzip der Kantenmethode.

Ermittlung des Strahlstromes

Der Strahlstrom wurde mittels einem unter dem Probenhalter installierten externen Faradaybecher (vgl. Abschnitt 2.2) mit magnetischer SE-Unterdrückung bestimmt. Dieser Faradaybecher besitzt einen Messfehler von max. 2%. Die verwendeten Ga^+ Ionenstrahlströme betragen 20 ... 130 pA (s. Tabelle 2 in Abschnitt 4.3). So konnten für die Strahlstrommessung alle Parameter unverändert bleiben, lediglich der Probenhalter musste bewegt werden. Der interne Faradaybecher in der ionenoptischen Säule wurde zur Strahlstrommessung nicht verwendet, da dieser laut Herstellerangaben mit einem höheren Messfehler behaftet ist [10].

4.1 Das verwendete Scanprogramm

Das Scanprogramm dient der gezielten Positionierung des Ionenstrahls innerhalb eines Scanfildes auf der Probe. Zur Realisierung dieser Aufgabe werden folgende elektronischen Komponenten genutzt: PC mit entsprechender Software, Scanprozessor, Ablenkverstärker und ein elektrostatisches Oktupol-Doppelablenksystem als Bestandteil der ionenoptischen Säule. Das Programm SCAN4F besteht aus vier Hauptteilen [30]. Der Programmteil FILE dient der Dateiverwaltung und dem Einlesen der Datei im ASCII-Format. Die grafische Darstellung entworfenener Strukturen und die Überprüfung ihrer Fehlerfreiheit erfolgt im Teil DESIGN. Die Bestrahlung wird mit SCAN durchgeführt. Der Programmteil TEST überprüft die Hard- und Software des Scansystems. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 4.2 die eingelesene Datei im ASCII-Format und das Design dieser Struktur dargestellt. Die Beschreibung der umzusetzenden Struktur im ASCII-Format basiert auf der Zuordnung eines jeden Pixels im Scanfeld über Makrobefehle an den Scanprozessor und sei hier kurz erklärt. Dabei dient alles nach dem Begriff „rem“ als Notiz für den Benutzer und wird vom Programm nicht beachtet. „loop“ bezeichnet den Beginn einer Schleife und die nachstehende Zahl die Schleifenanzahl. Der „box“-Befehl definiert die Belichtung eines Rechtecks im Scanfeld. „beep“ deklariert einen Signalton, der am Ende eines Programms, das durch „end“ gekennzeichnet ist, ertönt.

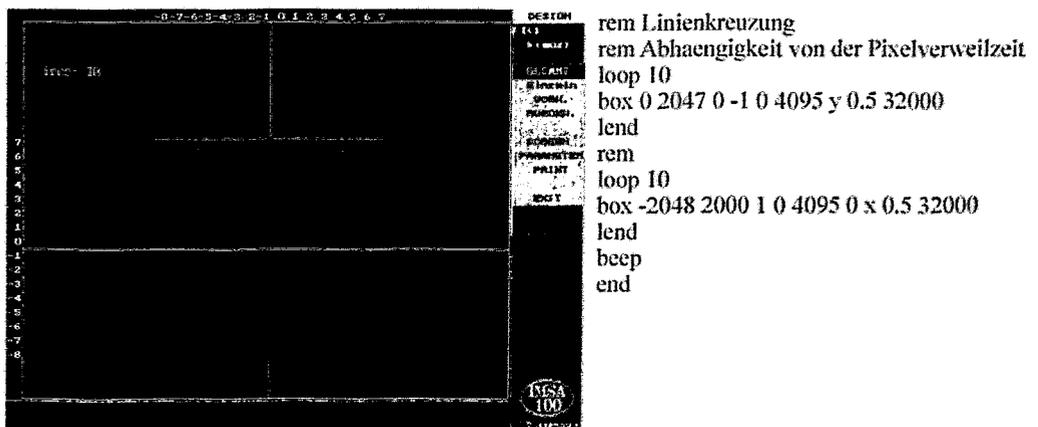


Abbildung 4.2: Struktureinlesen im Scanprogramm, links - Design der eingelesenen Struktur (rotes Linienkreuz), rechts - Beschreibung der Struktur im Scanformat.

Die Zielsetzung dieser Arbeit beinhaltet die Erzeugung leitfähiger Wolframdrähte mit einem kleinen Querschnitt bei höchstmöglicher Länge. Daher galt es, das Scanfeld möglichst vollkommen auszunutzen. Dabei beinhaltet das Scanfeld in seiner Breite und Höhe je eine Pixelanzahl von $N_p = 4096$. Der Querschnitt eines Pixels wird durch den Durchmesser d_{FIB} des Ionenstrahls bestimmt. Weiterhin ist die Überlappung u der Pixel an der Scanfeldbreite beteiligt.

Dabei erfolgt die Zeichnung eines Rechtecks (vgl. Abbildung 4.2) nach folgender Syntax:

```

box start(x) start(y) delta(x) delta(y) step(x) step(y) dir ptime rep
mit:  start(x)      x-Startkoordinate (-2048 ... 2047)
      start(y)      y-Startkoordinate (-2048 ... 2047)
      delta(x)      x-Schrittweite (-32 ... 31)
      delta(y)      y-Schrittweite (-32 ... 31)
      step(x)       x-Schrittzahl (0 ... 4095)
      step(y)       y-Schrittzahl (0 ... 4095)
      dir           Haupscanrichtung
      ptime        Pixelverweilzeit in µs (0.3 ... 13107.02)
      rep          Zyklenanzahl (1 ... 65536)

```

Sind die Pixel unterbrechungsfrei aneinander gereiht, so ist $u = 0$. Findet eine Überlappung statt, definiert sich $u > 0$. Berühren die Pixel einander nicht, gilt $u < 0$. Mit dem Pixelabstand x ergibt sich die Scanfeldbreite bzw. Linienlänge L zu

$$L = \frac{N_p \cdot d_{FIB}^2}{x} \quad (13)$$

Dabei wird der Pixelabstand durch die Vergrößerung und den Parameter „delta(x)“ im Scanprogramm bestimmt. Zur Verdeutlichung des Scanprinzips einer Linie in x-Richtung dient Abbildung 4.3. Für die y-Richtung kann in gleicher Weise verfahren werden.

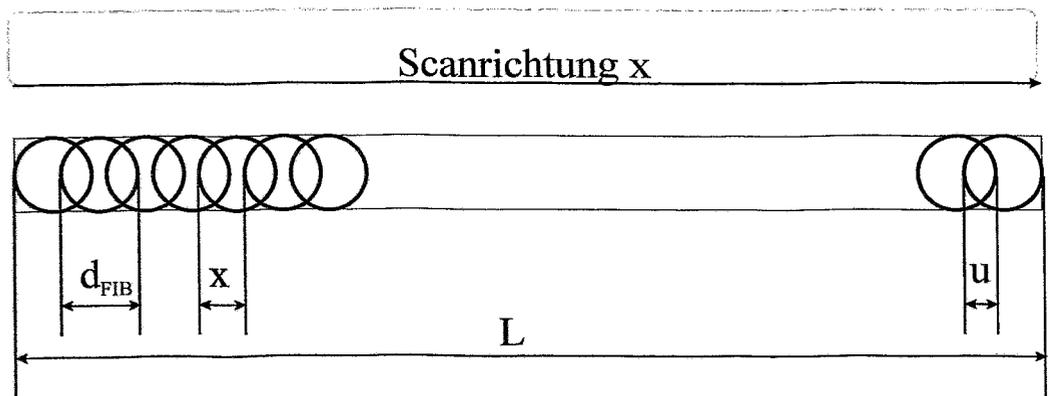


Abbildung 4.3: Scanprinzip einer Linie in x-Richtung

Die Scandauer t_{ges} einer Linie als Gesamtzeit der Strahleinwirkung ergibt sich aus

$$t_{ges} = N_p \cdot w \cdot N_S \cdot t_p \quad (14)$$

mit w als die Anzahl der Wiederholungen, N_S als Schleifenanzahl im Programm und der Pixelverweilzeit t_P . Die Zeit, die der Ionenstrahl benötigt, um zum n -ten belichteten Pixel wieder zurückzukehren wird als refresh-Zeit t_R bezeichnet und mit

$$t_R = (N_P - 1) \cdot t_P \quad (15)$$

berechnet. Allerdings erhöht sich die Gesamtprozesszeit unter Beachtung der Austastung des Scanprozessors zwischen zwei Schleifen für die Dauer von 16,3 ms, sowie weiterer 100 μ s für den Rücksprung vom Linienende zurück zum Linienanfang. Beide Zeiten wurden durch die Ermittlung der Gesamtzeiten von Testprogrammen mit mehreren Wiederholungen w bzw. mehreren Schleifenanzahlen N_S und anschließendem Dividieren durch die jeweilige Anzahl bestimmt. Es würden sich demnach zwei refresh-Zeiten ergeben. Innerhalb einer Schleife würde sich $t_{R \text{ träg}}$ zu

$$t_{R \text{ träg}} = t_R + 100 \mu\text{s} \quad (16)$$

ergeben. Für die refresh-Zeit zwischen zwei Schleifen $t_{R \text{ Schleife}}$ demnach folgende Gleichung zutreffen:

$$t_{R \text{ Schleife}} = t_{R \text{ träg}} + 16,5 \text{ ms} . \quad (17)$$

In der vorliegenden Arbeit wird sich der Einfachheit halber nur auf die Basis-Zeit t_R bezogen. Die Gesamtverweildauer des Strahls pro Pixel lässt sich dann mit

$$t_{P_{\text{ges}}} = w \cdot N_S \cdot t_P , \quad \text{für } u \leq 0 \quad (18)$$

$$t_{P_{\text{ges}}} = \frac{d_{\text{FIB}}}{x} \cdot w \cdot N_S \cdot t_P , \quad \text{für } u > 0 \quad (19)$$

berechnen.

4.2 Mathematische Beschreibung und Theorie

Das Prinzip der Ionenstrahlinduzierten Abscheidung wird durch die direkte Konkurrenz zwischen der Ionen-Precursorgas-Reaktion und der Entfernung der Precursormoleküle von der Oberfläche durch physikalisches Sputtern bestimmt (s. Abbildung 4.4). Dieser Vorgang kann entsprechend der Annahmen von Fu et al. [31] wie folgt beschrieben werden. Während eines Zeitintervalls $dt_{ges} = dt_P + dt_R$ werden die Precursormoleküle von der Oberfläche adsorbiert. Dies erfolgt proportional zum molekularen Precursorgasfluss Φ_{Gas} und dem Haftkoeffizienten η . Während des Pixelverweilzeit-Intervalls dt_P bewirkt der Ionenstrahl ein Spalten des Adsorbates. Zeitgleich verursacht der Ionenstrahl aber auch ein Entfernen von Precursormolekülen von der Oberfläche der abgeschiedenen Schicht und des Substrates proportional zum Sputterkoeffizient Y_S und der Ionenstrahldichte J . Damit lässt sich die Anzahl der Oberflächenatome nach folgender Gleichung berechnen [31]

$$dN = \Phi_{Gas} \cdot \eta \cdot dt_{ges} - J \cdot Y_S \cdot dt_P . \quad (20)$$

Ist dN positiv, so repräsentiert es die Anzahl der vorhandenen Moleküle, welche in eine abgeschiedene Schicht eingebaut wurden. Dies ist die gewünschte Situation für die reine Abscheidung. Falls dN , negativ wird, dominiert der Sputtereffekt, es entsteht eine Grube. Dieser Zusammenhang ist schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt.

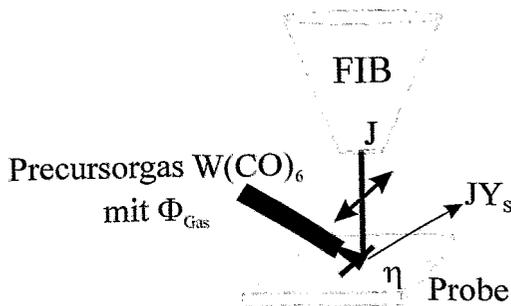


Abbildung 4.4: Prinzip der Wolframabscheidung

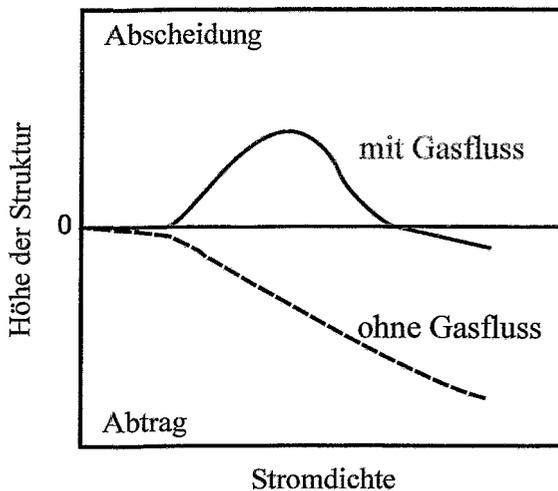


Abbildung 4.5 Abhängigkeit der Höhe der Struktur von der Stromdichte.

Eine Diskussion und theoretische Beschreibung der ionengestützten Schichtabscheidung wird auch bei Langfischer et al. [21] gegeben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Keimbildung der W-Schicht in den zwei Phasen des Prozesses, d.h. zum einen die Bildung einer durchgängigen Schicht und zum anderen das nachfolgende lineare Wachstum derselben.

In der ersten Phase wird die Substrat-Ionenstrahl-Wechselwirkung bestimmt durch die Keimbildung und das Wachstum der W-Partikel auf dem heterogenen Substrat. Es konnte kein Zusammenhang zwischen den Keimbildungszentren und der Pixelposition gefunden werden. Das heißt, dass trotz der Schädigung durch die Bestrahlung die Pixelzentren nicht für die Keimbildung bevorzugt werden. Es kann geschlossen werden, dass die Keimbildung abhängig von der Oberflächenmobilität der adsorbierten Precursormoleküle und den strahlinduzierten Oberflächendefekten des Substrates ist, sowie von Sekundäreffekten und -teilchen (SE, etc.) beeinflusst wird.

Während der zweiten Phase wird nach Bildung einer durchgängigen Wolframschicht der nachfolgende Abscheidungsprozess durch das homogene Wachstum von Wolfram auf einer W-Oberfläche charakterisiert. Die Dicke der abgeschiedenen Metallschicht hängt von der Ionendosis ab. Es wurde in diesem Fall eine schnellere Abscheidung als in der vorangegangenen Phase beobachtet. Dies kann mit dem Wechsel von SiO_2 bzw. Si als heterogenes zu Wolfram als homogenes Substrat und der damit verbundenen Änderung der Abscheidungsrate begründet werden.

Ein von Langfischer entwickeltes analytisches Modell [21] basiert dabei auf verschiedenen Gleichungen, welche die Kinetik des Precursorgases und auch die Probenoberfläche berücksichtigen. Die Parameter sind hierbei:

Φ_{Gas} [cm ⁻² s ⁻¹]	Gasfluss [Anzahl der Moleküle pro Fläche und Zeit]
n_0 [cm ⁻²]	Moleküldichte der Oberfläche für die mögliche Precursorgasadsorption
σ [cm ²]	Wirkungsquerschnitt der ionenstrahlinduzierten Dissoziation der Precursorgasmoleküle
Φ_{Ion} [cm ⁻² s ⁻¹]	Ionenflussdichte [Anzahl der Ionen Pro Fläche und Zeit]
I [A]	Strahlstrom
A [cm ²]	Strahlfläche
e [As]	Elementarladung [$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ As]

Die Ionenflussdichte Φ_{Ion} kann in erster Näherung mit

$$\Phi_{Ion} = \frac{I}{e \cdot A} = \frac{I}{e \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot d_{FIB}^2} \quad (21)$$

angenommen werden. Dabei wird der Strahl als Zylinder mit homogener Ionenverteilung über dessen Querschnitt definiert.

Der Anteil S der möglichen Adsorptionsplätze im stationären Zustand, welche nicht von einer Monolage des Precursorgases bedeckt sind, ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$S = \frac{\sigma \cdot n_0}{\sigma \cdot n_0 + \Phi_{Gas} / \Phi_{Ion}} \quad (22)$$

$S = 1$ heißt, dass keine Precursorgasmoleküle an der Substratoberfläche vorhanden sind. $S = 0$ wird für die totale Bedeckung der Oberfläche von einer Monolage des Precursors angenommen. Ein weiterer wichtiger Wert ist die Wachstumsrate g [cm⁻²s⁻¹] als Anzahl der Metallatome, die pro Fläche und Zeit abgeschieden wurden. Sie resultiert aus der Ioneninduzierten Abscheidung und dem Ioneninduzierten Sputtern der metallischen Oberfläche. Mit der Annahme, dass jedes adsorbiertes Precursormolekül in ein Metallatom umgewandelt wird und weiterhin der Sputterkoeffizient Y_S von der Stromdichte unabhängig ist, berechnet sich die Wachstumsrate g zu

$$g = \Phi_{Gas} \cdot S - \Phi_{Ion} \cdot Y_S \cdot S = \Phi_{Ion} \frac{\sigma \cdot n_0 (\Phi_{Gas} / \Phi_{Ion} - Y_S)}{\sigma \cdot n_0 + \Phi_{Gas} / \Phi_{Ion}} \quad (23)$$

Die Anzahl der abgeschiedenen Metallatome ergibt sich dann ähnlich der Gleichung (20)

$$dN = g \cdot dt = \Phi_{Gas} \cdot S \cdot dt - \Phi_{Ion} \cdot Y_S \cdot S \cdot dt, \quad (24)$$

wobei dt die Zeitspanne ist, in welcher der jeweilige Prozess stattfindet. Damit ergibt sich für das während der Pixelverweilzeit stattfindende Sputtern $dt = dt_p$ und für das während der gesamten Zeitdauer ablaufende Materialdeponieren $dt = d(t_p + t_R)$. Letztendlich gilt unter der Bedingung $t_p \ll t_R$ folgender Zusammenhang für die Anzahl der pro Scandurchgang ($N_S = 0$, $w = 0$) abgeschiedenen Metallatome

$$N = \Phi_{Gas} \cdot S \cdot t_R - \Phi_{Ion} \cdot Y_S \cdot S \cdot t_p. \quad (25)$$

Die Abscheiderate ist als Quotient aus Wachstumsrate und relativer Stromdichte $Y_A = g/\Phi_{Ion}$ definiert und lässt sich nach folgender Gleichung berechnen

$$Y_A = \frac{\sigma \cdot n_0 (\Phi_{Gas} / \Phi_{Ion} - Y_S)}{\sigma \cdot n_0 + \Phi_{Gas} / \Phi_{Ion}}. \quad (26)$$

Der Gasfluss, als entscheidender Parameter konnte hier nicht ermittelt werden, da die vom Hersteller [9] nötigen Angaben bezüglich der Nadelgeometrie und damit die Strömung des Gases durch die Kapillare nicht vorhanden waren. Der Gastrom ist lediglich durch die Reservoirtemperatur beeinflussbar (30°C bis 80°C).

Die Abscheiderate Y_A ist nach [21] als Anzahl der abgeschiedenen Metallatome je einfallenden Ion definiert. Für einen Draht mit einer Länge L , Breite b und Höhe h ergibt sich:

$$Y_A = \frac{L \cdot b \cdot h \cdot \rho_A}{D \cdot L \cdot b} = \frac{h \cdot \rho_A}{D} \quad (27)$$

mit
$$D = \frac{I \cdot t_{Pges}}{e \cdot A} \quad (28)$$

als Ionenanzahl pro Pixelfläche (Dosis). Dabei wird für das als Draht deponierte Material die atomare Dichte von Wolfram $\rho_A = 6,3 \cdot 10^{22}$ Atomen/cm³ angenommen.

4.3 Analyse der Parametervariation

Um die erzeugten W-Drähte zu charakterisieren und sie in Abhängigkeit von der Variation der Parameter auszuwerten, wurden verschiedene Instrumente der Mikro- bzw. Nanoanalytik verwendet. Diese sind im folgenden Abschnitt aufgeführt und erläutert. Anschließend erfolgt eine Optimierung der Parameter bezüglich der Drahteigenschaften. Ziel war die Erzeugung eines gut leitfähigen nano - Drahtes. Dazu wurden Wolframlinien auf Si durch MOCVD mit Ga⁺-Ionen mit einer Energie von 25 keV erzeugt. Dabei wurden drei verschiedene Ionenstrahlströme bzw. Stromdichten betrachtet, die in Tabelle 2 zusammengefasst sind. Mit der Wahl der Blendengrößen sowie der verschiedenen Linsen- und Stigmatoreinstellungen wurden drei definierte Ströme bzw. Stromdichten eingestellt. Der Gasfluss wurde bei einer Reservoirtemperatur von 76°C [9] konstant gehalten.

Strahlstrom	Strahldurchmesser	Ionenstromdichte	Ionenflussdichte
20 pA	40 nm	1,6 A/cm ²	1·10 ¹⁹ Ionen/(cm ² ·s)
60 pA	40 nm	4,8 A/cm ²	3·10 ¹⁹ Ionen/(cm ² ·s)
130 pA	56 nm	5,3 A/cm ²	3,3·10 ¹⁹ Ionen/(cm ² ·s)

Tabelle 2: Verwendete Ionenstrahlströme und die sich daraus ergebenden Stromdichten.

4.3.1 Geometrie und Zusammensetzung der erzeugten Strukturen

Geometrie

Die geometrischen Untersuchungen der Strukturen sollen in diesem Abschnitt behandelt werden. Diese enthalten die Bestimmung der Höhe und Breite der Drähte. Die Länge der Drähte ist durch das Scanprogramm (Definition des Pixelabstandes x durch die Einstellung des Verkleinerungswertes Z_{soll}) laut Gleichung (13) gegeben. Die einfachste Methode stellte dabei die Untersuchung mit einem Atomkraftmikroskop (AFM) der Firma DualScope AFM Probe (DME 2069), das mit einer Siliziumspitze (Spitzenradius unter 10 nm) versehen war, dar. Die visuelle Betrachtung wurde mittels des Rasterelektronenmikroskops (REM) DSM962 von Zeiss (heute LEO) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 verdeutlicht. Dabei wurde festgestellt, dass trotz Zurückrechnung des Trägheits- und Spitzenfehlers bei der AFM-Untersuchung keine Übereinstimmung mit den Ergebnissen des REM erreicht werden konnte.

Das AFM ist demnach durch sein Überspringen für geometrische Untersuchungen der hier erzeugten Strukturen mit hohem Aspektverhältnis von $h/b > 0,5$ nicht geeignet. Aus diesem Grund erfolgten im Weiteren alle geometrischen Untersuchungen mit dem REM. Da die Höhe durch die perspektivische Sicht (Kippwinkel von 60°) verzerrt darstellbar ist, wurde diese durch die Abrasterung der Strukturen mit dem Oberflächenprofilometer DekTak8000 der Firma Veeco Instruments Inc. ermittelt. Eine Untersuchung der Breite der Drähte war aufgrund des Radius der Diamantspitze von $12,5 \mu\text{m}$ nicht sinnvoll. Die beiden Methoden ergeben für die Höhe vergleichbare Werte. Daher wurde die Höhe nachfolgend mit dem DekTak ermittelt und mit dem REM überprüft. Die Breite der Drähte wurde allein mit dem REM bestimmt.

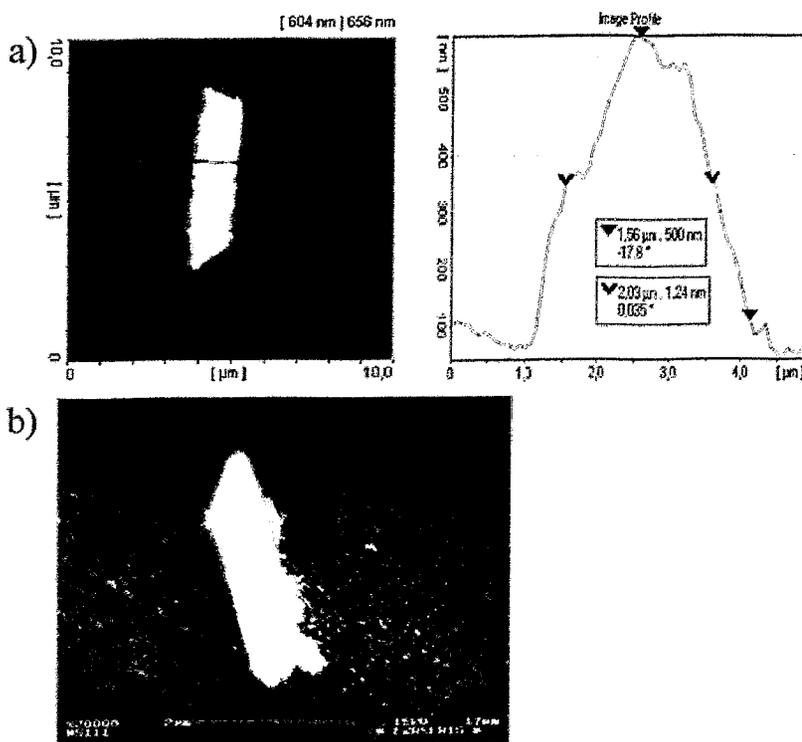


Abbildung 4.6: Vergleich der AFM- und REM-Messungen. a): AFM-Oberflächenanalyse der Teststruktur im non-contact-mode, die Höhe wurde zu $0,5 \mu\text{m}$ und die Breite zu $1,24 \mu\text{m}$ ermittelt. B9: REM-Bild unter einem Kippwinkel von 60° . Die Höhe wurde zu $0,8 \mu\text{m}$ und die Breite zu $0,4 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

Zusammensetzung

Der Ansatz der Bestimmung der elementaren Zusammensetzung durch energiedispersive Röntgenspektroskopie (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy, EDX) im REM erwies sich leider als nicht auswertbar, da die $M\alpha$ -Linie des Wolfram zu nah an der $K\alpha$ -Linie des Siliziumsubstrates liegt und so im Spektrum nicht aufgelöst werden kann. Daher erfolgte die Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der erzeugten Drähte mittels Augerelektronenspektroskopie (AES). Hierbei stand ein Gerät der Firma FISION zur Verfügung.

Ein Elektronenstrahl wurde mit Hilfe der kleinsten strahlbegrenzenden Blende auf ca. 20 nm Strahldurchmesser auf die relevanten Drahtgebiete fokussiert, dargestellt in Abbildung 4.7. Aus der Probenoberfläche werden während der Analyse durch den Primärelektronenstrahl angeregt, Sekundärelektronen (SE) sowie Augerelektronen (AE) emittiert. Dabei dienen die SE der Bilderzeugung und die AE durch ihre elementspezifische Energie der Detektion der stofflichen Zusammensetzung der vorliegenden Probe. Aufgrund der erforderlichen Auflösung, konnte das AES nur mit sehr niedrigen Strahlströmen arbeiten. Daraus resultiert für die ermittelten Zusammensetzungen eine Fehlerspanne von $\pm 10\%$ (Mitteilung von Dr. H. Reuther, FZR). Zusätzlich wurden vor der Untersuchung Oberflächenschichten (Oxid, Verunreinigungen) auf dem Substrat und dem erzeugten Draht durch ein 30 s langes Sputtern mit Argonionen entfernt (etwa 10 nm). Die Diskussion der Materialzusammensetzung der einzelnen Drähte erfolgt im Zusammenhang mit den elektrischen Messungen im Abschnitt 5.2.

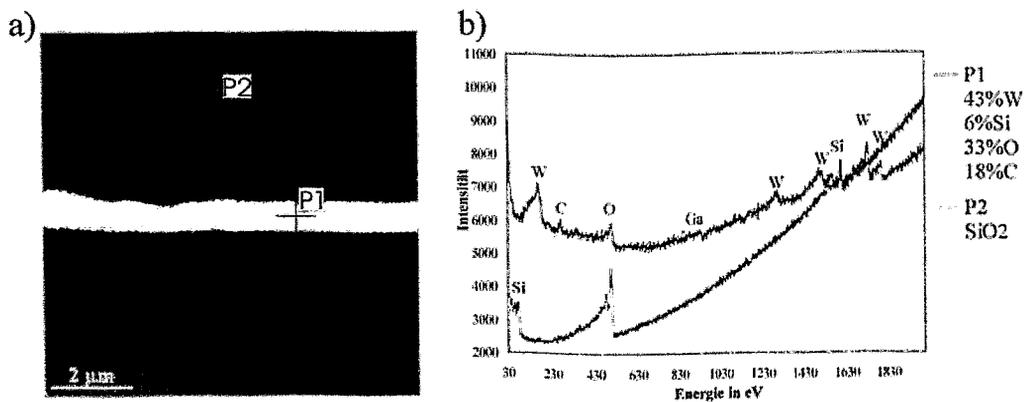


Abbildung 4.7: AES-Untersuchung an einem Beispiel mit den Parametern $t_p = 0,5 \mu\text{s}$, $t_R = 1229 \mu\text{s}$, $I = 20 \text{ pA}$, $N_s = 16$, $w = 32000$, $x = 2/3 d_{FIB}$. a) SE-Bild mit dem Primärelektronenstrahl der Beschleunigungsenergie von 10 keV und 0,65 nA Strahlstrom, 10000 fache Vergrößerung. P1 ist der Punkt der AES-Analyse auf dem Draht und P2 dient der Vergleichsuntersuchung auf dem Substrat. b) AES-Spektrum

4.3.2 Die Anordnung des Gaseinlasses

Die Gasdüse ist in einem Winkel von 45° zur Substratoberfläche angeordnet. Nach Herstellerangaben [9] soll sie direkt auf die Oberfläche abgesenkt werden. Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Position der Kanüle bezüglich der zu erzeugenden Strukturen. Um konstante Bedingungen bei einer Abscheidung voraussetzen zu können, ist die Überprüfung der Position des Gaseinlasses notwendig. Wie in Abbildung 4.8 zu ersehen ist, hängt die Höhe der erzeugten Drähte von der Position des FIB-Strahls bezüglich der Gasdüse ab. Um diesen Einfluss zu eliminieren, wurde die Gasdüse bei allen weiteren Versuchen in den oberen rechten Rand des Bildfeldes positioniert und nur die oberste Pixelreihe im Scanfeld, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, für die Drahtabscheidung genutzt. Außerdem wurde vor jeder Abscheidung in einem

konstanten Zeitabschnitt von 30 s die Gaseinleitung aktiviert, um seitens der Gasversorgung reproduzierbare Bedingungen zu gewährleisten.

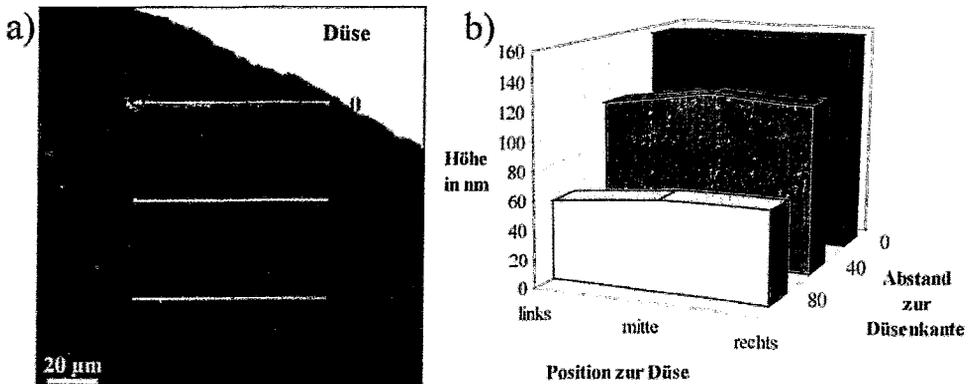


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Linienhöhe von der Düsenposition. Abscheidparameter: $t_p = 0,3 \mu\text{s}$, $t_r = 1229 \mu\text{s}$, $I = 20 \text{ pA}$, $N_s = 16$, $w = 32000$, $x = d_{\text{FIB}}$. a) FIB SE-Bild der Düsenkante und erzeugten Struktur. b) profilmetrisch ermittelte Höhe in Bezug auf den Gasdüsenabstand.

4.3.3 Strahlstrom und Stromdichte

Die Untersuchung der Strukturgrößen in Abhängigkeit vom Strahlstrom, und damit auch der Stromdichte wurde in drei verschiedenen Fällen durchgeführt. Ziel war es, den Sättigungsbereich der Abscheidung bzw. den Umschlagpunkt von der Abscheidung zum Sputtern zu finden. Dazu wurden drei verschiedene Ströme und damit auch Stromdichten (siehe Tabelle 2) betrachtet. Werden die Höhen geprüft, dargestellt in Abbildung 4.9, so ist erkennbar, dass im Falle höherer Stromdichten höhere Drähte erzeugt werden. Im Vergleich mit Abbildung 4.5 wird ersichtlich, dass in diesem Fall der ansteigende Teil der roten Kurve beschrieben wird. Es sind offenbar ausreichend Precursor-Moleküle an der Oberfläche zur Umwandlung in Wolfram vorhanden. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei kurzen Pixelverweilzeiten, wie $0,5 \mu\text{s}$, kaum eine Abhängigkeit der abgeschiedenen Höhe von der refresh-Zeit zu beobachten ist. Bei dem gewählten Strom reicht eine Zeitspanne von $0,5 \mu\text{s}$ offenbar nicht aus, um die an der Substratoberfläche vorhandene Monolage des Precursorgases vollständig umzusetzen. Die Streuungen der Punkte im Kurvenverlauf werden auf eine Nichtkonstanz der Prozessparameter (Emissionsstrom, Beschleunigungsspannung, mechanische Schwingungen, Gasfluss) zurückgeführt.

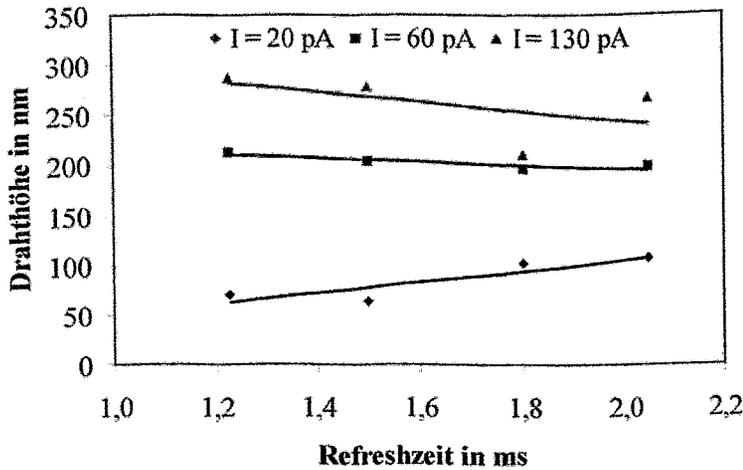


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der Drahthöhe von der refresh-Zeit bei drei verschiedenen Strömen. Die Pixelverweilzeit wurde mit $0,5 \mu\text{s}$ konstant gehalten.

Wird die Breite der erzeugten Strukturen diskutiert, visualisiert in Abbildung 4.10, so wird der Einfluss des Strahldurchmessers und damit des Strahlprofils deutlich. Ein breiterer Strahl erzeugt auch einen breiteren Draht. Eine höhere Ionenstrahlstromdichte bedeutet gleichzeitig eine höhere Emission von Sekundärteilchen aus der Oberfläche. Diese, vor allem die Sekundärelektronen, verursachen ebenfalls eine Strukturverbreiterung. Dieser Aspekt ist in Abbildung 4.10 a) und b) zu sehen.

In beiden Fällen besitzt der Strahl einen Durchmesser von 40 nm , doch findet fast eine Verdreifachung der Stromdichte statt. Noch größer dagegen ist der Einfluss des Strahldurchmessers. So ist beim Vergleich von Abbildung 4.10 b) mit c) bei leichter Erhöhung des Strahldurchmessers, aber nahezu identischer Stromdichte eine deutliche Verbreiterung des Wolframdrahtes zu erkennen. Für die Abscheidung eines Drahtes mit minimalen Abmessungen im Querschnitt sollten demnach kleine Ionenströme favorisiert werden.

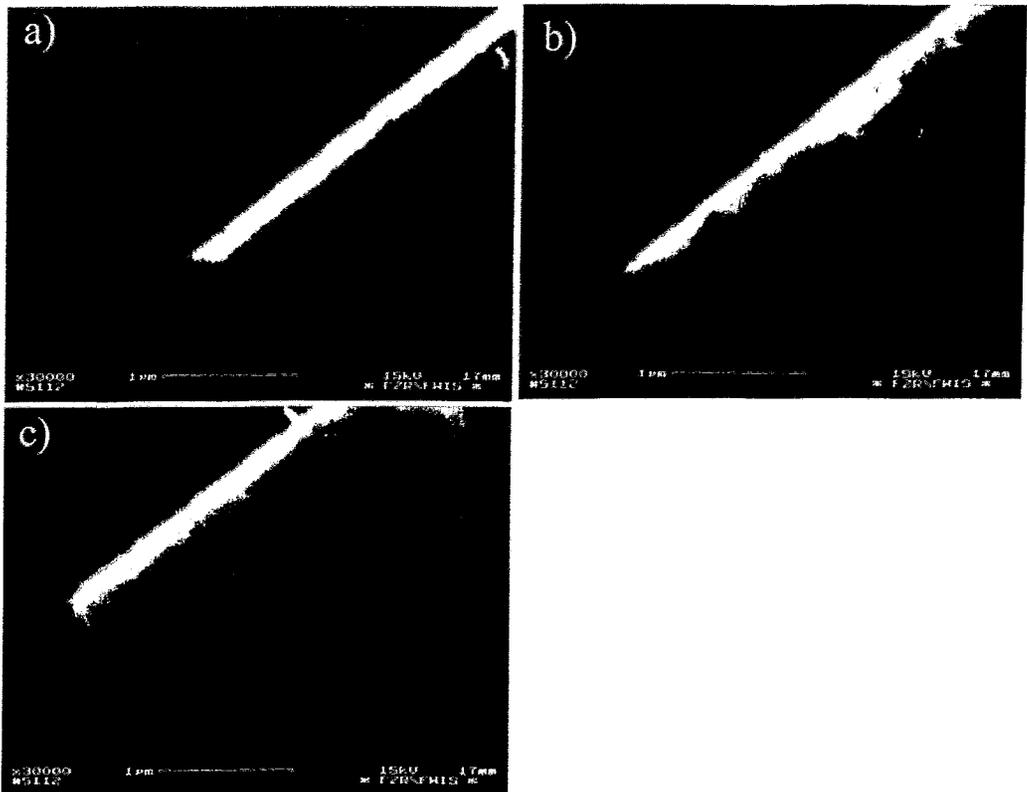


Abbildung 4.10: Variation der Breite mit dem Strahlstrom: a) $I = 20 \text{ pA}$, $b = 230 \text{ nm}$, b) $I = 60 \text{ pA}$, $b = 280 \text{ nm}$, und c) $I = 130 \text{ pA}$, $b = 560 \text{ nm}$. REM Aufnahmen mit 60° Kippungswinkel der Drähte, die bei einer konstanten Pixelverweil- und refresh-Zeit $t_p = 0,5 \mu\text{s}$, $t_r = 1229 \mu\text{s}$, konstanten Wiederholungen von $N_s = 10$ und $w = 32000$ und Pixelabständen $x = d_{FIB}$, abgeschieden wurden. Ablagerungen an den Strukturen sind durch einen Trennprozess hervorgerufene parasitäre SiO_2 -Partikel.

4.3.4 Verweil- und refresh-Zeit

Um den Einfluss der Pixelverweilzeit deutlich darstellen zu können, wurde für diese Untersuchung der größte Strom für die Bestrahlung ausgewählt. Die refresh-Zeit wurde konstant gehalten. Die Erhöhung der Pixelverweilzeit bewirkt nach Abbildung 4.11 ein Wachstum der Drahthöhe bei gleichbleibender Breite. Lediglich die Form des Querschnittes des Drahtes wird beeinflusst. Auch hier ist ersichtlich, dass die Gasversorgung ausreicht, um ausreichend Precursorgasmoleküle am Ort der Strahleinwirkung zu deponieren. Wie schon oben erwähnt (vgl. Abschnitt 4.3.3), ist der Einfluss der refresh-Zeit bei diesen kurzen Pixelverweilzeiten vernachlässigbar.

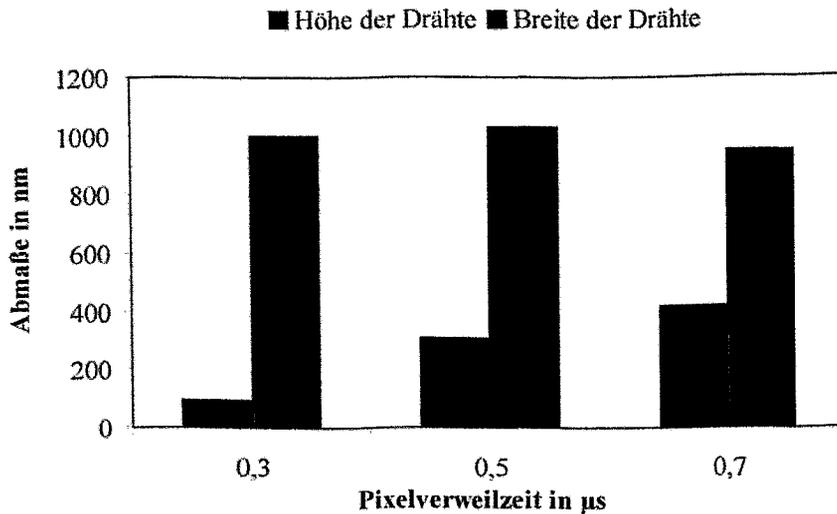


Abbildung 4.11 Veränderung der Drahthöhe und -breite bei Variation der Pixelverweilzeit. Konstante Parameter sind hierbei: $t_F = 1229 \mu\text{s}$, $I = 130 \text{ pA}$, $N_S = 16$, $w = 32000$, $x = d_{FIB}$, abgeschieden

4.3.5 Pixelabstand

Die Verringerung des Pixelabstands bewirkt eine Erhöhung des Überlappungsgrades u . Damit werden größere Teile eines Pixels bei Bestrahlung der Nachbapixel wiederholt belichtet. Die Wirkung sollte also ähnlich der Erhöhung der Stromstärke ausfallen. In Abbildung 4.12 wird diese Vermutung bestätigt. Zu sehen sind zwei Aneinanderreihungen von Drähten (vgl. Abschnitt 1). Der Draht im Bildteil b) ist etwas ausgeprägter in seinen Dimensionen und seine Struktur ist ohne größere Übergänge gekennzeichnet. Ein kleinerer Pixelabstand bewirkt ein schnelleres Wachstum an Höhe und Breite des Drahtes zur Folge. Mit sinkendem Pixelabstand nimmt bei gleicher Pixelanzahl auch die Länge des Drahtes ab (Gleichung (13)). Da die Pixelanzahl durch das Scanprogramm auf 4096 begrenzt ist (vgl. Abschnitt 4.1), würden zum Teil sehr kurze ($L < 30 \mu\text{m}$) Drähte erzeugt werden. Diese würden dann für die folgenden Leitfähigkeitsuntersuchungen mehrere Aneinanderreihungen von Einzeldrähten bedeuten. Daher konnte hier der Pixelabstand nur in einem begrenzten Rahmen variiert werden. Eine Vergrößerung des Pixelabstandes führte zu einem schmaleren bis hin zu einem unterbrochenen Draht und wurde an dieser Stelle nicht weiter betrachtet.

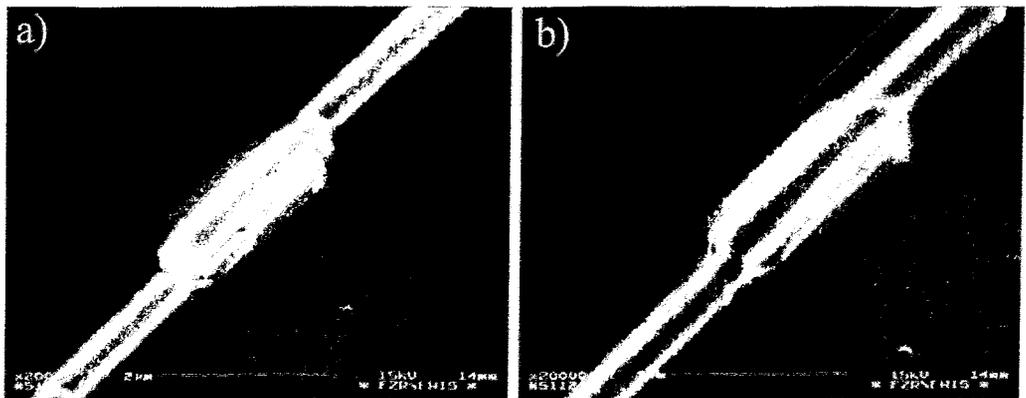


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Strahlstruktur vom Pixelabstand. REM-Aufnahme unter 60° Kippung. Konstante Parameter: $t_p = 0,5 \mu\text{s}$, $t_R = 1229 \mu\text{s}$, $N_S = 16$, $w = 32000$ und $I = 130 \text{ pA}$. Variation der Pixelabstände von a) $x = d_{FIB}$, ($b = 1,4 \mu\text{m}$, $h = 0,46 \mu\text{m}$) zu b) $x = 2/3 d_{FIB}$, ($b = 1,42 \mu\text{m}$, $h = 0,5 \mu\text{m}$).

5 Elektrische Messungen

Die elektrischen Messungen wurden mit einem elektrischen Prober durchgeführt (vgl. Abschnitt 5.1). Dazu musste über die Probernadeln ein elektrisch leitfähiger Kontakt zu den Drähten hergestellt werden. Um dies zu gewährleisten, wurden die Strukturen auf einem speziellen Chip abgeschieden. Dieser ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Ein Si-Wafer diente als Grundsubstrat. Dessen Oberfläche wurde thermisch oxidiert. Das Oxid, welches den dunkelgrünen Rahmen bildet, besitzt eine Dicke von 200 nm. Das Fenster in der Mitte besteht aus 100 nm dicken SiO_2 . Auf dem isolierenden Oxid wurden Al-Strukturen als Kontaktpads photolithografisch hergestellt (Al-Dicke 300 nm). Wird nun ein Draht zwischen zwei benachbarten Zuleitungen der Kontaktpads, wie in Abbildung 5.1 a) dargestellt, abgeschieden, kann durch den Prober und die angeschlossene Elektronik eine Strom-Spannungs-Kennlinie aufgenommen werden. Dafür wurden die Probernadeln auf die entsprechenden Kontaktpads aufgesetzt.

Da die Zuleitungen einen Abstand von 100 μm haben und die Drahtlänge laut Gleichung (13) durch den Strahldurchmesser und den Pixelabstand, sowie durch die Pixelanzahl festgelegt ist, war das Aneinanderlegen zweier oder auch manchmal mehrerer Drähte nötig, siehe Abbildung 5.2. Diese Aneinanderreihungen erfordern ein exaktes Justieren des Proben-tisch-Koordinatensystems mit dem der Strahlablenkung sowie der Gasdüse und sind daher mit einem erheblichen Zeitaufwand verbunden. Wird die Zeit zum Erzeugen eines Drahtstückes mit ca. 15 Minuten angenommen und von drei Aneinanderreihungen ausgegangen, so kann die Herstellung eines Wolfram - Leiters zwischen zwei Zuleitungen bis zu einer Stunde betragen.

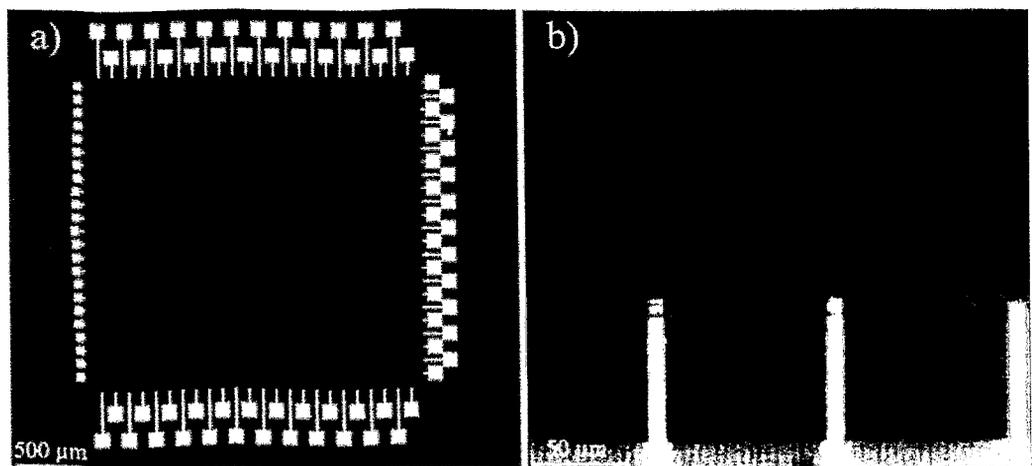


Abbildung 5.1: Lichtmikroskopische Darstellungen des strukturierten Chips. a) gesamter Chip und b) Ausschnitt von drei miteinander verbundenen Zuleitungen.

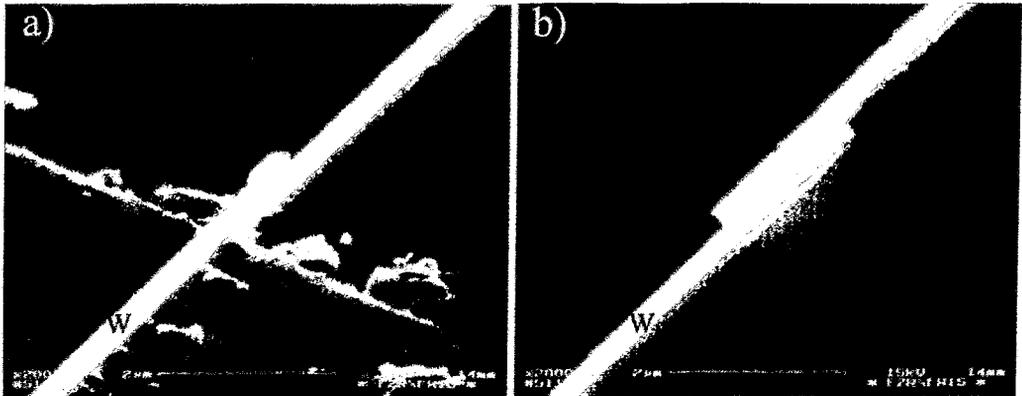


Abbildung 5.2: REM Bild von Aneinanderreihungen, unter 60° Kippwinkel aufgenommen. a) Aneinanderreihung an einer Kontaktzuleitung und b) Aneinanderreihung auf Siliziumoxid. Strahlparameter: $t_p = 0,5 \mu\text{s}$, $t_R = 1229 \mu\text{s}$, $I = 20 \text{ pA}$, $N_S = 16$, $w = 32000$, $x = 2/3 d_{FB}$, Höhe des Drahtes: 280 nm , Breite: 400 nm

Auf Grund der umfangreichen geometrischen und elementspezifischen Untersuchungen konnten nur ausgewählte Einflüsse der Strahlparameter erforscht werden.

5.1 Messapparatur

Die Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie des Drahtes zwischen den Pads wurde mit einem manuellen Prober durchgeführt. Zur Verfügung stand der elektrische Prober SUSS PM5-III der Firma Karl Süss. Dabei besteht das Grundgerät aus einer steifen Grundplatte mit drei Fußpunkten, auf der ein Chuck-Kreuztisch, bestehend aus einer horizontalen Ladeeinrichtung, einem X/Y Kreuztisch und einem Z-Hub mit Chuckdrehung, montiert ist. Der schematische Aufbau des Probers [32] ist in Abbildung 5.3 aufgezeigt. Die zu messende Probe wird auf dem Tisch mit Hilfe des Mikroskops zentral positioniert und anschließend durch Vakuum fixiert. Danach erfolgt die Grobpositionierung und Fixierung (Vakuum) der Sonden. Die Sondenspitzen sind Wolframnadeln mit einem Spitzenradius von $7 \mu\text{m}$. Diese werden unter dem Mikroskop mit Hilfe von Manipulatoren vorsichtig auf die Pads gesetzt. Nach der Kontaktierung wird zwischen den beiden Wolframnadeln eine variable Gleichspannung angelegt und der zugehörige Strom gemessen (I/U Keithley-source 237).

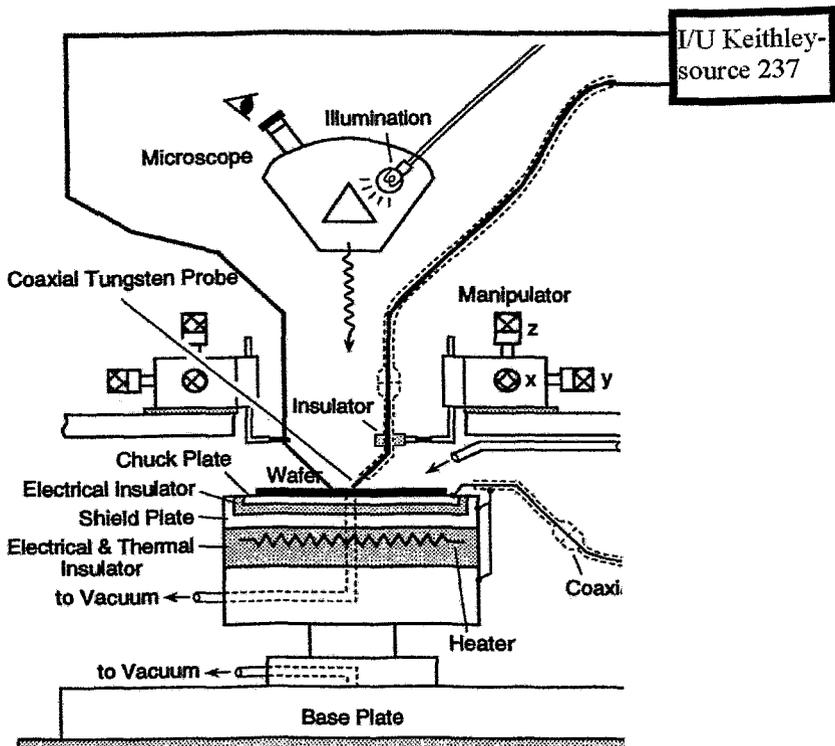


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung einer Prober-Messstation.

5.2 Spezifischer Widerstand

Durch die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie der Drähte soll das elektrische Verhalten untersucht werden. In allen betrachteten Fällen verschiedener Abscheideparameter wurde ein linearer Verlauf der I/U-Kennlinie sowohl im positiven, als auch im negativen Spannungsbereich festgestellt. Daraus ergibt sich der Schluss, dass es sich hierbei um ohmsche Widerstände handelt und kein diodenartiges Verhalten vorliegt. Eine typische I-U-Kennlinie ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Der Ohmsche Widerstand ist gemäss

$$R = \frac{U}{I} = \frac{\rho \cdot L}{A_D} \quad (29)$$

definiert. Dabei ist U die angelegte Spannung und I der abgelesene Strom. Der Draht besitzt die Länge L und den Querschnitt A_D . Folglich lässt sich der spezifische Widerstand ρ eines jeden Drahtes berechnen aus

$$\rho = \frac{R \cdot A_D}{L}. \quad (30)$$

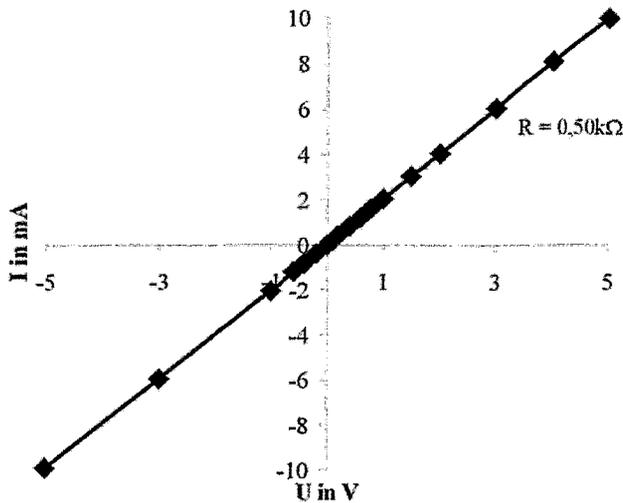


Abbildung 5.4: Mit Prober aufgenommene I-U-Kennlinie. Strahlparameter: $t_p = 0,5 \mu\text{s}$, $t_R = 1229 \mu\text{s}$, $I = 20 \text{ pA}$, $N_S = 16$, $w = 32000$, $x = d_{FIB}$.

Wird in erster Näherung ein rechteckiger W-Drahtquerschnitt und der Abstand der Kontaktpad-Zuleitungen als Drahtlänge angenommen, so lassen sich spezifische Widerstände im Bereich von $150 \dots 320 \mu\Omega\text{cm}$ ermitteln. Geht man von einem spezifischen Widerstand von $5,5 \mu\Omega\text{cm}$ für reines Wolfram aus, bedeutet das eine Verringerung um 2 Größenordnungen. Die hier gemessenen Widerstandswerte liegen jedoch unter den publizierten Daten von Langfischer et al. [21] um bis zu 40%. Der spezifische Widerstand des Drahtes hängt theoretisch stark von seinem Querschnitt sowie von seiner Zusammensetzung, im speziellen von der Größe des Wolframanteils ab. Da in Langfischer et al. Jedoch Wolframschichten abgeschieden und analysiert wurden, lassen sich direkte Vergleiche zu den in dieser Arbeit vorliegenden Wolframdrähten und deren Querschnitten nicht ziehen. Allerdings konnten W-Drähte mit einer höheren Konzentration von bis zu 15 at% mehr des Metalls als in den Schichten von Langfischer et al. erzeugt werden. Es liegt nahe, dass dies für die bessere Leitfähigkeit der W-Drähte verantwortlich ist. Diese Abhängigkeit konnte aber aufgrund der breiten Variation der Parameter nicht explizit nachgewiesen werden, was der Streuung der Werte in Abbildung 5.5 zum Ausdruck kommt. Es wird allerdings deutlich, wie stark sich eine Variation der Abscheidungsparameter auf die Konzentration des Wolframs in den erzeugten Drähten auswirkt. Tendenziell ist aber zu erkennen, dass mit steigendem W-Anteil im Draht auch der spezifische Widerstand abnimmt. Aus den unterschiedlichen Zusammensetzungen können wiederum durch unterschiedliche Gefüge im Draht verschiedene Dichten resultieren, wodurch

der spezifische Widerstand direkt beeinflusst werden kann.

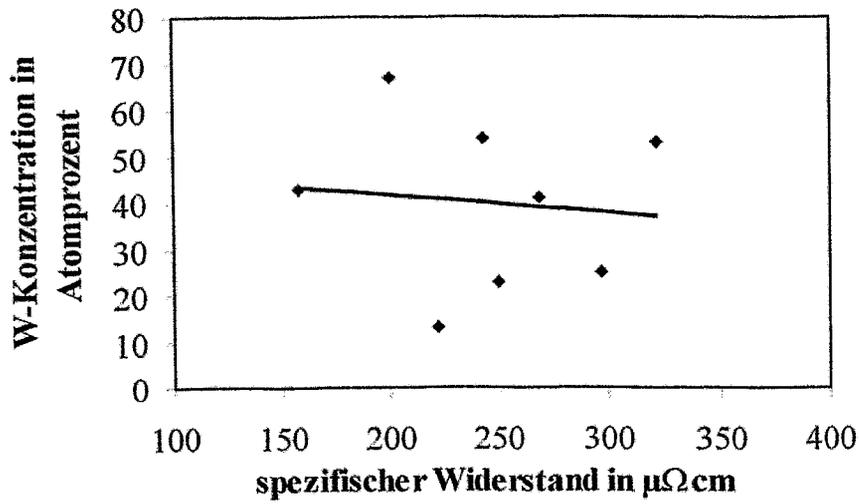


Abbildung 5.5: Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Wolframkonzentration (Ergebnisse im Rahmen der elektrischen Messungen)

6 Zusammenfassung und Ausblick

Der Feinfokussierte Ionenstrahl wurde als modernes und leistungsfähiges Werkzeug für die Mikro- und Nanostrukturierung vorgestellt und eingesetzt. Einleitend erfolgten Untersuchungen im Bereich des Materialabtrages sowie die Einführung in das Computerprogramm zur Erstellung beliebiger Strukturen mit dem FIB.

Es wurde erfolgreich die MOCVD von Wolfram aus dem Precursorgas Wolframhexacarbonyl durchgeführt. Die Synthese wurde sowohl auf Si, als auch auf SiO_2 als Substratmaterial demonstriert. Um den Prozess der Abscheidung von Wolfram zu untersuchen, wurden die Ionenstrahlparameter weitestgehend variiert. Unbekannte Parameter, wie die exakte Größe der refresh-Zeit, die Vereinfachung des Strahlprofils und die Annahme des rechteckigen W-Drahtquerschnittes beeinflussen die Messergebnisse und sind in den Fehlerbereich mit einzubeziehen.

Die Energie der Galliumionen mit 25 keV und die Reservoirtemperatur mit 76°C wurden während der gesamten Versuchsreihe nicht verändert. Als optimale Parameterkombination für die Erzeugung eines Drahtes mit der höchsten Wolfram-Konzentration wurde ein Ionenstrahlstrom von 130 pA, eine Pixelverweilzeit von 0,5 μs , als refresh-Zeit 1229 μs bei einem Pixelabstand von $2/3 d_{\text{FIB}}$ und Wiederholungsraten von $w = 32000$ und $N_s = 16$ eingestellt. Der hergestellte Draht besitzt folgende Konzentrationen in Atomprozent: 80% W, 6% C, 5% O und 9% Ga. Die Parameterkombination für die Erzeugung des bestleitfähigen gemessenen Wolfram-Drahtes ($\rho = 150 \mu\Omega\text{cm}$) lag bei einem Strahlstrom von 20 pA, einer Pixelverweilzeit von 0,5 μs , 1229 μs als refresh-Zeit bei einem Pixelabstand von $2/3 d_{\text{FIB}}$ und einer Wiederholungsrate von $w = 32000$ mit $N_s = 16$. Dieser Draht besitzt folgende Konzentrationen (in Atomprozent): 43 % W, 6 % Si, 33 % O, 18% C. Bei einer Erhöhung des Pixelabstands auf d_{FIB} konnte bei Halbierung des Drahtquerschnittes ein spezifischer Widerstand von $\rho = 200 \mu\Omega\text{cm}$ erzielt werden. Dieser Draht der Dimensionen $b = 400\text{nm}$ und $h = 140 \text{nm}$ setzte sich aus folgenden Bestandteilen zusammen: 67 % Wolfram, 3 % Silizium, 13 % Sauerstoff, 16 % Kohlenstoff und 1 % Gallium (alle Angaben in Atomprozent).

Es wurden die mathematischen Grundlagen des Abscheideprozesses dargestellt, konnten aber aufgrund der fehlenden Gasflusswerte als Parameter nicht explizit auf die experimentellen Ergebnisse angewendet werden.

Zusammenfassend sei erwähnt, dass es sich in dieser Arbeit um erste Untersuchungen mit diesem System zur Synthese von W-Drähten handelt. Die Reproduzierbarkeit ist aufgrund der verschiedenen Einflüsse der unterschiedlichen Parameter (t_p , t_R , Ionenstrahlstromdichte,

Strahldurchmesser, Pixelabstand) die sich sowohl in der Geometrie des Drahtquerschnittes als auch in der elementaren Zusammensetzung der erzeugten Struktur niederschlagen, noch nicht ausreichend. Diesbezüglich sind weiterführende Untersuchungen nötig. Nähere Analysen hinsichtlich des Einflusses des Pixelabstandes könnten weitere Erkenntnisse bieten und sollten zukünftig durchgeführt werden. Ein weiterer interessanter Aspekt bei der Untersuchung des FIB gestützten MOCVD-Prozesses wäre die Verwendung einer anderen Ionensorte (Au, Si) sowie weiterer Precursorgase.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte das gesamte Spektrum der Leistungsfähigkeit der fokussierter Ionenstrahlen nicht umfassend gezeigt werden. Es wurden ausgewählte Verfahren des Materialabtrages und der Schichtabscheidung intensiv beleuchtet. Die Möglichkeiten der FIB-Technologie sind als sehr weitreichend einzuschätzen. Durch eine weitere Verringerung des Strahldurchmessers, die Wahl alternativer Flüssigmetall-Ionenquellen mit neuen Ionensorten in Kombination mit anderen Precursorgasen zum Ionenstrahlinduzierten Ätzen und Abscheiden von verschiedensten Materialien, wird die Zukunft des FIB weiterhin als interessant erscheinen lassen. Da stetig an der Verbesserung des FIB als Werkzeug und der Entwicklung neuer Anwendungsmöglichkeiten für Forschung und Industrie gearbeitet wird, besitzt diese Technologie hervorragende Aussichten speziell in der Nanostrukturierung.

Literaturverzeichnis

- [1] H. A. Fuhrmann: *Herstellung von sub- μm CoSi_2 -Strukturen mit dem fokussierten Ionenstrahl*, Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2000.
- [2] J. Orloff: *Handbook of Charged Particle Optics*, New York, USA: CRC Press LLC, 1997.
- [3] T. Tao, J. S. Ro and J. Melngailis: *Focused ion beam induced deposition of platinum*, Journal of Vacuum Science Technology B8 (1990), 1826.
- [4] P. D. Prewett and G. L.R. Mair: *Focused Ion Beams from Liquid Metal Ion Sources*, Taunton, U.K.: Research Studies Press Ltd, 1991.
- [5] L. Bischoff, J. Teichert and S. Hausmann: *Investigation and optimization of the emission parameters of alloy liquid metal ion sources*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B161 (2000) 1128.
- [6] L.W.Swanson: *Use of liquid metal ion source for focused beam application*, Applied Surface Science 76/77 (1994) 80.
- [7] M. Hillmann: *3-dimensionale Nanostrukturierung mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [8] P. W. Nebiker: *Strukturierung von Silizium mit niederenergetischen fokussierten Ionenstrahlen*, Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1997.
- [9] Orsay Physics: *Gas Injection Module - Users Manual*, Orsay, F: Handbuch, Nov. 2002.
- [10] Orsay Physics: *FIB Software and maintenance manual*, Orsay, F: Handbuch, März 2001.
- [11] B. Köhler and L. Bischoff: *Entwicklung einer neuern Technologie zur Probenpräparation für die Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) auf der Basis der Ionenfeinstrahlbearbeitung*, Forschungszentrum Rossendorf, Technical Report FZR-329, 2001.

-
- [12] L. Bischoff and B. Schmidt: *Low capacitance point diodes fabricated with focused ion beam implantation*, Solid-State Electronics 47 (2003) 989.
- [13] L. R. Harriott: *Digital scan model for focused ion beam induced gas etching*, Journal of Vacuum Science Technology B11 (1993) 2012.
- [14] S. Nagamachi, Y. Yamakage, M. Uedea, H. Maruno, K. Shinada, Y. Fujiyama, M. Asari and J. Ishikawa: *Focused ion beam direct deposition of superconductive thin film*, Applied Physics Letters 65 (1994) 3278.
- [15] T. Ivanov, T. Gotszalk, P. Grabiec, E. Tomerov and I.W. Rangelow: *Thermally driven micromechanical beam with piezoresistive deflection readout*, Microelectronic Engineering 67-68 (2003), 550.
- [16] L. Bischoff and J. Teichert: *Focused Ion Beam Sputtering of Silicon and Related Materials*, Forschungszentrum Rossendorf, Technical Report FZR-217, 1998.
- [17] P. Sigmund: Theory of Sputtering I: *Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets*, Physical Review Letters 184 (1969), 383.
- [18] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littermark: *The Stopping and Range of Ions in Solids*, New York: Pergamon Press, 1985.
- [19] K. Gamo, N. Takakura, N. Samoto, R. Shimizu and S. Namba: *Ion beam assisted deposition of metal organic films using focused ion beams*, Japanese Journal of Applied Physics 23 (1984) 293.
- [20] J. Fujita, M. Ishida, T. Ichihashi, Y. Ochiai, T. Kaito and S. Matsui: *Growth of three-dimensional nano-structures using FIB-CVD and its mechanical properties*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B206 (2003) 472.
- [21] H. Langfischer, B. Basnar, H. Hutter and E. Bertagnolli: *Evolution of tungsten film deposition by focused ion beam*, Journal of Vacuum Science Technology A20 (2002) 1408.

-
- [22] P.G. Blauner, Y. Butt, J.S. Ro, C.V. Thomson and J. Melngailis: *Focused ion beam induced deposition of low resistivity gold films*, Journal of Vacuum Science Technology B7 (1989) 1816.
- [23] M. Gross, L. Harriott and R. Opila: *Focused ion beam stimulated deposition of aluminium from trialkylamine alanes*, Journal of Applied Physics 68 (1990) 4820.
- [24] A. Gandhi: *Characterization of focused ion beam induced processes (etching and metal deposition)*, Beaverton, USA: Thesis, Oregon Graduate Institute, 1991.
- [25] T. Tao, J. Ro and J. Melngailis: *Focused ion beam deposition of platinum*, Journal of Vacuum Science Technology B8 (1990) 1826.
- [26] J. Puret and L. W. Swanson: *Focused ion beam deposition of Pt containing films*, Journal of Vacuum Science Technology B10 (1992) 2695.
- [27] R. Young and J. Puret: *Focused ion beam insulator deposition*, Journal of Vacuum Science Technology B13 (1995) 2576.
- [28] S. Hausmann: *Die Dynamik von Strahlenschäden durch fokussierte Ionenstrahlen am Beispiel der Ionenstrahlsynthese*, Dissertation, TU Dresden, 2000.
- [29] J. B. Wang and Y. L. Wang: *A novel procedure for measuring the absolute current density profile of a focused gallium-ion beam*, Applied Physics Letters 69 (1996) 2764.
- [30] J. Teichert: *Das digitale Scansystem der IMSA-100*, Handbuch, Forschungszentrum Rossendorf, Sept. 1999.
- [31] Y. Fu, N. K. A. Bryan and O. N. Shing: *Characterization of focused ion beam induced deposition process and parameters calibration*, Sensors and Actuators A 88 (2001) 58.
- [32] Karl Süß: *Bedienungsanleitung SUSS PM5*, Handbuch, 1994.

Danksagung

In erster Linie möchte ich mich bei den vielen Mitarbeitern des Instituts für Ionenstrahlphysik und Materialforschung am Forschungszentrum Rossendorf bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Besonderen Dank gebührt meinem Betreuer Herrn Dr. L. Bischoff für seine Ideen und stets geduldiges Beantworten meiner vielen Fragen. Unverzichtbar waren die REM-Analysen, die mit außerordentlicher Geduld von Frau E. Christalle durchgeführt wurden. Herrn Dr. H. Reuther möchte ich für die vielen Stunden am AES und die große Hilfe beim Auswerten der Ergebnisse danken. Gleichzeitig danke ich Frau E. Quaritsch für die teils kurzfristige Terminplanung und die Bereitstellung der Messergebnisse. Bei Frau A. Schneider bedanke ich mich für das äußerst schnelle Ausmessen der Strukturen mit dem Profilometer. Herrn Dr. M. T. Pham danke ich für die Analyse der Strukturen mit dem AFM und den geduldigen Umgang mit den Proben. Für die vielen anregenden und kritischen Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Dr. B. Schmidt bedanken. Beim Kennenlernen des FIB-Systems fand ich große Unterstützung bei Herrn Ch. Akhmadaliev und möchte mich auch bei ihm für das geduldige Beantworten meiner Fragen bedanken. Außerordentlicher Dank gilt an dieser Stelle den Herrn T. Müller und V. Beyer, die mir jederzeit bei der Behebung der kleinen und großen Probleme, die im Verlauf dieser Arbeit auftraten, geholfen haben.

Von Seiten der Hochschule danke ich meinem Betreuer, Herrn Prof. G. Dost, für das Wecken meines Interesses an der Fertigungstechnik während des Studiums und die Hilfe beim Anfertigen dieser Arbeit.

Wertungsfrei bedanke ich mich für die unendliche Liebe, Geduld und Unterstützung meiner Familie, die gerade in der letzten schweren Zeit das erfolgreiche Beenden meines Studiums überhaupt möglich machte.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Dresden, 02.02.2004