

Universität Paderborn
Department Physik
in Zusammenarbeit mit der Siltronic AG

Generierung von Defekten auf der Waferkante mittels Nanosekunden-Laserablation für die Analyse von Messsystemen

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht von

Felix Heß

geb. am 09. Dezember 1982 in Augsburg

Betreuer : Prof. Dr. Jörg Lindner
Mentor: Dr. Frank Laube

1. Gutachter: Prof. Dr. Jörg Lindner
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Lischka

So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig, man muss sie für fertig erklären, wenn man nach der Zeit und den Umständen das Möglichste getan hat.

Johann Wolfgang von Goethe, 28.08.1749 - 22.03.1832 dt. Dichter

Eidesstattliche Erklärung
gemäß § 10 g) und h) der Promotionsordnung (Nr. 26/04 vom Dezember 2004)

Sehr geehrte Damen und Herren,

hiermit erkläre ich, dass ich die vorgelegte Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel genutzt habe. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen habe ich als solche gekennzeichnet.

Ich versichere außerdem, dass ich die vorgelegte Dissertation nur in diesem und keinem anderen Promotionsverfahren eingereicht habe und, dass diesem Promotionsverfahren keine endgültig gescheiterten Promotionsverfahren vorausgegangen sind.

Ort, Datum

Unterschrift

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Zeitraum September 2008 bis Oktober 2011 in der Metrologie bei der *Siltronic AG* in Burghausen. Durchgeführt wurde die Dissertation in Zusammenarbeit mit dem „Department Physik“ der Universität Paderborn.

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die für die Realisierung des Vorhabens einen wesentlichen Beitrag geleistet haben. Besonderer Dank geht demnach an meinen akademischen Betreuer Prof. Dr. Jörg Lindner, an meinem Zweitkorrektor Prof. Dr. Klaus Lischka, an Dr. Fritz Passek, der diese Industriepromotion überhaupt möglich gemacht hat, an Dr. Frank Laube, der immer offen für Diskussionen war und mir die nötigen Freiräume offen lies und an Dr. Maik Häberlen.

Vielen Dank an die Bereiche der Metrologie und den Produktionsbereich 300 mm der *Siltronic AG*.

Zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die mich während des gesamten Zeitraumes unterstützt hat.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	vii
Abkürzungen	xiii
Abstract	xv
Kurzzusammenfassung	xvii
1 Einleitung	1
2 International Technology Roadmap for Semiconductors	3
3 Die Waferkante	5
3.1 Defektentstehung bei der Waferherstellung und deren Auswirkungen	6
3.1.1 Partikel	7
3.1.2 Rückstände und Abdrücke	9
3.1.3 Ausbrüche, Risse und Kratzer	10
3.1.4 Auswirkungen	11
3.2 Defektdetektion auf der Waferkante	12
3.2.1 Methoden der Defektdetektion	12
3.2.2 Bildverarbeitung	14
4 Analyse von Messsystemen	15
4.1 Konzepte	15
4.2 Anforderungen an standardisierte Defekte auf der Waferkante	16
5 Grundlagen Laser	19
5.1 Festkörperlaser – Neodymlaser	19
5.2 Pulsbetrieb	21
5.3 Akustooptischer Modulator	23

6	Grundlagen der Laserablation	25
6.1	Beschriften und Markieren	26
6.2	Laserablation im Nanosekunden-Pulsbereich	27
6.3	Absorption von Laserenergie in Silicium	27
6.4	Materialabtrag	29
6.4.1	Normales Verdampfen	30
6.4.2	Normales Sieden	31
6.4.3	Phasenexplosion (explosives Sieden)	31
6.4.4	Plasmabildung	32
6.5	Einflussfaktoren auf den Absorbtionskoeffizienten von Silicium	32
6.5.1	Wellenlänge	32
6.5.2	Dotierung	34
6.5.3	Temperatur	35
7	Experimentelle Methoden	37
7.1	Analysemethoden	37
7.1.1	Kanteninspektionsgerät	37
7.1.2	Weißlichtinterferometer	41
7.1.3	Konfokalmikroskopie	43
7.1.4	Elektronenmikroskop mit Augerspektrometer	45
7.1.5	Statistische Auswertungsmethoden	47
7.2	Vorversuche	52
7.2.1	Versuchsaufbau	52
7.2.2	Softlasermarkieren	53
7.2.3	Deeplasermarkieren	55
7.3	Laserkantenbeschrifter	57
7.3.1	Versuchsaufbau	57
7.3.2	Strahlfokussierung und Positionierung	59
7.3.3	Laserparameter	61
8	Diskussion der Ergebnisse	65
8.1	Konfokalmessungen an den Laserpunkten der Vorversuche	65
8.2	Tiefenmessungen	68
8.2.1	Ablationstiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl	68
8.2.2	Einfluss der Kristallorientierung auf die Ablationstiefe	70

8.3	Reflexionseigenschaften der Laserpunkte	71
8.3.1	Tiefenabhängigkeit	71
8.3.2	Einfluss der Beleuchtungsintensität	73
8.3.3	Vergleich mit elektronenmikroskopischen Aufnahmen	77
8.4	Laserpunktanomalien	80
8.5	Analyse der Reproduzierbarkeit und Messgerätevergleich	86
8.5.1	Einflussfaktoren auf den Ablationsprozess	86
8.5.2	Grauwertverteilungen	87
8.5.3	Wafer- und Einzeldefektvergleich	89
8.5.4	Gerätevergleich bei variierender Beleuchtungsintensität	98
9	Verfahren zur Qualifikation von standardisierten Kantendefektwafern	103
10	Weitere Methoden der Defektgenerierung	107
10.1	Generierung einzelner Defekte	107
10.1.1	Eindrücke nach Vickers	107
10.1.2	Wasserstrahllasern - Synova Laserschneidgerät	110
10.1.3	Fokussierter Ionenstrahl	113
10.2	Großflächige Defektgenerierung	116
10.2.1	Referenz	116
10.2.2	Ätzen an der Kante	117
10.2.3	Epitaxierte Wafer	122
10.2.4	Kantentaping	124
11	Zusammenfassung und Ausblick	127
	Literaturverzeichnis	131

Abkürzungen

AES	Auger-Elektronen-Spektroskopie
BSI	Backside Inspection = Rückseiteninspektion
CCD	Charge Coupled Device
CMP	Chemisch Mechanisches Polieren
DRAM	Dynamic Random Access Memory
EBI	Edge Backside Inspection = Kanten- und Rückseiteninspektion
EIS	Edge Inspection System = Kanteninspektionssystem
GW	Grauwert
I GW255	Intensität bei Grauwert 255
I GWX	Intensität bei Grauwert X
I THX	Intensität $\geq$ Schwellwert X
IC	Integrated Circuit
ISO	International Organization for Standardization
ITRS	International Technology Roadmap for Semiconductors
LED	Light Emitting Diodes
MI THX	Mittlere Intensität $\geq$ Schwellwert X
MS	Mean of Sum of Squares
MSA	Measurement System Analysis
PSL	Polystyrol-Latex-Kugeln

REM	Rasterelektronenmikroskopie
RS	Rückseite
SEM	Sekundärelektronenmikroskopie
SEMI	Semiconductor Equipment and Materials International
SS	Sum of Squares
ULSI	Ultra-Large-Scale-Integration
VLSI	Very-Large-Scale Integration
VS	Vorderseite
willk. Einh.	willkürliche Einheiten
XRF	X-Ray Fluorescence = Röntgenfluoreszenz

Abstract

This work deals with the generation of defects on the wafer edge for the analysis of Wafer Edge Defect Detection Systems. The aim of this work was the creation of standardized defects/wafers allowing a detailed and reproducible analysis of Wafer Edge Defect Detection Systems. The main part of this dissertation focuses on the technique of ns-laser ablation. Alternative methods of defect generation on the wafer edge and their evaluation are discussed in later chapters of this work.

The introducing part involves the historical development of wafer- and wafer edge inspection.

In the first part wafer requirements of the IC-industry, defect formation and impact, inspection methods for the wafer edge, measurement system analysis, basics of laser and the laser ablation process in silicon are discussed.

The experimental part starts with first trials of laser ablation and shows the physics related problems. Furthermore the setup of an application for wafer marking on the wafer is shown and the methods used for the investigation of the laserdots are explained.

The analysis of the generated defects deals with the consideration of laserdots made in the pre experiments, depth measurements, reflection properties of the laserdots with the suggestion of a model for depth dependent reflection.

Subsequently the reproducibility of defect generation on whole wafers and of single defects are analysed. Based on the results a proposal for qualification procedures for standardised wafers is made.

An observed abnormality during the generation of multiple laserdots is investigated and a corresponding explanation is given.

Additionally, other methods of defect generation on the wafer edge are introduced and evaluated. Including: „Vicker Indents“, „Edge Taping“, „Water Jet Supported Lasering“, „Focused Ion Beam“, „Alkaline and Acid Etching“ und „Epitaxial Growth“.

Finally all results are discussed and improvements are suggested.

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Generierung von Defekten auf der Waferkante für die Analyse von Kanteninspektionsgeräten. Das Ziel war die Generierung von „standardisierten“ Defekten/Wafern, die eine Analyse/Bewertung von Kanteninspektionsgeräten ermöglicht. Im Vordergrund steht die Methode mittels Nanosekunden-Laserablation. Weitere Methoden und deren Bewertung sind am Ende der Arbeit aufgeführt.

Der einleitende Teil umfasst die geschichtliche Entwicklung der Wafer- und Waferkanteninspektion.

Der Theorieteil befasst sich mit den Anforderungen seitens der IC-Industrie an die Wafer, der Defektentstehung und deren Auswirkungen, den Inspektionsmethoden für die Waferkante, der Analyse von Messsystemen, den Lasergrundlagen und der Laserablation von Silicium.

Der experimentelle Teil beginnt mit den im Vorfeld durchgeführten Versuchen und zeigt die Problemstellungen der Ablation auf der Waferkante auf. Weiter ist der Aufbau einer Applikation für die Laserkantenbeschriftung gezeigt und die für die Untersuchung der Defekte verwendeten Methoden werden näher erklärt.

Die Analyse der mittels Laser generierten Defekte beinhaltet die genauere Betrachtung der Defekte aus den Vorversuchen, Tiefenmessungen, Reflexionseigenschaften von Laserpunkten und einen Modellvorschlag für die tiefenabhängige Reflexion.

Weiter wird die Reproduzierbarkeit ganzer Wafer sowie einzelner Defekte analysiert. Darauf aufbauend wird ein Vorschlag für die Qualifizierung von Justagewafern gemacht.

Eine in den Versuchen auftretende Anomalie bei der Generierung mehrerer Laserpunkte wird untersucht und eine Erklärung für die Entstehung abgegeben.

Darauf folgend werden alle weiteren im Rahmen dieser Arbeit getesteten Methoden der Defektgenerierung vorgestellt und deren Ergebnisse bewertet. Folgende Methoden wurden dabei in Bezug auf die Tauglichkeit für die Kanteninspektion evaluiert: „Eindrücke nach Vickers“, „Wasserstrahllasern“, „Fokussierter Ionenstrahl“, „Alkalisches und Saures Ätzen“, „Epitaxie“ und „Kantentaping“.

Die abschließende Diskussion zeigt nochmals alle Versuchsergebnisse mit erdenklichen Verbesserungsmöglichkeiten auf.

1 Einleitung

Siliciumwafer bilden bereits seit über einem halben Jahrhundert die Grundlage des überwiegenden Teils moderner Mikroelektronik [1]. Ihre möglichst fehlerfreie und effiziente Herstellung ist daher bedeutsam für unser aller Wohlergehen. Optimale Qualität kann dabei nur durch die permanente Kontrolle der einzelnen Prozessschritte während der Waferherstellung und eine abschließende Waferinspektion am fertigen Wafer garantiert werden. In den Fokus gerät dabei immer mehr die Waferkante. Schätzungen von Halbleiterbauelementherstellern gehen davon aus, dass 30 % der Ausfälle von Halbleiterbauelementen auf Kantendefekte zurückzuführen sind [2]. Eine standardisierte Überwachung der Kante ist daher unumgänglich.

Vor 1980 wurde die Waferinspektion zunächst hauptsächlich von zwei Dingen bestimmt: einer sehr hellen Lichtquelle und dem menschlichen Auge. Ohne exakte Vorschriften und Richtlinien für angemessene Ausrüstung wurde sich damals provisorisch beholfen. Nahezu alles an Beleuchtungen aus Mikroskopen und Diaprojektoren wurde ausprobiert und in notdürftig abgedunkelten Kabinen untergebracht. Das Ziel der Waferinspektion war damals, wie heute, die Ausbeute durch Prozessüberwachung zu erhöhen bzw. die Auslieferung von fehlerhaften Wafern an den Halbleiterbauelementhersteller zu verhindern. Ab dem Jahr 1980 wurden unterschiedliche Ansätze entwickelt, um die Waferinspektion zu automatisieren. Zum einen wurden Systeme entwickelt, bei denen der Wafer mit einer Wolfram-Lichtquelle beleuchtet und die gestreute Intensität der Defekte über Photodioden oder Polaroid®-Film¹ analysiert wird. Auf der anderen Seite wurden Systeme konstruiert, bei denen die Waferoberfläche mit einem Laser gescannt, und die Streuintensität über eine Photodiode analysiert wird. [3]

Die Technik der Laserstreuung hat sich seitdem kontinuierlich weiterentwickelt. In der Waferherstellung ist die Laserstreuung zu einem festen Bestandteil bei der Defektdetektion auf der Vorderseite am Endprodukt geworden. Für Waferdurchmesser < 300 mm ist der Messgerätemarkt sehr unübersichtlich, da es zahlreiche Anbieter gibt. Auf den derzeit größten Durch-

¹® = Registrierte Marke

messer von 300 mm haben sich nur zwei Hersteller auf dem Weltmarkt etablieren können, *KLA Tencor* (früher *Tencor Instruments*) und *Hitachi*. Das erste 300 mm Gerät (Surfscan SP1) von *Tencor Instruments* wurde im Jahr 1996 freigegeben [4]. Bis heute wird der Weltmarkt für Oberflächenmessungen am Endprodukt durch KLA-Tencor mit den Surfscan Applikationen SP1 und SP2 dominiert. Nur Hitachi bietet mit dem LS6800 und LS7800 vergleichbare Produkte an und versucht auf diesem Gebiet außerhalb Japans Fuß zu fassen [5].

Ein wichtiger Punkt, der bis vor knapp zehn Jahren wenig Beachtung fand, ist die automatisierte Inspektion der Waferkante. Aufgrund der immer kleiner werdenden IC-Bausteine (Integrated Circuit) kann die Fläche im Bereich der Kante immer mehr ausgenutzt werden, wodurch die Qualität an dieser Stelle in den Vordergrund rückt. Probleme bei IC-Herstellern mit folgenden Ausbeuteverlusten wurden mit der Kante in Verbindung gebracht und führten schließlich zur Forderung einer voll automatisierten Kanteninspektion. Hierbei geht es beispielsweise um Unregelmäßigkeiten der Beschichtung oder Partikel. Zu weiteren Problemen kam es bei der Einführung der Immersionslitographie. Neue Defekte wie Blasenbildung, Trocknungsrückstände und Unregelmäßigkeiten bei der Lithographie verursacht durch Wasserrückstände kamen auf [6–8]. Hinzu kommt, dass Oberflächenmessgeräte nur bis zu einem Randausschluss von 2–3 mm messen, wodurch bis zu 4 % der Waferfläche nicht überwacht werden können. Mittlerweile gibt es viele Firmen die Systeme zur Überprüfung der Kantenqualität anbieten. Generell unterscheidet man hier zwischen bildgebenden Systemen und laserbasierenden Systemen. Die große Defektvariabilität und die unterschiedlichen Kantengeometrien [9, 10] stellen eine Herausforderung dar und an der „idealen“ Lösung wird weiter gearbeitet. Mitunter ist dies ein Grund weshalb die visuelle Inspektion noch nicht ganz „ausgestorben“ ist. [11]

Wichtig für alle Inspektionsmethoden ist eine Referenz, nach Möglichkeit standardisierte Referenz, um Messgeräte einstellen und überprüfen zu können. Für die Waferkante gibt es derzeit noch keine tauglichen Referenzen und Konzepte, um diese zu erstellen. Im Rahmen dieser Arbeit werden deshalb mehrere Methoden der „definierten“ Defektgenerierung auf der Waferkante, mit Schwerpunkt auf der Laserablation, evaluiert und ein Konzept für die Generierung von Wafern für die Analyse von Messsystemen vorgeschlagen.

Angetrieben wurde/wird die Entwicklung der IC-Fertigung und damit verbunden die Waferinspektion von Moore's Law. Im Jahr 1965 prognostizierte Gordon Moore eine Verdoppelung der Schaltkreise auf einem IC für jedes Jahr [12]. Ab 1975 korrigierte er die Verdoppelung auf alle zwei Jahre [13]. Angelehnt an Moores Law gibt es seit 1994 die International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS), die im folgenden Kapitel beschrieben wird.

2 International Technology Roadmap for Semiconductors

Die International Technology Roadmap for Semiconductors prognostiziert die Anforderungen und notwendigen Entwicklungen der Halbleiterindustrie für die kommenden 15 Jahre [14]. Im Zwei-Jahres-Turnus wird die ITRS von einem internationalem Gremium überarbeitet, im darauf folgenden Jahr aktualisiert und gilt für die gesamte Branche als Richtlinie. Finanziert wird die ITRS von den fünf weltweit führenden Firmen der Chipherstellung aus Europa, Japan, Korea, Taiwan und den Vereinigten Staaten von Amerika. Grundgedanke der ITRS ist es kosteneffektive Verbesserungen für die IC-Hersteller und deren Support zu garantieren. Die Zielvorgaben werden dabei in Form von „Design Rules“ festgelegt, welche Informationen für Dimensions-, Gestaltungs- und Leistungsvorgaben genau definierter Bauteilgenerationen beinhalten. Oftmals bezieht man sich hierfür auf den „DRAM $\frac{1}{2}$ Pitch“ (Dynamic Random Access Memory), der durch die Hälfte des Mitte-Mitte-Abstandes von zwei DRAM Bauteilanschlüssen gegeben ist. Abbildung 2.1 zeigt die Entwicklung und Prognose für diese Größe beginnend im Jahr 2001. Um diese Vorgaben erfüllen zu können müssen sich dementsprechend die Anforderungen an den Wafer verbessern. Wichtige Größen hierfür sind zum Beispiel „Site Flatness“, „Particle Size“, „Nanotopography“ und „Edge Exclusion“.

Da Partikel für die Herstellung integrierter Schaltkreise mit hohen Transistorendichten, auch bekannt unter VLSI (Very-Large-Scale Integration) und ULSI (Ultra-Large-Scale-Integration), die Hauptursache für Ausbeuteverluste darstellen [15, 16], wird die Waferoberfläche schon bei der Waferherstellung auf Partikel geprüft. Die detektierbare Größe der Partikel wird dabei von der ITRS in Äquivalenten von Polystyrol-Latex-Kugeln (PSLs) angegeben. Beispielsweise für 2011 ist die detektierbare Größe von Partikeln auf der Wafervorderseite mit 45 nm angegeben, wobei vom Streuverhalten von 45 nm PSLs ausgegangen wird. Verbunden mit den immer strenger werdenden Vorgaben der ITRS für die Substrate werden auch die Messgeräte kontinuierlich weiterentwickelt. Dies wird auch in der ITRS festgelegt bzw. werden Lösungen für

Messmethoden der nächsten Messgeräte-Generation vorgeschlagen um die angegebenen Ziele zu erreichen.

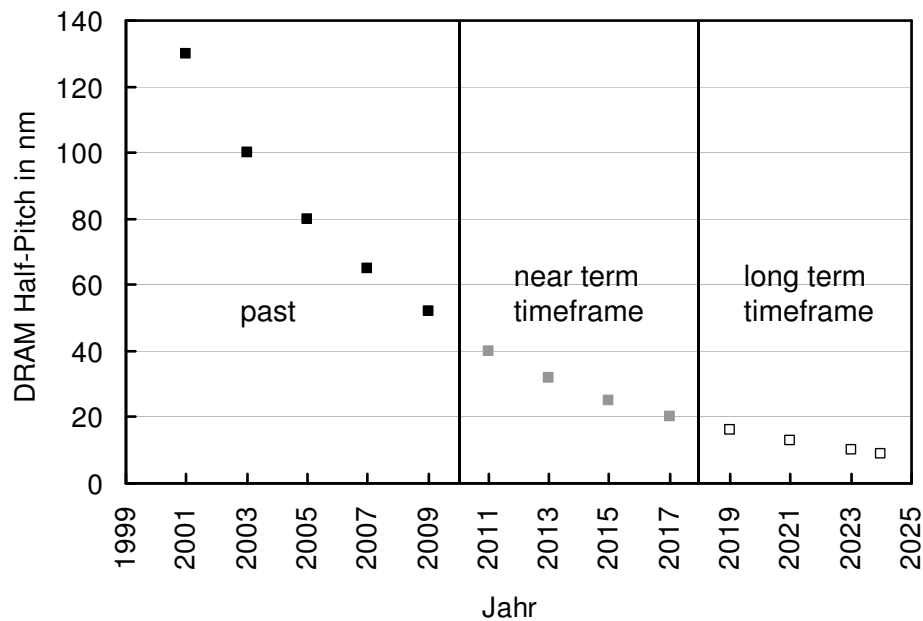


Abbildung 2.1 – Entwicklung des DRAM Half-Pitch von 2001-2024 nach [14].

Für die Kanteninspektion an unstrukturierten Wafern sind in der ITRS keine konkreten Angaben bezüglich Detektierbarkeit von Defekten angegeben. Auch eine Referenz für Defekte ist hier nicht aufgelistet. Erst für beschichtete Wafer werden in der ITRS wieder Angaben bzgl. der Sensitivität bezogen auf PSLs gemacht, die für das Jahr 2011 mit 1120 nm PSL-Größe [17] angegeben ist. Diese Vorgabe wird derzeit von nur wenigen Kanteninspektionsgeräten erfüllt und stellt eine große Herausforderung dar. Festzuhalten ist, dass es derzeit keine Standards auf der Kante gibt, die für eine Analyse von Messsystemen, auf englisch „Measurement System Analysis“ (MSA), geeignet sind. Die wesentlichen Inhalte der MSA und die Anforderungen an die Standards auf der Kante sind in Kapitel 4 erklärt.

3 Die Waferkante

Die Waferkante stellt sowohl bei der Waferherstellung als auch beim Prozessieren von Halbleiterbauelementen aufgrund von Kontaktierung im Randbereich einen kritischen Bereich dar. Aus diesem Grund werden die Waferkanten bereits nach dem Sägen der Scheiben aus dem Kristall im Anschluss an das „Grinding“ (Schleifen) mit einer konkaven Diamantfräse verrundet. Durch die verrundete Kante wird die Beständigkeit gegenüber Stößen und sonstigen mechanischen Einwirkung erhöht und somit die Entstehung von mechanischen Defekten stark reduziert. Zusätzlich verhindert eine definierte Kantenverrundung die Ausbildung einer dickeren Epitaxieschicht im Randbereich (Randwulst), die sich negativ auf spätere Lithographie auswirken kann [18]. Typischerweise gibt es für die Verrundung standardisierte Vorgaben (SEMI-Standards (Semiconductor Equipment and Materials International) [10]), die für bestimmte Anwendungen auch modifiziert sein können.

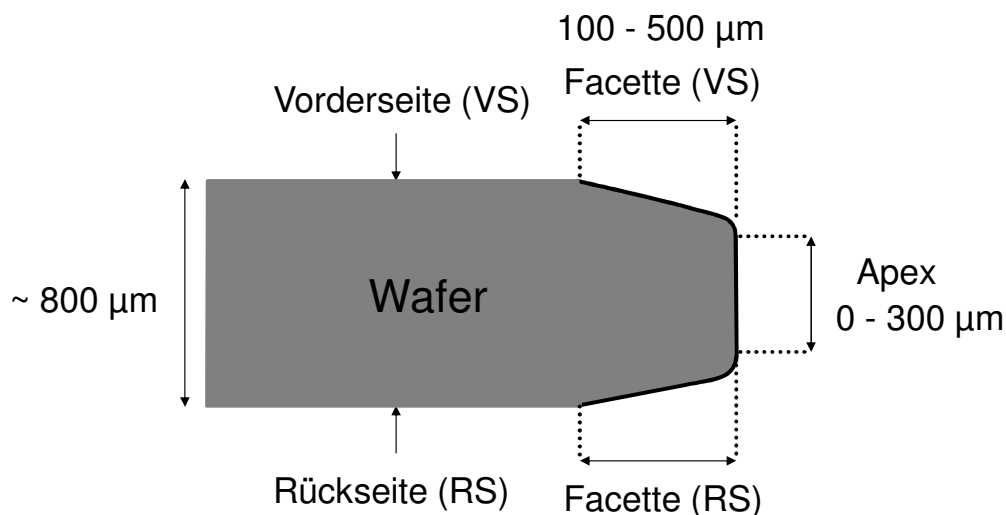


Abbildung 3.1 – Schematische Form der Waferkante: Die Kante ist in Facetten (VS & RS) und Apex unterteilt. Die Facetten liegen, je nach Verrundung, im Bereich von 100 - 500 µm, der Apex nimmt Größen bis zu 300 µm an.

Abbildung 3.1 zeigt die Unterteilung der Waferkante in Facetten (VS & RS) und Apex. In diesem Fall ist der Apex sehr ausgeprägt, was beispielsweise für das Polieren von Wafern von Vorteil ist, jedoch die Stoßfestigkeit verringert. Für 300 mm Wafer mit einer Waferdicke von $775\text{ }\mu\text{m} \pm 20\text{ }\mu\text{m}$ bewegen sich nach SEMI M73 [9] die Facettengrößen zwischen 214 - 355 μm , der Apex nimmt Größen zwischen 167 und 299 μm an.

3.1 Defektentstehung bei der Waferherstellung und deren Auswirkungen

In diesem Abschnitt soll kurz auf die wichtigsten Defektarten und deren Auswirkungen bei der Waferherstellung, die auch für die Kanteninspektion relevant sind, eingegangen werden. Ziel der Waferhersteller ist es, möglichst defektfreie Wafer an den Kunden auszuliefern. Realistisch betrachtet gibt es jedoch immer Defekte auf einem Wafer, die unterschiedliche Auswirkungen auf die weitere Prozessierung haben. Allgemein beinhaltet jeder Prozessschritt bei der Waferherstellung Defektquellen. Angefangen vom Kristallziehen, wo so genannte „Bulk Defects“ (Volumendefekte) ihren Ursprung haben, bis zum Polieren oder Epitaxieren des fertigen Wafers. Für die Einteilung der Defekte gibt es unterschiedliche Möglichkeiten, wie z.B. nach Prozessschritt, Größe, Messmethode der Detektion oder der Wechselwirkung mit dem Substrat. Übergreifend sind dabei Defekte/Kontaminationen, die durch Produktions- und Messgerätschaften, durch Reinstmedien wie Gase, Reinstwasser und Prozesschemikalien zur Reinigung, durch den Menschen und durch luftgetragene molekulare Verunreinigungen verursacht werden [5, 19]. Insgesamt gesehen können alle Defekte, abhängig von deren Größe und Anzahl zu Einbußen in der Ausbeute führen. Einige IC-Hersteller schätzen, dass 30 % oder mehr aller „kritischen Defekte“ (Defekte die zum Ausfall führen) auf dem Wafer ihren Ursprung auf der Kante haben [2]. Partikel neigen beispielsweise dazu, sich in Kantendefekten wie Kratzern, Ausbrüchen oder in Rauigkeiten anzusammeln und agieren im weiteren Produktionsverlauf als Kontaminationsquellen, was bei der Chipherstellung Ausbeuteverluste zur Folge haben kann [20]. Großes Augenmerk wird bei der Kanteninspektion deshalb auf Ausbrüche, Risse, Kratzer und Kontamination jeglicher Art gelegt, die im Folgenden genauer betrachtet werden. Auf die Auswirkungen der Defekte wird am Ende dieses Kapitels eingegangen.

3.1.1 Partikel

Da Partikel die Hauptursache für Ausbeuteverluste bei der Chipherstellung darstellen, werden die letzten Prozessschritte bei der Waferherstellung in einer kontrolliert sauberen Umgebung (Reinraum) [21, 22], in welcher regelmäßig die Partikelkonzentration bestimmt wird und Druck, Temperatur und Feuchtigkeit geregelt sind, durchgeführt. Eingeteilt sind die Reinräume nach unterschiedlichen Reinheitsklassen, die in ISO 14644 (International Organization for Standardization) spezifiziert sind. Genaue Vorgaben legen fest, welche Anzahl von Partikeln bestimmter Größe in einem Kubikmeter Luft enthalten sein dürfen (siehe Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1 – Ausgewählte Luftreinheitsklassen nach [23].

ISO Klassifizierung (N)	Maximale Konzentrationsgrenzen (Partikel/m ³)					
	0.1 µm	0.2 µm	0.3 µm	0.5 µm	1 µm	5 µm
ISO Klasse 1	10	2				
ISO Klasse 2	100	24	10	4		
ISO Klasse 3	1 000	237	102	35	8	
ISO Klasse 4	10 000	2 370	1 020	352	83	
ISO Klasse 5	100 000	23 700	10 200	3 520	832	29
ISO Klasse 6	1 000 000	237 000	102 000	35 200	8 320	298
ISO Klasse 7				352 000	83 200	2 930
ISO Klasse 8				3 520 000	832 000	29 300
ISO Klasse 9				35 200 000	8 320 000	293 000

Weiter zeigt Abbildung 3.2 hierzu die Separierung des Wafers in der Endfertigung von der Umwelt. Das Produktionsequipment hält die höchste Reinheitsstufe und Luft aus dem umgebenden Reinraum kann nur über Filter in das Gerät gelangen. Der Reinraum selbst ist wiederum durch eine Reihe von Filtereinheiten von Gebäude und Außenwelt getrennt. Hauptsächlich verursachen deshalb, neben vielen potentiellen Kontaminationsquellen außerhalb der Produktionsgeräte, die Gerätschaften und die Prozessschritte selbst den größten Ausbeuteverlust durch Partikel, die sich wie folgt einteilen lassen [15, 24]:

Mechanischen Ursachen:

- Wafertransport und -handling
- Drehen von Achsen (z.B. für Waferrotation)

- Pumpen und Saugen von Luft
- Ventile

Produktionsabläufe (und die dazugehörigen Produktionsmedien):

- Epitaxieren
- Chemisch Mechanisches Polieren (CMP)
- Reinigungsvorgänge

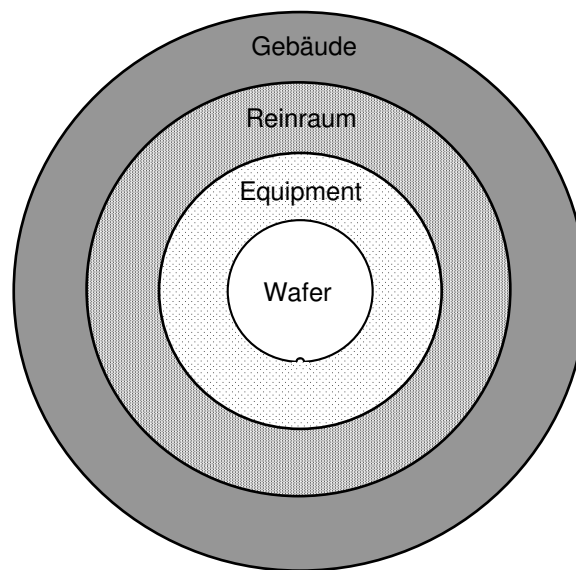


Abbildung 3.2 – Reinheitsumgebung Wafer in der Endfertigung nach [15].

Oben genannte Partikelverursacher bei der Waferherstellung, aber auch Prozesse der Chipfertigung, werden bis heute genauestens untersucht und nach Möglichkeiten der Verbesserung gesucht. Beispielsweise wurde kürzlich die Partikelentstehung in Transporthorden festgestellt, welche durch eine Ausgasungsphase reduziert werden kann [25]. Horden dienen der Lagerung und dem Transport von Wafern und fixieren diese durch Klemmen am Rand (siehe Abbildung 3.3). Weiter wurden der Einfluss von Partikeln in hochreinem Prozesswasser [26], die Reinheit von Prozessequipment [27] sowie die Erzeugung von Partikeln durch Plasma [28] untersucht. Dazu werden die Reinigungsprozesse selbst kontinuierlich weiterentwickelt und optimiert [29–32].

Außerhalb der Produktionsgerätschaften ist der Mensch die größte Verunreinigungsquelle. Partikel werden hauptsächlich durch Ausatmen, abgestoßene Haare und Wimpern sowie abgestorbene Haut erzeugt. Aus diesem Grund ist in Reinräumen spezielle Kleidung vorgeschrieben, welche die gerade genannten Quellen einschränkt und die Partikelerzeugung auf ein Minimum reduziert. Dennoch werden von der Reinraumkleidung selbst, insbesondere bei Bewegung, Partikel erzeugt [21, 22, 33].

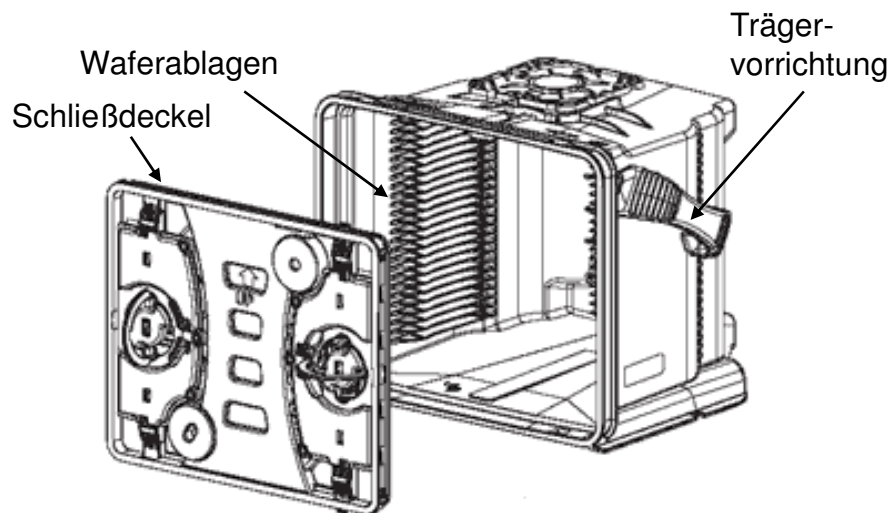


Abbildung 3.3 – Vorderansicht einer Waferhorde [34].

3.1.2 Rückstände und Abdrücke

Rückstände können entstehen, wenn im Prozess verwendete Chemikalien nicht gänzlich durch einen Reinigungsvorgang vom Wafer entfernt werden oder auch durch die Reinigung selbst. Dabei bleiben nach dem Trocknungsvorgang nicht flüchtige Rückstände auf dem Wafer zurück [35]. Ein typisches Beispiel sind sog. „Watermarks“, die aufgrund der Bildung und Lösung von Siliciumdioxid während des Spülvorgangs entstehen:



Die Bildung von Watermarks kann durch die Nutzung von Stickstoff gesättigtem Wasser bei einem niedrigen pH-Wert während des Spülvorgangs unterdrückt werden [5, 36].

Eine weitere Ursache für die Bildung von Abdrücken stellen die Greifer und die Kantenfixierungen in Transporthorden dar, wobei es hier auch zusätzlich zu Partikelbildung kommen kann. Durch den physikalischen Kontakt kommt es zu abrasiver und adhäsiver Abnutzung wodurch weiches Material von Greifern und Fixierungen auf die Kante übertragen wird [5].

3.1.3 Ausbrüche, Risse und Kratzer

Ausbrüche („Chipouts“), Risse und Kratzer an oder direkt auf der Waferkante werden hauptsächlich durch den Kontakt der Kante mit Maschinenteilen verursacht, wie zum Beispiel durch Hantieren oder Lagern bzw. Transport in Horden. Der Kontakt auf der Kante bewirkt lokale Spannungserhöhungen, die in Kombination mit bereits vorhandenen Kristalldefekten oder Kontaminationen zu Ausbrüchen, Rissen und Kratzern führen können. Um diesen Defekten vorzubeugen, wird die Kante nach vorgegebenen Richtlinien [10] verrundet und somit die Entstehung von Ausbrüchen und Rissen auf ein Minimum reduziert [37]. Ein Zusammenhang zwischen verschiedenen Kantengeometrien und deren mechanischer Festigkeit wurde von Chen *et al.* [38, 39] gezeigt.

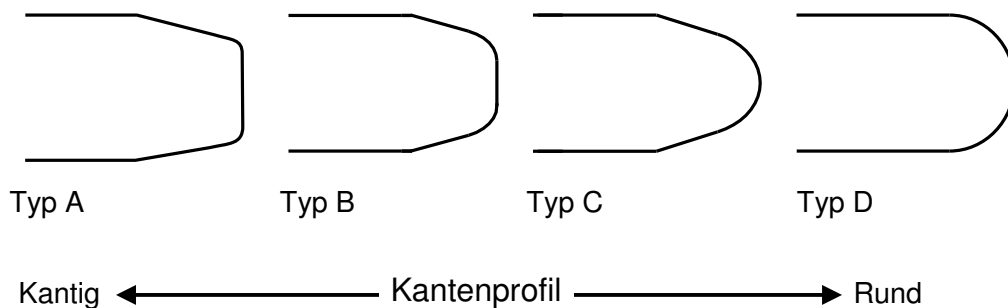


Abbildung 3.4 – Verschiedene Kantenverrundungen für die Fallversuche und Produktionstests [38, 39].

Dabei wurden Fallversuche von 200 mm Scheiben mit vier verschiedenen Kantenprofilen (siehe Abbildung 3.4) ausgewertet. Weiter wurde für die unterschiedlichen Kantengeometrien die Bruchhäufigkeit in der Produktion festgehalten. Für die Fallversuche ist ein Anstieg der Bruchenergie von einem scharfkantigen Kantenprofil zu runderen Kantenprofilen (von Typ A nach Typ D) erkennbar. Weiter zeigen die Ergebnisse eine nahezu dreifach geringere Bruch-

häufigkeit von Typ D im Vergleich zu Typ A in der Produktion [38, 39]. Auf der anderen Seite ermöglicht ein kantiges Profil, dass der Wafer leichter sicher an der Kante fixiert werden kann, was beispielsweise für Handling und Messungen mit Randgreifung wichtig ist. Deshalb werden Kompromisse eingegangen und Wafer des Typ D sind in der Regel (außer zu Versuchszwecken) nicht erwünscht.

3.1.4 Auswirkungen

Partikel können auf mehrere Weise zu Ausbeuteverlusten führen. Bei der Strukturierung können diese zu offenen (Open Circuits) und kurzgeschlossenen (Short Circuits) Schaltkreisen führen. Dabei fehlen aufgrund der Partikel Verbindungen bzw. werden zusätzliche Verbindungen geschaffen und das Bauteil wird dadurch unbrauchbar [16]. Der Einfluss von Rückseitenpartikeln auf die Vorderseitentopografie war in der Vergangenheit lange Zeit unklar und wurde im Jahr 2005 von Bearda *et al.* nachgewiesen. Dabei zeigte sich, dass die Auswirkung sehr viel geringer als der bis dahin angenommene Einfluss ist [40].

Rückstände auf der Waferkante können aufgrund des Kontakts mit Greiferelementen auf weitere Stellen und andere Wafer übertragen werden und Abrücke generieren, die auch als Querkontamination bezeichnet werden. Zudem können Transporthorden auf diese Weise an den Kontaktpunkten kontaminiert werden und diese auf weitere Wafer übertragen [20].

Ausbrüche und Risse können mechanische Spannungen im Material verursachen, die einen Waferbruch einleiten oder plastische Verformung und Gleitversetzungen während thermischer Prozesse begünstigen [18]. Verglichen mit den Auswirkungen von Partikeln kommt es sehr selten zu einem Waferbruch, jedoch sind die Kosten weitaus höher. Die Kosten bei einem Ausfall durch einen Waferbruch belaufen sich auf das Vielfache des eigentlichen Waferwertes. Ausschlaggebend für die hohen Kosten sind vor allem die Ausfallzeiten der Gerätschaften und die Ursachenforschung [38]. Versuche über den Zusammenhang von Defekten wie Ausbrüche, Risse oder Kratzer auf der Kante und den Auswirkungen auf die Bruchhäufigkeit bzw. die Bruchfestigkeit von Wafern wurden bisher nicht veröffentlicht. Nur eine Veröffentlichung aus dem Jahr 1996 von Seong-Min Lee *et al.* behandelt die Bruchfestigkeit von Halbleiterbauelementen in Abhängigkeit von deren Rückseitenbeschaffenheit, Dicke und Größe [41]. Des Weiteren sind Ausbrüche, Risse und Kratzer potentielle Partikelquellen, da sich an diesen Stellen die Partikel bevorzugt ansammeln und im weiteren Prozessverlauf wieder abgegeben werden können [20].

3.2 Defektdetektion auf der Waferkante

Neben der abschließenden Oberflächeninspektion hat man im Jahr 2000 mit der Entwicklung einer automatisierten Inspektion der Waferkante begonnen [11]. Von großer Bedeutung sind Defekte die zum Waferausfall führen können (kritische Defekte). Diese kritischen Defekte sind hauptsächlich Risse, Ausbrüche und Kratzer - letztere speziell auf der Wafervorderseite. Dazu kommen Partikel, Abdrücke, Rückstände und sonstige Abnormalitäten jeglicher Art. Zum einen vermeidet das Aussortieren kritischer Defekte Ausbeuteverluste (z. B. durch Waferbruch) beim Kunden, zum anderen erlaubt eine Überwachung von Defekten auf der Kante es Rückschlüsse auf ungewollte Veränderungen einzelner Prozessschritte zu machen. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Querkontamination. Da bei 300 mm Wafern Vorder- und Rückseite poliert werden, findet der Kontakt bevorzugt auf der Kante statt, weswegen die Kantenproblematik für die großen Wafer besonders gravierend ist [20].

3.2.1 Methoden der Defektdetektion

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen zwei Methoden der Defektdetektion auf der Kante, die Detektion durch bildgebende Systeme und die Detektion durch Laser.

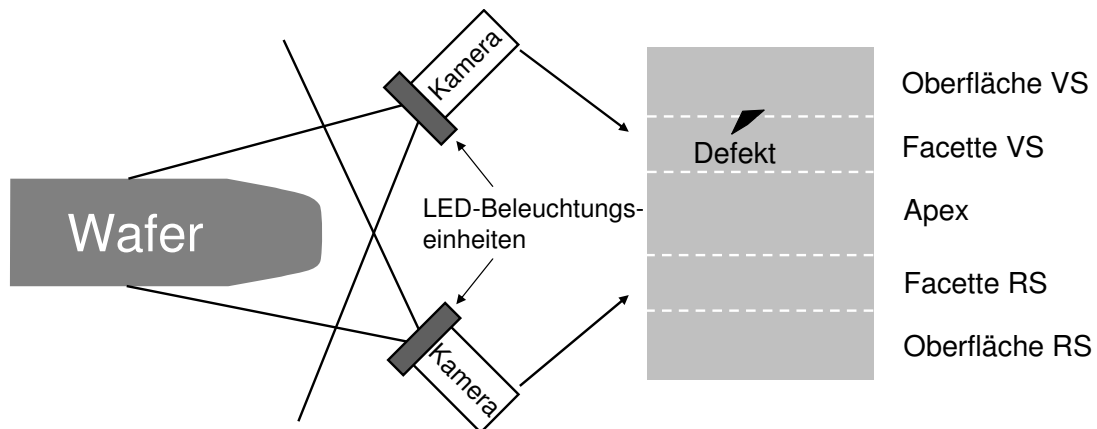


Abbildung 3.5 – Prinzip eines optischen Kanteninspektionssystems. Beleuchtung durch LEDs je nach Hell- bzw. Dunkelfeld aus verschiedenen Winkeln nach [42].

In Abbildung 3.5 ist das Prinzip eines bildgebenden Kanteninspektionssystems dargestellt. Während der Wafer rotiert wird die Kante mit Hilfe von LEDs (Light Emitting Diodes) beleuchtet und reflektiertes oder gestreutes Licht von zwei Kameras aufgenommen. Je nach Art

der Beleuchtung kann die Kante im Hell- oder Dunkelfeld betrachtet werden. Im Hellfeld ist die Beleuchtung so eingestellt, dass reflektiertes Licht der Kantengrundstruktur detektiert wird. Abweichende Strukturen und Defekte erscheinen intensitätsschwächer. Im Dunkelfeld hingegen wird das reflektierte Licht der Kantengrundstruktur nicht detektiert. Nur Defekte oder abweichende Strukturen mit einer erhöhten Intensität sind sichtbar. Das entstehende Abbild der Kante besteht aus der Überlappung zweier Kamerabilder, wobei die erste Kamera Vorderseite (VS) und Apex, die zweite Kamera Rückseite (RS) und Apex aufnimmt. [42]

Optional werden auch mehrere Kameras verwendet, um auf Flächen, Facetten und Apex fokussieren zu können. Nachteilig sind die dabei entstehenden großen Datenmengen.

Bei der Inspektionsmethode mit Laser rotiert der Wafer und das Bild wird zeilenweise aufgebaut. Die Firma *KLA-Tencor* verwendet in diesem Zusammenhang eine mobile Einheit aus Laser und Detektoren, welche um die Kante fährt. Dadurch ist nur eine Laser-Detektionseinheit notwendig. Zudem ist ein konstanter Einfallswinkel des Lasers auf die Probe gewährleistet [43, 44].

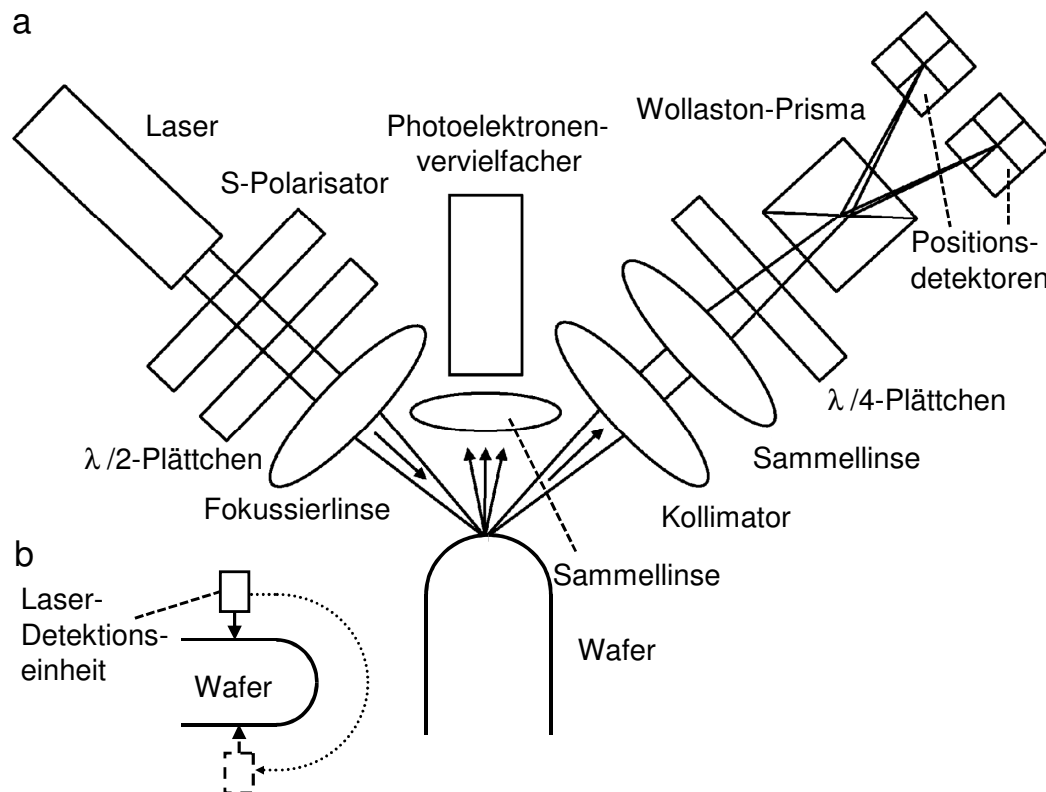


Abbildung 3.6 – (a) Räumliche Anordnung der Laserdiode und Detektoren (b) Prinzip eines Laser basierenden Kanteninspektionssystems der Firma KLA-Tencor [43].

Abbildung 3.6 (b) zeigt hierzu das Prinzip des Kanteninspektionsgerätes „VisEdge“ der Firma *KLA-Tencor*. Die Laser-Detektionseinheit ist in Abbildung 3.6 (a) gezeigt. Ausgehend von einer Laserquelle durchläuft Licht der Wellenlänge 405 nm oder 635 nm einen optionalen p-Polarisator um die Polarisationsqualität zu verbessern. P-polarisiert bedeutet, dass die elektrische Komponente des Lichts in der Ebene der Ausbreitungsrichtung (parallel) schwingt. Ein $\lambda/2$ - Plättchen ermöglicht die Drehung der p-polarisierten Welle in beliebige Winkel. Anschließend wird der Strahl auf die Probe fokussiert. Gestreutes Licht wird über eine Sammellinse fokussiert und von einem Photoelektronenvervielfacher (PMT) detektiert. Reflektiertes Licht wird über zwei weitere Linsen (Kollimator und Sammellinse) in einem Wollaston Prisma gebündelt, wobei das einfallende Licht in zwei zueinander senkrecht linear polarisierte Strahlen aufgeteilt wird [45]. Intensität und Position der beiden Strahlen werden jeweils mit einem Positionsdetektor analysiert. Aus der Summe der beiden Intensitäten erhält man die Gesamtintensität des von der Probe reflektierten Strahls. Die Differenz der beiden Intensitäten ist proportional zum Kosinus der Phasendifferenz. Optional wird zwischen den Linsen und dem Wollaston Prisma noch ein $\lambda/4$ - Plättchen eingebracht. Damit ist es möglich die Sensitivität bzgl. magnetischer Eigenschaften der Probenoberfläche zu optimieren. [43]

3.2.2 Bildverarbeitung

Das Ergebnis beider Inspektionsmethoden ist ein Rohdatenfilm, das heißt ein Abbild der Kante in unbearbeitetem Zustand. Erst durch eine weiterverarbeitende Auswertung können Defekte als solche klassifiziert werden. Für die Klassifizierung gibt es generell zwei verschiedene Ansatzweisen. Zum einen durch eine Einordnung anhand fest vorgegebener Parameter wie z. B. Fläche, Höhe, Breite, Intensität usw. oder durch künstliche neuronale Netzwerke. Auch hier gibt es Parameter, die jedoch nicht eindeutig festgelegt sind, sondern durch „Lernvorgänge“ des Netzwerkes veränderlich sind. Ausgehend von den Rohdaten ist es oftmals sinnvoll, Defekte durch eine Grenzwertvorgabe der Intensität (Threshold) von den für die Auswertung nicht benötigten Informationen und dem Hintergrundrauschen zu trennen. Im Dunkelfeld bedeutet dies bei einer Threshold von 150, dass nur Intensitäten größer gleich 150 als Defekt detektiert werden. Aus diesen Informationen entsteht eine sogenannte „Binary Map“, auf der es nur zwei Arten von Pixeln gibt, Defekt oder Nicht-Defekt. Anschließend werden die Defektpixel für eine Klassifizierung herangezogen. Aufgrund der großen Vielfalt von Defekten auf der Waferkante stellt dies neben der Detektion die größte Herausforderung dar. [43]

4 Analyse von Messsystemen

Wichtig für Messsysteme jeglicher Art ist der Bezug auf eine bestimmte Größe, den sog. Standard, um eine Bewertung des Messgerätes, einen Vergleich zwischen Messgeräten oder eine Kalibrierung/Justage durchführen zu können. Die Analyse von Messsystemen (MSA) ist eine gebräuchliche Methode zur Überprüfung der Tauglichkeit von Messsystemen für einen definierten Inspektionszweck anhand vorgegebener Kriterien [46, 47], die folgend erklärt werden.

4.1 Konzepte

Im Allgemeinen kann in fünf verschiedene Messabweichungen unterteilt werden: Systematische Messabweichung, Wiederholbarkeit (Repeatability), Vergleichbarkeit (Reproducibility), Stabilität (Stability) und Linearität (Linearity), die an dieser Stelle nach [48] definiert werden.

1. Die Systematische Messabweichung beschreibt die Differenz zwischen dem beobachteten Mittelwert der Messungen und dem Richtigen Wert. Der Richtige Wert, auch bekannt unter dem Namen vereinbarter Referenzwert oder Bezugswert, ist ein Wert, der als vereinbarte Referenz für die gemessenen Werte dient und den wahren Wert repräsentiert. Einen sog. Richtigen Wert erhält man, indem man aus einer Reihe von Messungen mit kalibrierten Messgeräten einer höheren Hierarchieebene (zum Beispiel Messlabor oder kalibrierte Geräte) den Mittelwert berechnet. Eine systematische Messabweichung resultiert z. B. aus einer fehlerhaften Kalibrierung. Sie wird oftmals als „Genauigkeit“ (Accuracy) bezeichnet. Da der Begriff „Genauigkeit“ in der Literatur verschiedene Bedeutungen hat, wird dessen ersatzweise Verwendung für „Systematische Messabweichungen“ nicht empfohlen.

2. Die Wiederholbarkeit (Repeatability) gibt die Streuung der Messwerte an, die sich bei wiederholten Messungen durch denselben Prüfer mit derselben Geräteausstattung bei der Messung eines identischen Merkmals am selben Teil ergibt.
3. Vergleichbarkeit (Reproducibility) gibt die Streuung der Mittelwerte der Messwerte an, die sich durch verschiedene Prüfer mit derselben Geräteausstattung bei der Messung eines identischen Merkmals am selben Teil ergeben.
4. Stabilität (Stability) oder Drift gibt die Gesamtstreuung der Messergebnisse an, die sich im Messsystem ergibt, wenn ein identisches Merkmal über einen ausgedehnten Zeitraum am selben Referenzmuster oder Referenzteil gemessen wurde.
5. Linearität (Linearity) ist die Differenz der Werte der Systematischen Messabweichung innerhalb des erwarteten Arbeitsbereiches (Messbereiches) des Messmittels.

4.2 Anforderungen an standardisierte Defekte auf der Waferkante

Um die im Kapitel 4.1 definierten Messabweichungen bestimmen zu können, bedarf es der Verwendung von definierten Defekten, das heißt einer Basis, welche einer Analyse von Messgeräten standhält. Die derzeit in der Oberflächeninspektion verwendeten PSL-Kugeln stellen für die Kante keine Lösung dar, da diese nicht auf dem Wafer fixiert sind und der Wafer hauptsächlich an der Kante kontaktiert wird (Transport und Handling). Dadurch werden die Kalibrierwafer untauglich und es kommt zudem zu einer Querkontamination. Die Anforderungen an die Standards auf der Kante sind durch folgende Punkte festgelegt:

- Generierte Defekte auf der Kante müssen für Kanteninspektionsgeräte **detektierbar** sein.
- Die **Vergleichbarkeit** (gemessener Unterschied) zwischen den Defekten muss gegeben sein. Im Idealfall sind die Messabweichungen der Defekte unterhalb der Messabweichungen des Inspektionsgerätes. Andernfalls kann durch eine Qualifikation der Defekte eine Vergleichbarkeit hergestellt werden.

- Standards auf der Waferkante sollten **kontaminationsfrei** (keine potentiellen Quellen für Kontaminationen) sein.

Speziell die beiden ersten Anforderungen stellen für die Defektgenerierung auf der Kante das Hauptkriterium dar. Während sich die Detektierbarkeit leicht durch Messen feststellen lässt, wird die Vergleichbarkeit über eine Varianzanalyse ermittelt und bewertet.

Mehrere Methoden der Generierung von möglichen „Standards“ auf der Kante wurden in dieser Arbeit betrachtet und evaluiert, wobei letztendlich der Fokus auf die Laserablation gelegt wurde. Die Grundlagen der Laserablation von Silicium werden im folgenden Kapitel beschrieben. Alternative Methoden der Defektgenerierung auf der Waferkante werden in Kapitel 10 diskutiert.

5 Grundlagen Laser

Die Grundlagen des Funktionsprinzips und der Aufbau eines Lasers werden an dieser Stelle vorausgesetzt. Nachgelesen werden können diese beispielsweise in „Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen“ [49] oder in „Materialbearbeitung mit Lasern“ [50]. Im Folgenden wird kurz auf den Neodymlaser, die Pulserzeugung und den akustooptischen Modulator eingegangen.

5.1 Festkörperlaser – Neodymlaser

Einer der heute wichtigsten Festkörperlaser ist der Neodymlaser, der bereits im Jahr 1964 entdeckt wurde [51].

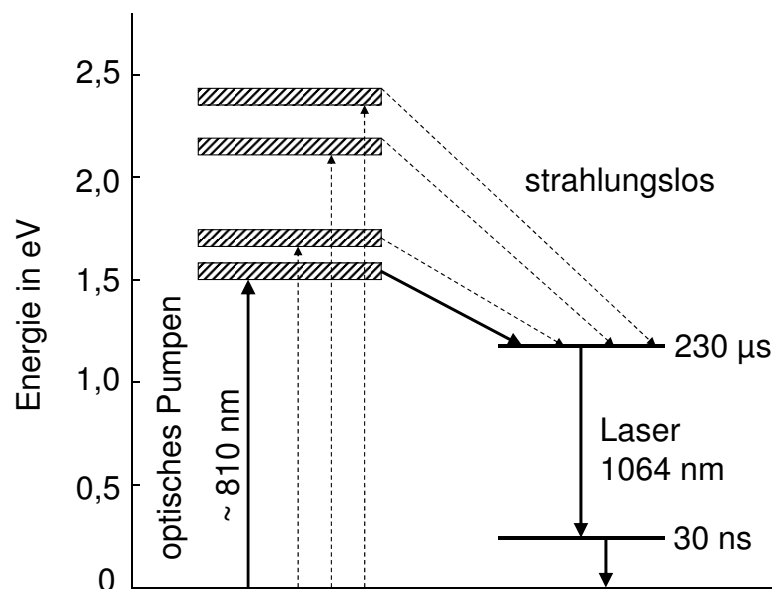


Abbildung 5.1 – Energieniveaus eines Nd:YAG-Lasers. Lampengepumpt: alle dargestellten Übergänge; Diodengepumpt: nur fett dargestellte Übergänge [49].

In dieser Arbeit wurde ein Nd:YAG-Laser verwendet, dessen Festkörperkristall aus $\text{Y}_5\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG = Yttrium Aluminium Garnet) besteht, wobei Yttrium teilweise mit Neodym (Nd) ersetzt ist. In der Regel liegt das Verhältnis Nd zu Y bei 1 zu 100. Erzeugt wird die Laserstrahlung von den im Wirtsgitter eingebauten Nd^{3+} -Ionen über ein in Abbildung 5.1 dargestelltes Vierniveau-System.[49]

Die Anregung des aktiven Mediums erfolgt optisch, entweder durch Lampen oder mit Laserdioden bei 808 nm. Beide Lasertypen wurden in dieser Arbeit verwendet. Der Vorteil eines diodengepumpten Lasers liegt vor allem im höheren Wirkungsgrad verglichen zu den lampengepumpten Lasern. Absorptionsmaxima können gezielt angesprochen werden. Das aktive Medium in lampengepumpten Lasern wird hingegen über ein breites Spektrum angeregt wovon der Großteil in Wärme umgewandelt wird, die wiederum durch externe Kühlung abgeführt werden muss. [49, 50]

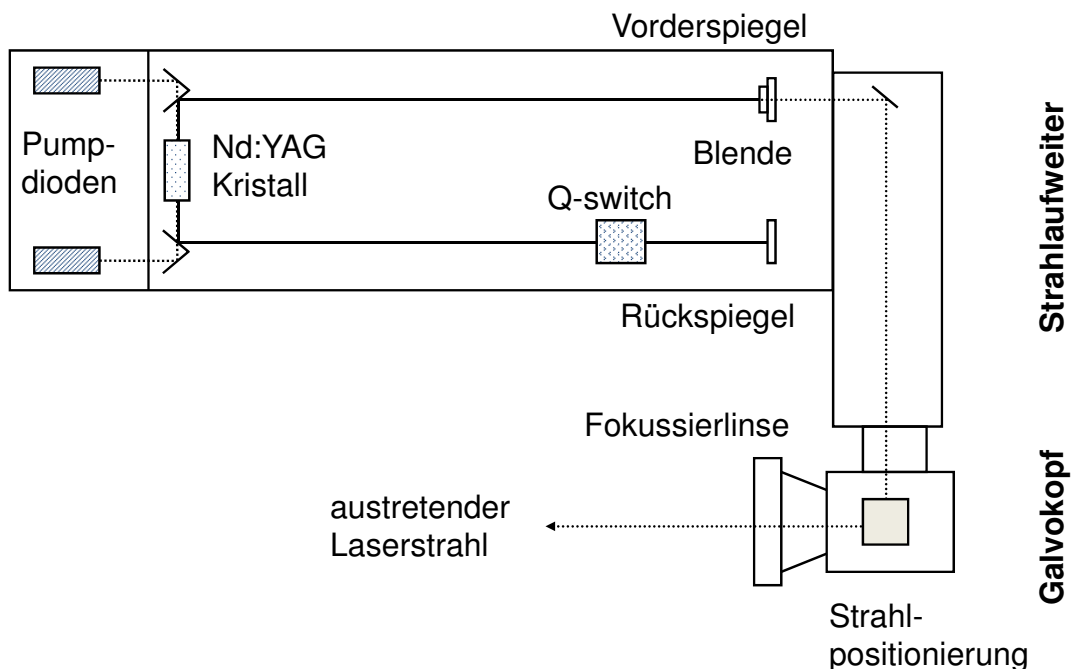


Abbildung 5.2 – Laservorrichtung für die Ablation nach [52].

In Abbildung 5.2 ist der Aufbau der für die Generierung von Kantendefekten verwendeten Laservorrichtung bei der *Siltronic AG* schematisch dargestellt. Über zwei Pumpdioden wird der Kristall angeregt. Die austretende Laserstrahlung wird über zwei Spiegel um 90° umgelenkt und läuft zwischen den beiden Spiegeln hin und her. Zusätzlich ist ein Güteschalter (Q-switch) (AOM siehe Abschnitt 5.3) in den Lasergang eingebracht, über den die Güte des Resonators geregelt wird. Die aus dem Laser austretende Strahlung wird erneut umgelenkt, aufgeweitet

nochmals umgelenkt und über einen sog. Galvokopf positioniert und fokussiert. Die Positionierung des Strahles erfolgt innerhalb des Galvokopfes über zwei in x- bzw. y-Richtung steuerbare Spiegelgalvanometer (daher der Name Galvokopf). Eine zusätzliche Linse ermöglicht die Fokussierung auf die Probe. [52]

5.2 Pulsbetrieb

Eine Vielzahl an Lasern kann aufgrund der hohen Wärmebelastung nicht im Dauerstrichbetrieb eingesetzt werden. Zudem gibt es mehrere Anwendungen, die extrem kurze Pulse oder Pulse mit hoher Spitzenleistung erfordern [53–56]. Im Folgenden soll kurz auf einige wichtige Möglichkeiten der Pulsgenerierung eingegangen werden.

In realen Resonatoren kommt es zu Energieverlusten, die für den Pulsbetrieb gezielt genutzt werden können. Eine Verringerung der Güte bzw. Erhöhung der Verluste des Resonators vergrößert den Laserschwelldwert und ermöglicht dadurch stärkere Überbesetzungen des Laserausgangsniveaus. Wird die Güte des Resonators im Falle starker Überbesetzung erhöht, so ist die Verstärkung in diesem Augenblick sehr viel größer als die Verluste und große Energiemengen werden in relativ kurzer Zeit freigesetzt. Dabei gibt es verschiedene Methoden die Verluste eines Resonators zu steuern. Eine sehr einfache Möglichkeit besteht darin, die absorbierenden Eigenschaften sättigbarer Lösungen zu nutzen. Eine Farbstofflösung ist bis zu einer bestimmten Lichtintensität I_g für die Laserstrahlung undurchlässig und somit wird das Anschwingen des Lasers unterdrückt. Wird I_g überschritten, so wird die Lösung transparent, die Güte erhöht sich und ein Puls wird abgegeben. [50]

Weiter kann die Güte des Resonators einfach über einen rotierenden Resonatorspiegel reguliert werden, der in einer Achse senkrecht zum Lichtweg rotiert. Erst wenn die Normale des Spiegels parallel zur Laserachse ist, erhöht sich die Güte und die Energie wird frei. Wesentlich aufwendiger sind aktive optische Methoden, die elektrooptische (Pockelseffekt [57], Kerreffekt [58–60]), magnetooptische (Farradayeffekt [61]) oder akustooptische Effekte (Braggeffekt) nutzen. Dabei werden durch elektrische Felder, magnetische Felder oder Schallwellen die optischen Eigenschaften des aktiven Mediums und folglich die Güte beeinflusst. Diese Methoden erlauben wesentlich kürzere Pulsdauern < 1 ns und sind, verglichen mit den mechanischen Methoden, präziser steuerbar. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Pulse direkt auszukoppeln. Die Energie wird dabei nicht durch Überbesetzung im Laserausgangs-

niveau gespeichert, sondern in Form von Lichtenergie im Resonator aufgebaut. Durch einen Ablenker im Resonator (z. B. akustooptisch) können kurze Pulse erzeugt werden. [49, 50]

Für die Pulsgenerierung im Femtosekundenbereich ist die sog. Modenkopplung von Bedeutung. Die im Resonator auftretenden longitudinalen Moden koexistieren im Normalfall zeitlich unabhängig voneinander und weisen eine zeitabhängige, statistische Phasendifferenz auf. Wird die Güte des Resonators auf den Frequenzabstand $\nu = c/(2 \cdot L \cdot n)$ (L = Länge des Resonators, n = ganze Zahl) moduliert, so nimmt die Lichtwelle im Resonator die Form eines hin- und herlaufenden Impulses an – kurze Pulse mit Frequenz bis in den fs-Bereich entstehen. [49, 50]

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete Laser nutzt für die Gütesteuerung einen akustooptischen Modulator (AOM), auf den im Folgenden genauer eingegangen werden soll.

5.3 Akustooptischer Modulator

Ein akustooptischer Modulator besteht im Wesentlichen aus einem, für die Laserwellenlänge transparenten optischen Kristall, in den über einen piezoelektrischen Überträger eine Ultraschallwelle eingekoppelt wird (siehe Abbildung 5.3).

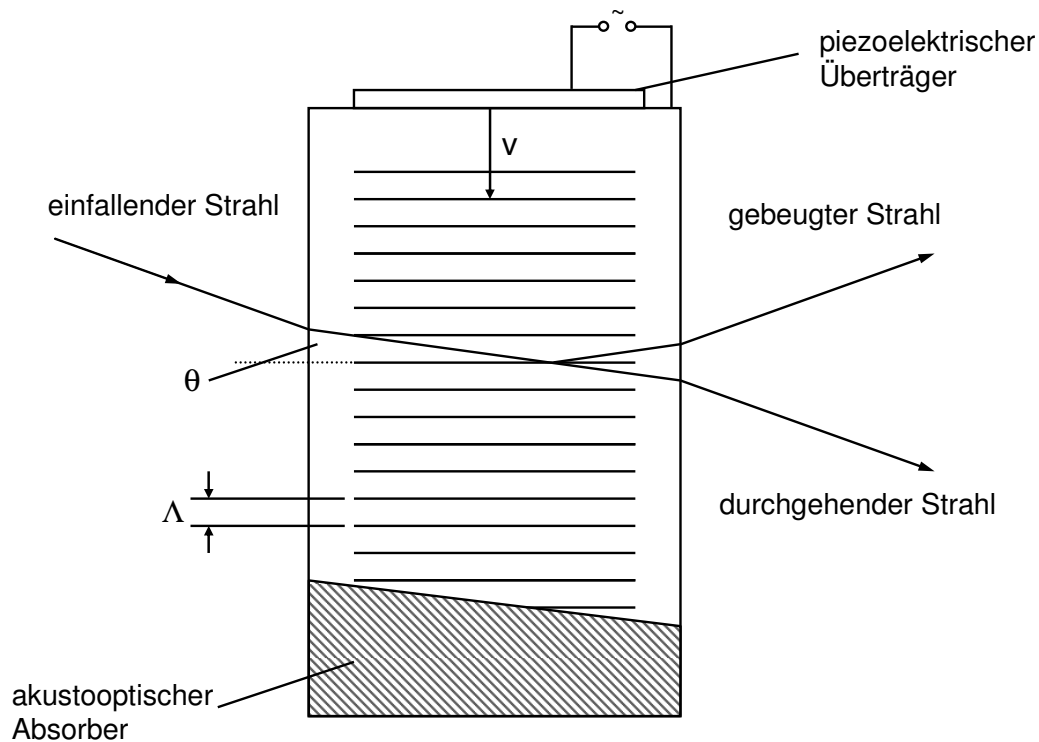


Abbildung 5.3 – Aufbau eines akustooptischen Modulators nach [49].

Durch die Ultraschallwelle werden aufgrund des photoelastischen Effektes lokale Änderungen des Brechungsindex induziert. Dadurch entsteht ein Phasengitter, dessen Periode identisch mit der akustischen Wellenlänge ist, und dessen Amplitude proportional zur Schallamplitude ist. Im Laserresonator bewirkt der AOM eine Beugung der elektromagnetischen Welle am Phasengitter und verringert so die Güte. Bei genügend hoher Schallamplitude wird so durch die geregelten Zusatzverluste eine Laseroszillation verhindert, und eine sehr hohe Besetzungsinversion aufgebaut. Wird der piezoelektrische Überträger abgeschaltet, verschwindet das Phasengitter, die Güte wird schlagartig erhöht und ein Puls emittiert. [62]

6 Grundlagen der Laserablation

Seit der Realisierung des Lasers durch Maiman im Jahr 1960 [63] haben sich bis heute die unterschiedlichsten Anwendungsmöglichkeiten der Laserablation entwickelt. Vor allem in den sechziger Jahren wurden viele Grundsteine der heutigen Anwendungen gelegt. Brech und Cross waren im Jahr 1962 die Ersten, die Metalle mit Hilfe eines Rubinlasers spektral untersuchten [64]. Ihre Arbeit bildet die Grundlage für die spektroskopische Elementanalyse von Festkörpern mittels Laser. Linlor [65] und später Honig und Woolston [66] analysierten die Energie von austretenden Ionen während des Ablationsprozesses mit einem Flugzeitmassenspektrometer und legten damit die Basis für die später großtechnisch eingeführte Laser Massenspektroskopie. Muray erforschte den laserausgelösten photoelektrischen Effekt in Quarz und Borosilikatglas [67]. Bis heute haben auch die Untersuchungen der Ablationsfahne große Bedeutung [68–72], die bereits im Jahre 1963 von Ready beobachtet und fotografisch festgehalten wurden [73]. Weitere Anwendungen folgten in den Jahren darauf: Plasmaerzeugung mittels Laser [74], Detektion von ultravioletter Strahlung im Vakuum [75], Detektion von Röntgenstrahlung [76], Temperaturbestimmung von Elektronen im Plasma [77], photoelektrischer Effekt basierend auf 2 Photonenanregung [78], photoelektrischer Effekt durch 3 Photonenanregung [79], Neutronenemission [80] und schließlich die lasergestützte Abscheidung dünner Filme [81]. Bis Anfang der Achtziger blieben die Entwicklung und das Verständnis der Ablations- und Desorptionsvorgänge nahezu stehen, lediglich die Technologie der Laser entwickelte sich weiter. Im Jahr 1983 waren es Zaitsev-Zotov *et al.* [82], die mittels Laserablation dünne, supraleitende Schichten herstellten. Dies geriet zunächst in Vergessenheit und wurde erst im Jahr 1987 von Venkatesan *et al.* [83, 84] wieder aufgegriffen. Für Laseranwendungen in der Medizin kamen Anfang der Achziger die ersten Durchbrüche, wie zum Beispiel die Erweiterung verengter Blutgefäße [85], Operation der Hornhaut [86] und Hautablation [87]. Bis dato kommen neue Laseranwendungen dazu und werden weiterentwickelt. [50]

6.1 Beschriften und Markieren

Eine für die Industrie wichtige Anwendung ist das Beschriften und Markieren von Bauteilen mittels Laser. G. Holzinger *et al.* [88] beschrieben im Jahr 1972 eine Methode um verschiedene Materialien wie Silicium, Keramik, Ferrit und Plastik mit einer Maske zu beschriften. Abbildung 6.1 zeigt schematisch den dabei verwendeten Versuchsaufbau. Ein Rubin- bzw. Neodymglass- Laser, bestrahlt die Maske aus Metall und wird über eine Linse verkleinert auf das zu bearbeitende Material abgebildet. Bei ausreichend hoher Energie wird dabei Material verdampft und es entsteht eine Gravur. Weiter kann durch direktes Schreiben mit dem fokussierten Laserstrahl auf dem Bauteil beschriftet werden. Hierbei unterscheidet man zwei Methoden: das Rasterbeschriften und das Vektorbeschriften.

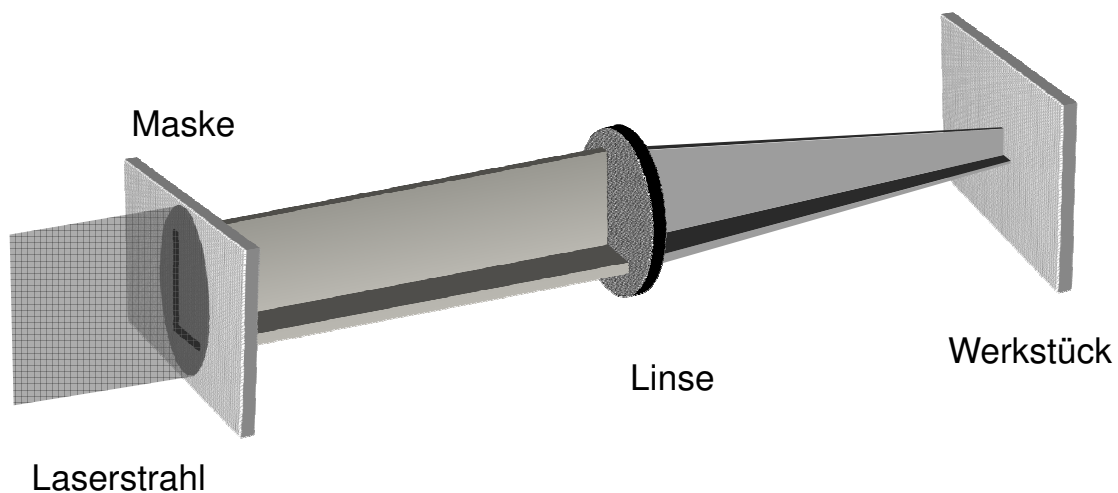


Abbildung 6.1 – Schematische Darstellung des Maskenverfahrens - Abbildung der Maske über eine Optik auf das Werkstück (nach [50]).

Beim Rasterbeschriften wird, analog zum Fernsehbild, die Markierung zeilenweise aufgebaut. Der Laser wird durch zwei bewegliche Spiegel, den sog. Galvanometerscanner, in x- und y-Richtung über die Probe gelenkt, fährt zeilenweise von links nach rechts und springt am Ende in die nächste Zeile. An den zu markierenden Stellen werden kurze Laserpulse freigesetzt.

Das vektorbasierte Verfahren ist die mittlerweile am häufigsten verwendete Beschriftungsmethode. Auch hier werden Galvanoscanner eingesetzt, jedoch wird nicht das ganze Beschriftungsfeld abgerastert, sondern nur die zu beschriftenden Positionen angefahren. Jedes Schriftbild besteht aus einer Vielzahl von Linien und Vektoren die eine große Variabilität und Fle-

xibilität zulassen. Auch die Beschriftung mit Grafiken und Sonderzeichen auf gekrümmten Oberflächen ist möglich. [50]

6.2 Laserablation im Nanosekunden-Pulsbereich

Laser mit Pulsbreiten von wenigen ns finden mittlerweile verbreiteten Einsatz in der Industrie. Verglichen mit fs-Lasern spielt vor allem der Kosten-Nutzen Faktor die Hauptrolle. Geringere Pulsbreiten im fs Bereich erreichen bei gleicher Fluenz größere Abtragsraten [89], Material wird präziser abgetragen und ein Aufschmelzen des Materials findet nahezu nicht statt [54]. Jedoch sind deren Kosten und Wartungsaufwand deutlich höher. Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden Prozesse der Ablation für Pulslängen im ns-Bereich genauer erklärt. Generell kann die Ablation in mehrere Schritte unterteilt werden:

1. Einkopplung der Energie in die Materie
2. Lokales Aufschmelzen
3. Materialabtrag von der Probenoberfläche
4. Bildung einer Plasmawolke

Trifft eine elektromagnetische Welle $u(\nu)$ (Laserlicht) auf die Probe, so wird deren Energie teilweise absorbiert und in Wärmeenergie umgewandelt. Bei genügend hoher Energie kommt es zu einer lokalen Phasenumwandlung und zum thermischen Materialabtrag. Dieser ist durch Verdampfung, normales Sieden und explosives Sieden bestimmt, die abhängig von der Energieeinkopplung des Lasers in das zu bearbeitende Material und der Dauer des Pulses unterschiedlich stark ausgeprägt sind. [90–95]

6.3 Absorption von Laserenergie in Silicium

Insgesamt gibt es vier grundlegende Absorptionsmechanismen von Laserlicht in Silicium, die von Laser- und Materialparametern abhängen. Bei der intrinsischen Absorption werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt und dabei Elektron-Loch Paare generiert. Ferner hat die Absorption durch freie Ladungsträger eine große Bedeutung. Dabei

wird die Energie des Laserlichts von freien Ladungsträgern aufgenommen, die wiederum mit dem Kristallgitter wechselwirken und Energie übertragen. Eine Absorption durch Verunreinigungen ist nur bei sehr hohen Dotierungen von Bedeutung und kann vernachlässigt werden. Auch die Absorption von Exzitonen spielt in diesem Zusammenhang keine Rolle, da diese bei Raumtemperatur in nur sehr geringer Anzahl existieren. Die Aufnahme lässt sich somit in drei Schritte unterteilen, die Generierung von freien Ladungsträgern durch Absorption von Photonen, die Energieaufnahme von freien Ladungsträgern durch Absorption und die Übertragung der Energie auf das Kristallgitter, wobei sich das Material erwärmt. [96]

B. N. Chichkov *et al.* [54] beschreibt die Energieübertragung des Elektronensystems auf das Gitter durch ein Temperaturdiffusionsmodell. Unter Annahme, dass die Energierelaxation im Elektronensystem sehr viel schneller ist als die Zeit, um diese Energie auf das Gitter zu übertragen, kann von einer Temperatur T_e des Elektronensystems und einer Temperatur T_i des Gitters ausgegangen werden. Die thermische Diffusion der energiereichen Elektronen in das Material läuft parallel zur Erzeugung von Phononen durch Stöße im Gitter. Dabei ist die Wärmediffusion des Elektronensystems sehr viel schneller als die Diffusion über das Gitter, weshalb die thermische Leitfähigkeit des Gitters vernachlässigt wird. Folgende Gleichungen beschreiben die räumliche und zeitliche Entwicklung von T_e und T_i in einem eindimensionalen, Zwei-Temperatur-Modell [97]:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial Q(z)}{\partial z} - \gamma(T_e - T_i) + S \quad (6.1)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i) \quad (6.2)$$

$$Q(z) = -k_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \quad (6.3)$$

$$S = I(t) \cdot A \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha z} \quad (6.4)$$

z :	Abstand zur Probenoberfläche	C_e :	Wärmekapazität Elektronensystem
$Q(z)$:	Wärmefluss	C_i :	Wärmekapazität Gittersystem
I :	Laserintensität	γ :	Kopplungskonstante Elektronen - Gitter
A :	Absorbanz (1-R)	k_e :	Thermische Leitfähigkeit Elektronen
α :	Absorptionskonstante des Materials		

Bei der Ablation im Nanosekunden-Bereich sind die Pulsdauern sehr viel größer als die Zeit, die für eine Erwärmung des Gitters nötig ist. Demnach gilt deshalb $T_e = T_i = T$. Die Absorption wird auf das Gitter reduziert. Aus den Gleichungen 6.1–6.4 ergibt sich

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_0 \frac{\partial T}{\partial z} \right) + I(t) \cdot A \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha z} \quad (6.5)$$

mit $k_e = k_0(T_i) \frac{T_e}{T_i}$

Die thermische Leitfähigkeit von Metallen im Gleichgewicht ist dabei durch k_0 gegeben. Dieser Wärmeeintrag bildet die Grundlage für die Ablation. [54]

6.4 Materialabtrag

Die für den Materialabtrag bestimmenden Mechanismen der Ablation wurden in der Vergangenheit bereits intensiv erforscht. Beispielsweise gibt es Unterschiede für die Ablation im Femto- Pico- und Nanosekunden-Bereich [54], einen Einfluss der Pulslänge auf die Ablation bei gleichbleibender Pulsenergie [98], Auswirkungen der Pulsfrequenz auf die Abtragsrate pro Puls [99] und einen räumlich begrenzten Einfluss von Ablationspunkten auf weitere Ablationspunkte [100]. Weiter konnte im Bereich niedriger Energieeinträge pro Fläche ein linearer Anstieg der Ablationstiefe mit steigendem Energieeintrag gezeigt werden [95, 101]. Ab einem bestimmten Energieeintrag pro Fläche, kommt es zu einem deutlichen Anstieg der Ablation, der im weiteren Verlauf nicht zwingend linearer Natur sein muss. Verursacht wird das nicht lineare Verhalten durch eine entstehende Gaswolke über der Probe oder durch sich ändernde Materialparameter aufgrund der Probertemperatur [95, 102, 103]. Ein genauer Wert für den Grenzwert, bei der die Ablation deutlich ansteigt konnte für eine Wellenlänge von 1064 nm auf kristallinem Silicium bisher nicht gefunden werden. Yoo *et al.* [71] geben bei einer Wellenlänge von 266 nm einen Grenzwert von $2.2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ an.

Im Nanosekunden-Bereich können insgesamt drei grundlegende Mechanismen zu einem Materialabtrag beitragen [92]:

1. Normales Verdampfen
2. Normales Sieden
3. Phasenexplosion

Alle drei Vorgänge sind thermische Prozesse, da sie nach einer Wechselwirkung der Elektronen mit Phononen auftreten wenn sich das System in einem lokalen Gleichgewicht bei konstanter Temperatur befindet.

6.4.1 Normales Verdampfen

Unter sog. „normalem Verdampfen“ versteht man den Übergang von Partikeln (Atome oder Moleküle) an der äußersten Oberfläche aus Festkörpern oder Flüssigkeiten in die Dampfphase. Dieser Teilchenstrom Φ / cm/s² ist durch die Hertz-Knudsen Gleichung beschrieben

$$\Phi = \eta p_{sv} (2\pi m k_b T)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.6)$$

und die Geschwindigkeit des Oberflächenabtrags durch

$$\left. \frac{\partial z}{\partial t} \right|_{z=0} = \Phi \cdot \frac{m}{\rho} \approx \eta p_{sv} (2\pi m k_b T)^{-\frac{1}{2}} a^3 \quad (6.7)$$

bzw. durch

$$\left. \frac{\partial z}{\partial t} \right|_{z=0} \approx \eta p_b \exp\left[\frac{\Delta H_v m}{k_B} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T}\right)\right] \times (2\pi m k_b T)^{-\frac{1}{2}} a^3 \quad (6.8)$$

gegeben [91].

η :	Kondenstations- bzw. Verdampfungskoeffizient	p_{sv} :	Gleichgewichtsdruck
p_b :	Siededruck	m :	Partikelmasse
k_B :	Boltzmannkonstante	T :	Temperatur der Probe
T_b :	Siedetemperatur	ρ :	Probendichte
a :	mittlerer Atomabstand		

Normales Verdampfen ist zunächst bei jeder Laserfluenz und Pulsdauer zu erwarten, kann aber bei Pulsdauern kleiner 1 ns vernachlässigt werden. [92]

6.4.2 Normales Sieden

Sog. normales Sieden beinhaltet die heterogene Bildung von Gasblasen in der Schmelze, die begünstigt an der Oberfläche der Schmelze, an Störstellen wie Defekten und Verunreinigungen oder an der Grenzfläche zwischen Schmelze und Festkörper entstehen. Nach der Bildung diffundieren die Gasblasen bevorzugt an die Oberfläche der Schmelze, wo sie schließlich austreten können. Verschiedene Diffusionsmechanismen sind in [92] und [104] beschrieben. Typischerweise bewegen sich die Diffusionsweglängen zwischen 50 - 500 pm in 100 ns [92].

6.4.3 Phasenexplosion (explosives Sieden)

Erste Erkenntnisse zur Phasenexplosion wurden bereits im Jahr 1974 von Martynyuk gesammelt indem ein Leiter durch Entladung eines Kondensators schnell erhitzt wurde [105]. Material wird dabei sehr schnell erhitzt und erreicht Temperaturen weit über der Siedetemperatur. Die Probe befindet sich in einem überhitzten, metastabilen Zustand. Für Silicium wird ab Temperaturen von 0.80–0.90 der kritischen Temperatur (T_c) [91, 95] homogene Dampfblasenbildung beobachtet. Aus der überhitzten Schmelze bildet sich eine Mischung aus Gasblasen und Flüssigkeitstropfen, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden.

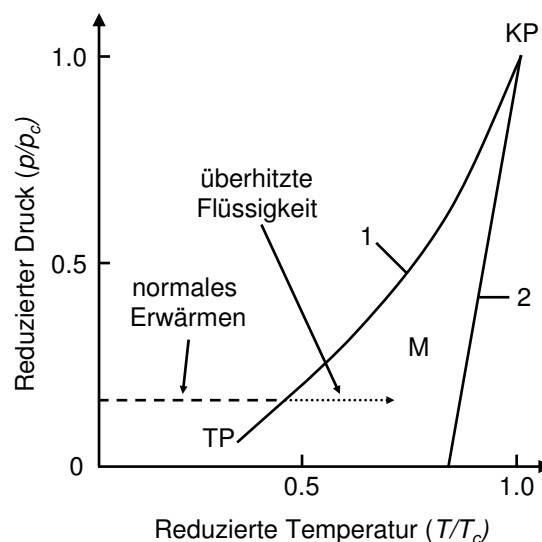


Abbildung 6.2 – Typisches Flüssigkeit-Gas Phasendiagramm: 1 ist die Binodale; 2 ist die Spino-dale; KP ist der kritische Punkt, TP ist der Tripelpunkt. Der Zustand M entspricht der metastabilen Phase zwischen Gas und Flüssigkeit (nach [94]).

Abbildung 6.2 zeigt ein typisches Flüssigkeit-Gas-Phasendiagramm. Durch schnelle Erwärmung wird die Grenze des normalen Verdampfens (Binodale) in den metastabilen Zustand überschritten. Bei weiterer Erhitzung kommt es zu einer Annäherung an die Spinodale wo durch eine Phasenexplosion das Gleichgewicht wieder hergestellt werden kann. Flüssigkeitstropfen, die dabei die Schmelze verlassen sind mittels Laser-Schattenabbildung in [71] zu sehen.

6.4.4 Plasmabildung

Neben den drei Prozessen für die Ablation ist die Plasmabildung im nahen Ablationsbereich erwähnenswert. Bei genügend großer Laserfluenz absorbiert das bereits verdampfte Material die Laserstrahlung und ein Plasma bildet sich aus. Dabei kann es bei hohen Dichten und Temperaturen des Plasmas zu einer ausgeprägten Abschirmung kommen, und der Laser trifft nicht oder deutlich abgeschwächt auf die Probe. Im Vakuum wird bei der Nanosekunden-Laserablation für die Plasmaerzeugung bei Aluminium eine Fluenz von $F \geq 2 \text{ Jcm}^{-2}$ angegeben [106]. Ein Wert für Silicium in Luft wurde nicht gefunden, jedoch zeigen Zhou *et al.* bei ähnlichen Laserparametern ($\sim 100 \text{ ns}$ und $30\text{-}40 \text{ J/cm}^{-2}$, verglichen mit $\sim 190 \text{ ns}$ und $\sim 25 \text{ J/cm}^{-2}$ in dieser Arbeit) die Plasmabildung und -ausbreitung [72].

6.5 Einflussfaktoren auf den Absorptionskoeffizienten von Silicium

Die wichtigsten Einflussfaktoren auf den Absorptionsprozess (Wellenlänge, Temperatur und Dotierkonzentration) werden im Folgenden dargestellt.

6.5.1 Wellenlänge

Die in dieser Arbeit verwendeten Laser für die Ablation arbeiten bei einer Wellenlänge von 1064 nm . An dieser Stelle ist eine genauere Betrachtung der Absorption sinnvoll. Verglichen mit der indirekten Bandlücke von Si bei $1,12 \text{ eV}$, was einer Wellenlänge von 1100 nm entspricht, liegt die Energie der Laserstrahlung nur geringfügig darüber. Die Absorption ist für

diese Energie sehr gering ($9,35 \text{ cm}^{-1}$) und Silicium nahezu transparent. Für die Reflexion, Transmission und Absorption gilt nach [107, 108]:

$$R = R_1 + \frac{(1 - R_1)^2 R_1 e^{-2\alpha d}}{1 - R_1^2 e^{-2\alpha d}} \quad (6.9)$$

$$\text{mit } R_1 = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2}$$

$$T = \frac{(1 - R_1)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R_1^2 e^{-2\alpha d}} \quad (6.10)$$

$$A = 1 - (R + T) \quad (6.11)$$

- | | | | |
|------------|---|-------|------------------------|
| R_1 : | Reflexion an der Grenzfläche Luft-Silicium | n : | Realteil der Brechzahl |
| κ : | Imaginärteil der Brechzahl | d : | Schichtdicke |
| α : | wellenlängenabhängiger Absorptionskoeffizient | | |

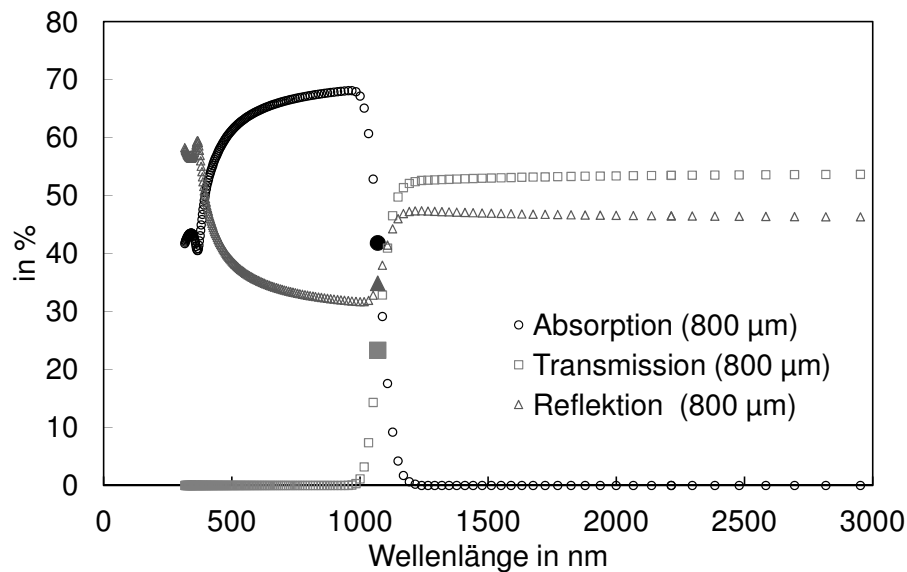


Abbildung 6.3 – Modellierung der Reflexion, Transmission und Absorption für Silicium bei Raumtemperatur bei einer Schichtdicke von $800 \mu\text{m}$ (n und κ nach [108]).

Ein anschauliches Beispiel liefert die Betrachtung der Lasermarkierung eines 300 mm Wafers. Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeiten der Reflexion, Transmission und Absorption bei

Raumtemperatur von der Wellenlänge bei einer Schichtdicke von 800 μm . Es zeigt sich, dass bei einer Wellenlänge von 1069 nm die Transmission noch über 20 % liegt. In der Realität wird allerdings die gesamte Energie oberflächlich absorbiert und die Abtragsrate eines Laserpulses beträgt nur wenige μm . Reines Silicium bei Raumtemperatur absorbiert demnach nicht ausreichend für die Laserablation. Demnach müssen noch weitere Einflussfaktoren betrachtet werden.

6.5.2 Dotierung

Die Auswirkungen der Dotierung auf die Absorptionseigenschaften von Silicium wurden in der Vergangenheit bereits untersucht [109–111]. Für hohe Konzentrationen wurde gezeigt, dass sich die Bandlücke von Silicium verkleinert (band gap narrowing). Beispielsweise für eine Konzentration von 10^{18} cm^{-3} beträgt der Abstand zwischen den Fremdatomen nur 10 nm. Die ursprünglich diskreten Energieniveaus der Dotieratome verwischen aufgrund der Überlappung zu Energiebändern [112]. Über die richtige theoretische Beschreibung dieses Effektes gibt es anhaltende Diskussionen und die Hintergründe sind noch nicht eindeutig geklärt. Bisher bilden deshalb empirisch abgeleitete Modelle die Grundlage für die Bandlückenänderung ΔV_{g0} [113]. Häufig wird das Modell von Slotboom und DeGraaf verwendet [114]. Es gilt:

$$\Delta V_{g0} = V_1 \left(\ln \frac{N}{N_0} + \sqrt{\left(\ln \frac{N}{N_0} \right)^2 + C} \right) \quad (6.12)$$

ΔV_{g0} : Bandlückenänderung

V_1 : 9 meV für Silicium

N_0 : 10^{17} cm^{-3} für Silicium

N : Dotierkonzentration

C : 0,5 für Silicium

Weitere Modelle für die Bandlückenverkleinerung in Silicium sind in [112, 115–117] zu finden. In diesen Beispielen unterscheiden sich die Konzentrationsgrenzen ($< 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), ab der eine relevante Bandlückenverkleinerung auftritt. Ein bedeutender Einfluss der Dotierung ist in den später durchgeführten Versuchen nicht zu erwarten. Die Dotierung liegt hier im Bereich von 10^9 cm^{-3} - $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

6.5.3 Temperatur

Auch die Temperatur hat Einfluss auf die Bandstruktur in Silicium. Bei höheren Temperaturen verringert sich die Bandlücke. Erklären lässt sich dies, indem man den atomaren Abstand betrachtet. Dieser wird bei höheren Temperaturen vergrößert, da sich die Amplitude der atomaren Schwingungen erhöht und sich somit das Material insgesamt ausdehnt. Ein erhöhter atomarer Abstand verringert folglich das mittlere Potential mit dem die Elektronen wechselwirken. Damit verbunden wird auch die Bandlücke verkleinert. Dieser Effekt kann unter anderem durch direkte Veränderung der Bindungslängen, zum Beispiel durch Druck- oder Zugkräfte gezeigt werden [112]. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke in Halbleitern wurde erstmals im Jahr 1967 von Varshni mit folgender Gleichung beschrieben [118]:

$$E_g = E_0 - \frac{-\alpha T^2}{T + \beta} \quad (6.13)$$

mit $E_0 = 1.16$ eV, $\alpha = 7.021 \times 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 1108$ K.

Eine verbesserte Annäherung der Temperaturabhängigkeit, vor allem bei niedrigen Temperaturen, erfolgte später durch Viña *et al.* [119]. Der direkte Einfluss der Temperatur auf den Absorptionskoeffizienten bei einer Wellenlänge von $1.06 \mu\text{m}$ wurde bereits im Jahr 1979 von Siregar *et al.* untersucht [120]. Dabei steigt die Absorption zwischen Raumtemperatur und 350°C um einen Faktor 10.

7 Experimentelle Methoden

7.1 Analysemethoden

Für die Analyse der generierten Laserpunkte werden die Tiefe, die Reflexionseigenschaften und die Materialzusammensetzung in der näheren Laserpunktumgebung betrachtet. Die zugehörigen Mess- und Auswertemethoden sind im Folgenden beschrieben.

7.1.1 Kanteninspektionsgerät

Aufbau und Funktionsweise

In Abschnitt 3.2.1 wurden bereits gängige Inspektionsmethoden vorgestellt. In dieser Arbeit wird mit einem bildgebenden Inspektionssystem bestehend aus zwei Kameras und den zugehörigen Beleuchtungseinheiten gearbeitet. Hierbei handelt es sich um ein vollautomatisches Messgerät (EBI = Edge Backside Inspection) der Firma *Nanophotonics*.

Die Scheiben befinden sich in einer Transporthorde, die an das Gerät angedockt und anschließend geöffnet wird. Ein Roboter übergibt die Waferscheiben aus der Horde an das Messsystem. Darin enthalten sind zwei Module, eines für die Waferkanteninspektion (EIS = Edge Inspection System) und eines für die Rückseiteninspektion (BSI = Backside Inspection). Für die Messungen wird hier ausschließlich das EIS-Modul genutzt (siehe Abbildung 7.1). [42] Im EIS-Modul wird der Wafer über vier Klammern fixiert, über die der Wafer rotiert wird, wobei zwei CCD-Zeilenkameras (CCD = Charge Coupled Device) für Vorder- und Rückseite das reflektierte bzw. gestreute Licht der Kante im Dunkelfeld abbilden. Eine Beleuchtungseinheit am verwendeten Inspektionsgerät besteht aus vier LEDs, die in 45 ° Winkeln zur Kamera angeordnet sind. Nach Beenden der Messungen werden die Wafer zurück in die Horde übergeben, die Horde verschlossen und wieder abgedockt.

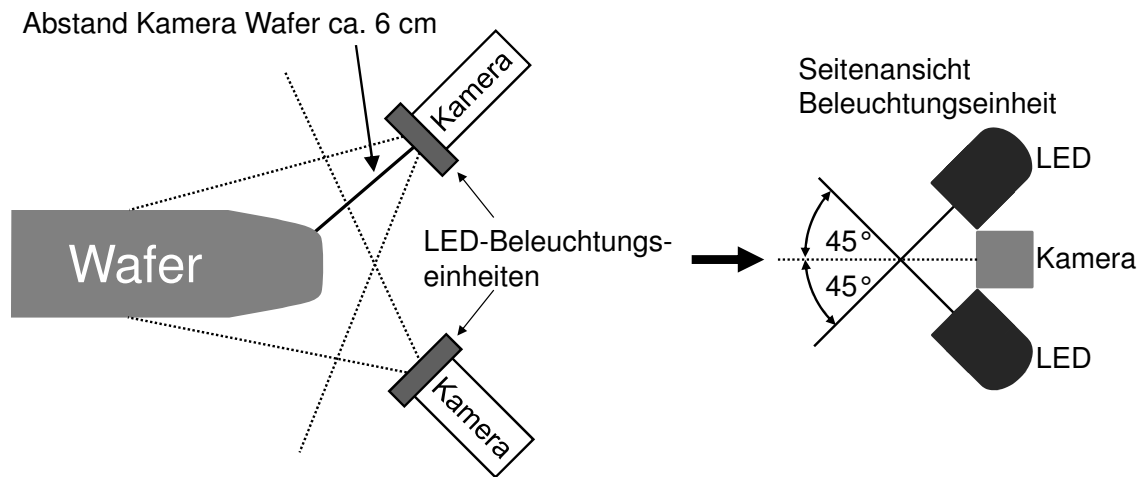


Abbildung 7.1 – Schematischer Aufbau des EIS-Moduls mit LED-Anordnung nach [42].

Probenpräparation

Da es sich bei dem verwendeten Kanteninspektionsgerät um ein produktiv eingesetztes System handelt, ist der Reinheitsgrad der Proben von großer Bedeutung. Durch die Generierung der Defekte entstehen Verunreinigungen, die vor den Messungen abgereinigt werden müssen. In einem ersten Schritt werden die Wafer im Ultraschallbad oder durch einen alkalischen Ätzschritt (vgl. Abschnitt 10.2.2) grob gereinigt und anschließend auf der Kante nachpoliert. In einem zweiten Reinigungsschritt werden die Wafer von oberflächlichen Partikeln und metallischen Verunreinigungen gereinigt so dass keine Kontaminationsgefahr für das Inspektionsgerät besteht.

Datenaufbereitung

Grundlage für die Defektbeurteilung auf der Waferkante ist ein 8-Bit Rohdatenfilm mit 256 Graustufen und einer Auflösung von 45.000 x 1050 Pixel. Dies entspricht in etwa einer Pixelgröße von 20 µm (Breite) x 10 µm (Höhe). Im Dunkelfeld ergeben sich für die Defekte lokale Intensitätsmaxima, die genauer auf Parameter wie Helligkeit und Fläche untersucht werden. Eine Herausforderung stellt dabei die Auswertung des Rohdatenfilmes dar. Aufgrund von Positionsschwankungen der Defekte und Positionierungengenauigkeiten der Wafer im Messgerät ist es nicht möglich, die Defekte auf einfache Weise in einer Auswertung voneinander zu trennen. Aus diesem Grund wurde ein kurzes Programm in Java mit Eclipse-Plattform [121] geschrieben, welches die Grauwertverteilung der Defektbilder analysiert. Die Ausgabe beinhaltet zum einen eine Datei mit der Grauwertverteilung der Defektbilder und eine weitere Datei mit In-

formationen für zwei im Programm variabel einstellbare Schwellwerte (englisch: Threshold = TH). Ausgabeparameter sind detektierte Pixelanzahl, aufsummierte Intensität und mittlere Helligkeit. Die Parameter für die Auswertung sind dabei wie folgt definiert:

- Intensität $\geq$ Schwellwert X (I THX)

$$I THX = \sum_{i=X}^{255} (\sum Pixel mit Grauwert i) i$$

- Intensität bei Grauwert X (I GWX)

$$I GWX = (\sum Pixel mit Grauwert X) X$$

- Mittlere Intensität $\geq$ Schwellwert X (MI THX)

$$MI THX = \frac{\sum_{i=X}^{255} (\sum Pixel mit Grauwert i) i}{\sum_{i=X}^{255} (\sum Pixel mit Grauwert i)}$$

- Intensität bei Grauwert 255 (I GW255)

$$I GW255 = (\sum Pixel mit Grauwert 255) 255$$

Die Variable X steht für den einstellbaren Schwellwert, der Grauwert 255 ist festgelegt und I GW255 wird immer ausgegeben. Für einen Schwellwert von 10 ist in Abbildung 7.2 für Laserpunktzeilen mit 6 bzw. 10 Pulse pro Punkt der Vorgang der Defektauswertung grafisch veranschaulicht.

Reihe (a) zeigt die Detektionsbilder (Grauwerte Verteilung 1 - 255), (b) die detektierten Pixel bei einem Grauwert von 255 (binäres Bild), (c) die detektierten Pixel bei einem Grauwert von 10 (binäres Bild) und (d) die detektierten Pixel bei einem Threshold von 10 (binäres Bild). Aus (c) und (d) lassen sich I TH10 und MI TH10 ableiten. Die Intensität bei Grauwert 10 ergibt sich

aus Pixelanzahl dargestellt in (c) multipliziert mit dem Grauwert 10 und die mittlere Intensität bei TH10 ergibt sich aus der Summe der Intensitäten aller in (d) dargestellten Pixel dividiert durch deren Anzahl.

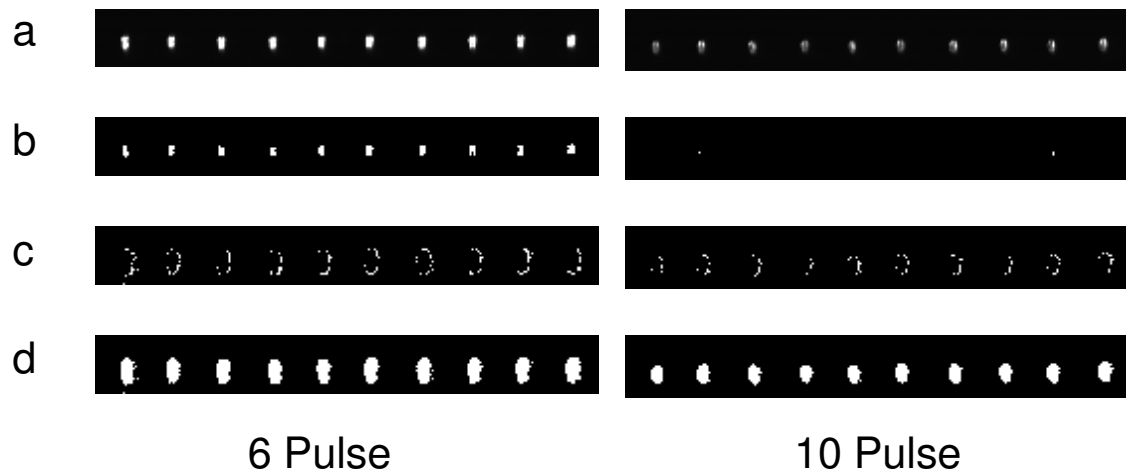


Abbildung 7.2 – Darstellung von Orginalbild (a), detektierte Pixel bei GW255 (b) bzw. GW10 (c) und detektierte Pixel bei TH10.

7.1.2 Weißlichtinterferometer

Aufbau und Funktionsweise

Das Prinzip der Weißlichtinterferometrie basiert auf der Interferenz zweier Lichtwellen. Ausgehend von einer Lichtquelle wird der Lichtstrahl über einen Strahlteiler aufgeteilt (siehe Abbildung 7.3).

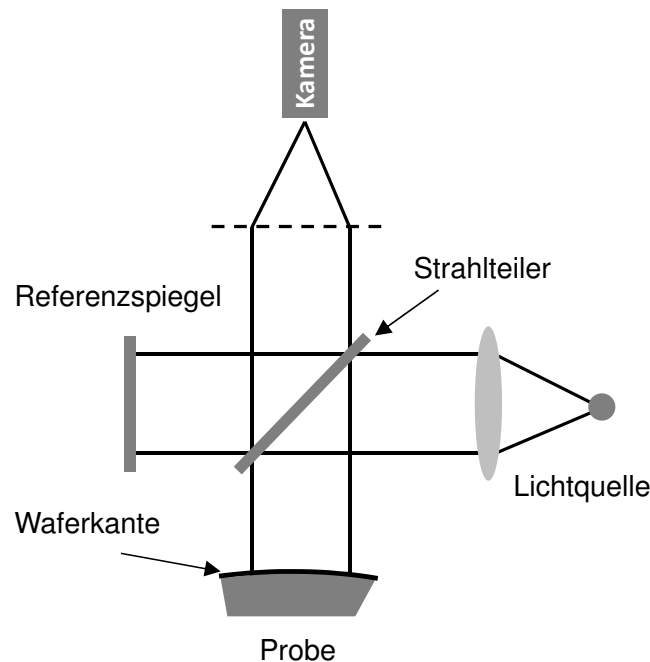


Abbildung 7.3 – Schematischer Aufbau eines Interferenz-Mikroskopes (nach [122]).

Ein Teil reflektiert am Referenzspiegel, der andere Teil an der zu untersuchenden Probe. Nach der Reflexion werden die beiden Strahlen wieder zusammengeführt. Ist der Gangunterschied innerhalb der Kohärenzlänge (für Weißlicht wenige μm), entsteht ein Interferenzmuster, welches von einer CCD-Kamera detektiert und über eine Bildverarbeitung ausgewertet wird. Durch Änderung der Weglänge Referenzspiegel-Strahlteiler oder Probe-Strahlteiler ergeben sich Informationen über die Topografie der Probe [45].

Probenpräparation

Anders als bei den Messungen am Kanteninspektionsgerät ist es bei Kantenmessungen am Interferometer nicht möglich, ganze Wafer zu betrachten. Aus diesem Grund werden die zu untersuchenden Kantenbereiche aus der Scheibe gezielt herausgebrochen. Hier wird mit einer Diamantspitze unter geringem Druck der Wafer an der Oberfläche angeritzt. Der Kristall wird

dabei beschädigt und es entstehen Gitterspannungen, sodass bereits geringe mechanische Belastungen zum Bruch entlang der Ritzlinie führen. Siliciumkristalle brechen bevorzugt entlang der $\{100\}$ -Ebenen [123].

Datenaufbereitung

Für die Ermittlung der Laserpunkttiefen stellt die Auswertesoftware (*Micromap 123 V4.91a*) verschiedene Möglichkeiten für eine Korrektur der Oberflächenkrümmung zur Verfügung. Dabei wird anhand der Messwerte in definierbaren Bereichen eine Näherungsfunktion (Polynom 1., 2. bzw. 4. Grades) für die Fläche ermittelt, die anschließend von den Messwerten des gesamten Messfensters subtrahiert werden (siehe Abbildung 7.4).

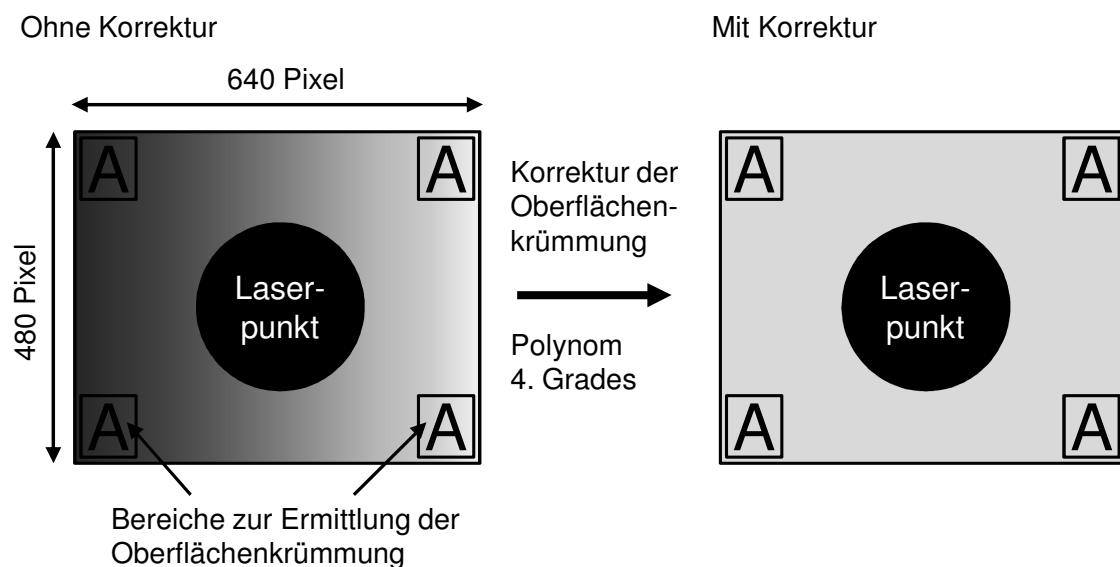


Abbildung 7.4 – Prinzip der Auswertung am Weißlichtinterferometer: Die kleineren Bereiche im Messfenster (A) bilden die Grundlage zur Ermittlung der Oberflächenkrümmung. Nach der Korrektur durch ein Polynom 4. Grades hat die Oberfläche um den Laserpunkt eine einheitliche Höhe, welche die Referenz für die Tiefenbestimmung bildet.

Auffallend ist, dass sich die Tiefenwerte bei verschiedenen Korrekturpolynomen um bis zu $5\text{ }\mu\text{m}$ unterscheiden können. Für eine Vergleichbarkeit wurde deshalb ein Korrekturpolynom festgelegt. Verwendet wird der sog. „Quartic“-Filter mit Korrektur durch einen Term 4. Ordnung.

7.1.3 Konfokalmikroskopie

Funktionsprinzip

Im Vergleich zur normalen Lichtmikroskopie wird bei der Konfokalmikroskopie mit konvergenter Beleuchtung gearbeitet (siehe Abbildung 7.5).

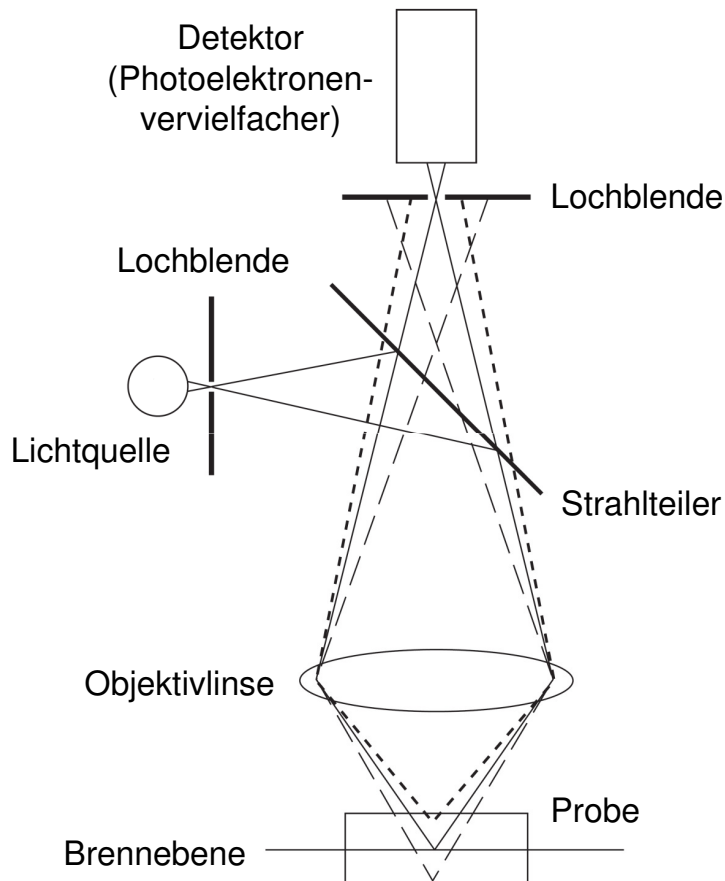


Abbildung 7.5 – Schematische Darstellung der Konfokalmikroskopie. Licht wird über ein Objektiv auf/in der Probe fokussiert. Das gleiche Objektiv wird von der Probe kommendes Licht auf einer Lochblende abgebildet und über einen Photoelektronenvervielfacher detektiert (nach Smith [124]).

In diesem Fall besitzen Beleuchtungs- und Beobachtungsstrahlengang den gleichen Brennpunkt und sind somit konfokal. Licht außerhalb des Fokus passiert nur zu einem geringen Teil die Lochblende vor dem Detektor. Erreicht wird dies, indem Licht einer punktförmigen Quelle über ein Objektiv auf der Probe fokussiert wird. Über das gleiche Objektiv wird Licht von der Probe auf eine Lochblende abgebildet und von einem Photoelektronenvervielfacher detektiert. Um nun ein Probenabbild mit topografischen Informationen zu erhalten wird die Oberfläche

Punkt für Punkt für verschiedene Brennebenen abgerastert. Versuchsmessungen an den Laserpunkten wurden mit einem *KEYENCE VK-9700* [125] mit violetter Laser der Wellenlänge 408 nm durchgeführt. [124]

Probenpräparation

Analog zur Weißlichtinterferometrie können keine ganzen Wafer betrachtet werden. Zu untersuchende Bereiche werden aus der Scheibe gezielt herausgebrochen.

Datenaufbereitung

Um Informationen, wie Tiefe der Laserpunkte oder das abgetragene Volumen, zu bestimmen, wurde die Oberflächenkrümmung der Rohdaten korrigiert. Verwendet wurde hierzu die Software *VK-Analyzer* (Version 2.4) der Firma *Keyence*, bei der die Korrektur automatisiert ist. Die Funktionsweise der Software ist dabei nicht im Detail beschrieben. Es ist jedoch anzunehmen, dass auch hier die Oberfläche durch ein Polynom angenähert wird und man durch Subtraktion eine Fläche mit annähernd konstantem z-Wert erhält.

7.1.4 Elektronenmikroskop mit Augerspektrometer

Prinzip Sekundärelektronenmikroskopie (SEM)

Bei der Sekundärelektronenmikroskopie werden aus einer Kathode austretende Elektronen beschleunigt und über elektromagnetische Linsen auf der Probe im Bereich weniger nm fokussiert. Der Strahl rastert dabei die Probe Punkt für Punkt ab (deshalb auch Rasterelektronenmikroskopie = REM). Durch die Wechselwirkung des Strahls (Primärelektronen) mit der Probe werden Elektronen teils rückgestreut, weiter entstehen Sekundärelektronen (siehe Abbildung 7.6), Auger-Elektronen und Röntgenstrahlung. Die Sekundärelektronen sind dabei Elektronen aus inneren Schalen, welche das Atom durch inelastische Streuung mit den Primärelektronen verlassen. Sekundärelektronen haben dabei Energien bis maximal 50 eV und werden im SEM für die Bildgebung analysiert. [126]

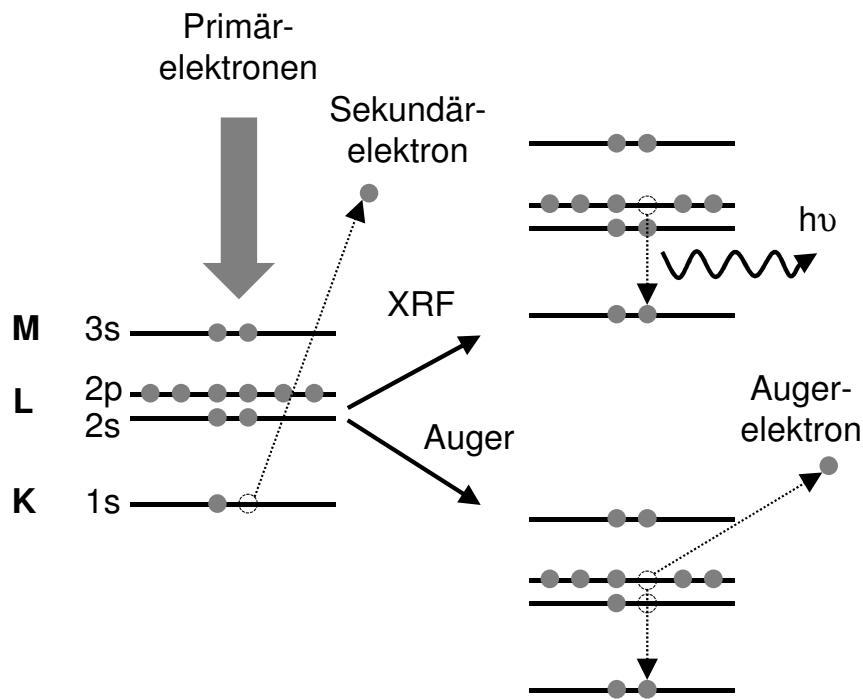


Abbildung 7.6 – Gegenüberstellung von Röntgenfluoreszenz und Auger-Prozess (nach Hollas [127]).

Prinzip Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Neben der hoch aufgelösten Darstellung der Proben können am verwendeten Elektronenmikroskop die Auger-Elektronen (Auger-Elektronen-Spektroskopie = AES) spektroskopiert wer-

den. Der Vorgang ist in einer Gegenüberstellung mit der Röntgenfluoreszenz in Abbildung 7.6 dargestellt.

Durch die Wechselwirkung der Probe mit den Primärelektronen kommt es zur Ionisierung von Oberflächenatomen, wobei Elektronen aus inneren Schalen das Atom verlassen. Elektronen aus höheren Niveaus besetzen diese frei gewordenen Niveaus. Dabei wird Energie frei, die in Form von Strahlung abgegeben (Röntgenfluoreszenz = XRF) oder auf ein anderes Elektron übertragen wird. Dieses Elektron verlässt mit einer, für das untersuchte Material charakteristischen Energie das Atom als sog. Auger-Elektron. Bezeichnet sind die Übergänge nach den am Auger-Prozess beteiligten Schalen. In Abbildung 7.6 ist beispielsweise ein KLL-Übergang dargestellt. Die Ionisierung findet in der K-Schale statt, die durch ein Elektron aus der L-Schale unter Abgabe eines weiteren Elektrons aus der L-Schale wieder aufgefüllt wird. Das Atom ist nach dem Auger-Prozess zweifach ionisiert. [127]

Zusätzlich ist es durch Sputtern der Probe mit Argonionen möglich, ein Tiefenprofil der Zusammensetzung zu erstellen.

Probenpräparation

Für Betrachtungen und Analysen unter dem Mikroskop ist eine Betrachtung ganzer Scheiben nicht möglich. Deshalb ist es unumgänglich, die zu untersuchenden Kantenbereiche aus der Scheibe auf eine Größe von ca. 1 cm x 1 cm herauszubereiten. Eine Reinigung ist nicht notwendig und Partikel bzw. oberflächliche Rückstände der Laserablation können genauer untersucht werden.

7.1.5 Statistische Auswertungsmethoden

Die im folgenden erklärten Methoden dienen zur Bewertung der Ergebnisse in Hinsicht auf eine Tauglichkeit der generierten Kantendefekte durch Laserablation für eine Analyse von Kanteninspektionsgeräten. Alle hier aufgeführten Auswerteverfahren wurden mit *STATGRAPHICS Centurion XV (Version 15.2.05)* [128] durchgeführt.

Einfache Varianzanalyse

Die einfache Varianzanalyse ist ein statistisches Verfahren zur Überprüfung **einer** Einflussvariablen (abhängige Variable) auf eine Zielvariable (unabhängige Variable). Beispielsweise kann über die Varianzanalyse der Einfluss unterschiedlicher Proben (Gruppen) auf das Messergebnis überprüft werden. Ausgegangen wird von der Nullhypothese H_0 , bei der eine Gleichheit der Gruppenmittelwerte $\bar{x}_i$ angenommen wird:

$$H_0 : \bar{x}_1 = \bar{x}_2 = \dots \bar{x}_i \quad (7.1)$$

Betrachtet werden zunächst die Abweichungen. Die Gesamtabweichung beinhaltet einen Teil aus erklärbarer und einen Teil aus nicht erklärbarer Abweichung. Die erklärbare Abweichung entspricht dabei der Abweichung der Gruppen, die nicht erklärbare oder zufällige Abweichung der Messwerte innerhalb einer Gruppe. Dieser Ansatz wird verwendet um die Abweichungsquadrate zu ermitteln. Es gilt:

$$\begin{aligned} SS_G &= SS_Z + SS_I \quad (\text{Sum of Squares, SS}) \\ \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (x_{ij} - \bar{x}_G)^2 &= m \sum_{i=1}^n (\bar{x}_i - \bar{x}_G)^2 + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (x_{ij} - \bar{x}_i)^2 \end{aligned} \quad (7.2)$$

SS_G : Summe der quadratischen Gesamtabweichungen

n : Anzahl der Gruppen

SS_Z : Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den Gruppen

m : Anzahl der Messungen

SS_I : Summe der quadratischen Abweichungen innerhalb der Gruppen

$\bar{x}_G$: Gesamtmittelwert

$\bar{x}_i$: Gruppenmittelwert

Die Summen der Abweichungsquadrate stellen ein Maß für die Streuung dar, die allerdings abhängig von der Anzahl der Freiheitsgrade ist. Aussagekräftiger sind die mittleren quadrati-

schen Abweichungen (Mean of Sum Squares, MS), bei denen SS durch die Anzahl der Freiheitsgrade dividiert wird:

$$MS = \frac{SS}{DF}$$

bzw.

$$MS_G = \frac{SS_G}{nm - 1}; \quad MS_Z = \frac{SS_Z}{n - 1}; \quad MS_I = \frac{SS_I}{n(m - 1)}$$

$$F_{Stichprobe} = \frac{MS_Z}{MS_I} \quad (7.3)$$

Aus dem Quotienten $\frac{MS_Z}{MS_I}$ erhält man den F-Wert der Stichprobe $F_{Stichprobe}$ (Gleichung 7.3). Dieser Wert wird mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung, der Fisher-Verteilung (F-Verteilung), der entsprechenden Freiheitsgrade verglichen. Eine typische F-Verteilung ist in Abbildung 7.7 dargestellt.

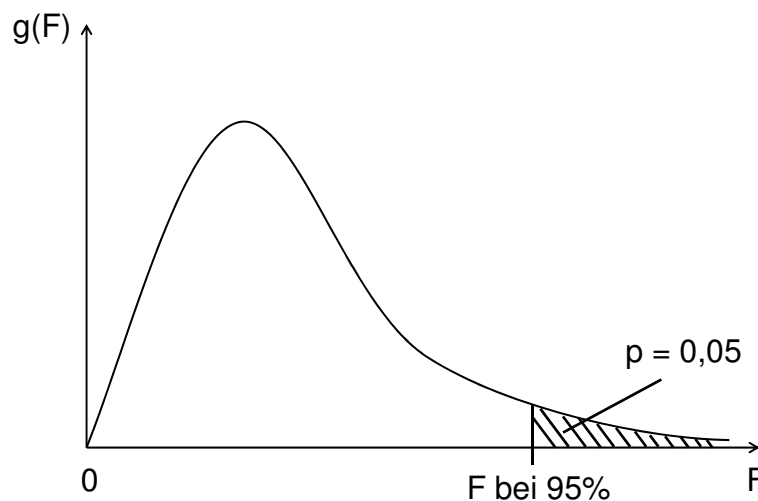


Abbildung 7.7 – Fisher-Verteilung mit F-Wert bei 95 %. Der dazugehörige p-Wert liegt bei 0,05 (5%).

Ist der F-Wert der Stichprobe größer als der F-Wert bei 95 %, so ist das Ergebnis signifikant. Das heißt es liegt mit 95 % Wahrscheinlichkeit ein Unterschied zwischen den Gruppen vor. Analog dazu kann der p-Wert betrachtet werden. Dieser beschreibt die Fläche unterhalb der F-Verteilung, die rechts des F-Wertes liegt. Für $p < 0,05$ liegt mit 95 %-tiger Wahrscheinlichkeit ein Unterschied zwischen den Gruppen vor. [129, 130]

Die in dieser Arbeit statistisch ausgewerteten Messungen beziehen sich auf den p-Wert.

Resteverteilung

Für die Resteverteilung werden die einzelnen Messwerte betrachtet. Dabei wird angenommen, dass sich die Abweichung des Einzelmesswertes y_{ij} vom globalen Mittelwert $\bar{x}_G$ (Erwartungswert) aus einem Einfluss der Gruppe a_i (erklärbarer Anteil) und einem Zufallsanteil durch die Messung e_{ij} (nicht erklärbarer Anteil) zusammensetzt. In der folgenden Tabelle ist dies nach [129] veranschaulicht. Betrachtet werden vier Gruppen mit jeweils 6 Messungen (linke Matrix). Die zweite Matrix von links zeigt die Abweichungen der Einzelmessungen vom globalen Mittelwert bzw. Erwartungswert (EW). Die dritte Matrix beinhaltet den Gruppeneinfluss, der sich aus der Abweichung der jeweiligen Gruppenmittelwerte $\bar{x}_i$ (GM) vom Erwartungswert ergibt. Der Einfluss durch die Messung wird durch die Differenz der Einzelmesswerte von den Gruppenmittelwerten bestimmt.

Tabelle 7.1 – Beispiel für eine Resteverteilung nach [129].

Messungen	Messabweichung von EW	Gruppenabweichung von EW	Messabweichung von GM
y_{ij}	$y_{ij}-\bar{x}_G$	$a_i=\bar{x}_i-\bar{x}_G$	$e_{ij}=y_{ij}-\bar{x}_i$
62 63 68 56	-2 -1 4 -8	-3 2 4 -3	1 -3 0 -5
60 67 66 62	-4 3 2 -2	-3 2 4 -3	-1 1 -2 1
63 71 71 60	-1 7 7 -4	-3 2 4 -3	2 5 3 -1
59 64 67 61	-5 0 3 -3	-3 2 4 -3	-2 -2 -1 0
63 65 68 63	-1 1 4 -1	-3 2 4 -3	2 -1 0 2
59 66 68 64	5 2 4 0	-3 2 4 -3	-2 0 0 3

Freiheitsgrade 23 = 3 + 20

Demnach ergibt sich:

$$y_{ij} = \bar{x}_G + a_i + e_{ij} \quad (7.4)$$

Der nicht erklärbare Anteil wird auch oftmals mit Restwert bezeichnet. Zusammen mit der Darstellung der Gruppen ermöglicht dies eine klare Aussage, ob die Werte innerhalb der Resteverteilung liegen und somit keine signifikanten Unterschiede aufweisen. Zudem kann die Lage der Gruppen zueinander bestimmt werden. Hierzu werden die Gruppenmittelwerte mit

einem Skalierungsfaktor S multipliziert. *StatGraphics* bestimmt diese Skalierung automatisch nach folgender Gleichung [129]:

$$\text{Skalierungsfaktor} = \sqrt{\frac{\text{Freiheitsgrade innerhalb der Gruppen}}{\text{Freiheitsgrade zwischen den Gruppen}}}$$

$$S = \sqrt{\frac{F_{IG}}{F_{ZG}}} \quad (7.5)$$

Abbildung 7.8 zeigt die Resteverteilung für die Werte aus Tabelle 7.1. Alle Gruppen (oben) liegen hier außerhalb der Resteverteilung (unten) und es liegen statistisch signifikante Unterschiede zwischen den Gruppen vor.

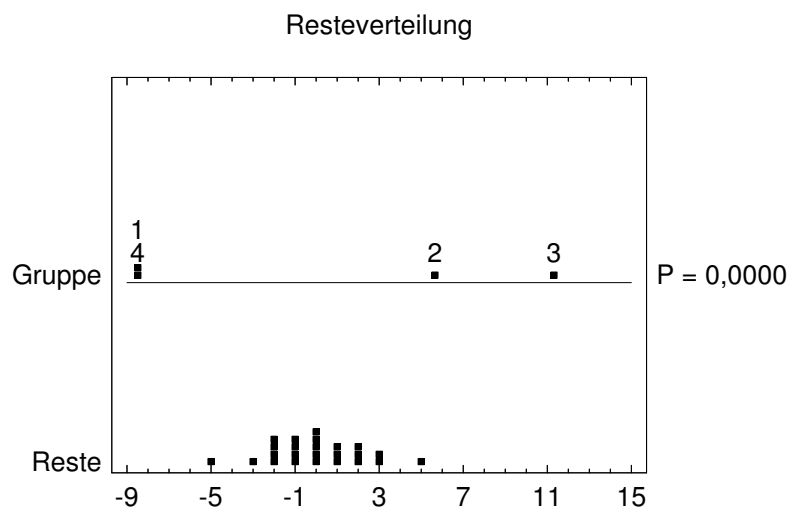


Abbildung 7.8 – Resteverteilung für die Messungen aus Tabelle 7.1.

Box-and-Whisker Darstellung

Box-and-Whisker Darstellungen (hier erklärt nach [131] und [128]) ermöglichen eine Übersicht der Verteilung von Werten innerhalb einer Gruppe. Die Werte innerhalb der Box stellen die mittleren 50 % einer Gruppe dar, wobei die eingezeichnete Linie den Median (50 % Quantil) wiedergibt. Begrenzt ist die Box oberhalb durch das 75 % Quantil (Q3) und unterhalb durch das 25 % Quantil (Q1). Die beiden Whisker können verschieden definiert werden, wobei an dieser Stelle auf die in der Arbeit verwendete Darstellung eingegangen wird (siehe Abbildung 7.9). Der obere Whisker ist durch den größten Wert innerhalb des oberen Limits $L_{0;1,5}$ und der untere Whisker durch den kleinsten Wert innerhalb des unteren Limits $L_{u;1,5}$ gegeben:

$$L_{o;1,5} = Q3 + 1,5(Q3 - Q1)$$

$$L_{u;1,5} = Q1 - 1,5(Q3 - Q1)$$

Bei den Ausreißern unterscheidet man zwischen milden A_m und extremen A_e Ausreißern. Milde Ausreißer bewegen sich außerhalb der Whisker $L_{o;1,5}$ und $L_{u;1,5}$, aber innerhalb der Grenzen $L_{o;3}$ und $L_{u;3}$. Extreme Ausreißer zeigen Werte größer $L_{o;3}$ bzw. kleiner $L_{u;3}$. Es gilt:

Obere Ausreißer

$$L_{o;1,5} < A_m \leq L_{o;3} < A_e \quad \text{mit } L_{o;3} = Q3 + 3(Q3 - Q1)$$

Untere Ausreißer

$$L_{u;1,5} > A_m \geq L_{u;3} > A_e \quad \text{mit } L_{u;3} = Q1 - 3(Q3 - Q1)$$

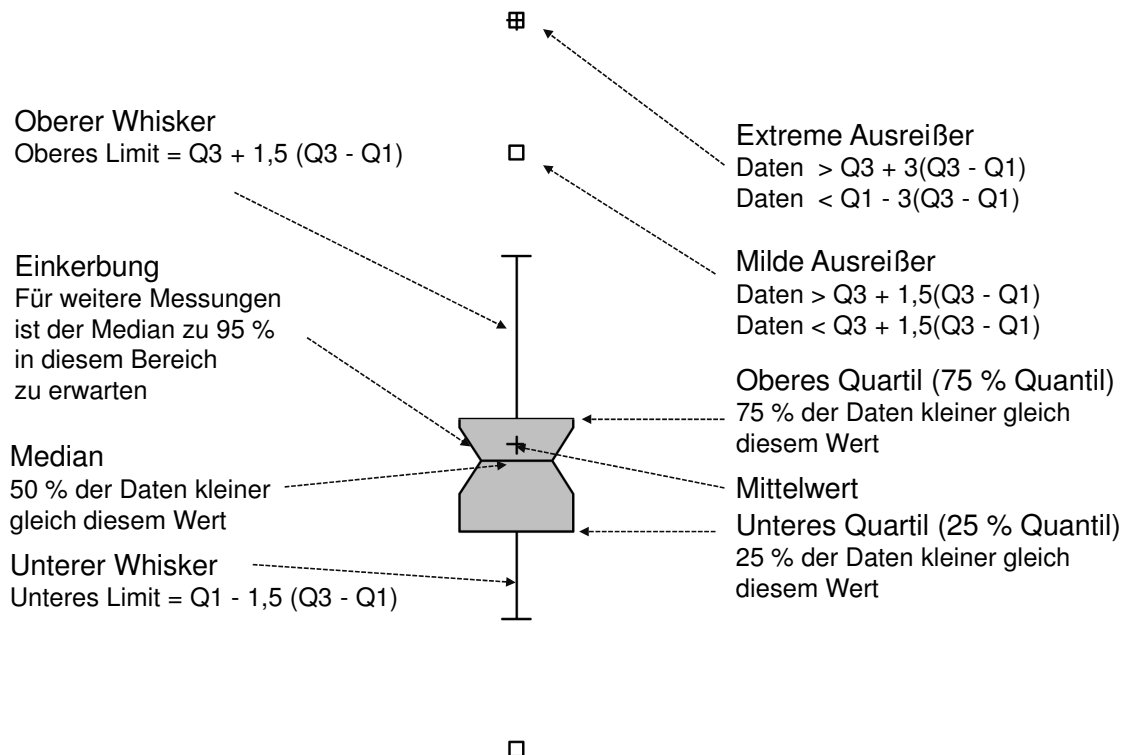


Abbildung 7.9 – Box-and-Whisker Darstellung nach [131] und [128].

7.2 Vorversuche

Grundlage für den Aufbau der später verwendeten Laserapplikation bei der *Siltronic AG* war ein Testlaser, mit dem erste Versuche durchgeführt wurden. Ziel dieser Versuche war es, die Laserpunkte auf der Kante bei gleichzeitiger Detektierbarkeit möglichst genau zu positionieren. Hierzu wurde zum einen mit geringen Laserintensitäten (Softlasermarkieren) gearbeitet, bei denen das Material bei niedrigen Ablationsraten durch Verdampfen nur leicht aufgeschmolzen wird. Zum anderen wurde mit größerer Intensität (Deeplasermarkieren) gearbeitet bei der es zu einem deutlich größeren Abtrag kommt. Neben der Verdampfung kommt es zu einer Phasenexplosion bei der weitaus größere Mengen an Material abgetragen werden.

7.2.1 Versuchsaufbau

Für die Versuchsdurchführung musste im Vorfeld geklärt werden, wie die Wafer unter dem Laser möglichst genau platziert werden können. Hierfür erschien die Lösung für einen ersten Versuch mit einer Waferhorde am besten geeignet. Für den freien Zugang des Lasers auf die Kante wurde eine Transporthorde rückseitig ausgefräst (siehe Abbildung 7.10 a).

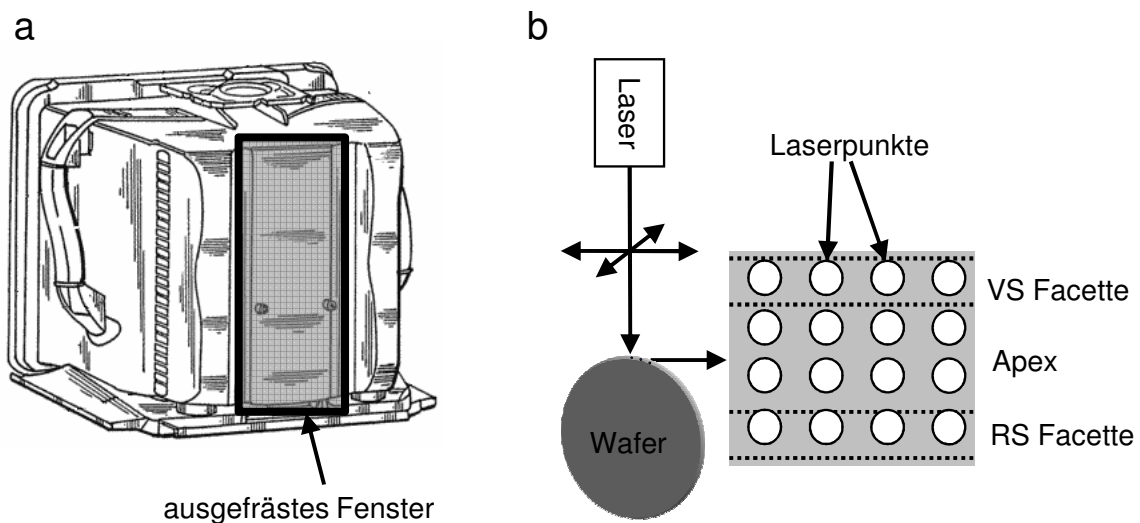


Abbildung 7.10 – Der Wafer wird in einer rückseitig aufgefästen Transporthorde (nach [132]) (a) stehend unter dem Laser fixiert (b).

Die Waferhorde wird mit der Schließdeckelseite nach unten gerichtet auf einen Tisch unterhalb des Lasers gestellt. Für eine möglichst genaue Positionierung wurden auf dem Tisch Arretiervorrichtungen (Metallstreben) angebracht. Die Winkelposition auf dem Wafer wird

durch händisches Drehen des Wafers ermöglicht. Jeweils ein Wafer kann auf diese Weise stehend unter dem Laser platziert und bearbeitet werden (siehe Abbildung 7.10 b). Gearbeitet wurde mit einem lampengepumpten Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 1064 nm.

7.2.2 Softlasermarkieren

Insgesamt wurden im ersten Versuch neun Wafer bei einer Leistung (P) von 1,38 Watt mit einer Frequenz (ν) von 1 kHz und 90 ns Pulsdauer (τ_p) bearbeitet. Dies entspricht einer Energie von 1,3 mJ pro Puls. Unter Annahme des Spotdurchmessers von 80 μm ergibt sich eine Fluenz von ca. 26 J/cm². Gelasert wurde jeweils ein Puls pro Punkt an beliebigen Winkelpositionen auf der Waferkante.

Ergebnisse

Vor der Messung am Kanteninspektionsgerät wurden die Wafer unter der Stereolupe betrachtet (siehe Abbildung 7.11).

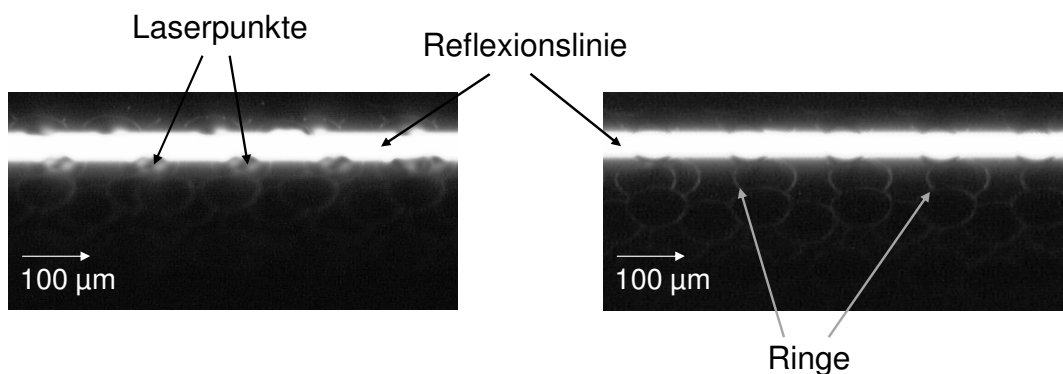


Abbildung 7.11 – Abbildung der Softlaserpunkte ($P = 1,38 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 90 \text{ ns}$) mit dem Lichtmikroskop. Innerhalb der Reflexionslinie (Hellfeld) sind die Punkte erkennbar. Im Dunkelfeld (rechts) sind schwache Ringe zu sehen.

Gut erkennbar sind die Defekte im Hellfeld, im Dunkelfeld sind nur feine Ringe der Punkte zu sehen.

Spätere Messungen am Kanteninspektionsgerät bestätigen diese Feststellung - die generierten Defekte sind aufgrund der geringen Reflexionseigenschaften auf der Kante im Dunkelfeld nicht detektierbar.

Im Anschluss an die Kantenmessungen wurden die Tiefen der Laserpunkte am Weißlichtinterferometer (Informationen hierzu in Abschnitt 7.1.2) bestimmt. Insgesamt wurden zehn Punkte ausgemessen, deren mittlere Tiefe bei $100 \text{ nm} \pm 7 \text{ nm}$ liegt (siehe Tabelle 7.2). Abbildung 7.12 zeigt dazu die Ergebnisse der Weißlichtinterferometermessungen der Punkte 1, 4, 7 und 10. Deutlich erkennbar ist eine zur Lochtiefe relativ hohe Wulst. Diese kann Höhen bis zu 50 nm annehmen. Weiter auffällig ist eine zunehmende Deformation der Löcher von Punkt 1 zu Punkt 10. Außerhalb des Aufschubes ist eine kleine Erhöhung in Ringform zu erkennen, die möglicherweise die Grenze des Aufschmelzens darstellt.

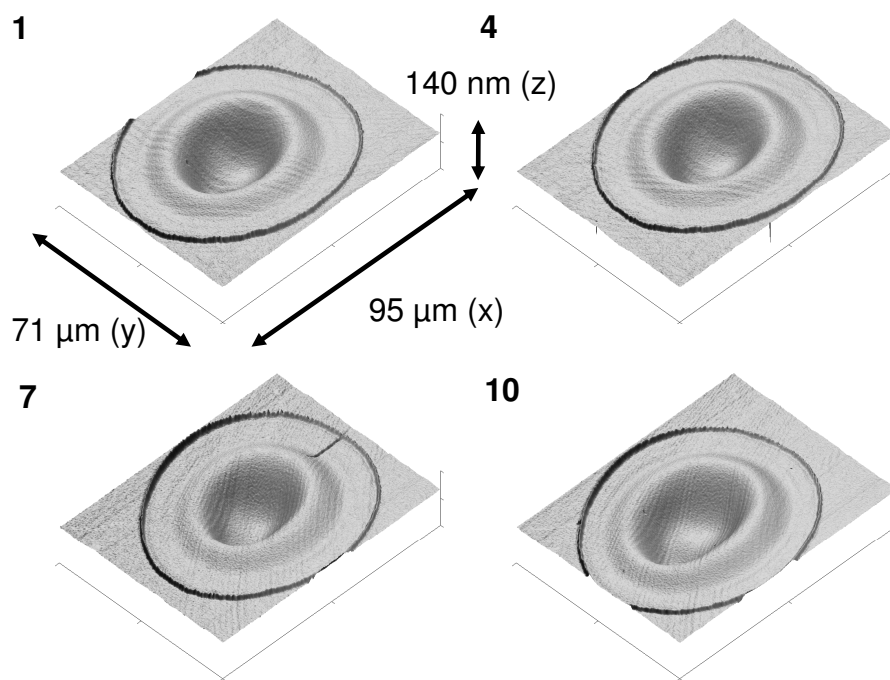


Abbildung 7.12 – Darstellung der Weißlichtinterferometer - Messungen von Punkt 1, 4, 7 und 10.
 $P = 1,38 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 90 \text{ ns}$.

Tabelle 7.2 – Tiefen der einzelnen Laserpunkte gemessen am Weißlichtinterferometer.

Punkt	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Tiefe in nm	95	94	102	94	103	95	93	109	110	110

Zusammengefasst sind die Reflexionseigenschaften dieser Defekte für eine gute Detektierbarkeit an Kanteninspektionsgeräten zu gering, vermutlich aufgrund der geringen Tiefe der Defekte. Um die Reflexionsintensität zu erhöhen wurden deshalb in einem zweiten Versuch tiefere Laserpunkte erzeugt.

7.2.3 Deeplasermarkieren

Die mit niedriger Leistung generierten Laserpunkte haben einen Durchmesser von ca. $80\text{ }\mu\text{m}$ und eine Tiefe im Bereich von 100 nm . Ziel dieser Versuchsreihe war, durch die Generierung tieferer Laserpunkte die Detektierbarkeit zu verbessern. Der Versuchsaufbau dazu ist der gleiche wie beim Softlasermarkieren (siehe Abbildung 7.10). Laserpunkte wurden in vollem Umfang (360°) auf der Kante erzeugt. Die Punkte wurden bei einer Frequenz von 4 kHz und einer Laserleistung von $2,38\text{ Watt}$ (gemessen bei 1 kHz) durch 90 ns Pulse erzeugt. Dies entspricht einer Energie von $2,38\text{ mJ}$ pro Puls und einer Fluenz von 30 J/cm^2 bei einem Spotdurchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$. Eine Variation der Laserpunktentiefe wurde über die Variation der Pulszahl erreicht. Insgesamt wurden vier Wafer in gleicher Konfiguration (siehe Abbildung 7.13) hergestellt.

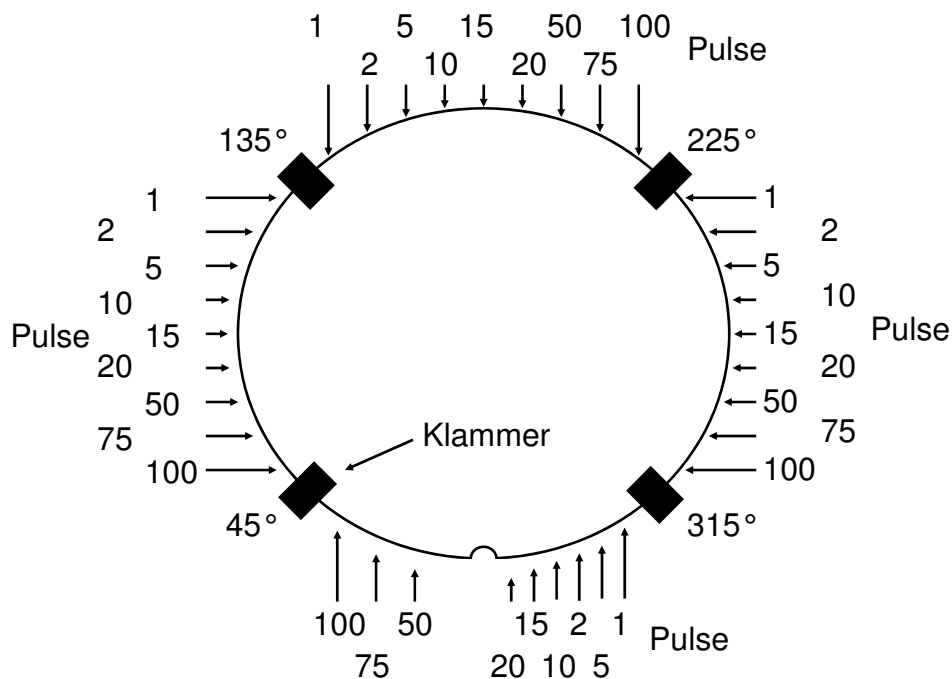


Abbildung 7.13 – Positionierung der Laserpunkte auf der Waferkante bei den Versuchen mit dem Deeplasermarkierer. Für Kantenmessungen wurde an den Kontaktpositionen der Klammern nicht gelasert.

Ergebnisse

Abbildung 7.14 zeigt Stereolupenaufnahmen von Laserpunkten, welche mit 10 Pulsen generiert wurden. In diesem Fall sind die Markierungen, verglichen mit den flachen Punkten des

Softlasermarkierers besser erkennbar. Die Streuung an den Lochrändern wird durch ein raue Kante verursacht.

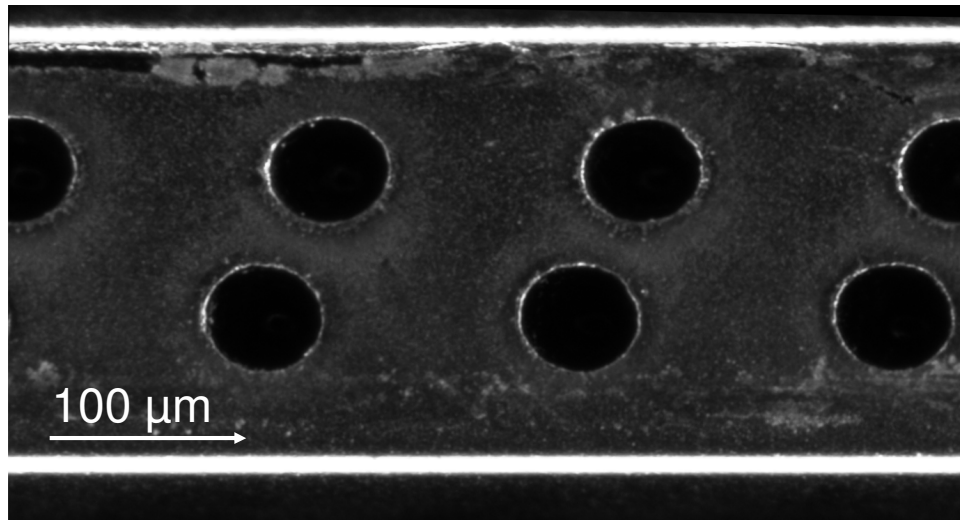


Abbildung 7.14 – Lichtmikroskopaufnahmen von tiefen Laserpunkten, welche mit 10 Pulsen ($P = 2,38$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 90$ ns) pro Punkt generiert wurden.

In einem ersten Versuch wurden die Marker mit einem Kanteninspektionsgerät (Beschreibung siehe Abschnitt 7.1.1) gemessen. Dabei zeigt sich eine gute Detektierbarkeit, jedoch sind große Positionierschwankungen der Laserpunkte zwischen den Wafern erkennbar. In Abbildung 7.15 ist die Ungenauigkeit der Positionierung zwischen zwei Reihen mit 20 Pulsen unter 4° - 8° auf verschiedenen Wafern dargestellt.

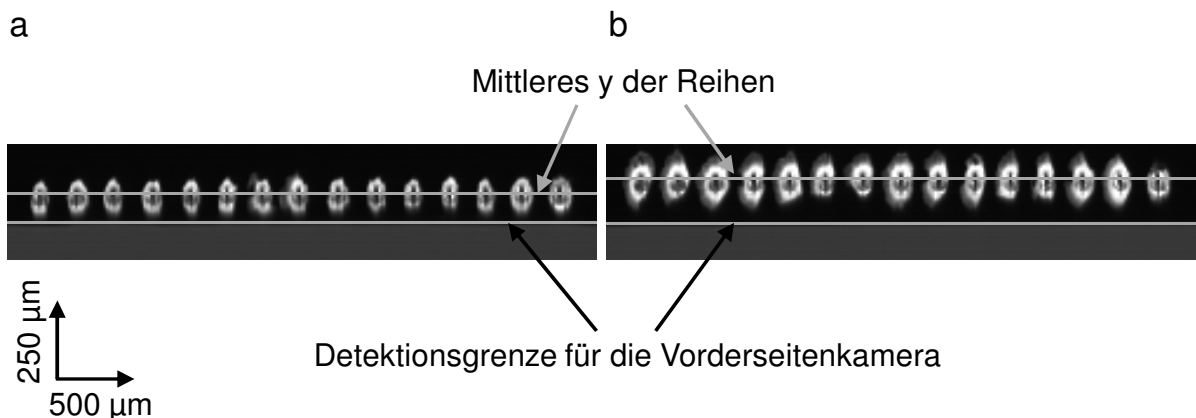


Abbildung 7.15 – Positionierungsungenauigkeit zwischen zwei Wafern für 20 Pulse ($P = 2,38$ W bei $\nu = 4$ kHz, $\tau_p = 90$ ns) unter 4° - 8° .

Diese Ungenauigkeiten ergeben Unterschiede bei der Detektion. Größe und Intensität der Defekte unterscheiden sich zwischen Abbildung 7.15 a) und 7.15 b) aufgrund der verschiedenen

Position in y-Richtung stark. Erkennbar ist dies am Unterschied der beiden oberen grauen Linien. Diese stellen die gemittelte y-Position für eine Punktreihe dar. Die untere graue Linie legt die Detektionsgrenze für die Kante auf der Vorderseite fest. Der Unterschied in der Positionierung ist ca. 50 μm . Um die Ungenauigkeiten der Positionierung zu reduzieren, ist es notwendig, den Beschriftungsvorgang besser kontrollieren zu können.

7.3 Laserkantenbeschrifter

7.3.1 Versuchsaufbau

Die oben dargestellten Vorversuche (Abschnitt 7.2.3) haben gezeigt, dass die Positionierung der Laserpunkte auf der Waferkante für weiterführende Experimente zu ungenau ist. Aus diesem Grund wurde in der *Siltronic AG* ein eigener Aufbau realisiert, der eine höhere Genauigkeit erreicht (siehe Abbildung 7.16).

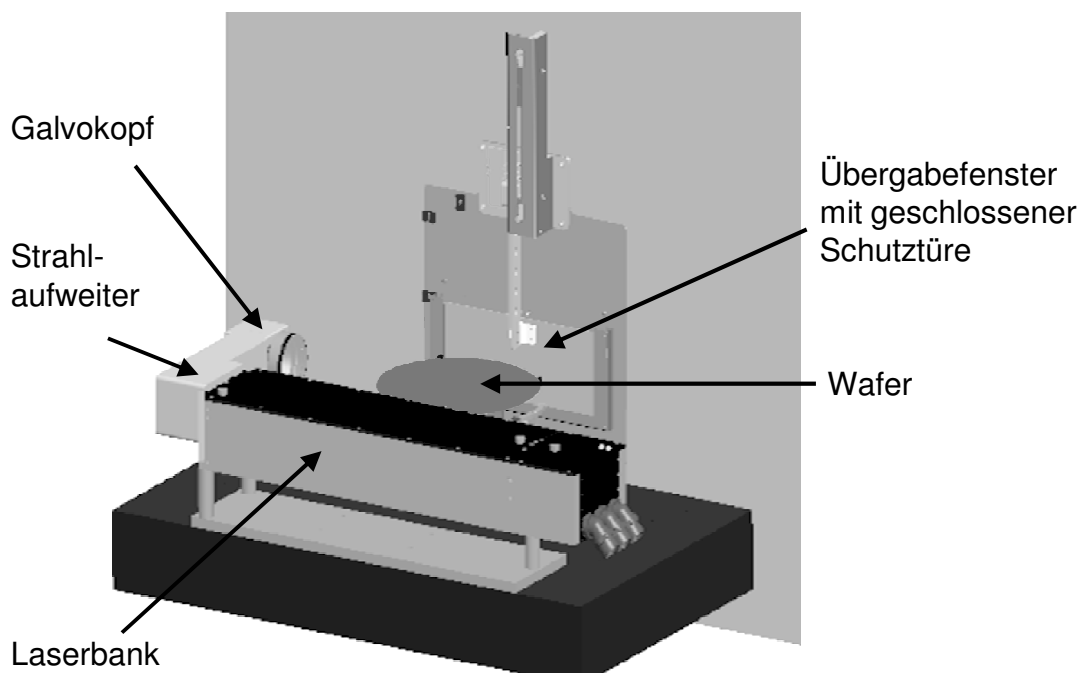


Abbildung 7.16 – Innenansicht der Messkammer des Laserkantenbeschrifters nach [133].

Hierfür wurde ein bestehendes Messgerät verwendet, bei dem der Wafer möglichst genau und reproduzierbar positioniert werden kann. Das heißt für die Rotation eine Abweichung

von maximal $\pm 0,01^\circ$ ($\sim \pm 25 \mu\text{m}$) und für die Höhe bei konstantem Rotationswinkel maximal $\pm 10 \mu\text{m}$. Diese Anforderungen werden vom bereits bestehenden Messsystem erfüllt. Das Messgerät besteht aus zwei Teilen, dem Roboter mit den Andockstationen und der Messkammer. Über die beiden Stationen werden Waferhorden an das Gerät andockt und über einen Roboter in die Messkammer (siehe Abbildungen 7.16 und 7.17) übergeben.

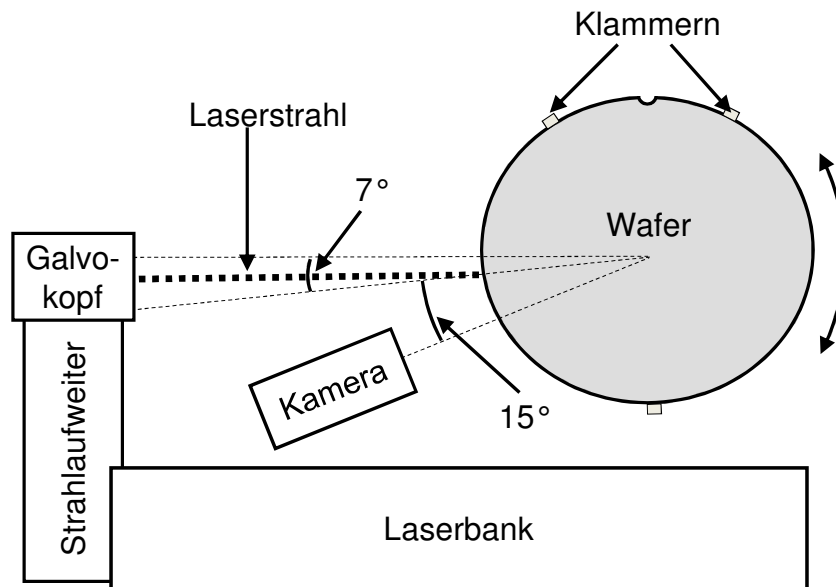


Abbildung 7.17 – Schema der Versuchsanordnung für die Laserkantenebschriftung nach [52].

In der Messkammer wird der Wafer abgelegt und an drei Positionen geklammert. Ein Drehmechanismus ermöglicht die Ansteuerung beliebiger Rotationswinkel ($0,1^\circ$). Für die Kantenbeschriftung wurde ein Diodengepumpter Nd:YAG-Laser integriert. Die Länge der ausgekoppelten Pulse liegt bei 190 ns und es werden Pulsspitzenleistungen von ca. 10 kW erreicht. Um eine direkte Rückstreuung in den Strahlengang zu verhindern, ist der Laser in einem Winkel von 7° zur Waferkantennormalen auf die Kante gerichtet. Ein integrierter Galvokopf ermöglicht es, den Laserstrahl innerhalb eines Fensters von 15 cm auf 15 cm zu positionieren. Dadurch ist eine genaue Positionierung der Punkte auf der Kante vereinfacht und eine wiederholte Ausrichtung des Laserstrahls für verschiedene Fokuspunkte nicht notwendig. Zudem ermöglicht eine Mikroskopkamera nach dem Laservorgang die Positionierung auf der Kante zu überprüfen.

Um die allgemeinen Laserschutzrichtlinien einzuhalten wurden bestehende Glasscheiben der Messkammer (Laserkammer) durch Aluminiumplatten ersetzt. Zudem wurde das zwischen Handler und Messkammer befindliche Übergabefenster mit einer Sicherheitstür ausgerüstet.

Eine Beschriftung (Lasern) ist nur bei geschlossener Sicherheitstür möglich. Öffnet sich die Tür während des Laserns, wird die Stromzufuhr des Lasers unterbrochen.

7.3.2 Strahlfokussierung und Positionierung

Für die Fokussierung des Strahls auf der Waferkante wurde anfangs ein zum Strahlengang senkrecht stehender Wafer eingebracht. Dadurch konnte der Fokus zunächst grob auf die Distanz zur Kante eingestellt werden. Daraufhin erfolgte die Positionierung des Strahls auf der Waferkante. Hierfür wurde ein Wafer auf der Ablage (siehe Abbildung 7.16) mit einem Muster aus Horizontallinien (bestehend aus Punkten) unterschiedlicher Längen auf die Kante gelasert (siehe Abbildung 7.18 (a)).

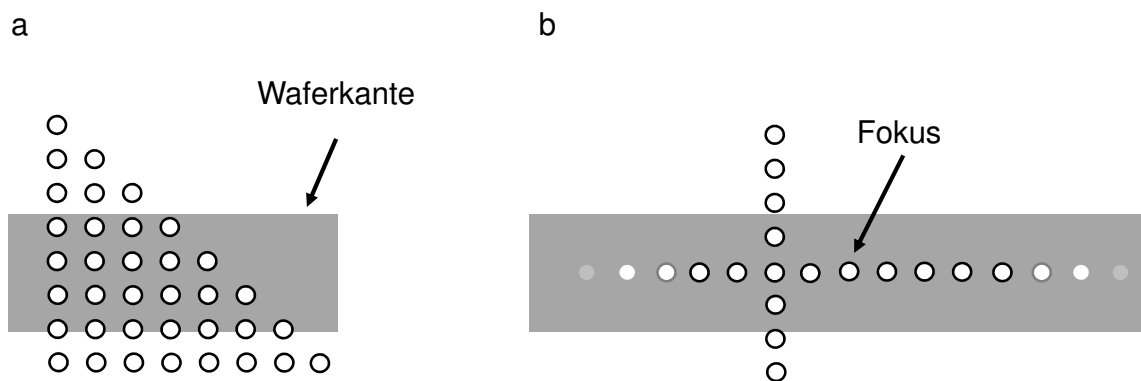


Abbildung 7.18 – (a) Positionierung des Lasers auf der Waferkante; (b) Einstellung des Feinfokus auf der Kante

Bei der Betrachtung unter dem Lichtmikroskop kann jeder Linie eine Position zugeordnet und der Strahl zentrisch auf die Kante eingestellt werden. Darauf folgend wurde der Fokus auf der Kante optimiert. Anhand einer horizontalen Linie (10 cm) mit einer schneidenden Vertikalen wurden die Punkte bestimmt, an denen die Fokussierung des Strahls soweit abnimmt dass die Laserpunkte nicht mehr erkennbar sind. Die Mitte zwischen diesen beiden Punkten wurde als Ausgangspunkt aller Laserbeschriftungen festgelegt (Abbildung 7.18 (b)).

Bereits während der Positionierung/Fokussierung fiel auf, dass für unterschiedliche Rotationswinkel des Wafers verschiedene Höheneinstellungen notwendig sind (siehe Abbildung 7.19). Deshalb wurde in 10° -Abständen (ausgenommen der Klammerpositionen bei $22,5^\circ$, $177,5^\circ$ und $327,5^\circ$) die optimale Laserposition ermittelt und in Abhängigkeit des Winkels analysiert. Zwischen den größeren Klammerabständen ist ein Durchhängen des Wafers von ca. $100\text{ }\mu\text{m}$

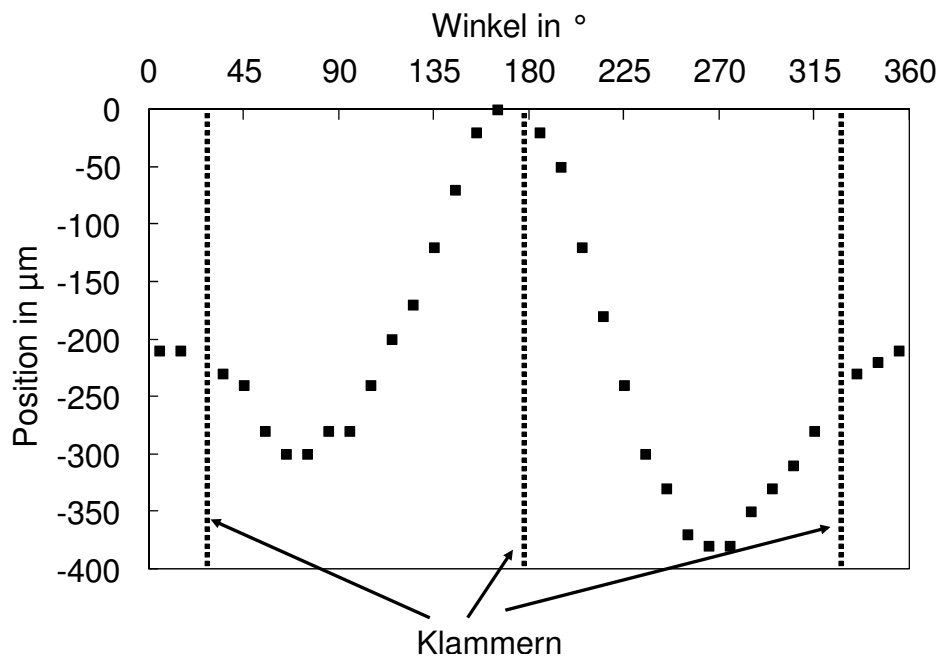


Abbildung 7.19 – Abhängigkeit der Laserposition von der Rotation des Wafers.

erkennbar. Zudem liegt die Klammer bei $177,5^\circ$, bezogen auf die anderen beiden Klammern, ca. $200\ \mu\text{m}$ höher. Die Unterschiede sind jedoch gering und können mit den Positionierungsangaben aus Abbildung 7.19 leicht ausgeglichen werden.

7.3.3 Laserparameter

Laserleistungskurve

Vor der Durchführung einzelner Versuchsreihen wurden die Laserparameter bestimmt. Hierfür wurde zunächst die Leistungskurve des Lasers gemessen, um den Wertebereich des Diodenstroms für spätere Experimente festzulegen bzw. vom Diodenstrom auf die Leistung rück schließen zu können. Die Abhängigkeit der Laserleistung bei 1 kHz Frequenz vom Diodenstrom wurde mit einem pyroelektrischem Sensor (*Ophir Nova II (10A-SH-VI)*) aufgenommen.

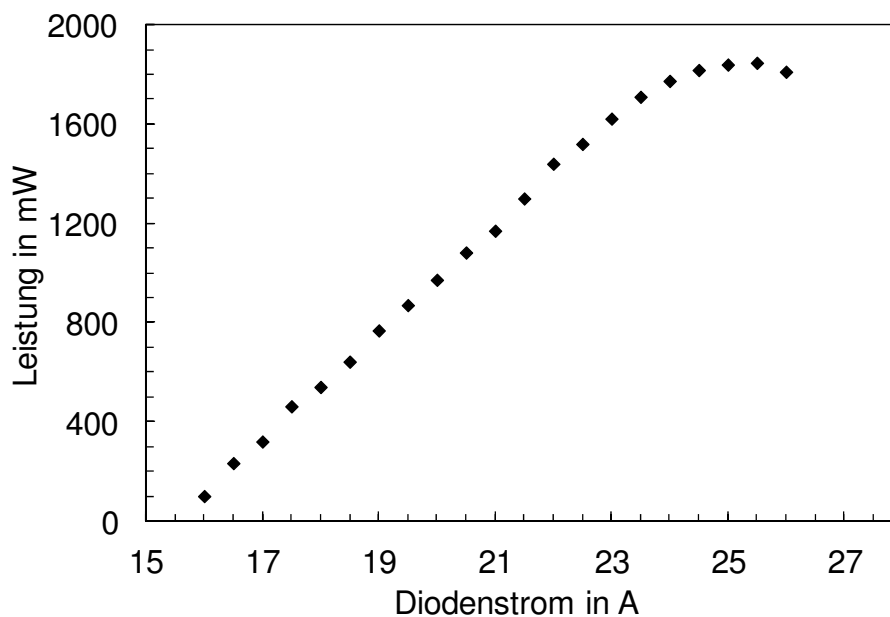


Abbildung 7.20 – Abhängigkeit der Laserleistung von der Diodenstromstärke bei $\nu = 1$ kHz und $\tau_p = 190$ ns.

Abbildung 7.20 zeigt einen linearen Anstieg der Ausgangsleistung vom Diodenstrom bis ca. 23,5 A. Höhere Stromstärken lassen die Leistung nur noch schwach ansteigen bzw. die Leistung einbrechen. Eine lineare Regression der Laserleistung bis 23,5 A ergibt folgende Annäherung für die Leistung:

$$P = 215,33 \frac{\text{mW}}{\text{A}} \cdot x - 3330,9 \text{ mW} \quad (7.6)$$

Bestimmung der Arbeitsparameter

Erfahrungswerte mit vergleichbaren Lasern bei der *Siltronic AG* zeigen bei Pulsfrequenzen von 1 kHz gute Vergleichbarkeiten bzgl. der Laserpunktgeometrie (Tiefe und Form). Ausge-

hend von dieser Frequenz wurde der Diodenstrom variiert und Laserpunkte mit jeweils zehn Pulsen anhand von Lichtmikroskopbildern bewertet. Gute Ergebnisse ergeben sich bei Stromstärken $\geq 19,59$ A (siehe Abbildung 7.21).

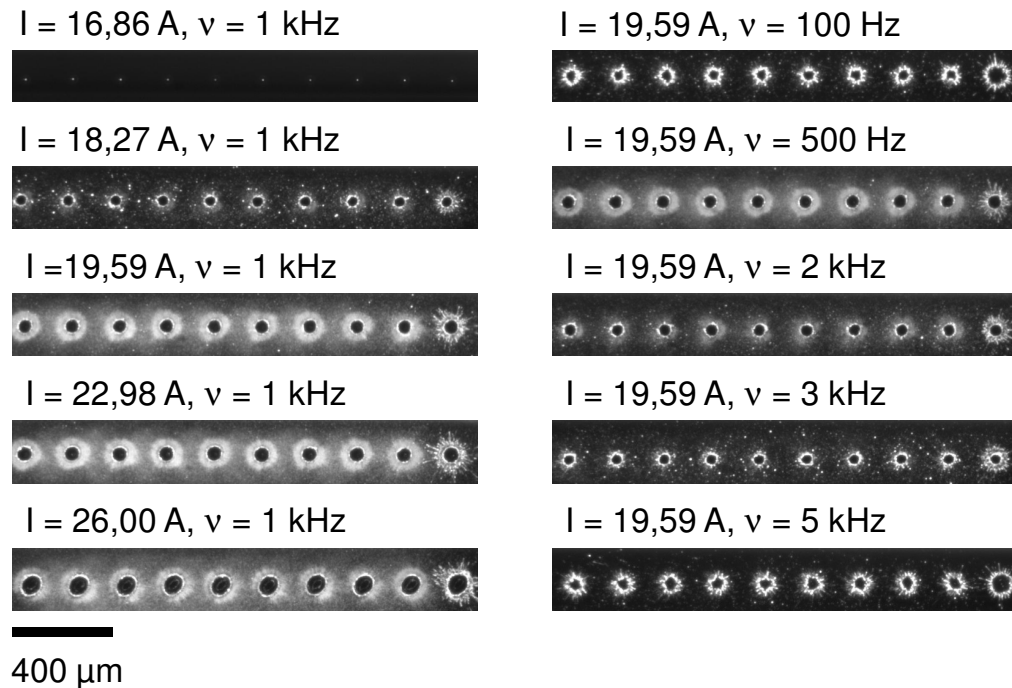


Abbildung 7.21 – Lichtmikroskopaufnahmen der gelaserten Reihen (erster Punkt rechts) bei variabler Diodenstromstärke I und Frequenz ν mit $\tau_p = 190$ ns.

Die hier maximal getestete Diodenstromstärke mit $26,00$ A zeigt eine Verformung der Laserpunkte, was auf eine unregelmäßige Fokussierung oder eine gestörte Geometrie des Strahles hindeutet. Weiterführende Untersuchungen wurden an dieser Stelle nicht durchgeführt. Auffällig erscheinen auch die ersten Laserpunkte innerhalb einer Reihe ($I = 16,86$ A, $\nu = 1$ kHz ausgenommen). (Näheres dazu in Kapitel 8.4.) Aufgrund einer Verkürzung der LED-Lebensdauer sollte die Diodenstromstärke laut Hersteller ~ 20 A dauerhaft nicht überschreiten. Folglich wird die Stromstärke auf $19,59$ A festgelegt, was in etwa 45 % der Maximalleistung entspricht. Bei dieser Stromstärke wurden im Anschluss weitere Frequenzen getestet (100 Hz–5 kHz). Am homogensten sind die Defekte für 1 kHz und 500 Hz bei $19,59$ A (siehe Abbildung 7.21).

Folgend wird, sofern nicht anders beschrieben, bei allen Versuchen mit einer Frequenz von 1 kHz und einer Diodenstromstärke von $19,59$ A gearbeitet.

Proben

Alle Versuche werden mit dem gleichen Wafertyp durchgeführt. Hierbei handelt es sich um 300 mm Wafer aus Czochalski gezogenen Kristallen. Die Ungenauigkeiten für Dotierung, Verunreinigungen, Durchmesser, Dicke und Kantenverrundung belaufen sich innerhalb der Spezifikation des Waferproduktes. Werte einer Spezifikation für polierte 300 mm Wafer können SEMI M1-1109 entnommen werden [10].

8 Diskussion der Ergebnisse

8.1 Konfokalmessungen an den Laserpunkten der Vorversuche

Die geometrischen Eigenschaften der mit dem Deeplasermarker generierten Laserpunkte aus den Vorversuchen wurden mit einem vorübergehend verfügbaren Konfokalmikroskop (*KEYENCE VK-9700*) der Firma *Keyence* ausgemessen. Jeweils zehn Punkte, welche mit den Pulszahlen 1 - 20 generiert wurden, gehen in die Auswertung mit ein. Größere Pulszahlen lassen nur eine Bestimmung der Tiefe zu, da mit steigender Pulszahl die Flanken steiler werden. Aufgrund dessen kommt es zu einem starken Abfall der Intensität des Messsignals in diesen Bereichen. Glatte Flächen verstärken diesen Effekt. Abbildung 8.1 zeigt die Tiefenprofile für 1 Puls, 2 Pulse, 5 Pulse, 10 Pulse, 15 Pulse und 20 Pulse.

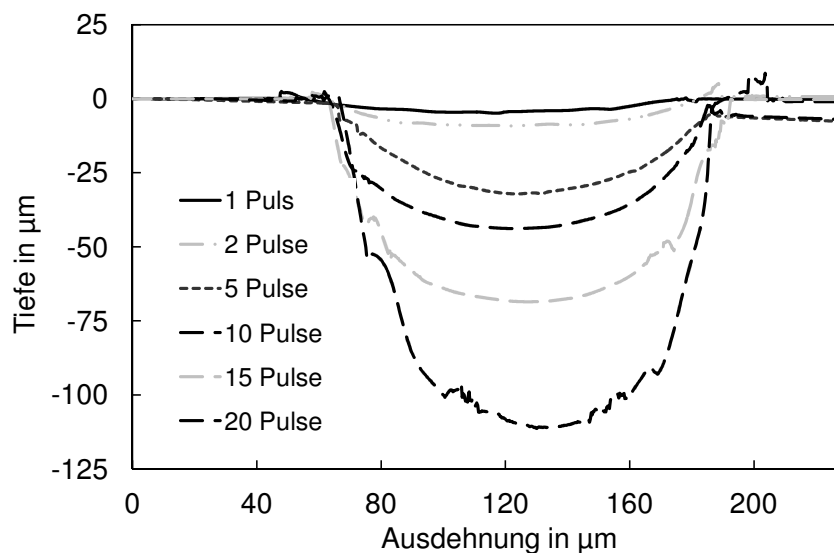


Abbildung 8.1 – Tiefenprofile für die Pulszahlen 1-20 aus den Vorversuchen gemessen mit einem Konfokalmikroskop. $P = 2,38 \text{ W}$ bei $\nu = 4 \text{ kHz}$, $\tau_p = 90 \text{ ns}$.

Auffällig sind kleine Erhöhungen am Kraterrand, die auf einen Auswurf während der Ablation hindeuten. Mit größer werdender Pulszahl nimmt die Steigung der Flanken zu. Bei Pulszahlen > 10 sind Unregelmäßigkeiten (Stufen) in der Kraterstruktur sichtbar, die jedoch nur schwer auf ihre Echtheit zu überprüfen sind. Der Lochdurchmesser beträgt ca. $100\text{ }\mu\text{m}$. Weiter wurde die Ablationstiefe und das Ablationsvolumen in Abhängigkeit von der Pulszahl untersucht. Die Kratertiefe ergibt sich aus der Differenz des z-Wertes für die zum Laserpunkt umliegende Fläche und dem tiefsten Punkt im Krater. Das Volumen ist folgendermaßen bestimmt:

$$V_{Si} = \int_0^a \int_0^b A - M(x,y) dx dy \quad (8.1)$$

A : z-Wert der umliegenden Fläche $M(x,y)$: Messwerte der Topografie
 a, b : Seitenlängen der Fläche für die Integration

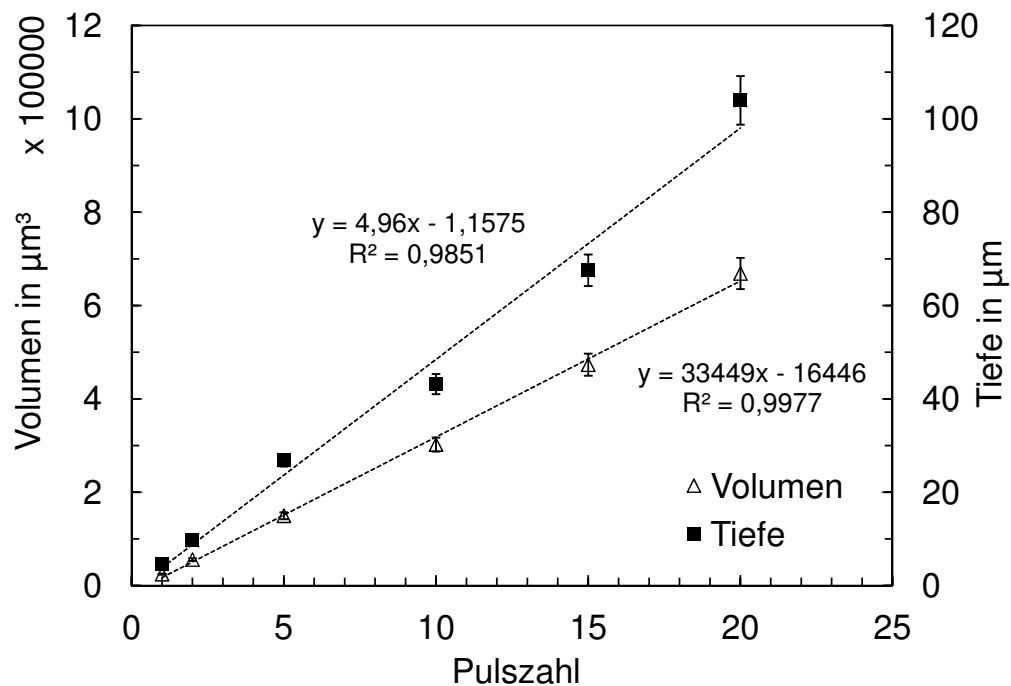


Abbildung 8.2 – Gemittelte Ablationsvolumina und Tiefen aus 10 Laserpunkten in Abhängigkeit von der Pulsanzahl. $P = 2,38\text{ W}$ bei $\nu = 4\text{ kHz}$, $\tau_P = 90\text{ ns}$.

Die Abhängigkeit des Volumenabtrages mit der Pulsanzahl zeigt einen klaren linearen Verlauf, während für die Tiefenabhängigkeit eher von einer Tendenz zu linearem Verhalten gesprochen werden kann (siehe Abbildung 8.2). Für die linearen Regressionen beträgt der Volumenabtrag

pro Puls $(3,34 \pm 0,17) \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$, der Tiefenanstieg pro Puls ergibt sich zu ca. $(5,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$.

Die Energie, die zunächst für die Ablation pro Puls zur Verfügung steht, liegt bei 2,38 mJ (2,38 Watt bei 1 kHz). Abzüglich der Oberflächenreflexion von 31,5 % sind es 1,63 mJ. Innerhalb der ersten 10 μm werden lediglich 0,64 % absorbiert, was schließlich einer eingebrachten Energie von 0,01 mJ entspricht. Betrachtet man im Gegenzug die Gesamtenergie für das Verdampfen eines Volumens von $(3,34 \pm 0,17) \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$ (V_{Si}), so kommt man unter Annahme einer konstanten Wärmekapazität auf einen wesentlich größeren Wert.

$$\begin{aligned}
 E_{\text{Gesamt}} &= E_{\text{Heizen}} + E_{\text{Schmelzen}} + E_{\text{Verdampfen}} = \\
 &= \rho_{Si} V_{Si} (c_{Si} (T_b - T_r) + (w_m + w_b) \frac{1}{M_{Si}}) = \\
 &= 2,336 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot (3,34 \pm 0,17) \cdot 10^{-8} \text{cm}^3 (0,7 \frac{\text{J}}{\text{gK}} 2330 \text{ K} + \\
 &\quad + (50 + 359) \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{mol}} \cdot \frac{1}{28,085 \frac{\text{g}}{\text{mol}}}) = \\
 &= 1,26 \pm 0,06 \text{ mJ}
 \end{aligned} \tag{8.2}$$

ρ_{Si} :	Dichte Silicium	c_{Si} :	spezifische Wärmekapazität Silicium
T_b :	Siedetemperatur Silicium	T_r :	Raumtemperatur
w_m :	Schmelzwärme Silicium	w_b :	Verdampfungswärme Silicium
M_{Si} :	molare Masse Silicium		

Für das reine Verdampfen einer pro Puls abgetragenen Silicium-Menge nach Gleichung 6.8, ergibt sich ein Wert von 1,26 mJ, der deutlich über den zuvor angegebenen 0,01 mJ liegt. Aus diesem Grund muss der temperaturbedingte Anstieg der Absorption einen wesentlichen Einfluss auf die Laserablation haben. Zudem verdampft nicht das ganze Material, sondern flüssiges Material kann durch die Phasenexplosion die Oberfläche direkt verlassen.

Für die Laserfluenz ergibt sich bei 100 μm Fokus ein Wert von $\sim 30 \text{ J/cm}^2$. In diesem Bereich befinden sich auch Literaturwerte für die Laserfluenz bezüglich einer Ablationsrate im Mikrometerbereich pro Puls [98, 134].

8.2 Tiefenmessungen

Alle folgenden Tiefenmessungen wurden mittels Weißlichtinterferometrie durchgeführt und beziehen sich auf Laserpunkte, welche mit dem Laserkantenbeschrifter (Beschreibung Abschnitt 7.3) generiert wurden.

8.2.1 Ablationstiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl

Abbildung 8.3 zeigt die Tiefen der Mittelwerte aus 10 Messungen pro Pulsanzahl für Wafer mit abschließendem Kantenpolieren bzw. ohne Kantenpolieren.

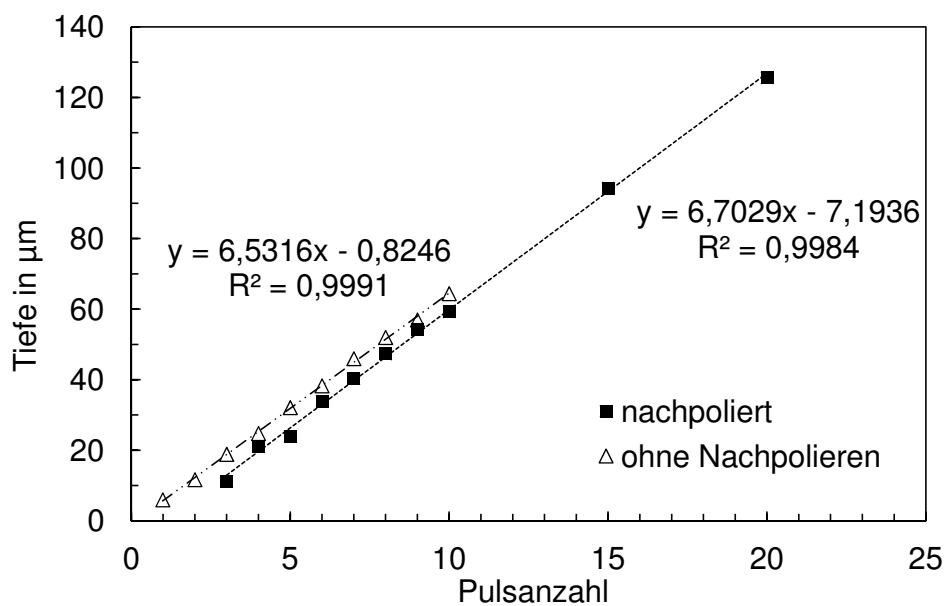


Abbildung 8.3 – Ablationstiefe in Abhängigkeit von der Pulsanzahl bei einer Fluenz von 23 J/cm^2 . Jeweils 10 Laserpunkte pro Pulsanzahl für „nachpoliert“ und „ohne Nachpolieren“ wurden betrachtet. Die Standardabweichungen liegen innerhalb der Messpunktgröße. $P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_P = 190 \text{ ns}$.

Die linearen Annäherungen sind nahezu parallel mit einer Verschiebung von $6,37 \text{ µm}$ bei $x = 0$. Der Abtrag durch das Polieren auf der Kante liegt demnach bei ca. $12\text{-}13 \text{ µm}$ im Umfang. Die Ablationsrate der Einzelpulse entspricht der Steigung und liegt bei ca. $6,5 \text{ µm}$.

Die Fluenz F beschreibt für die Fläche, welche direkt durch den Laserstrahl angeregt wird (Spotgröße), den Energieeintrag. Für einen Puls lässt sich demnach die Fluenz nach folgender Gleichung berechnen:

$$F = \frac{P}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 \pi \nu} \quad (8.3)$$

P gibt die Leistung des Lasers an, ν ist Frequenz der Pulsfolgen und d ist der Durchmesser der generierten Punkte. Bei einer Diodenstromstärke von 19.59 A ergibt sich nach Gleichung 7.6 eine Leistung von 890 mW, mit der sich bei einer Frequenz von 1 kHz und einem Punktdurchmesser von 70 μm eine Fluenz F von 23 J/cm^2 einstellt. Für die mittlere Pulsleistung ergibt sich bei 190 ns Pulslänge ein Wert von 4,7 kW, bzw. 0,12 GW/cm^2 , was verglichen mit der Literatur zunächst deutlich niedrigere Ablationsraten ergeben sollte. Eine Phasenexplosion, die hohe Ablationsraten verursacht wird bei Silicium erst ab Bestrahlungsstärken von 20 GW/cm^2 beschrieben [71]. Dieser Grenzwert liegt um das 200-fache über dem hier festgestellten Wert. Zudem gilt dieser Wert bei einer Wellenlänge von 266 nm, bei der die Energieeinkopplung wesentlich größer ist. Allerdings wurde in dieser Veröffentlichung die Auswirkung der Pulsdauer, die konstant bei 3 ns liegt nicht mit einbezogen und ein direkter Vergleich des Leistungseintrages ist deshalb wenig aussagekräftig. Weiter wurde der beobachtete Effekt auch kürzlich von Zhou *et al.* [72] bei ähnlichen Parametern (~ 100 ns, $F = 30 - 40 \text{ J}/\text{cm}^2$) beobachtet und beschrieben. Mit Hilfe von Aufnahmen einer ICCD (intensified charge-coupled device) Kamera konnte gezeigt werden, dass neben der Ausbildung des Plasmas nach 200 - 300 ns, aufgeschmolzenes Material die Oberfläche verlässt und sich ausbreitet. Zhou *et al.* erklären diese Erscheinung durch einen Nebeneffekt des Plasmas und halten eine Phasenexplosion für sehr unwahrscheinlich. Die schnelle Ausbreitung des Plasmas (~ 1000 m/s) verringert lokal den Druck und erleichtert das Ausstoßen von flüssigem Material. Nachgewiesen werden konnte diese Erklärung bisher jedoch nicht, und es bedarf weiterer Untersuchungen.

8.2.2 Einfluss der Kristallorientierung auf die Ablationstiefe

Im folgenden Versuch wurde untersucht, ob sich verschiedene Kristallorientierungen auf die Laserablation auswirken. Hierfür wurde ein Wafer an den Winkelpositionen 45° , 60° , 75° und 90° mit gleichem Muster gelasert und die Tiefen der Laserpunkte ausgemessen. Da eine vierzählige Symmetrie der Kristallorientierungen auf der Kante vorliegt, sind innerhalb eines Winkelfensters von 45° alle Orientierungen abgedeckt.

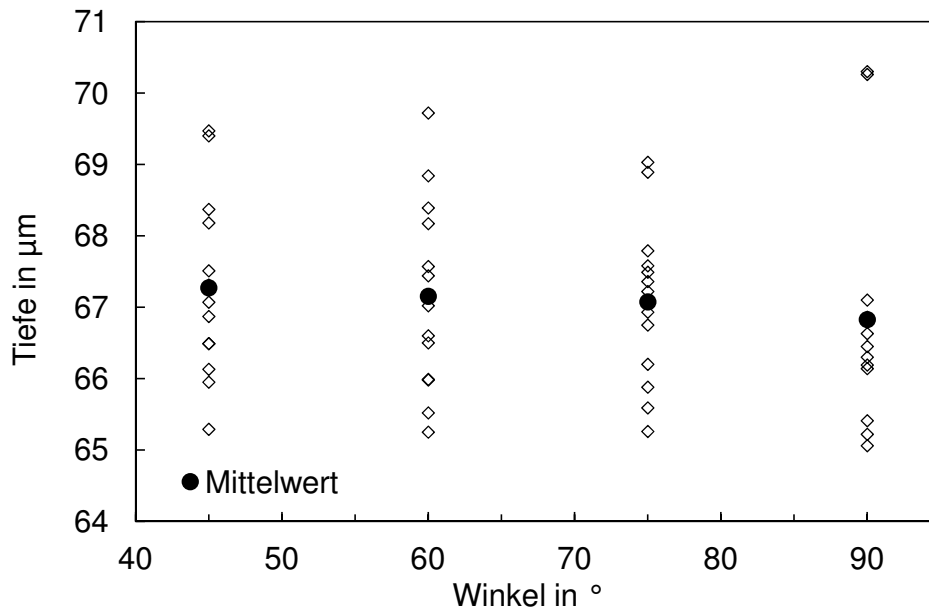


Abbildung 8.4 – Einfluss der Kristallorientierung auf die Laserablationstiefen bei 10 Pulsen pro Punkt. $P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns.

Abbildung 8.4 zeigt die Tiefenverteilung für die Winkel 45° bis 90° , wobei der 90° [011]-Richtung und 45° der [001]-Richtung entspricht. Auch in diesem Fall zeigt eine einfache Varianzanalyse keine Signifikanz innerhalb eines Konfidenzintervalls von 95 %. Der p-Wert liegt mit 0,87 deutlich über 0,05. Ein Einfluss der Kristallorientierung kann somit im Rahmen der Messgenauigkeit vernachlässigt werden.

8.3 Reflexionseigenschaften der Laserpunkte

8.3.1 Tiefenabhängigkeit

Für die Analyse der Reflexionsintensität der Laserpunkte im Dunkelfeld wurden die bereits ausgemessenen Tiefen aus Abschnitt 8.2.1 mit den Intensitäten bei einem Schwellwert von 10 (TH10) in Zusammenhang gebracht. Jedem Punkt kann eine definierte Tiefe und Lichtintensität im Dunkelfeld zugeordnet werden.

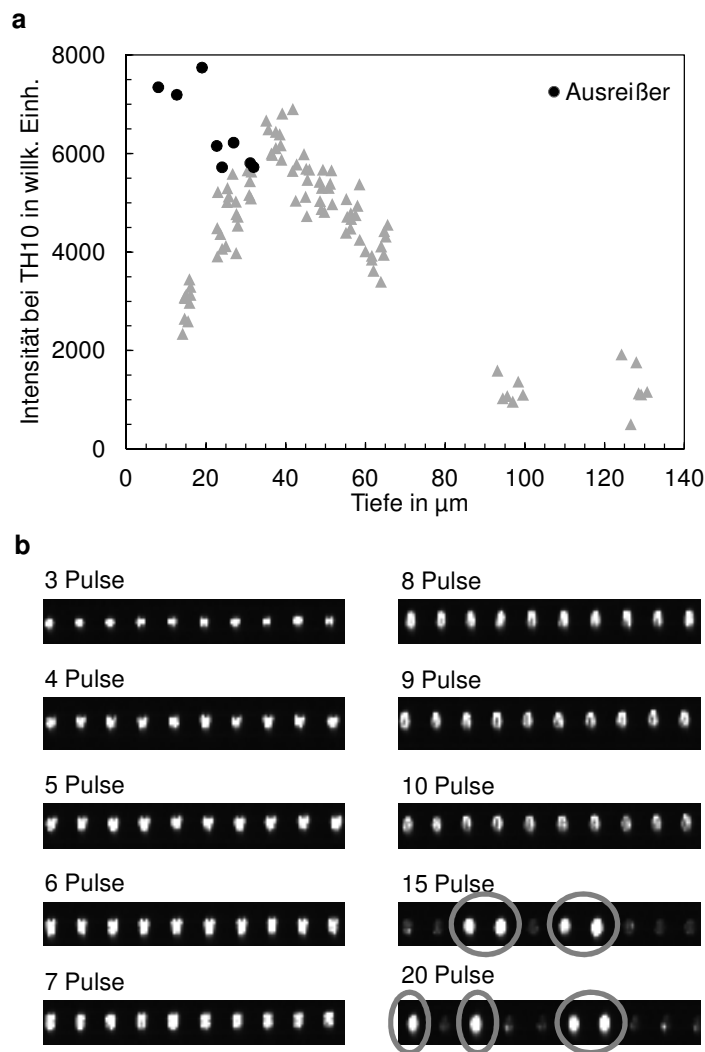


Abbildung 8.5 – (a) Integrierte Intensität der Laserpunkte bei einer Threshold von 10 in Abhängigkeit von der Tiefe bei 10 Pulsen pro Punkt; (b) Dazugehörige Detektionsbilder des Kanteninspektionsgerätes. Die Kreise zeigen Laserpunkte mit Rückständen des Polierprozesses. Die Tiefen dieser Punkte sind verringert, gleichzeitig ist die Detektionsintensität stark erhöht. $P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 190 \text{ ns}$.

Abbildung 8.5 zeigt hierzu die integrierten Intensitäten der einzelnen Defekte für die Pulszahlen 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15 und 20 bei einem Schwellwert von 10, dargestellt über die Tiefen der einzelnen Laserpunkte (a) und die dazugehörigen Detektionsbilder des Kanteninspektionsgerätes (b). Die Intensität steigt zunächst bis zu einer Tiefe von $40\text{ }\mu\text{m}$ an und fällt bei weiter steigender Tiefe auf einen Wert nahe Null wieder ab. Die Lochtiefe hat somit deutlichen Einfluss auf die Reflexionseigenschaften. Weiter sind bei den Pulszahlen 15 und 20 für einzelne Punkte sehr starke Intensitäten zu erkennen. Zudem sind deren Tiefen deutlich geringer im Vergleich zu den anderen Punkten innerhalb der dazugehörigen Laserpunktfolgen. Durch den Poliervorgang kommt es zu einem Materialabtrag auf der Kante, der sich in den Löchern ansammelt und mit zunehmender Tiefe schwieriger zu entfernen ist. Für Pulszahlen > 10 tritt dieser Effekt gehäuft auf.

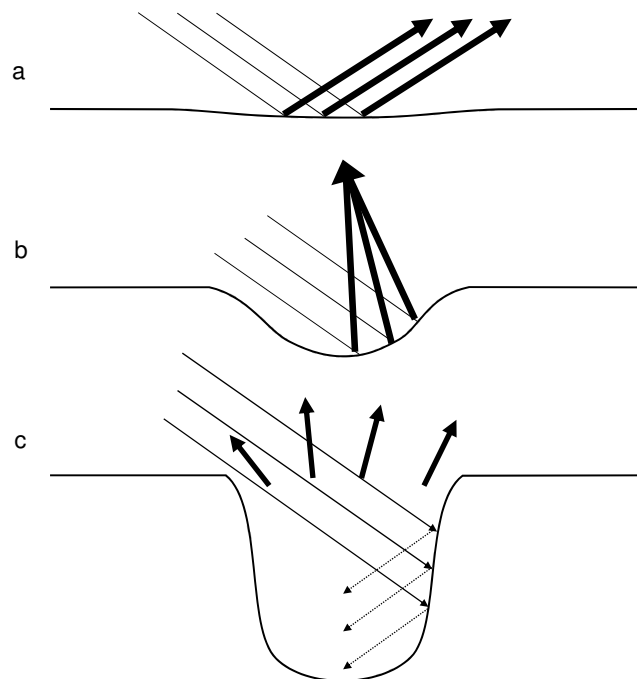


Abbildung 8.6 – Prinzip der Streuung von Laserpunkten: (a) Sehr flache Laserpunkte verändern die Reflexion nur in geringem Maße; (b) Bei größer werdender Tiefe wird die in Richtung Detektor reflektierte Intensität durch Annäherung der Tiefengeometrie an eine Parabolform erhöht; (c) Einfallendes Licht wird von den Flanken in das Loch reflektiert. Reflektiertes Licht kommt nur mit geringer Intensität zum Detektor.

Ein Erklärungsversuch für das tiefenabhängige Reflexionsverhalten der Laserpunkte ist in Abbildung 8.6 gegeben. Grundlage sind die in Abbildung 8.1 mit dem Konfokalmikroskop ausgemessenen Tiefen. Bei niedrigen Tiefen ist die Tiefe im Verhältnis zum Durchmesser des Loches sehr klein und die Krümmung sehr gering. Dadurch sind die Reflexionseigenschaften

der Kante nur geringfügig verändert. Licht wird mit einer nur geringen Intensität in Richtung Detektor reflektiert. Mit steigender Tiefe werden die Flanken steiler, die Krümmung erhöht sich, und die Intensität der Reflexion in Richtung Detektor steigt bis zu einer Lochtiefe von 40 μm . Für diese Tiefe ist die Annäherung des Tiefenprofils an eine Parabelform (mit Fokus im Detektor) am größten und die detektierte Intensität wird maximal. Bei weiter zunehmender Tiefe wird die detektierte Intensität wiederum reduziert. Dies rührt daher, dass der für die Detektion essentielle Krümmungsabschnitt nach unten verschoben und von einfallendem Licht nicht mehr direkt erreicht wird. Licht erreicht den Boden des Loches erst nach Reflexion an den Flanken, wird dort erneut reflektiert und je nach Winkel weiter total reflektiert und/oder abgeschwächt. Die Austrittswinkel des Lichtes bei großen Lochtiefen sind breiter gestreut und ein wesentlich geringerer Anteil erreicht den Detektor.

Nach obigem Modell hat der Lochdurchmesser Einfluss auf die Reflexionseigenschaften der Laserpunkte. Im Vorversuch (siehe Kapitel 7.2) wurde mit einem Deeplasermarkierer gearbeitet, der bzgl. des Lochdurchmessers größere Punkte erzeugt. Das Reflexionsverhalten wurde an dieser Stelle nachträglich analysiert und im Zusammenhang mit den Tiefen diskutiert. Aufgrund zu geringer Messwerte im relevanten Bereich können an dieser Stelle keine genaueren Aussagen getroffen werden. Die Streueigenschaften sind für 10 Pulse (ca. 43 μm Tiefe) am größten, jedoch kann nicht genau festgestellt werden, ob an dieser Stelle das Maximum vorliegt, da die umgebenden Messwerte mit 5 Pulsen und 15 Pulsen zu weit weg liegen. Ein Widerspruch zum Modell liegt nicht vor.

8.3.2 Einfluss der Beleuchtungsintensität

Entscheidend für die Tauglichkeit der Defekte ist neben der Reproduzierbarkeit die Sensitivität generierter Defekte bzgl. der Einstellungen (LED-Intensität der Beleuchtungseinheiten und geometrische Anordnung von Wafer zu Beleuchtungseinheit/Detektor) am Inspektionsgerät. Unterschiede dieser Einflussgrößen zwischen verschiedenen Messgeräten oder Veränderungen dieser Größen an einem Messgerät zwischen den Messungen haben Auswirkungen auf die Detektion von Defekten und bewirken eine Streuung der gemessenen Werte. Welche der Einflussgrößen sich zwischen den Messungen ändern ist unbekannt und deshalb ist es sinnvoll, die Größen im Einzelnen zu untersuchen. Ein relevanter Parameter am Kanteninspektionsgerät ist die Beleuchtungsintensität der LEDs (I_{LEDs}). In einem Test wurden zwei Laserpunktreihen mit 6 bzw. 10 Pulsen pro Punkt (jeweils 10 Punkte) bei variierender I_{LEDs} untersucht. Betrachtet wurden die Messgrößen I TH10, MI TH10, I GW 10 und I GW 255. Abbildung

8.7 zeigt hierzu die Abhängigkeiten dieser Größen gegenüber I_{LEDs} . Ausgehend von $I_{LEDs} = 100\%$ wurde die Beleuchtung in 5 %-Schritten variiert. Es wurden jeweils 5 Messungen für I_{LEDs} durchgeführt. Ein Punkt entspricht dem Messwert für die gesamte Laserpunktreihe (10 Punkte) bei festem I_{LEDs} .

Abbildung 8.7 (a):

Ein lineares Verhalten ist für beide Pulsanzahlen zu beobachten. Während bei 10 Pulsen die Werte mit wachsendem I_{LEDs} ansteigen, fallen die Werte bei 6 Pulsen ab. Insgesamt sind bei 6 Pulsen höhere Werte festzustellen. Das Verhalten für 10 Pulse lässt sich dadurch erklären, dass bei steigendem I_{LEDs} die Lichtintensität sich weniger auf die Fläche auswirkt, sondern auf Pixel, die bereits bei geringerem I_{LEDs} detektiert werden, verteilt wird. Eine Flächenzunahme bedeutet bei TH10 einen Zuwachs von intensitätsschwachen Pixeln. Bei 6 Pulsen ist die Flächenzunahme mit wachsendem I_{LEDs} um das 3-fache größer und der Großteil detektierter Pixel ist auch bei schwächerem I_{LEDs} bereits gesättigt. Große I_{LEDs} bewirken somit eine Verringerung der mittleren Intensität bei TH10 für 6 Pulse.

Die Standardabweichung vom Mittelwert der einzelnen I_{LEDs} liegt bei $\sim 1,0\%$ für 10 Pulse und $\sim 1,1\%$ für 6 Pulse pro Laserpunkt. Eine Unterscheidbarkeit zwischen den verschiedenen I_{LEDs} ist in großen Teilen bei 10 Pulsen gegeben.

Abbildung 8.7 (b):

Die Gesamtintensität der detektierten Defekte bei TH10 steigt im untersuchten Bereich mit linear wachsendem I_{LEDs} für beide Pulszahlen linear an. Eine direkte Proportionalität zwischen I_{LEDs} und Reflexion ist gegeben.

Die Standardabweichung vom Mittelwert der einzelnen I_{LEDs} ist für beide Pulszahlen sehr gering ($\sim 0,56\%$ für 6 Pulse und $\sim 0,44\%$ für 10 Pulse). Die Unterscheidbarkeit zwischen den verschiedenen I_{LEDs} ist hier am besten.

Abbildung 8.7 (c):

Beide Pulsanzahlen zeigen einen linearen Anstieg der Intensitäten für einen Grauwert von 10 bei TH10 mit wachsendem I_{LEDs} . Die größere Steigung bei 6 Pulsen zeigt, dass die Flächenzunahme mit I_{LEDs} bei 6 Pulse stärker ausgeprägt ist.

Die Ungenauigkeit ist für beide Pulszahlen sehr groß. Die Standardabweichung des Mittelwerts der jeweiligen Intensitäten liegt im Bereich von $\sim 10\%$. Eine klare Unterscheidung zwischen den verschiedenen I_{LEDs} ist hier nicht möglich.

Abbildung 8.7 (d):

Mit wachsendem I_{LEDs} steigt die Intensität bei TH255 für 6 Pulse linear an. Folglich steigt die Anzahl der gesättigten Pixel mit wachsendem I_{LEDs} . Bei 10 Pulsen setzt der Anstieg erst ab $I_{LEDs} = 100\%$ ein. Bei geringerem I_{LEDs} sind die Intensitäten nahezu Null.

Die Standardabweichung vom Mittelwert der jeweiligen I_{LEDs} bewegt sich hier im Bereich von 3% . Auch hier ist eine klare Unterscheidung zwischen den verschiedenen I_{LEDs} nicht gegeben.

Insgesamt sind für alle Messgrößen und Pulszahlen in Abhängigkeit von I_{LEDs} (bei TH255 und 10 Pulsen erst ab $I_{LEDs} = 100\%$) lineare Zusammenhänge erkennbar. Die Ungenauigkeiten sind bei MI TH10 und I TH10 am geringsten. Eine klare Unterscheidung zwischen den verschiedenen I_{LEDs} ist nur bei I TH10 gegeben. Die Betrachtung einzelner Grauwerte (GW 10 und GW 255) ermöglichen keine Unterscheidung zwischen den verschiedenen I_{LEDs} und liefern die größten Streuungen. Für eine Analyse von I_{LEDs} ist daher I TH10 am geeignetsten.

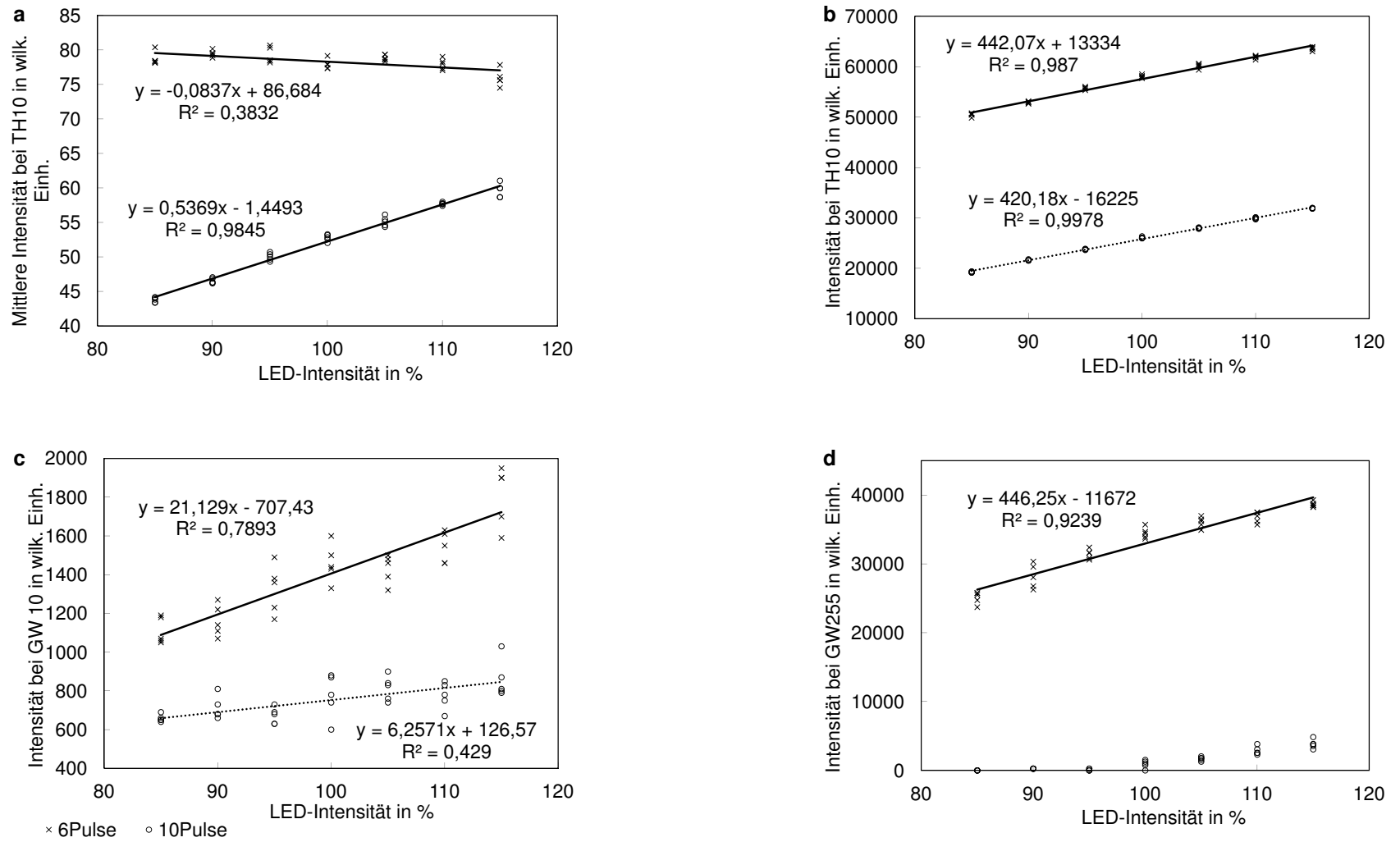


Abbildung 8.7 – Abhängigkeiten der Messgrößen von I_{LEDs} : (a) MI TH10, (b) I TH10, (c) I GW10, (d) I GW255 für 6 bzw. 10 Pulse ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

8.3.3 Vergleich mit elektronenmikroskopischen Aufnahmen

Weiter wurde versucht, die Reflexionsintensitäten in Zusammenhang mit dazugehörigen elektronenmikroskopischen Aufnahmen zu bringen. In den Abbildungen 8.8 und 8.9 sind REM-Aufnahmen von einzelnen Laserpunkten und deren Intensitäten bei der Detektion für 6 und 10 Pulse dargestellt. Der Vergleich der REM-Bilder für die jeweiligen Pulsanzahlen zeigt eine allgemein glatte Oberflächenstruktur der Laserpunkte, womit sich die Reflexion im Dunkelfeld erklären lässt. Form und Größe sind weitgehend gleich, geringe Unterschiede sind jedoch zu erkennen. Vor allem für 10 Pulse sind die Unregelmäßigkeiten stärker ausgeprägt. Weiter ist eine wellige Substruktur der Oberfläche erkennbar, die zwischen den Laserpunkten abweicht. Erklärbar ist dies durch den Laservorgang, in dem Material aufgeschmolzen und verdampft bzw. durch Phasenexplosion abgetragen wird, und im Anschluss Rückstände flüssigen Materials wieder erstarren. Diese Vorgänge sind nicht bis ins Detail kontrollierbar und es kommt zu den Abweichungen in der Substruktur. Auswirkungen hat dies unter anderem auf die Reflexion. Beispielsweise ist der in Abbildung 8.6 (b) beschriebene Bereich für die Reflexion von Abweichungen betroffen, so können die Reflexionseigenschaften beeinflusst sein und die Intensität erhöht oder verringert sich. Somit lässt sich die Streuung in der Intensität bei einer konstanten Tiefe erklären (siehe Abbildung 8.5 (a)). Die Feinheiten der Substruktur lassen sich aus den REM-Bildern nicht ablesen, und die Bilder lassen sich nicht in Zusammenhang mit den Intensitäten bringen. Auch die sichtbaren Unregelmäßigkeiten im Randbereich der Laserpunkte haben keinen am Kanteninspektionsgerät messbaren Einfluss auf die Reflexionsintensität. Weiter auffällig in den REM-Aufnahmen sind schwache Aufhellungen in x-Richtung. Hierbei handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um Aufrauungen, verursacht durch den Polierprozess. Während des Polierens der Laserpunkte kommt es vermutlich zum Abtrag größerer Partikel, die im weiteren Verlauf des Polierens auf der Kante schleifen.

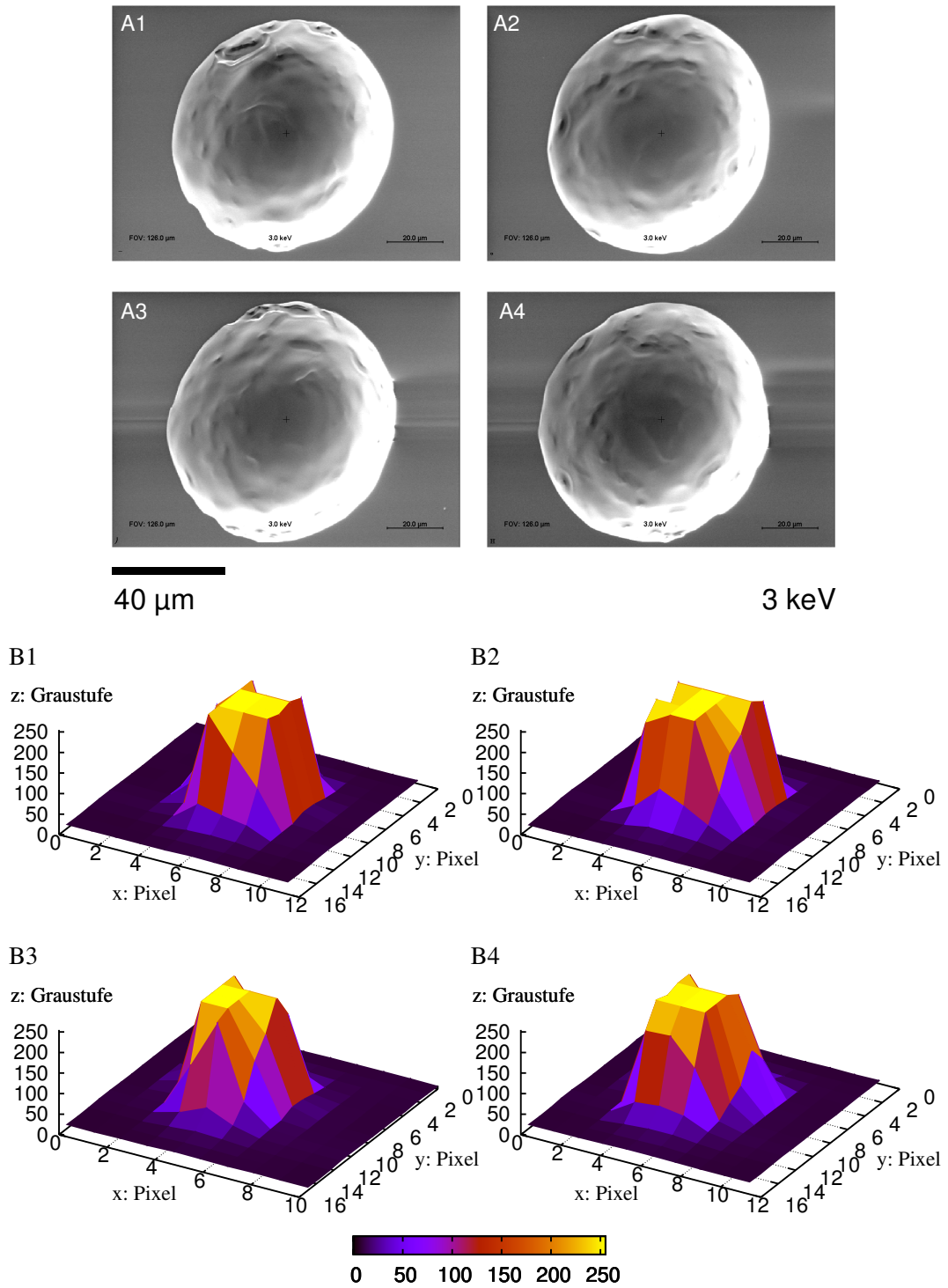


Abbildung 8.8 – A1 - A4 zeigen die REM-Abbildungen einzelner Defekte bei einer Pulsanzahl von 6 ($P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 190 \text{ ns}$). B1 - B4 zeigen die dazugehörigen orts aufgelösten Intensitäten aus den Messungen am Kanteninspektionsgerät. Graustufe in willk. Einh.; Pixelbreite in x-Richtung 10 μm , in y-Richtung 5 μm .

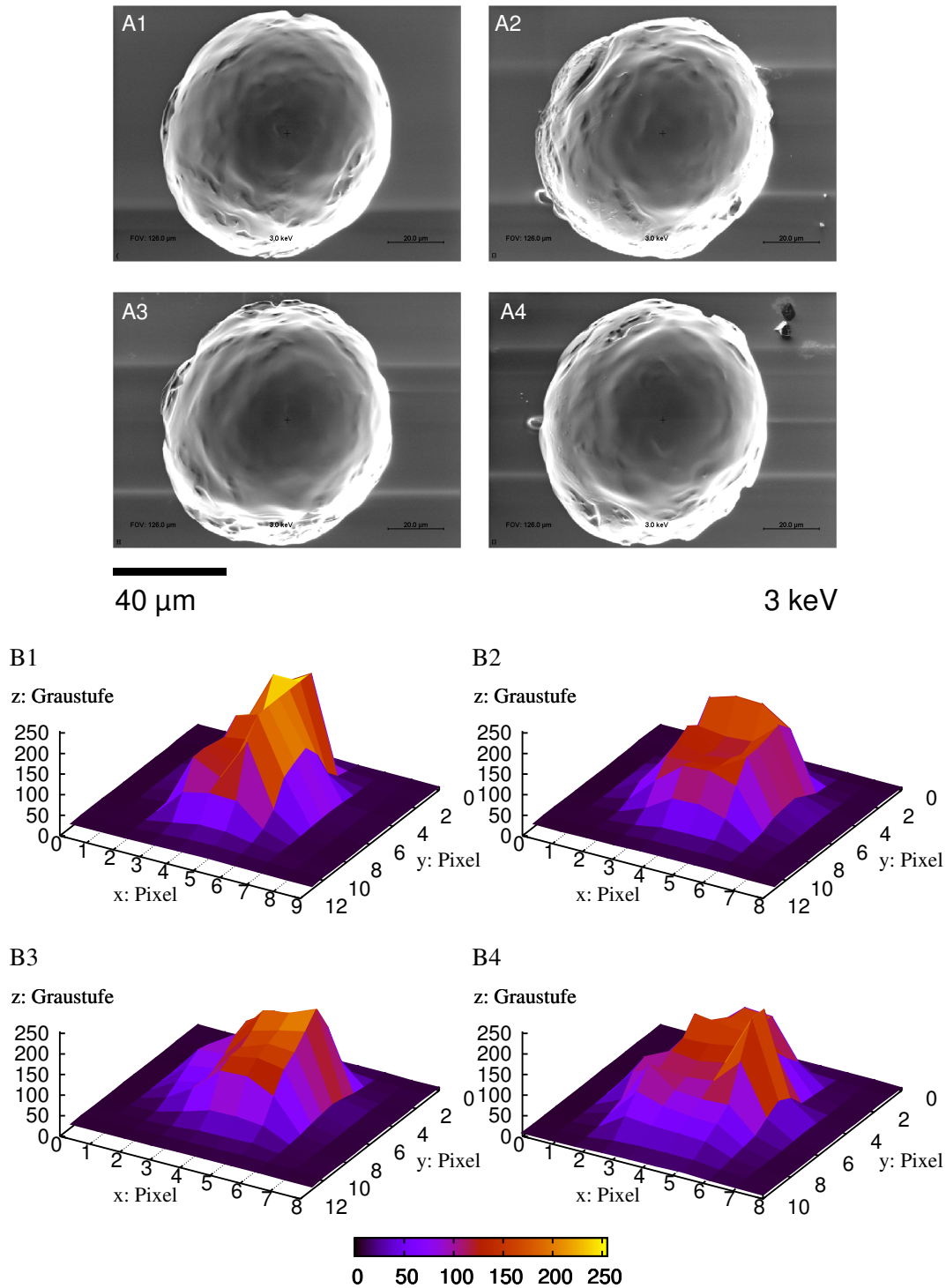


Abbildung 8.9 – A1 - A4 zeigen die REM-Abbildungen einzelner Defekte bei einer Pulsanzahl von 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 190$ ns). B1 - B4 zeigen die dazugehörigen orts aufgelösten Intensitäten aus den Messungen am Kanteninspektionsgerät. Graustufe in willk. Einh.; Pixelbreite in x-Richtung 10 μm, in y-Richtung 5 μm.

8.4 Laserpunktanomalien

Untersuchungen mit dem Lichtmikroskop haben gezeigt, dass sich die Morphologie des ersten Laserpunktes unter bestimmten Bedingungen von der der anderen Laserpunkten unterscheidet. Dieser Effekt wurde zunächst bei unterschiedlichen Pulszahlen und im Verlauf weiterer Versuche auch bei verschiedenen Frequenzen beobachtet (siehe Abbildung 8.10). Alle Reihen zeigen eine deutliche Abweichung des ersten Punktes von den anderen Punkten innerhalb einer Reihe. Zu erkennen ist dies an einer veränderten Größe und/oder durch radial um den Punkt wiedererstartetes Material.

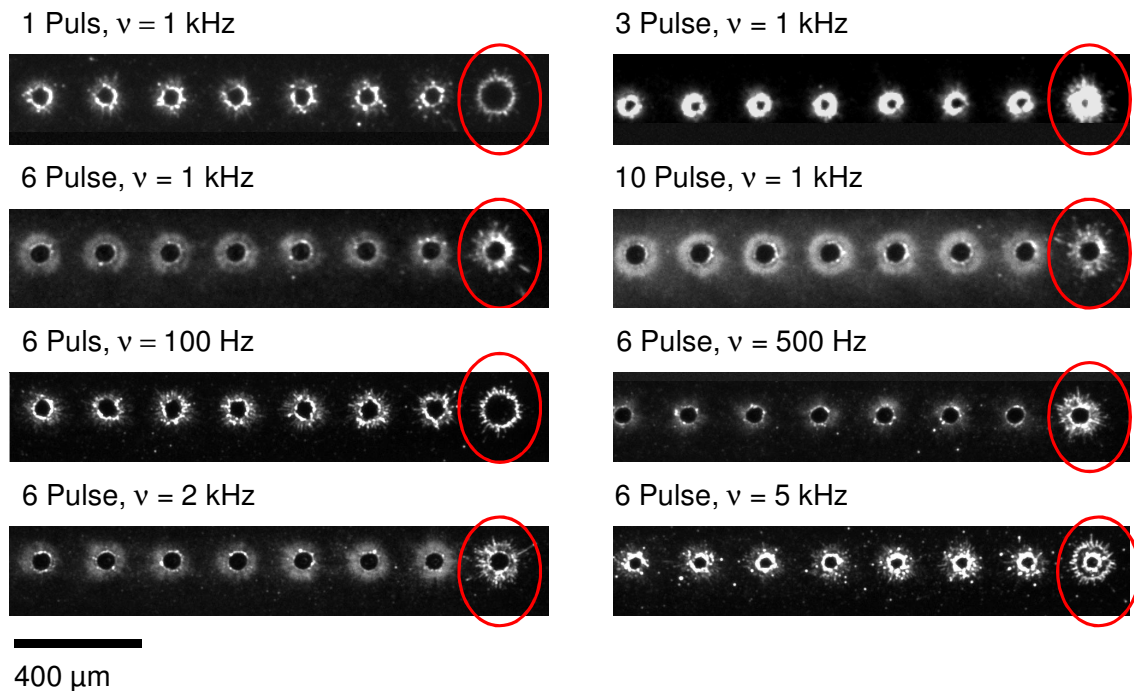
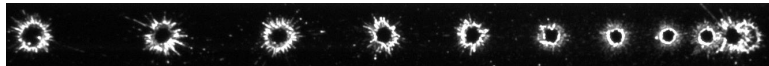


Abbildung 8.10 – Laserpunktfolgen mit variierender Pulsanzahl (1, 3, 6 und 10 Pulse) bei 1 kHz und verschiedenen Frequenzen (100 Hz, 500 Hz, 2 kHz, und 5 kHz) bei 6 Pulsen ($\tau_P = 190$ ns) unter dem Lichtmikroskop. Zwischen dem ersten Punkt (rechts, eingekreist) und den anderen Punkten einer Reihe sind Abweichungen erkennbar.

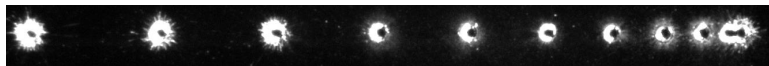
Anfänglich wurde angenommen, dass sich die Verschiedenartigkeit des ersten Punktes durch eine höhere Energie des ersten Pulses erklären lässt. Die Inversion im Absorber ist zu Beginn aufgrund der langen Pumpzeit am größten. Je nach Frequenz bleibt nach dem ersten Puls nur eine begrenzte Zeit um die Besetzungsinversion wieder herzustellen. Das Ausgangslevel vor dem ersten Puls wird bei hohen Frequenzen deshalb nicht mehr erreicht und alle folgenden Pulse haben eine niedrigere Energie. Weiter wurde angenommen, dass sich das Material um

den Ablationspunkt erwärmt und die Energieeinkopplung der folgenden Punkte erhöht. Für die Überprüfung wurde eine Reihe von Markierungen auf die Waferkante gelasert und nach 24 Stunden eine weitere Reihe um 100 μm versetzt gelasert. Die Anomalie des ersten Laserpunktes konnte hier nicht mehr beobachtet werden. In einem anschließenden Versuch wurde überprüft, welchen Einfluss der Abstand von Punkt zu Punkt bei verschiedenen Pulszahlen (siehe Abbildung 8.11) auf die mikroskopisch erfassbare Morphologie hat.

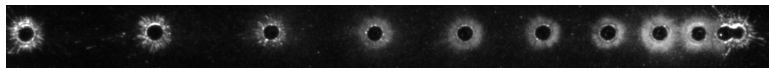
1 Puls, $\nu = 1 \text{ kHz}$



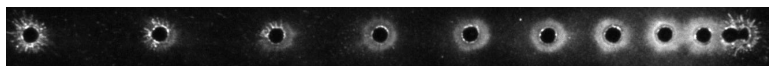
3 Pulse, $\nu = 1 \text{ kHz}$



6 Pulse, $\nu = 1 \text{ kHz}$



10 Pulse, $\nu = 1 \text{ kHz}$



400 μm

Abbildung 8.11 – Lichtmikroskopabbildungen der Laserpunktzeilen mit unterschiedlicher Pulszahl (1, 3, 6 und 10 Pulse für $P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$ und $\tau_p = 190 \text{ ns}$) und variierendem Abstand. Abweichungen des ersten Laserpunktes zu den anderen Punkten einer Reihe sind erkennbar.

Der veränderte erste Puls (rechts) ist bei allen vier Reihen zu erkennen. Zusätzlich ist bei der Reihe mit einem Puls der zweite Punkt leicht verändert. Die Anomalie setzt bei einem Puls bereits wieder bei Punkt 5 (Punktabstand 250 μm) ein, für die anderen Pulszahlen ist die Anomalie erst wieder ab Punkt 9 (Punktabstand 400 μm) zu beobachten. Weiter ist um die Laserpunkte 3 - 8 für 6 und 10 Pulse ein weißer Ring um die Punkte erkennbar, der auf eine/n Materialveränderung/Materialniederschlag hindeutet. Genauere Untersuchungen mit dem Lichtmikroskop, zu sehen in Abbildung 8.12, zeigen in der Umgebung der Laserpunkte Partikel, deren Konzentration mit größer werdendem Abstand zum Punkt abnimmt. Direkt am Lochrand (Abbildung 8.12 (a)) ist die Partikelkonzentration am größten. Zudem ist rechts im Bild ein deutlicher Auswurf sichtbar. Für einen Abstand von 600 μm (Abbildung 8.12 (f)) sind nahezu keine Partikel mehr sichtbar.

In einem letzten Versuch wurde eine Reihe mit großen Abständen zwischen den Punkten (Anomalie bei jedem Punkt) mit 6 Pulsen pro Punkt gelasert (siehe Abbildung 8.13).

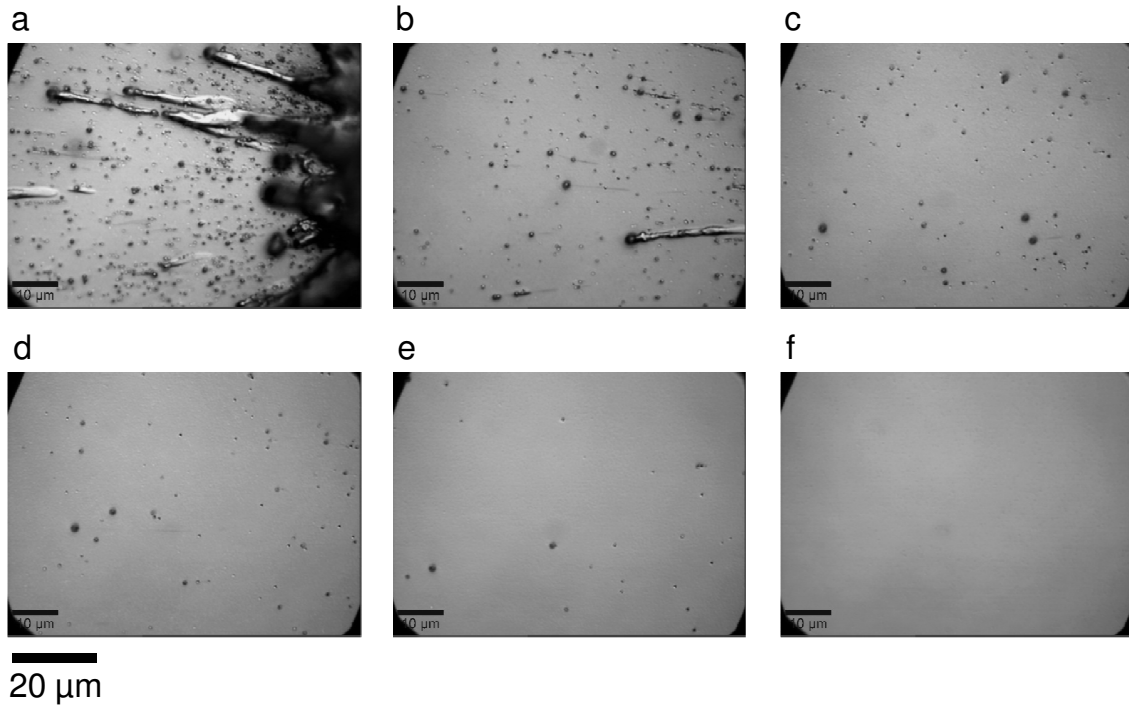


Abbildung 8.12 – Darstellung der Auswurfpartikel für 6 Pulse ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 190$ ns) unter dem Lichtmikroskop. Mit wachsendem Abstand zur Laserpunktmittle (a) 100 μm , (b) 150 μm , (c) 200 μm , (d) 300 μm , (e) 400 μm , (f) 600 μm nimmt die Partikelkonzentration ab.

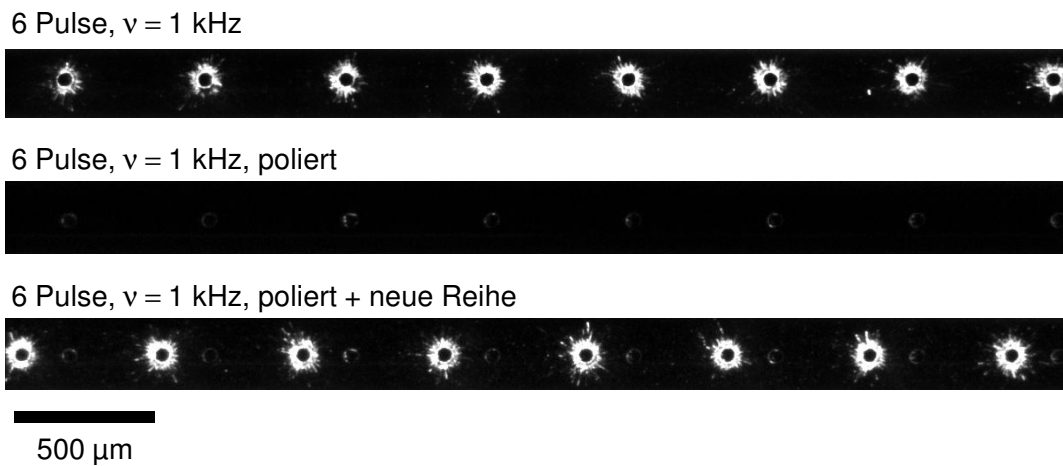


Abbildung 8.13 – Lichtmikroskopaufnahmen der Laserpunktzeihen mit 500 μm Abstand zwischen den Punkten bei 6 Pulsen mit $P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 190$ ns.

In der anschließenden Reinigung und dem Poliervorgang wurde die oberste Materialschicht (ca. 10 μm) entfernt. Abschließend wurde eine weitere Laserpunktreihe analog zu den polierten Punkten im Abstand von ca. 200 μm aufgebracht. Die Betrachtung unter dem Lichtmikroskop zeigt für alle neu aufgetragenen Punkte die Anomalie. Daraus lässt sich schließen dass der beobachtete Effekt oberflächlicher Natur ist. Im nächsten Schritt wurde die nähere Umgebung der Laserpunkte im nicht polierten Zustand unter dem Elektronenmikroskop analysiert. Abbildung 8.14 zeigt zwei Laserpunkte im Abstand von 2 mm zueinander.

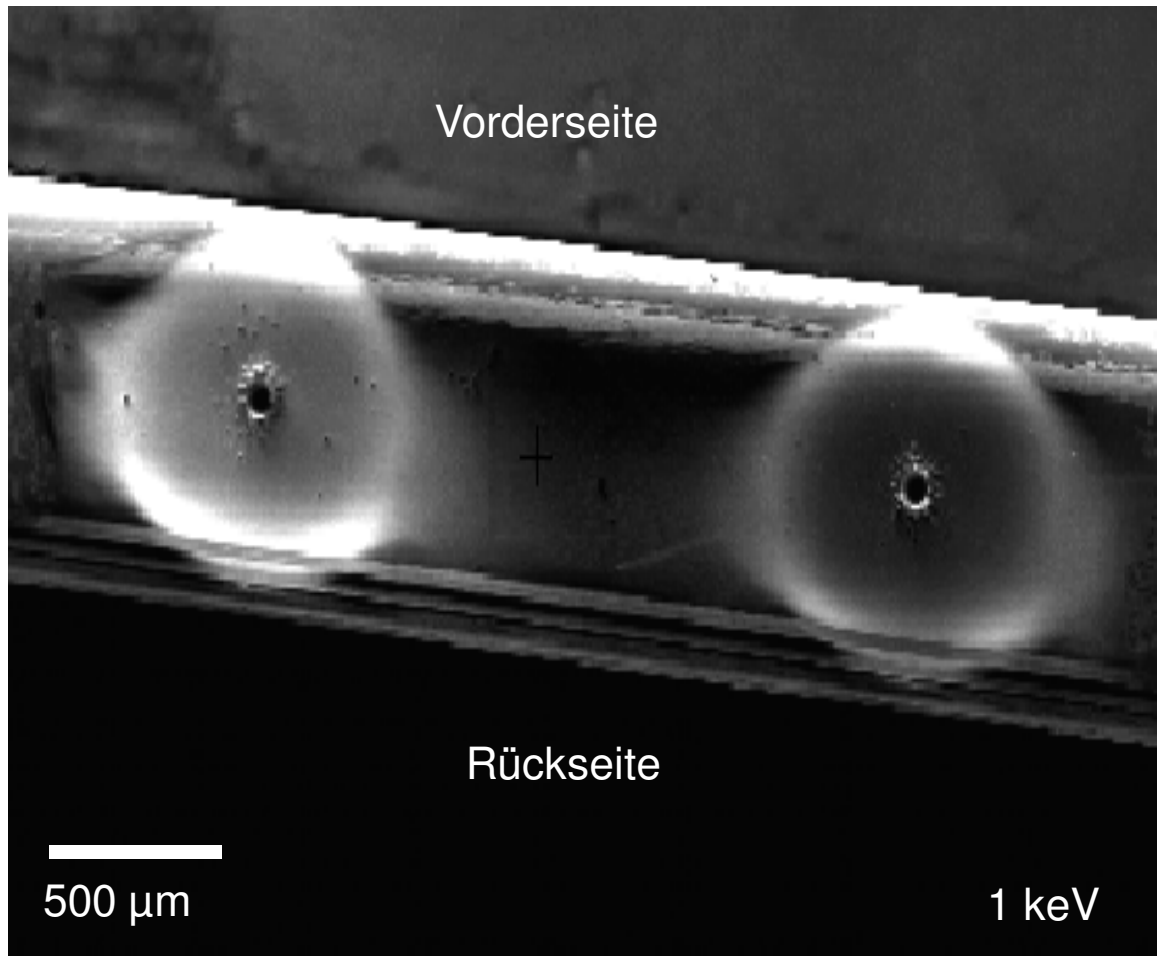


Abbildung 8.14 – Ansicht zweier Laserpunkte (6 Pulse pro Punkt mit $P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 190 \text{ ns}$) in nicht poliertem Zustand unter dem Elektronenmikroskop.

Der Radius der Aufhellung entspricht in etwa den 400 μm , der Abstand bei dem die Anomalie wieder auftritt (vergleiche Abbildung 8.11). Auger-Messungen zeigen einen größeren Anteil an Sauerstoff innerhalb des Spektrums (Abbildungen 8.15 schwarze Messpunkte und 8.16) im Bereich der Aufhellung, verglichen mit einer Messposition daneben. Im Anschluss wurde

an drei Messpunkten der Sauerstoffgehalt als Funktion der Tiefe untersucht (Abbildung 8.15 weiße Messpunkte). Messpunkt 1 liegt etwa 100 μm , Messpunkt 2 ca. 350 μm und Messpunkt 3 ca. 500 μm von der Laserpunktmitte entfernt. An diesen Positionen wurde über einen Zeitraum von 13 Minuten abgetragen und in Abständen von 15 Sekunden die Auger-Elektronen über einen konstanten Zeitraum aufgenommen. Ein Zeitintervall von 15 Sekunden Sputtern entspricht in etwa einem Abtrag von 2 nm. Das Tiefenprofil der detektierten Auger-Elektronen von Sauerstoff für die drei Messpunkte ist in Abbildung 8.17 dargestellt. Der Sauerstoffgehalt ist direkt an der Oberfläche für alle Messreihen am größten. Mit zunehmender Abtragtiefe nimmt die Konzentration ab und fällt auf einen Grundwert. Für Messpunkt 5 ist dieses Niveau schnell erreicht, da nur die native Oxidschicht mit einer Dicke von 2-4 nm vorhanden ist. An Messposition 4 ist die Oxidschicht mit 16-18 nm Dicke schon bedeutend stärker ausgeprägt. Auch der Ausgangswert (im Energiebereich von Sauerstoff) bei $t = 0$ liegt um einen Faktor 3,5 über dem von Messpunkt 3. Eine noch größere Sauerstoffkonzentration wurde an Messpunkt 3 gemessen. Die Oxidschichtdicke ist hier mit 74-76 nm am dicksten.

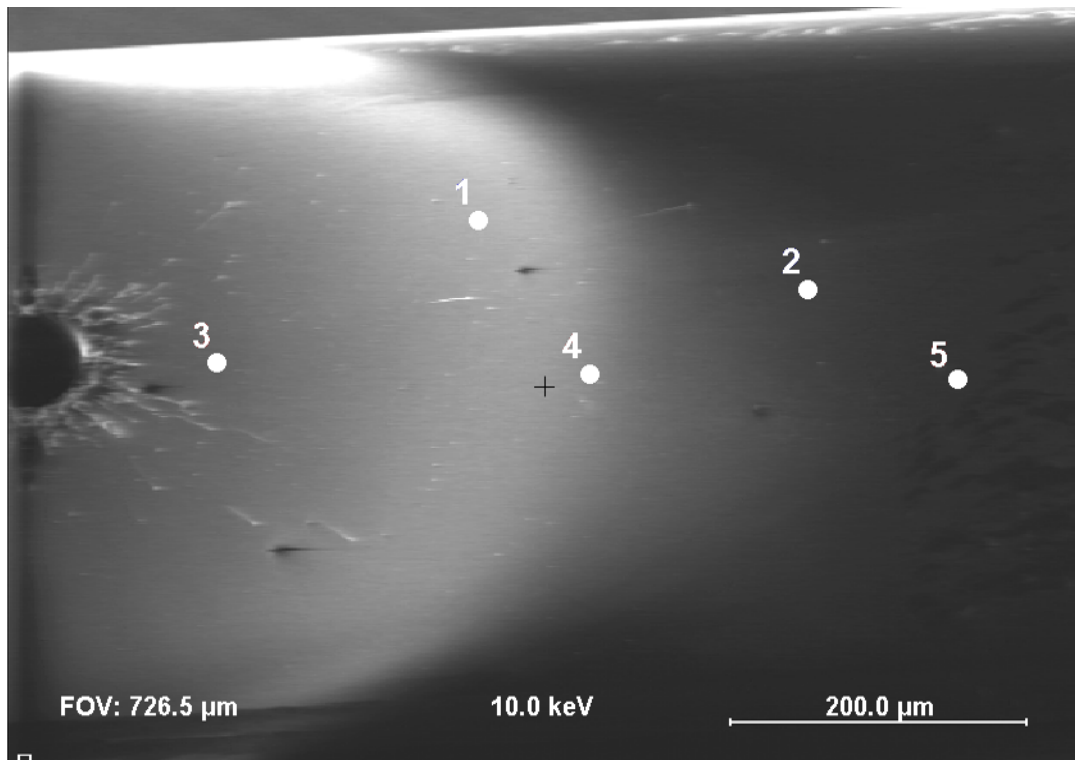


Abbildung 8.15 – Übersicht der Messpunkte für die Auger-Spektren. Abstände der Messpunkte vom Punktzentrum (6 Pulse mit $P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_p = 190 \text{ ns}$) für Sputtermessungen - Messpunkt 3: 100 μm , Messpunkt 4: 350 μm und Messpunkt 5: 500 μm .

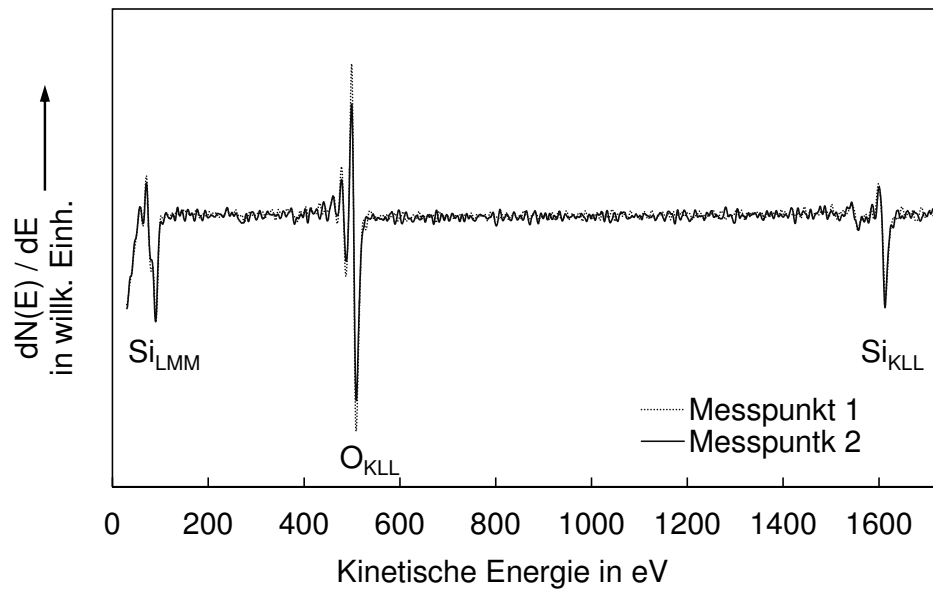


Abbildung 8.16 – Differenzierte Auger-Spektren der Messpunkte 1 und 2 aus Abbildung 8.15.

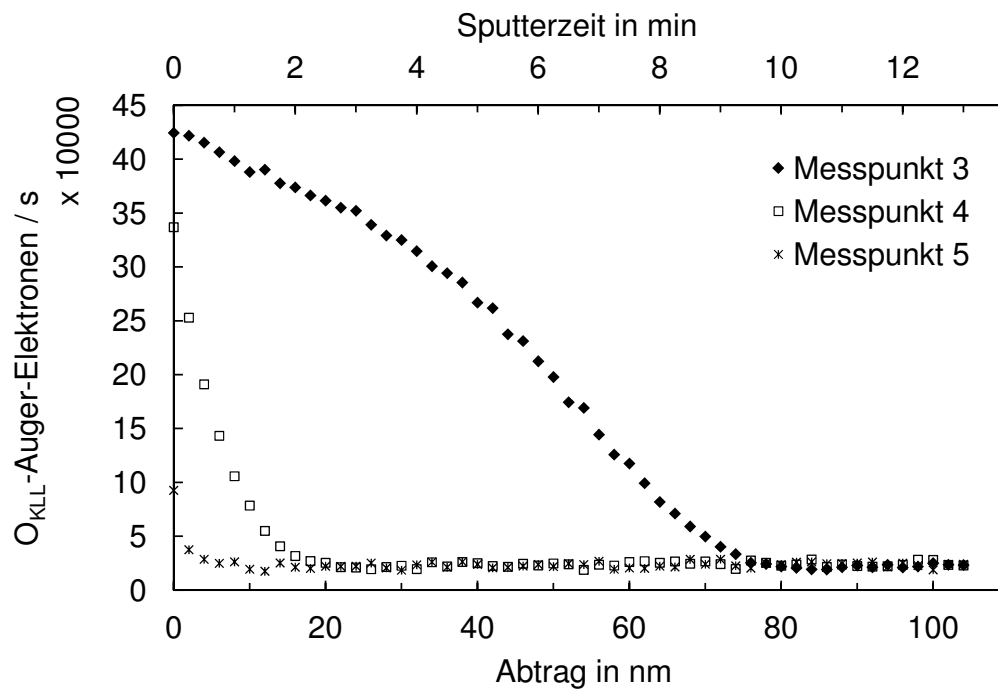


Abbildung 8.17 – Darstellung der O_{KLL} -Auger-Elektronen in Abhängigkeit von der Tiefe der Messpunkte 3-5 aus Abbildung 8.15.

Zusammengefasst ist der weiße Bereich um die Laserpunkte eine Oxidschicht, deren Dicke mit wachsendem Abstand zum Laserpunkt abnimmt. Bei ausreichender Dicke ($> 5 - 15 \text{ nm}$) hat diese Oxidschicht einen merklichen Einfluss auf die Laserablation für weitere Punkte im Bereich der Oxidschicht und die Morphologie verändert sich.

8.5 Analyse der Reproduzierbarkeit und Messgerätevergleich

Die Reproduzierbarkeit der Messgrößen für die Laserpunkte wurde bei maximaler Reflexionsintensität (6 Pulse, $\sim 40 \mu\text{m}$) und bei einer schwächeren Intensität (10 Pulse, $\sim 60 \mu\text{m}$) untersucht. Pulsanzahlen kleiner 6 (Tiefe $< 40 \mu\text{m}$) sind im Sättigungsverhalten denen bei 6 Pulsen ähnlich. Jedoch nimmt die Anzahl detektierter Pixel, die für eine Auswertung zur Verfügung stehen, ab. Pulsanzahlen größer 10 zeigen schwache Intensitäten. Zudem kommt es für einzelne Defekte zu einer stark erhöhten Reflexion bei den Kanteninspektionsmessungen. Dieser Effekt kann bereits ab 9 Pulsen pro Punkt mit einer Häufigkeit von etwa 1 zu 100 beobachtet werden. Bei 20 Pulsen tritt dieser Effekt bei ca. jedem dritten Punkt auf. Tiefenmessungen zeigen für diese Punkte eine verringerte Tiefe die möglicherweise durch Rückstände des Polierprozesses verursacht werden. Da die Reinigung bei größeren Tiefen an Effizienz verliert, häuft sich dieser Effekt.

8.5.1 Einflussfaktoren auf den Ablationsprozess

Die Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Laserpunkte beinhaltet im Wesentlichen den Vergleich zwischen erklärbarer und nicht erklärbarer Abweichung. Erklärbare Abweichungen entstehen durch Ungenauigkeiten im Herstellungsprozess der Laserpunkte, nicht erklärbare Abweichungen sind durch die Messungen am Kanteninspektionsgerät verursacht. Die verschiedenen Einflussfaktoren auf die Ungenauigkeiten sind im Folgenden aufgelistet:

Erklärbare Abweichungen

- **Ausgangsmaterial**
 - Abweichungen der Wafergeometrie (Schwankung in Durchmesser, Dicke und Wölbung der Wafer) → Veränderter Fokus, Einstrahlwinkel und Position des Laserstrahls auf der Waferkante

- Abweichungen in der Kantenrauigkeit → Veränderte Energieeinkopplung
- **Laser**
 - Leistungsschwankungen des Lasers → Veränderte Energieeinkopplung
- **Positionierung**
 - Abweichungen der Positionierung (Höhe, Zentrierung, Rotation) → Veränderter Fokus, Einstrahlwinkel und Position des Laserstrahls auf der Waferkante
- **Reinigung und Polieren**
 - Abweichende Wirkung der Reinigung und des Polierens auf die einzelnen Defekte → Veränderter Materialabtrag und Rückstände

Nicht erklärbare Abweichungen

- **Messvorgang**
 - Messungenauigkeit → Verschiedenheit die evtl. nicht vorhanden ist (wird durch mehrere Messungen minimiert)

8.5.2 Grauwertverteilungen

Um einen Überblick der Intensitätsstruktur der Laserpunkte zu bekommen, sollen hier die Grauwertverteilungen der Abbildungen aus den Kanteninspektionsmessungen untersucht werden. Die Erstellung der Verteilungen basiert auf der Auswertung der Intensitäten bzw. der Grauwerte (GW) von 60 Laserpunkten. Da die ausgewählten Bildausschnitte nicht immer gleich groß sind ergibt sich ein unterschiedlicher Einfluss des Hintergrundrauschens. Eine Analyse des Hintergrundrauschens ergibt nur Intensitäten innerhalb der Grauwerte 6 bis 9, für alle anderen Grauwerte ist die Intensität 0. Intensitäten, verursacht durch die Laserpunkte, ergeben sich somit ab einem Grauwert > 9 und Intensitäten für Grauwert < 10 sind somit dem Hintergrundrauschen zuzuordnen und vernachlässigbar. In Abbildung 8.18 sind die beiden Grauwertverteilungen für 6 und 10 Pulse ab einem Grauwert von 10 logarithmisch dargestellt.

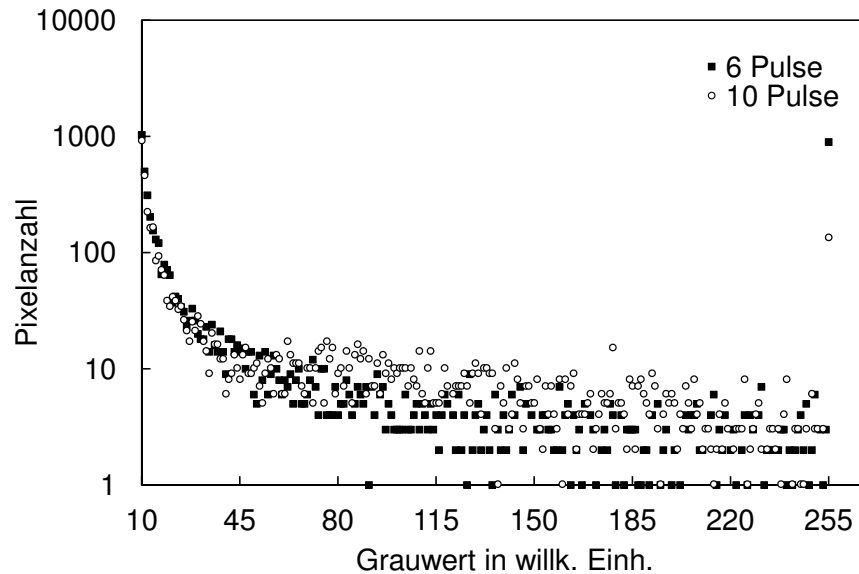


Abbildung 8.18 – Logarithmische Darstellung der Grauwertverteilung aus den Rohdaten für 60 Laserpunkte generiert mit 6 und 10 Pulsen ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

Die Summen der betrachteten Pixel der 60 Laserpunkte unter Ausschluss des Rauschens bei 6 und 10 Pulsen ergeben sich zu 5101 bzw. 5010 Pixel. Für eine bessere Vergleichbarkeit wurde deshalb die Grauwertverteilung bei 10 Pulsen auf 5101 normiert. Bei der Betrachtung fällt zunächst auf, dass die Anzahl gesättigter Pixel (Grauwert 255) bei 6 Pulsen deutlich höher liegt als bei 10 Pulsen, was auch in Abbildung 7.2 (b) deutlich wird. Der Vergleich der beiden Kurven für die restlichen Grauwerte zeigt ein ähnliches Verhalten. Tendenziell liegen die Werte für 10 Pulse im Bereich der Grauwerte 60 - 254 etwas höher.

Aussagekräftiger ist die Untersuchung des relativen Fehlers für die verschiedenen Grauwerte. In Abbildung 8.19 ist der prozentuale Anteil der Standardabweichung für die einzelnen Laserpunkte vom Mittelwert über die Grauwerte gezeigt. Der Fehler nimmt für beide Pulszahlen beginnend von einem Minimum bei Grauwert 10 stark zu und sättigt ca. bei Grauwert 120. Auch die Streuung nimmt stark zu. Die großen Fehler lassen sich dadurch erklären, dass für eine niedrige Anzahl detektierter Pixel (summiert über alle Punkte) die Standardabweichung verhältnismäßig zum Mittelwert schnell sehr groß wird. Beispielsweise ist für den Grauwert 232 nur 1 Pixel angegeben, was bei 60 Punkten einen Mittelwert von 0,017 und eine Standardabweichung von 0,129 ergibt. Eine Ausnahme bildet der Wert bei der Graustufe 255. Der Fehler ist an dieser Stelle verhältnismäßig niedrig und wird zusammen mit der Graustufe 10 für eine nähere Auswertung in Betracht gezogen.

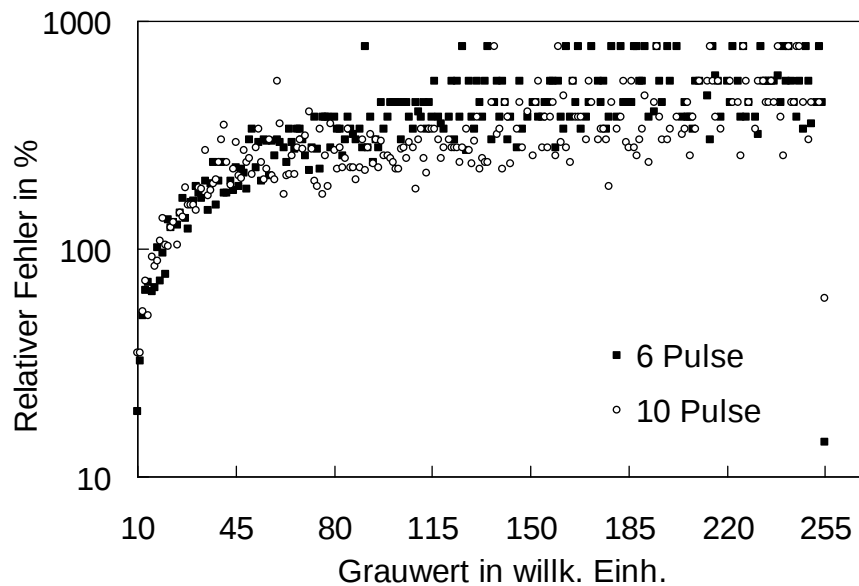


Abbildung 8.19 – Logarithmische Darstellung der prozentualen Abweichung der Standardabweichung vom Mittelwert für 60 Laserpunkte generiert mit 6 und 10 Pulsen ($P = 0,89 \text{ W}$ bei $\nu = 1 \text{ kHz}$, $\tau_P = 190 \text{ ns}$).

8.5.3 Wafer- und Einzeldefektvergleich

Jeweils 5 Wafer wurden sechsmal gemessen und eine Laserpunktreihe mit 10 Punkten anhand der Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 verglichen.

Einzeldefektvergleich

Für den Einzeldefektvergleich wurden neben einer Betrachtung des p-Wertes die gekerbten Box-and-Whisker Darstellungen der Laserpunkte für die Parameter MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 in den Abbildungen 8.20 und 8.21 analysiert. Ein Box-and-Whisker besteht aus 6 Messungen der 5 Wafer, was 30 Datenpunkten entspricht. Bei einer Pulsanzahl von 6 ist die Überlappung der Kerben für die Parameter MI TH10 und I GW10 erfüllt, hingegen können bei I GW255 und I TH10 eindeutige Unterschiede ausgemacht werden. Bei einer Pulsanzahl von 10 zeigen durchweg alle Parameter größere Abweichungen von mindestens einem Laserpunkt. Auffällig sind hier Abweichungen des ersten Laserpunktes für die Parameter MI TH10, I GW10 und I GW255. Bereits in Abschnitt 7.3.3 wurde eine Anomalie des ersten Laserpunktes im optischen Erscheinungsbild festgestellt. An dieser Stelle ist es deshalb sinnvoll eine Varianzanalyse mit allen Laserpunkten und unter Ausschluss des ersten Laserpunktes zu betrachten. Die p-Werte sind den Tabellen 8.1 und 8.2 zu entnehmen. Grau hinterlegte Felder zeigen, dass keine signifikanten Unterschiede vorliegen.

6 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Gesamt
MI TH10	0,0201	0,0138	0,0189	0,9824	0,4993	0,4539
I GW10	0	0,0132	0,0399	0,2232	0,4068	0,1587
I TH10	0	0	0	0	0	0
I GW255	0,0007	0	0,0100	0	0	0,0016

10 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Gesamt
MI TH10	0	0	0	0	0,0090	0
I GW10	0,0025	0,0660	0,0183	0,0322	0,6924	0,0001
I TH10	0	0	0	0	0	0
I GW255	0	0	0	0	0,0020	0,0394

Tabelle 8.1 – P-Werte der Einzeldefektverleiche für die Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 bei den Pulsanzahlen von 6 und 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

6 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Gesamt
MI TH10	0,0273	0,0236	0,0146	0,9706	0,3739	0,4578
I GW10	0,1518	0,0113	0,5496	0,2368	0,3560	0,1768
I TH10	0	0	0,0037	0	0	0,0791
I GW255	0,0012	0	0,0273	0,0001	0,0001	0,1636

10 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Gesamt
MI TH10	0	0	0	0	0,0173	0,2158
I GW10	0,2308	0,4478	0,1429	0,3141	0,6521	0,5845
I TH10	0	0	0	0	0,0003	0,0001
I GW255	0	0	0	0	0,0034	0,3012

Tabelle 8.2 – P-Werte der Einzeldefektverleiche für die Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 bei den Pulsanzahlen von 6 und 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns) unter Ausschluss des ersten Laserpunktes.

Aus den Werten gehen nur teilweise Reproduzierbarkeiten hervor, die auf einzelne Wafer bestimmter Parameter beschränkt sind. Der Ausschluss des ersten Laserpunktes bringt eine deutliche Verbesserung für den Parameter I GW10 mit sich. Auch für die Gesamtheit aller Wafer verbessert sich die Reproduzierbarkeit. Ein Einfluss des ersten Laserpunktes ist daher vorhanden und es ist sinnvoll diesen für weitere Analysen in den Auswertungen nicht zu berücksichtigen.

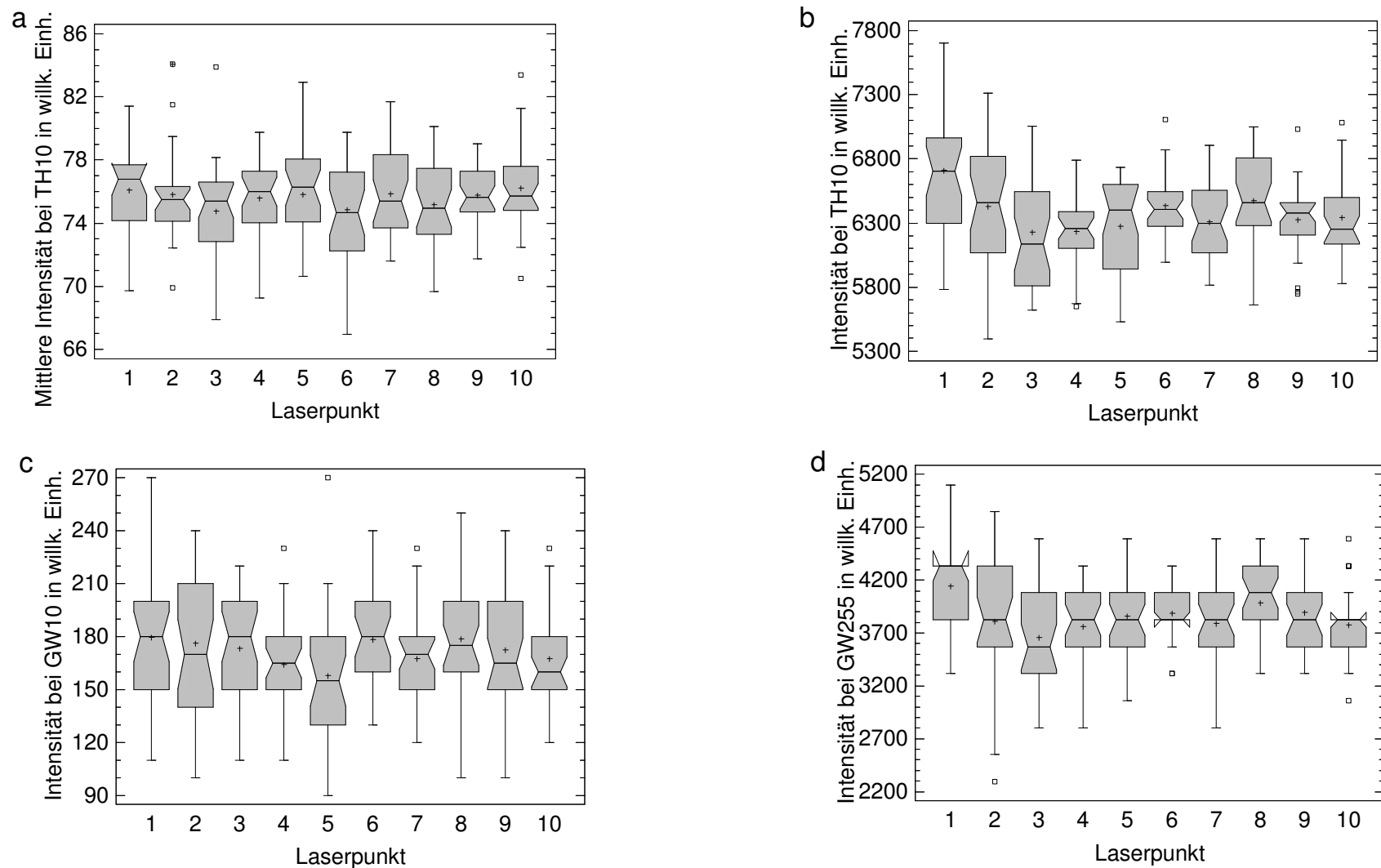


Abbildung 8.20 – Gekerbte Whiskerplots für die Streuung der Laserpunkte bei den Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 für 6 Pulse ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 190$ ns). Ein Whisker besteht aus den 6 Messungen der 5 Wafer, entspricht 30 Datenpunkten.

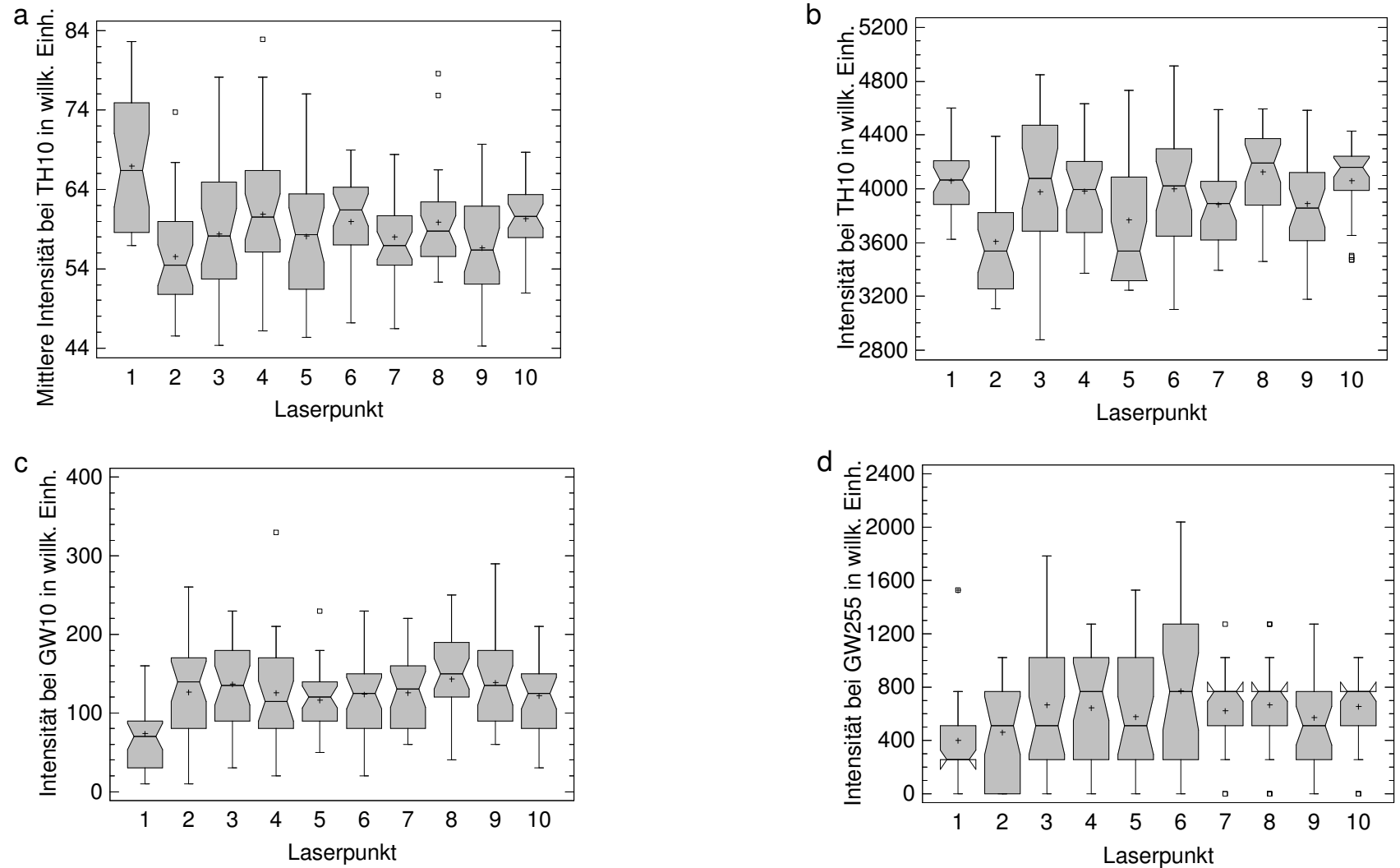


Abbildung 8.21 – Gekerbte Whiskerplots für die Streuung der Laserpunkte bei den Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 für 10 Pulse ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns). Ein Whisker besteht aus den 6 Messungen der 5 Wafer, entspricht 30 Datenpunkten.

Wafervergleich

Im nächsten Schritt werden Defektreihen auf unterschiedlichen Wafern mit jeweils 10 Laserpunkten, unter Ausschluss des ersten Laserpunktes untersucht.

6 Laserpulse	MI TH10	I TH10	I GW10	I GW255
MW Global	75,54	6339,71	170,67	3824,06
STABW Punkte (%)	3,66	5,83	18,97	11,23
STABW Messung (%)	1,63	1,99	8,10	3,87
STABW Wafer (%)	0,48	1,91	4,41	3,30
P-Wert Wafervergleich	0,7439	0,0000	0,1207	0,0001

10 Laserpulse	MI TH10	I TH10	I GW10	I GW255
MW Global	58,64	3921,68	128,92	625,22
STABW Punkte (%)	11,66	11,25	41,70	69,04
STABW Messung (%)	6,77	4,70	29,67	31,21
STABW Wafer (%)	5,76	4,78	28,03	31,45
P-Wert Wafervergleich	0,0001	0	0	0

MW = Mittelwert

STABW = Standardabweichung

Tabelle 8.3 – Standardabweichungen der Laserpunkte, Messungen und Wafermittelwerte vom globalen Mittelwert für die Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 bei den Pulsanzahlen von 6 und 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

Tabelle 8.3 zeigt die globalen Mittelwerte der untersuchten Messgrößen mit den Standardabweichungen der Laserpunkte, der Messungen und der Wafer vom globalen Mittelwert. Die geringsten Abweichungen ergeben sich für die Messgrößen MI TH10 und I TH10. Eine Reproduzierbarkeit ist nur für MI TH10 erreichbar. Die zusätzliche Betrachtung der Resteverteilungen (Abbildungen 8.22 und 8.23) geben genaueren Aufschluss über die Lage der Messwerte für die einzelnen Wafer zueinander. Auffällig ist die ähnliche Lage der Wafer für die Messgrößen I TH10 und I GW255 bei beiden Pulsanzahlen. Das heißt, die Betrachtung der Gesamtintensität unter Ausschluss des Hintergrundrauschens (I TH10) und die Betrachtung der gesättigten Werte (I GW255) liefern ähnliche Reproduzierbarkeiten. Die anderen Messgrößen

MI TH10 und I GW10 sind für die einzelnen Wafer unterschiedlich verteilt. Ein Zusammenhang dieser beiden Messgrößen mit I TH10 und I GW255 ist bzgl. der Reproduzierbarkeit nicht vorhanden.

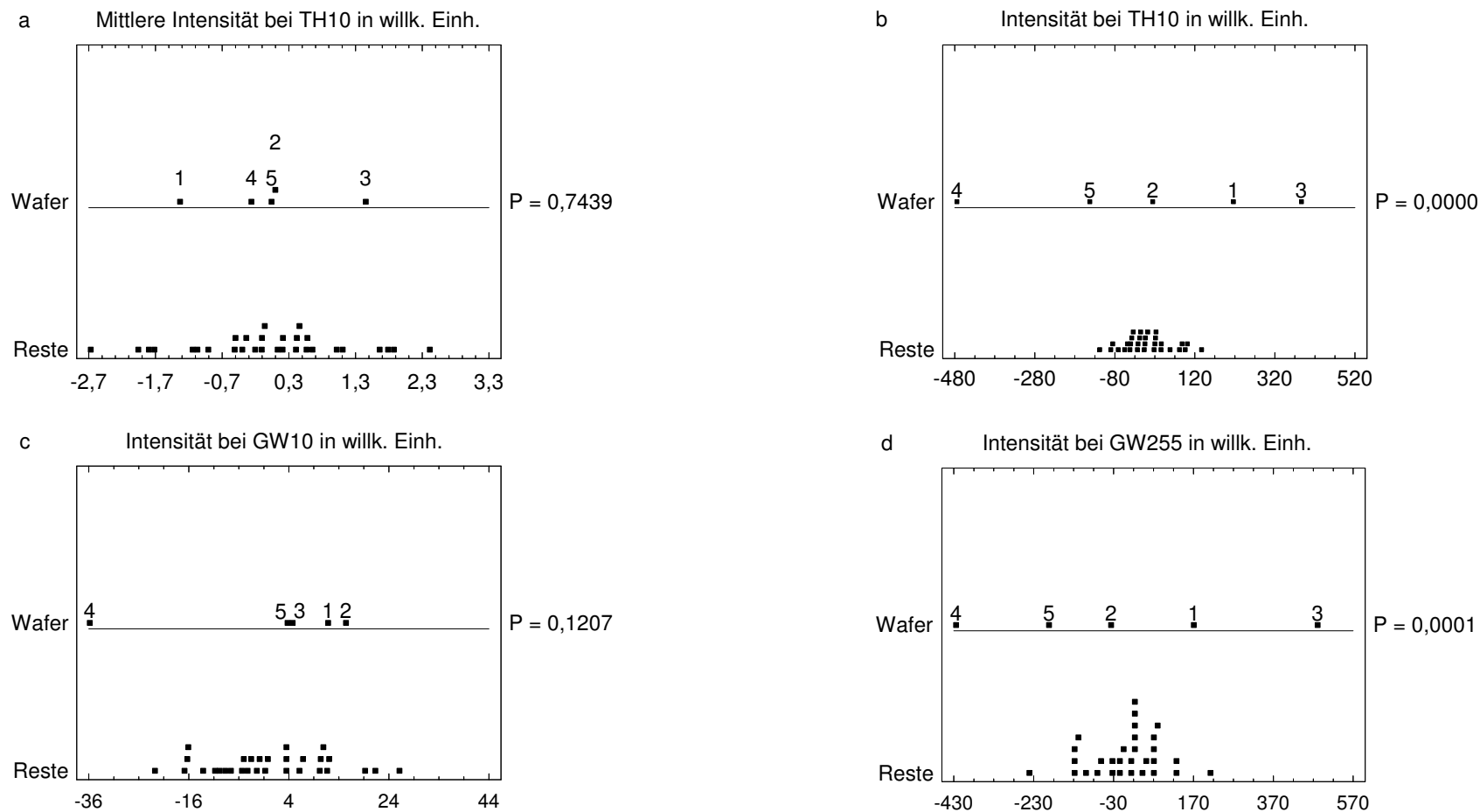


Abbildung 8.22 – Resteverteilungen für den Wafervergleich bei den Messgrößen Mittlere Intensität TH10 (a), Intensität bei TH10 (b), Intensität bei Grauwert 10 (c) und Intensität bei Grauwert 255 (d) bei einer Pulsanzahl von 6 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

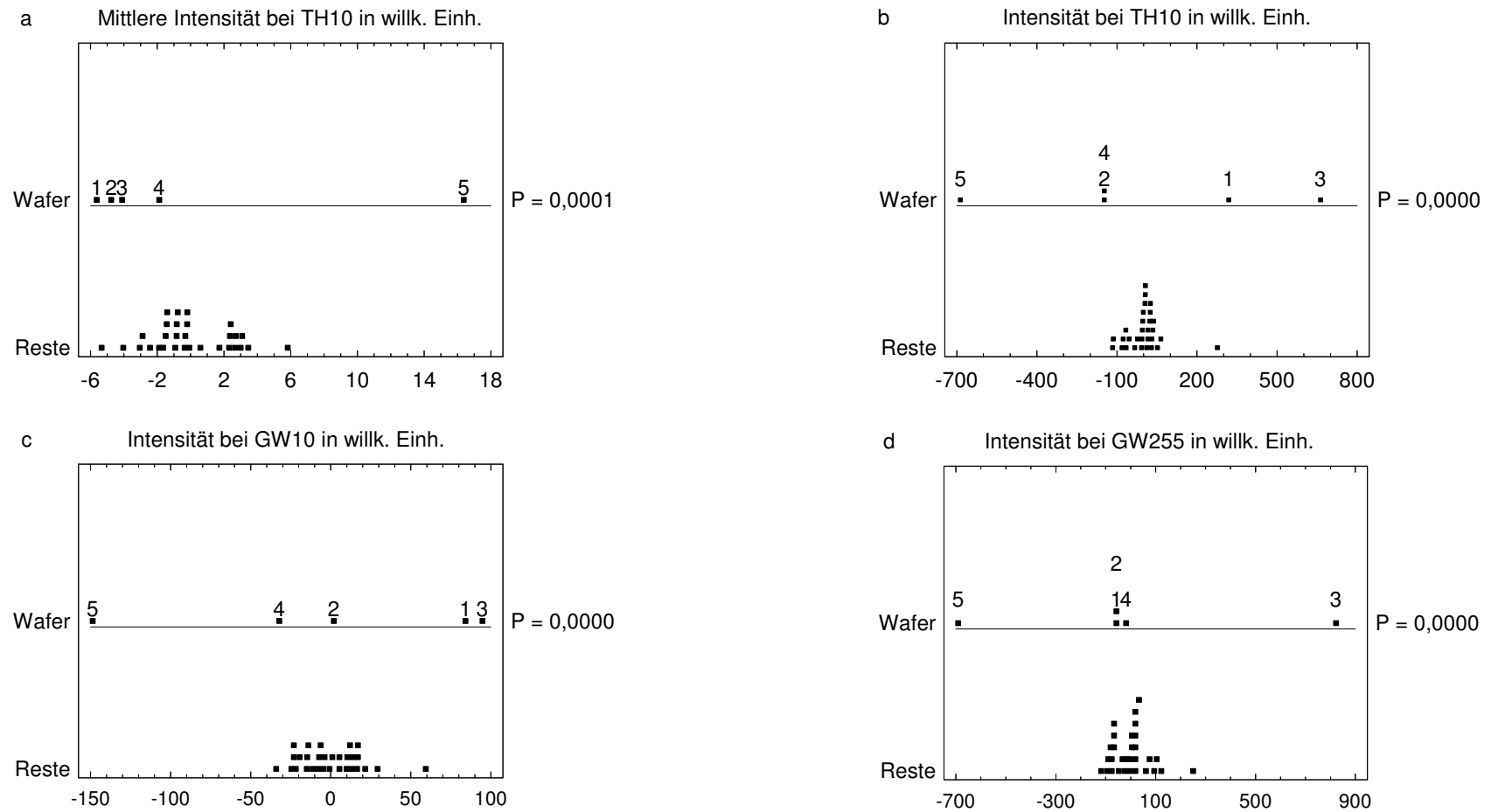


Abbildung 8.23 – Resteverteilungen für den Wafervergleich bei den Messgrößen Mittlere Intensität TH10 **(a)**, Intensität bei TH10 **(b)**, Intensität bei Grauwert 10 **(c)** und Intensität bei Grauwert 255 **(d)** bei einer Pulsanzahl von 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

8.5.4 Gerätevergleich bei variierender Beleuchtungsintensität

Ziel dieser Untersuchung ist es, die Möglichkeit einer Verbesserung im Geräteabgleich aufzuzeigen. Hierzu wurden analog zu Abschnitt 8.3.2 drei Messgeräte anhand der Messgrößen MI TH10, I TH10, I GW10 und I GW255 miteinander verglichen. Ein Wafer wurde an jedem Messgerät für jede I_{LEDs} fünfmal gemessen, wobei eine ganze Reihe mit zehn Punkten betrachtet wurde. Auswertungen des Hintergrundrauschens ergeben hier eine Abweichung von Gerät 3. Die Detektionsbilder zeigen ein deutliches Rauschen bei TH10, die weitere Auswertungen beeinflussen. Um diesen Effekt ausschließen zu können, wurde die untere Grauwertgrenze für den Gerätevergleich auf einen Wert von 15 angehoben. Die Änderung der Detektion von TH10 auf TH15 ist in Abbildung 8.24 für 10 Pulse anhand der Auswertebilder bei variierender LED-Intensität dargestellt. Bei diesem Wert ist kein merkliches Hintergrundrauschen mehr festzustellen, während das Rauschen bei TH10 klar erkennbar ist.

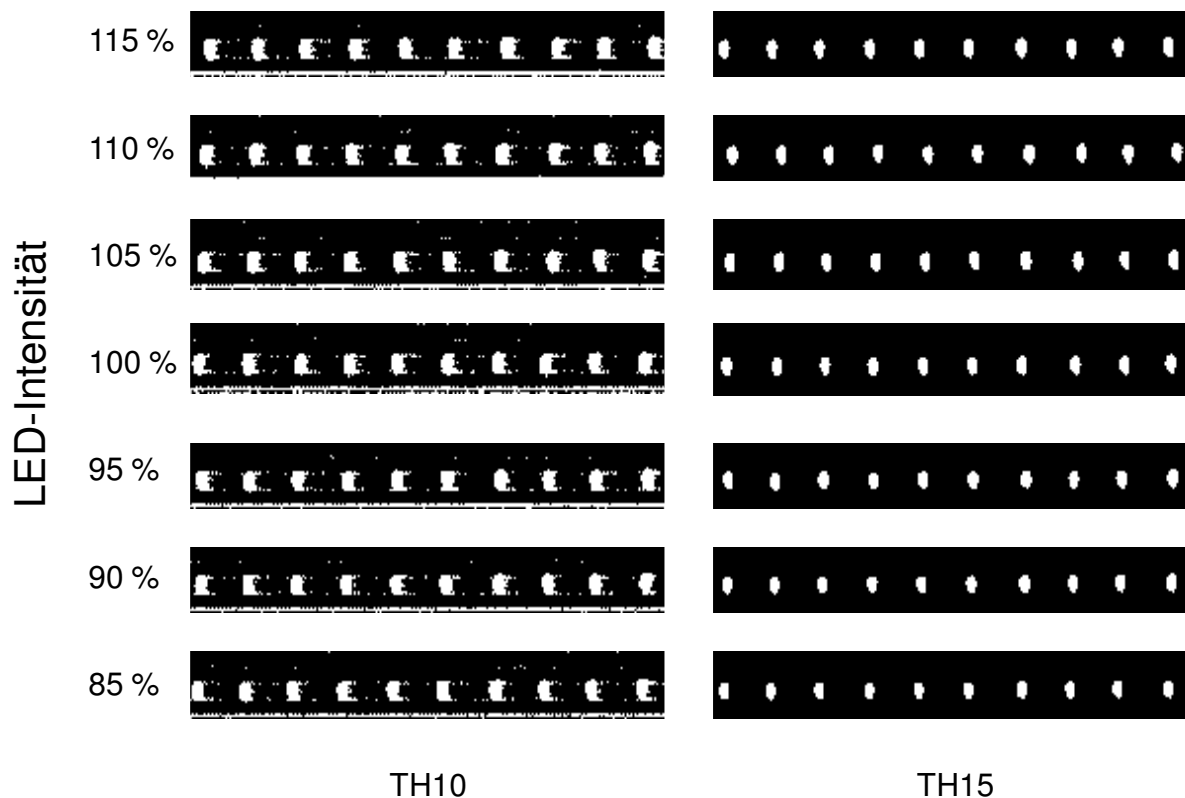


Abbildung 8.24 – Hintergrundrauschen bei verschiedenen LED-Intensitäten für TH10 und TH15.

Ein Einfluss der LED-Intensität auf das Hintergrundrauschen ist nicht festzustellen, jedoch spielt die Bildausschnittgröße in diesem Fall eine Rolle. Alle LED-Intensitäten haben bei TH10 eine erkennbar helle Linie am unteren Bildrand, die je nach Bildausschnitt stärker ausgeprägt

ist. Am stärksten ist der Effekt bei 100 % Intensität, wodurch die abweichenden Werte zu erklären sind. Durch Erhöhung des Grenzwertes auf 15 wird das Hintergrundrauschen ausgeblendet und ausschließlich die Laserpunkte werden detektiert. Betrachtet man zusätzlich die Grauwertverteilung der Laserpunktreihen mit 10 Pulsen bei 100 % LED-Intensität, sind bei niedrigen Grauwerten Unterschiede der Messgeräte sichtbar (vgl. Abbildung 8.25). Gerät 1 und 2 haben ihr Maximum bei Grauwert 7, Gerät 3 hat das Maximum bei Grauwert 8 und weist bis Grauwert 15 durchweg höhere Werte auf. Auch hieraus geht hervor dass eine Erhöhung des Grenzwertes von 10 auf 15 für einen Gerätevergleich notwendig ist. Den Vergleich der Messgeräte bei den Messgrößen MI TH15, I TH15, I GW15 und I GW255 zeigen die Abbildungen 8.26 (a)-(d) (6 Pulse) und 8.27 (a)-(d) (10 Pulse). Ausgenommen für I GW15 und I GW255 bei 10 Pulsen gibt es einen linearen Zusammenhang aller Messgrößen von I_{LEDs} . I GW15 kann nicht in Verbindung mit I_{LEDs} gebracht werden und ein Zusammenhang kann ausgeschlossen werden. Mit den größten Werten für das Bestimmtheitsmaß der linearen Regression bieten sich die Messgrößen I TH15 (6 und 10 Pulse) und MI TH15 (10 Pulse) für einen Gerätevergleich an. Allerdings sind auch für diese Messgrößen die Reproduzierbarkeiten nicht gegeben und eine Qualifikation der Wafer (siehe Kapitel 9) ist notwendig. Tabelle 8.4 zeigt alle P-Werte bei einer unteren Grauwertgrenze von 15 für den Einzeldefektvergleich und den Wafervergleich. Der Wafervergleich beinhaltet den Vergleich einer Reihe mit 10 Laserpunkten, die jeweils sechsmal gemessen wurde. Eine Reproduzierbarkeit der Wafer ist nur für die Messgröße I GW15 gegeben, welche für die Betrachtung von I_{LEDs} nicht in Frage kommt (vgl. Tabelle 8.4 und Abbildung 8.26 (c)).

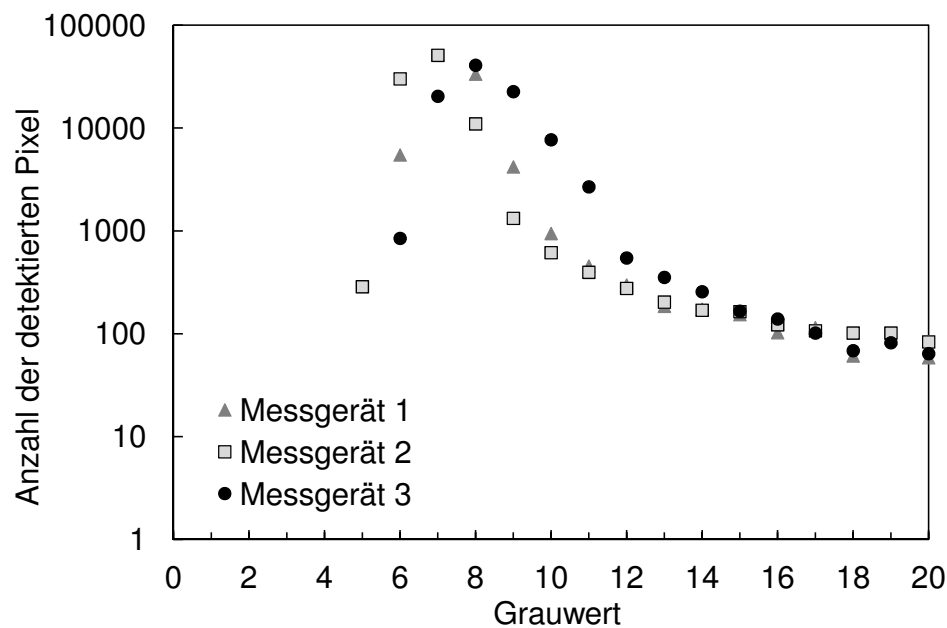


Abbildung 8.25 – Grauwertverteilungen der drei Messgeräte im Bereich des Hintergrundrauschens für 10 Pulse und 100 % LED-Intensität.

6 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Wafervergleich
MI TH15	0,7581	0,0012	0,0104	0,4000	0,4661	0,0184
I GW15	0,2052	0,5014	0,0400	0,9979	0,6831	0,0860
I TH15	0	0	0,0077	0	0,0001	0,0001

10 Laserpulse	Wafer 1	Wafer 2	Wafer 3	Wafer 4	Wafer 5	Wafervergleich
MI TH15	0	0	0	0	0	0,0002
I GW15	0,6357	0,1761	0,0499	0,0890	0,2632	0,0094
I TH15	0	0	0	0	0	0,0002

Tabelle 8.4 – P-Werte der Einzeldefektverleiche und Wafervergleiche für die Messgrößen MI TH15, I TH15, I GW15 und I GW255 bei den Pulsanzahlen von 6 und 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns) unter Ausschluss des ersten Laserpunktes.

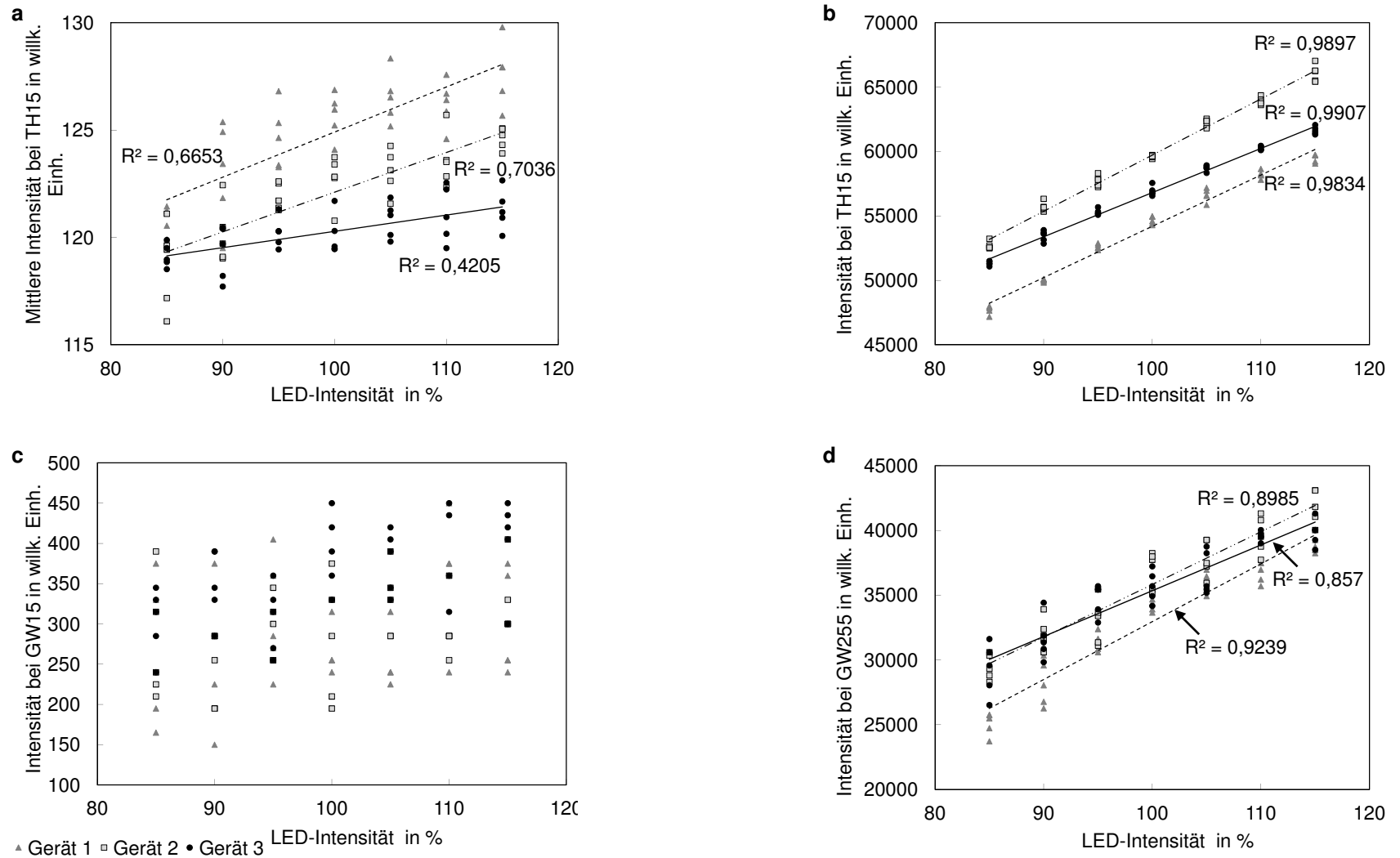


Abbildung 8.26 – Abhängigkeiten der Messgrößen von I_{LEDs} für verschiedene Messgeräte: Mittlere Intensität bei TH15 (a); Intensität bei TH15 (b); Intensität bei Grauwert 15 (c); Intensität bei Grauwert 255 (d) bei einer Pulsanzahl von 6 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_p = 190$ ns).

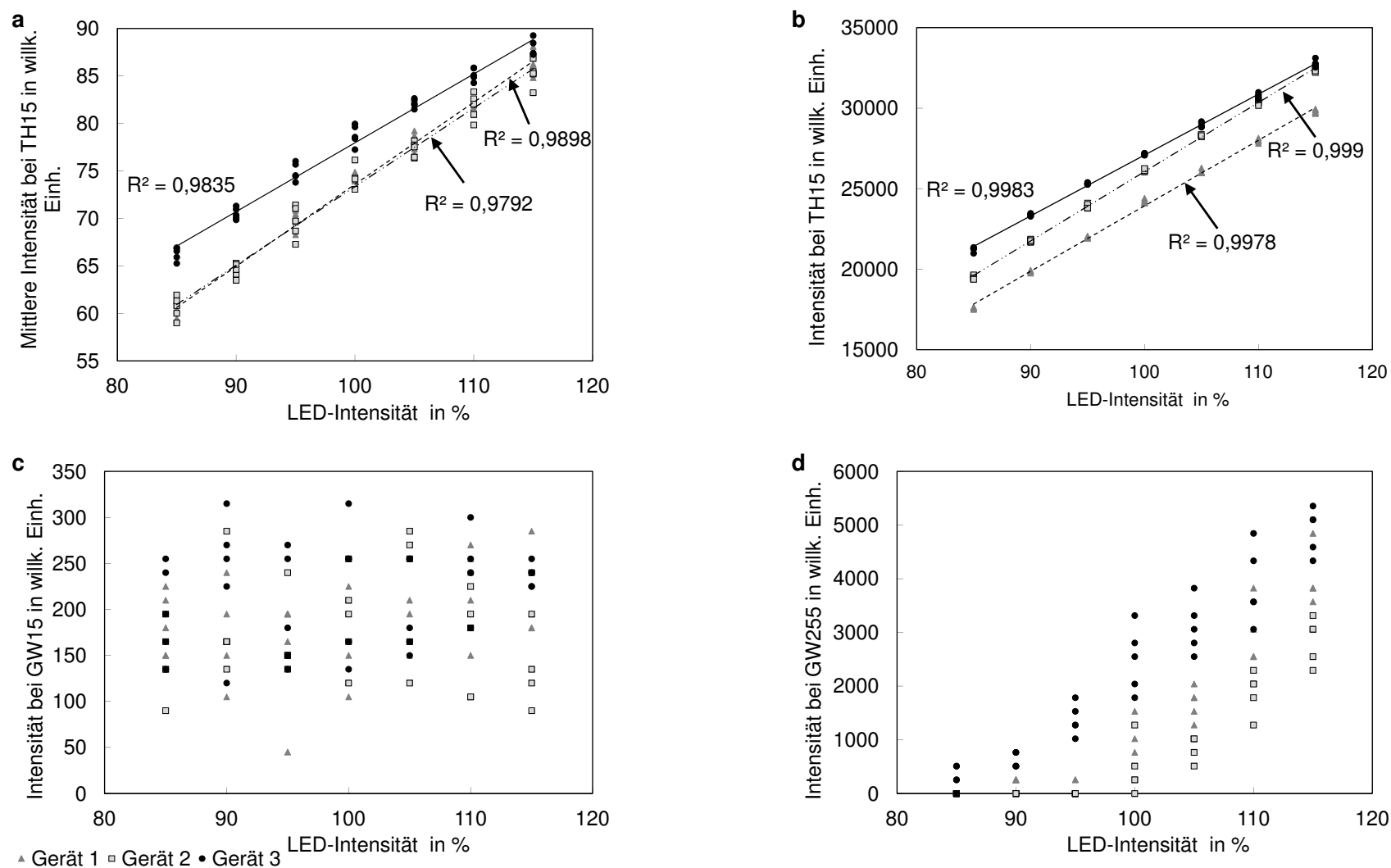


Abbildung 8.27 – Abhängigkeiten der Messgrößen von I_{LEDs} für verschiedene Messgeräte: Mittlere Intensität bei TH15 (a); Intensität bei TH15 (b); Intensität bei Grauwert 15 (c); Intensität bei Grauwert 255 (d) bei einer Pulsanzahl von 10 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

9 Verfahren zur Qualifikation von standardisierten Kantendefektwafern

Aus Kapitel 8.5 geht hervor, dass eine Reproduzierbarkeit der Wafer für die relevante Messgröße der Beleuchtungsuntersuchung nicht gegeben ist. Der P-Wert ist für $I_{TH15} < 0,05$ und somit sind die Messgrößenunterschiede der Wafer größer als die Messstreuung. Abbildung 9.1 verdeutlicht dies nochmals. Vor allem Wafer 3 und 4 liegen deutlich außerhalb der Verteilung für die Reste.

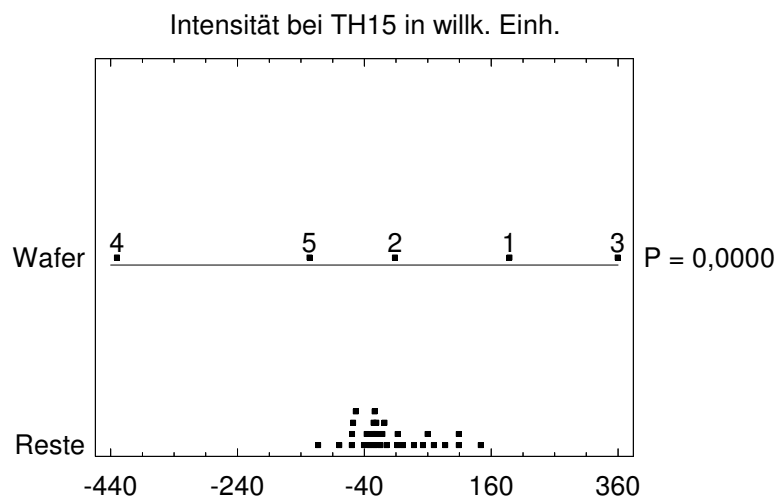


Abbildung 9.1 – Resteverteilung für die Messgröße I_{TH15} bei einer Pulsanzahl von 6 ($P = 0,89$ W bei $\nu = 1$ kHz, $\tau_P = 190$ ns).

Eine Beleuchtungsstudie dieser Wafer konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Trotzdem soll an dieser Stelle kurz auf eine Möglichkeit für die Qualifikation der Wafer anhand der Messgröße I_{TH15} , der für die Untersuchung der Beleuchtung am besten geeignet ist, gezeigt werden.

Ein Zusammenhang zwischen Tiefe und detektierter Intensität konnte gezeigt werden, ist aber ungenau. Daher ist eine Qualifikation der Wafer basierend auf der Tiefe nicht sinnvoll. Vorgeschlagen wird deshalb eine Qualifikation der Wafer durch das Kanteninspektionsgerät selbst. Als Basis (Grundlage) für die Qualifikation werden die bereits generierten Wafer herangezogen. Diese Wafer werden an mehreren Messgeräten, empfohlen werden drei, bei drei unterschiedlichen Beleuchtungsintensitäten (85 %, 100 % und 115 %) jeweils dreimal gemessen. Die lineare Regression über die Mittelwerte ergibt die Vorgabe (den Sollwert bei verschiedenen LED-Intensitäten) für eine Anpassung der Messgeräte. Anpassen bedeutet durch Veränderungen von Parametern am Messgerät wie beispielsweise LED-Intensität oder Anordnung Kamera-Beleuchtung-Wafer den Messwert dem Sollwert anzunähern. Die Erstellung weiterer Justagewafer orientiert sich an den Sollwerten der Grundlage, das heißt an den gemittelten Sollwerten für die drei Beleuchtungsintensitäten. Die Standardabweichung der Messgröße I TH15 für die Wafer beträgt bei der bereits analysierten Beleuchtungsintensität von 100 % ca. 1,86 %. Daher wird für weitere Justagewafer eine maximale Abweichung von 2,5 % bei den einzelnen LED-Intensitäten zugelassen.

Die gesamte Vorgehensweise für die Sollwerterstellung an einem Wafer ist in Abbildung 9.2 veranschaulicht. Nach der Ablation auf der Waferkante wird der Wafer gereinigt und nachpoliert. Die anschließende Qualifikation der Wafer wird an drei Messgeräten durchgeführt und die Messgeräte werden auf den festgelegten Sollwert eingestellt. Im Realfall ist eine exakte Einstellung der Geräte auf einen Sollwert nicht möglich, und es gibt auch nach der Anpassung geringe Abweichungen. Sinnvollerweise werden deshalb Grenzen für eine maximale Abweichung festgelegt, die abhängig von den Möglichkeiten der Einstellgenauigkeiten der Messgeräteparameter (Beleuchtungsintensität, Anordnung Kamera-Beleuchtung-Wafer) und den Anforderungen an die Messgenauigkeit sind. Da die Einstellgenauigkeiten an dieser Stelle nicht bekannt sind, können noch keine Grenzen/Toleranzen für eine Abweichung des Messwertes vom angestrebten Sollwert angegeben werden. Alle weiter produzierten Justagewafer für die Geräteeinstellung werden an den drei für die Sollwertbestimmung festgelegten Messgeräten gemessen und orientieren sich am Mittelwert der Wafer aus Abbildung 9.1. Eine maximale Abweichung von ± 5 % wird vorgeschlagen.

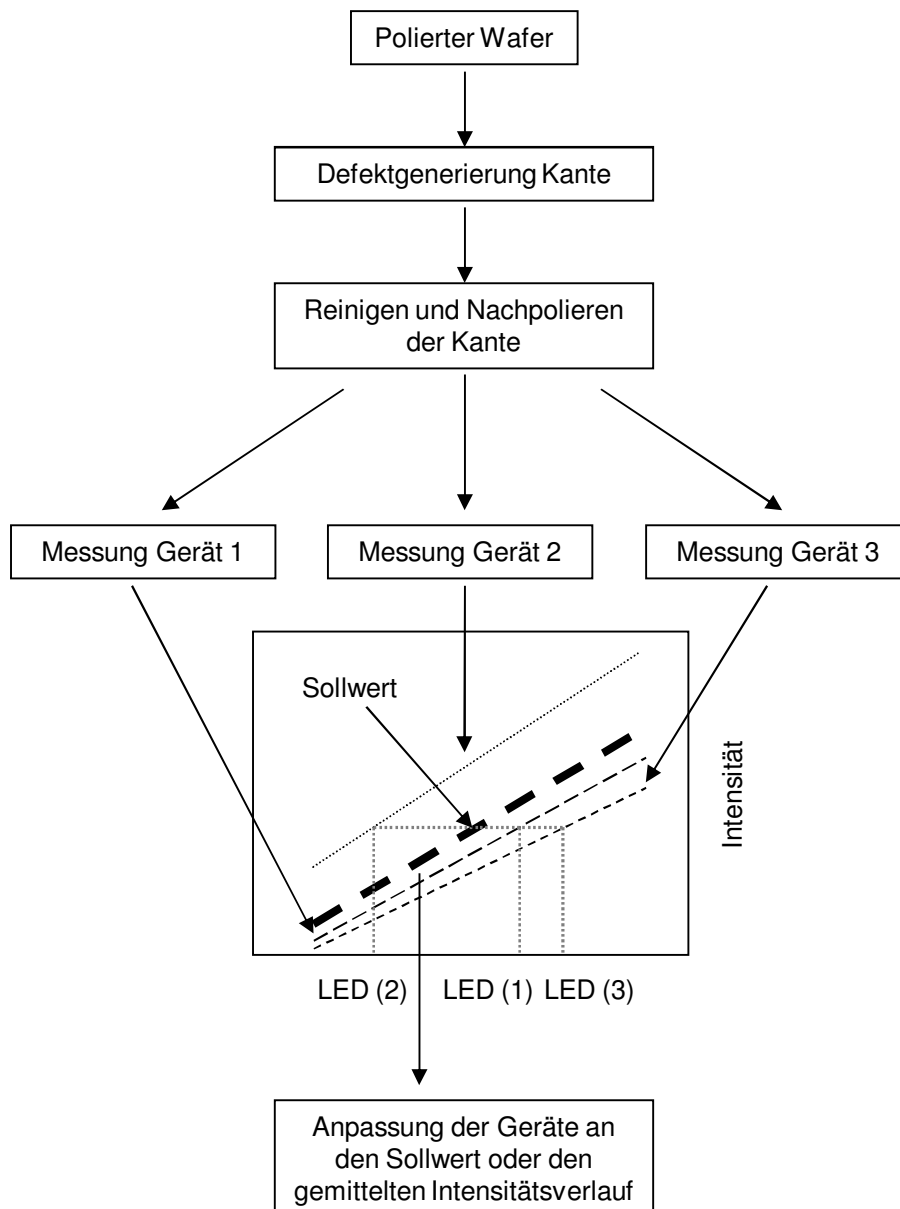


Abbildung 9.2 – Vorgehensweise zur Erstellung von Kalibrierwafern.

10 Weitere Methoden der Defektgenerierung

Ausgehend von den Anforderungen an Defektstandards auf der Waferkante wurden im Vorfeld mit verschiedenen Möglichkeiten der Defektgenerierung auf der Waferkante experimentiert und an dieser Stelle bewertet. Hierbei wurden neben der Laserablation verschiedene Methoden zunächst grob auf deren Potential untersucht. Ziel aller Versuche war es reproduzierbare und gut detektierbare Defekte auf der Kante zu erzeugen, die für eine spätere Analyse von Kanteninspektionsgeräten verwendet werden können. Die Methoden Vickerseindrücke, Wasserstrahllasern und fokussierter Ionenstrahl zielen dabei auf die Erzeugung einzelner Defekte auf der Kante, die Methoden Ätzen, Epitaxie und Kantenschleifen auf eine großflächige Änderung der Kante.

10.1 Generierung einzelner Defekte

10.1.1 Eindrücke nach Vickers

Über die Methode der Vickerhärteprüfung wurden zunächst Eindrücke verschiedener Größe auf der Waferoberfläche erzeugt. Eine Diamantpyramide mit quadratischer Grundfläche dringt dabei mit definierter Kraft F_I (0,05 - 3,92 Newton) in die Probe ein. Alle Eindrücke wurden mit einem Weißlichtinterferometer vermessen und ausgewertet (siehe Abbildung 10.1). In Abbildung 10.1 (a) ist ein Eindruck bei $F_I = 3,92$ N dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Aufschub um den erzeugten Defekt mit Einrissen entlang den $\langle 011 \rangle$ -Richtungen. In Abbildung 10.1 (b) ist ein Defekt (bei $F_I = 0,98$ N) mit großem Ausbruch zu sehen. Insgesamt kam es bei allen Versuchsreihen zu unkontrollierbaren Ausbrüchen und Rissen im Material und eine ausreichende Reproduzierbarkeit konnte nicht gezeigt werden. Die Streuung der Tiefen bei

verschiedenen Kräften ist in Abbildung 10.2 gezeigt. Weitere Versuche wurden auf der Kante durchgeführt. Hier stellt die Positionierung das hauptsächliche Problem dar. Geringe Schwankungen führen zu einem Abrutschen der Spitze. Bessere Genauigkeiten verglichen mit der Fläche sind daher nicht zu erwarten und weitere Untersuchungen wurden an dieser Stelle eingestellt. Die spröde Natur von Silicium und die Positionierung auf der Kante ermöglichen es nicht mit dieser Methode für die Detektion taugliche Defekte größer 10 μm herzustellen. Messungen am Kanteninspektionsgerät wurden aufgrund der Ausbruchgefahr nicht durchgeführt.

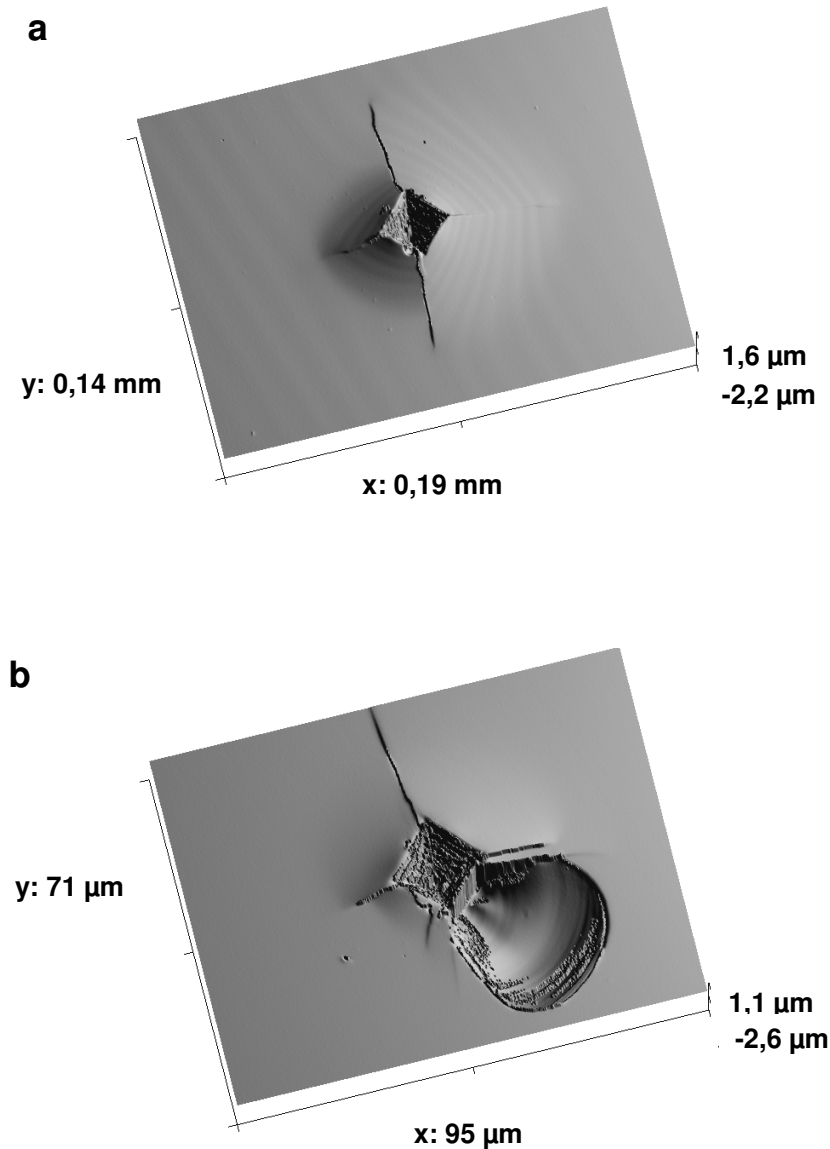
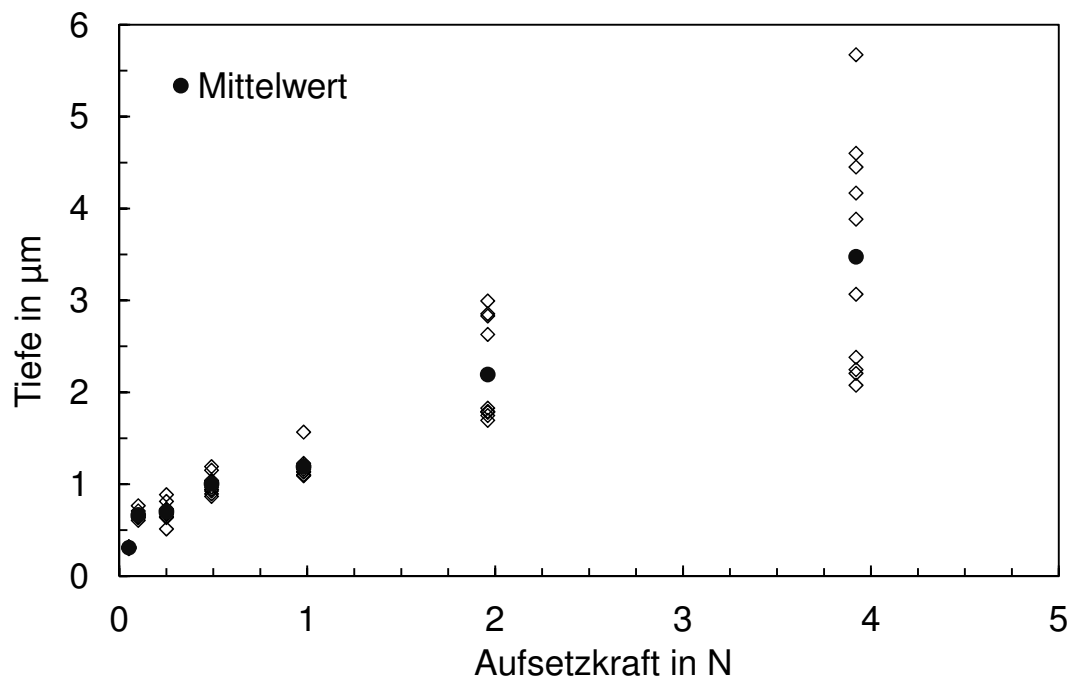


Abbildung 10.1 – Vickerseindrücke auf Si; (a) bei einer Kraft von 3,92 N. Deutlich zu erkennen ist der Materialaufschub um den Eindruck; (b) Vickerseindruck bei einer Kraft von 0,98 N mit großem Ausbruch.

Tabelle 10.1 – Tiefenmessungen der verschiedenen Indents mit dem Weißlichtinterferometer.

Aufsetzkraft in Newton	0,05	0,1	0,25	0,49	0,98	1,96	3,92
Tiefe in μm	0,305		0,729	0,868	1,133	1,792	4,169
	0,304		0,649	1,192	1,568	1,829	3,885
	0,322	0,608	0,67	0,927	1,187	2,832	2,207
	0,315	0,636	0,814	1,041	1,138	2,855	4,452
	0,316	0,65	0,887	0,945	1,207	1,748	5,674
	0,306		0,727	1,026	1,099	1,789	2,078
		0,71	0,714	1,033	1,228	2,995	2,382
	0,299	0,637	0,638	0,969	1,104	2,631	2,248
	0,315	0,767	0,514	0,896	1,161	1,696	4,602
		0,666	0,679	1,153	1,093	1,784	3,068
Mittelwert	0,313	0,668	0,702	1,005	1,192	2,195	3,477
Standardabweichung	0,008	0,054	0,101	0,106	0,140	0,553	1,253
Relativ in %	2,52	8,08	14,41	10,54	11,75	25,18	36,04

**Abbildung 10.2** – Tiefen der einzelnen Indents gemessen mit dem Weißlichtinterferometer in Abhängigkeit von der Aufsetzkraft.

10.1.2 Wasserstrahllasern - Synova Laserschneidgerät

Die Methode des Wasserstrahllasers, auch unter „Laser MicroJet® Technology“ bekannt, ist eine Entwicklung der Firma Synova mittels wasserstrahlgeführtem Laser unterschiedlichste Materialien zu bearbeiten. Ein Laserstrahl wird in einer Düse, die unter Wasserdruck steht, fokussiert. Der aus der Düse abgegebene Wasserstrahl führt dabei den Laserstrahl über Totalreflexion an der Wasser/Luft Grenzfläche zum Probenstück (siehe Abbildung 10.3). Daraus ergeben sich zwei wesentliche Vorteile gegenüber konventionellen Methoden in einer Gasumgebung. Einerseits wird durch den permanenten Wasserfluss die Ausbreitung von Wärme und damit evtl. verbundene Veränderung von Materialeigenschaften unterbunden und andererseits wird das aufgeschmolzene Material durch den Wasserfluss abgeführt [135]. Nachteilig für die Bearbeitung von Wafern kann der hohe Wasserdruck (300 bar) sein, der aufgrund der Sprödigkeit von Silicium zu ungewollten Ausbrüchen führen kann. Weiter ist eine hohe Kontamination durch den Wasserstrahl gegeben, der bereits abgetragenes Material auf dem Wafer verteilt.

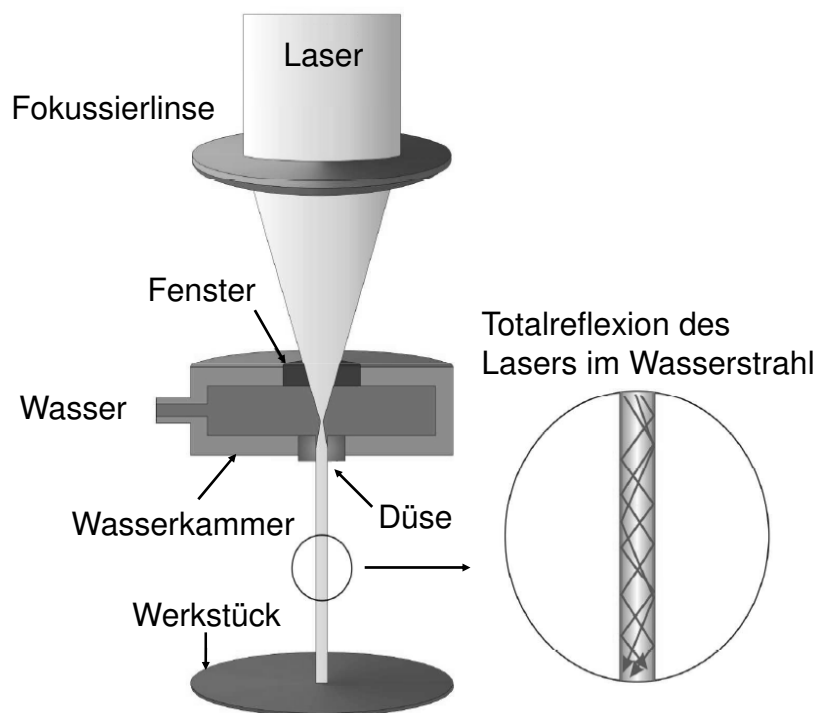


Abbildung 10.3 – Aufbau Wasserstrahllaser: Der Laserstrahl wird in einer Wasserkammer fokussiert und über einen Wasserstrahl durch Totalreflexion an das Werkstück weitergeleitet [135].

In einem Versuch wurde an vier Positionen (11° , 101° , 191° und 280°) radial verlaufend eine Linie bis an die Kante gelasert (siehe Abbildung 10.4). Die Parameter sind für den Laservorgang aus Tabelle 10.2 zu entnehmen.

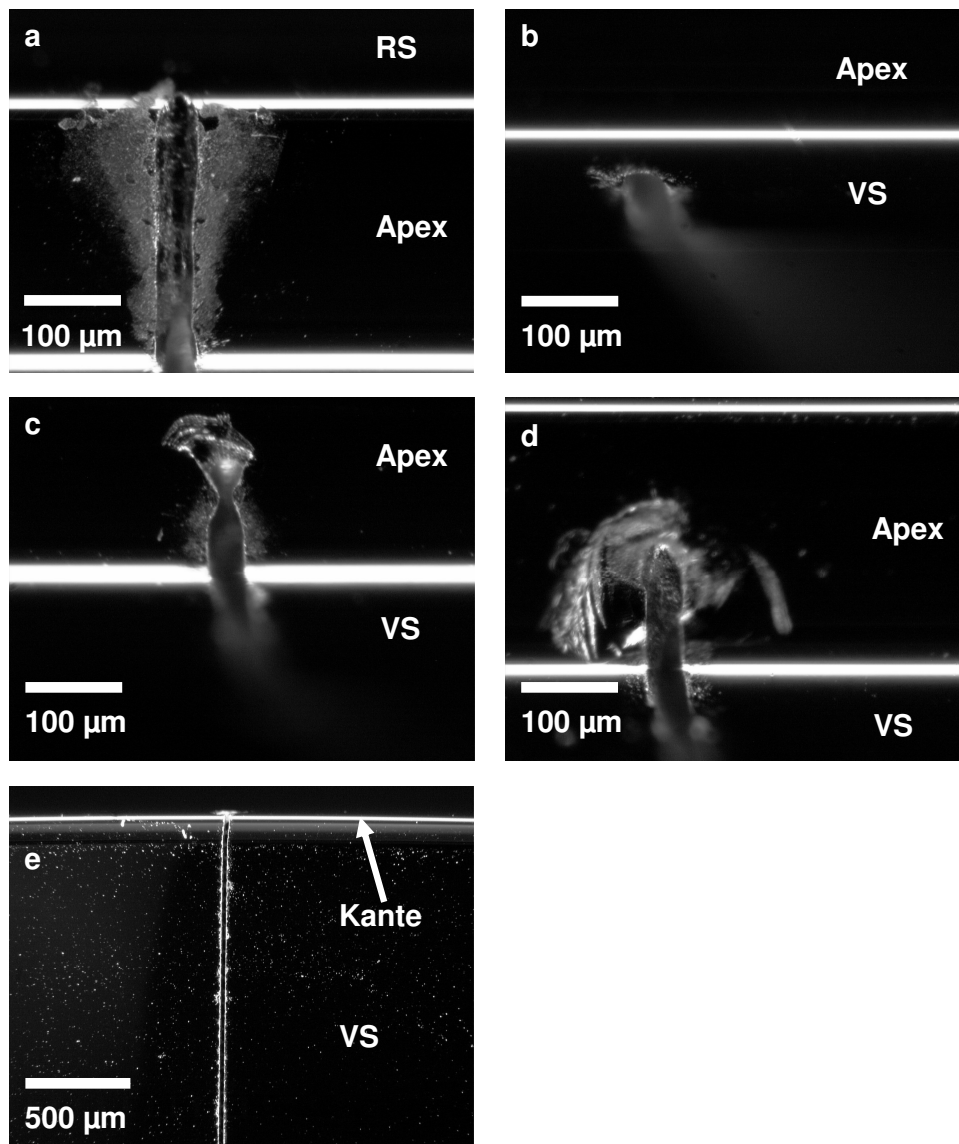


Abbildung 10.4 – (a)-(d) Ansicht von oben auf die Waferkante unter den Winkeln 11° (a), 101° (b), 191° (c) und 280° (d), (e) Ansicht von oben auf die Wafervorderseite.

Starke Verunreinigungen auf dem Apex, die durch Reinigungsprozesse nicht gänzlich entfernt werden können, die Gefahr von Ausbrüchen im Kantenbereich und große Ungenauigkeiten machen diese Methode hinfällig. In den Lichtmikroskopaufnahmen zeigen die Linien deutliche Unregelmäßigkeiten in der Dicke und es kommt zu feinen Ausbrüchen im Linienbereich. Größere Ausbrüche treten an den Endpunkten der Linien auf der Kante bei 280° und 191°

auf (siehe Abbildung 10.4 (c) und (d)). Diese Ausbrüche können sich besonders bei Greifprozessen an der Kante vergrößern oder im schlimmsten Fall zu einem Waferbruch führen. Aus diesem Grund wurde eine Messung an der Kante nicht durchgeführt. Weitere Untersuchungen konnten im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der Geräteverfügbarkeit nicht durchgeführt werden. Jedoch gibt es Erkenntnisse, die vielversprechend sind. Für Edelstahl konnten Anh Mai *et al.* [135] bereits zeigen, dass feine (50 µm Linienbreite) Strukturen ohne Ausbrüche und Risse möglich sind. Durch Optimierung der Parameter (Wasserstrahl Druck, Achsenvorschub und Pulsdauer) können die bisher gewonnenen Ergebnisse mit großer Wahrscheinlichkeit noch verbessert werden. Um kleine Defekte generieren zu können, muss zudem eine Möglichkeit geschaffen werden, direkt auf der Kante beschriften zu können. Der aktuelle Stand ermöglicht es nicht, reproduzierbare Defekte auf der Kante zu generieren und diese Methode wird an dieser Stelle nicht weiter verfolgt.

Wellenlänge:	532 nm
Leistung:	50 Watt
Wasserstrahl Druck:	300 bar
Düsendurchmesser:	50 µm
Achsenvorschub:	250 mm/s
Pulsdauer:	500 ns

Tabelle 10.2 – Parameter am Laserschneidgerät.

10.1.3 Fokussierter Ionenstrahl

Sehr hohe Genauigkeit bei der Defektgenerierung kann durch Sputtern mit einem Ionenstrahl erreicht werden. Da es in der *Siltronic AG* keine Gerätschaften eigens für den Sputtervorgang gibt, wurde der Versuch mit einer TOF-SIMS („Time Of Flight - Secondary Ion Mass Spectroscopy“) Anlage durchgeführt. Die Aufgaben dieses Gerätes liegen im Bereich der Materialanalyse. Dabei bombardieren positive Ionen die Probenoberfläche, was zur Emission von Sekundärteilchen wie Sekundärelektronen, Auger-Elektronen, Photonen, Neutralteilchen, angeregte Neutralteilchen und Sekundärionen führt. Letztere werden in einem Massenspektrometer analysiert [136–139]. Im Versuch wurde der Materialabtrag zur Generierung von Defekten genutzt. Abbildung 10.5 zeigt dazu den Aufbau einer TOF-MS Anlage mit zwei Primärionenquellen.

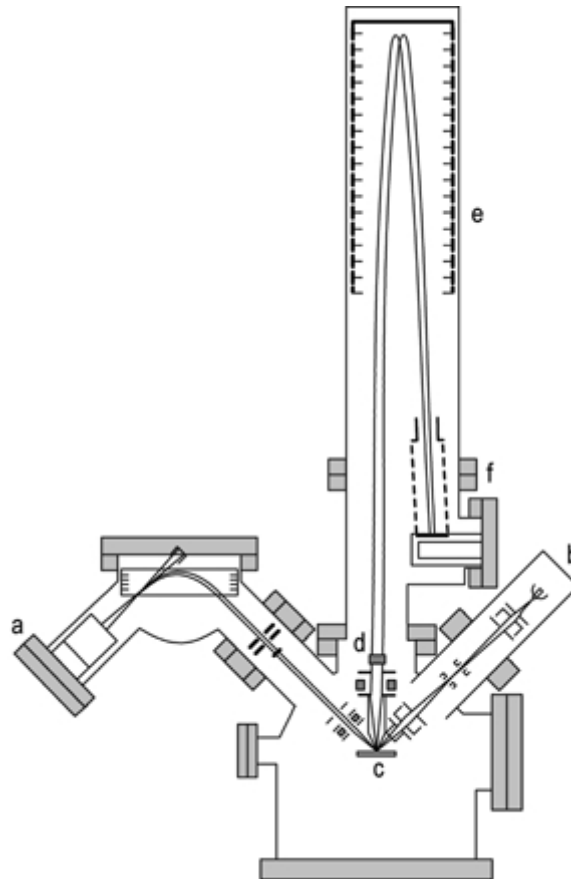


Abbildung 10.5 – Schematische Darstellung eines TOF-MS aus [140]: (a) Elektronenstoß-Ionenquelle, (b) Flüssigmetall-Ionenquelle, (c) Probenhalter, (d) Sekundärionen-Optik, (e) Reflektor, (f) Detektor.

Der Wafer befindet sich bei (c) und kann über einen Tisch verfahren werden. Auf diese Weise können beliebige Positionen auf der Fläche erreicht werden, jedoch nicht auf der Kante direkt. Ziel des Experiments war es herauszufinden, ob es dennoch möglich ist, Defekte auf den Facetten der Kante zu generieren. Defekte wurden an insgesamt 11 Positionen in 10° -Abständen zueinander an der Kante bei unterschiedlichen Einstellungen (siehe Tabelle 10.3 und Abbildung 10.6) erzeugt. Größere Abträge wurden dabei mit O_2^+ gesputtert, kleinere Abträge mit Bi^+ . Alle Defekte wurden vom Kateninspektionsgerät detektiert, jedoch nur im Hellfeld auf der Fläche. Auf der Kante werden in einzelnen Fällen wenige Pixel detektiert, die für den eigentlichen Anspruch nicht ausreichend sind. Defekte direkt auf der Kante zu erzeugen ist mit dieser Methode demnach nicht möglich. Alle Abbildungen der Defekte unter dem Mikroskop (A01-A11) und die dazugehörigen Bildausschnitte des Rohdatenfilmes (B01-B11) sind in 10.6 zu sehen.

Tabelle 10.3 – Parametereinstellungen am TOF-SIMS für die Generierung von Kantendefekten.

Defekt	Sputterzeit in Minuten	Energie in keV	Sputterionen	Raster in μm	Position in $^\circ$
A01	10	2	O_2^+	0	0
A02	10	2	O_2^+	20	10
A03	1	25	Bi^+	20	20
A04	1	25	Bi^+	10	30
A05	5	25	Bi^+	50	40
A06	1	25	Bi^+	50	50
A07	1	25	Bi^+	10	60
A08	1	25	Bi^+	10	70
A09	1	25	Bi^+	100	80
A10	10	2	O_2^+	100	90
A11	30	25	Bi^+	20	100

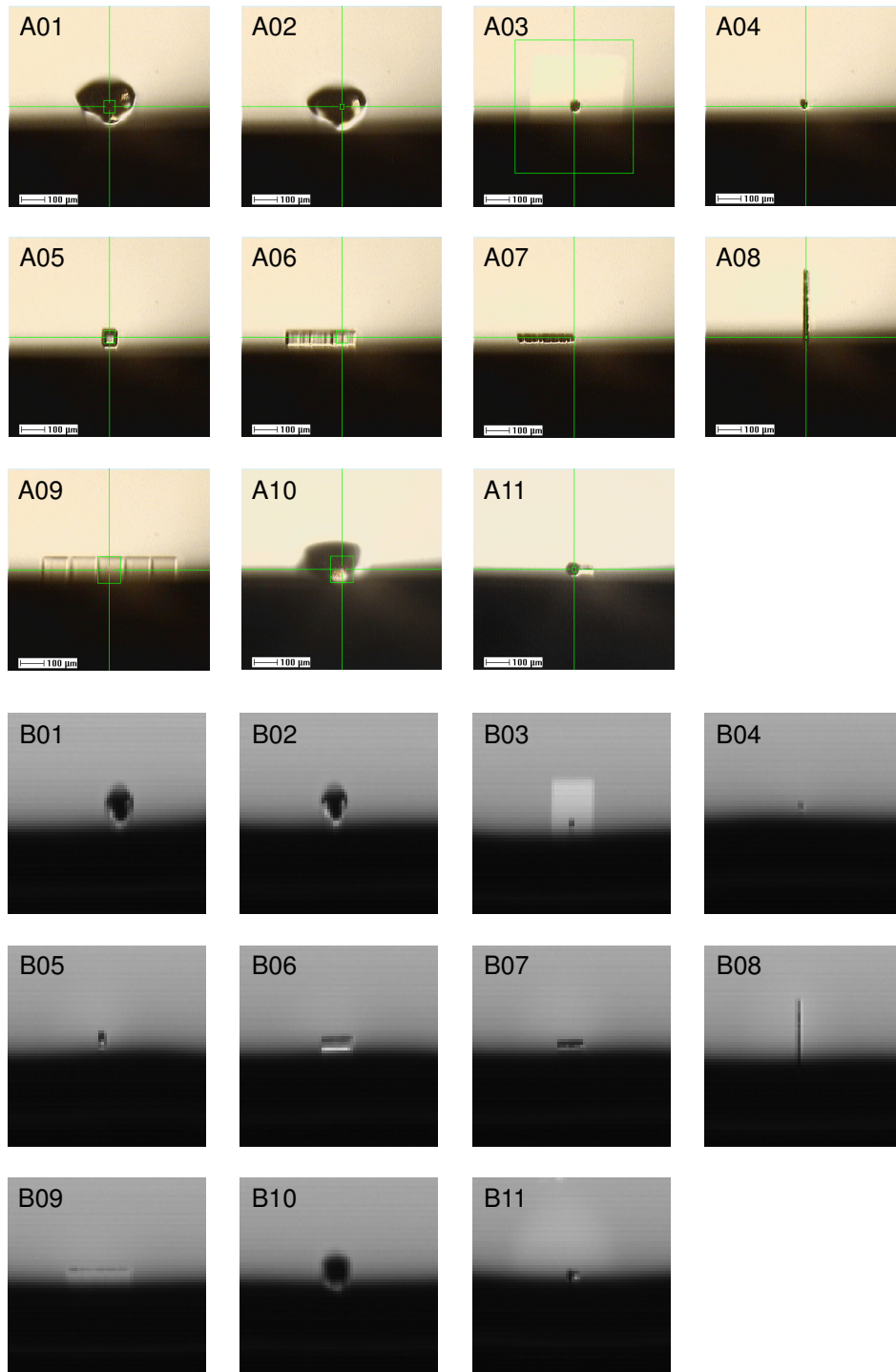


Abbildung 10.6 – Reihe A: Lichtmikroskopaufnahmen der am TOF-SIMS generierten Defekte;
Reihe B: Abbildung derselben Defekte im Hellfeld der Kanteninspektion.

10.2 Großflächige Defektgenerierung

In den folgenden Versuchen wurden nicht gezielt an bestimmten Positionen einzelne Defekte aufgebracht, sondern die ganze Kante bearbeitet. Ziel dieser Versuche ist eine erhöhte und reproduzierbare Detektionsintensität im Dunkelfeld zu erreichen. Die Anwendungsmöglichkeiten liegen hier in der Untersuchung der Beleuchtungsintensitäten, betrachtet für den ganzen Wafer oder für größere Winkelbereiche ($> 45^\circ$).

10.2.1 Referenz

Um die folgenden Methoden besser bewerten zu können ist es zunächst sinnvoll das Ausgangsmaterial, polierte Wafer, zu betrachten. Untersucht werden in allen folgenden Experimenten die Grauwerte Verteilung der Kantenmessungen. Dargestellt werden die Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte einer Dunkelfeldmessung auf der Wafervorderseite.

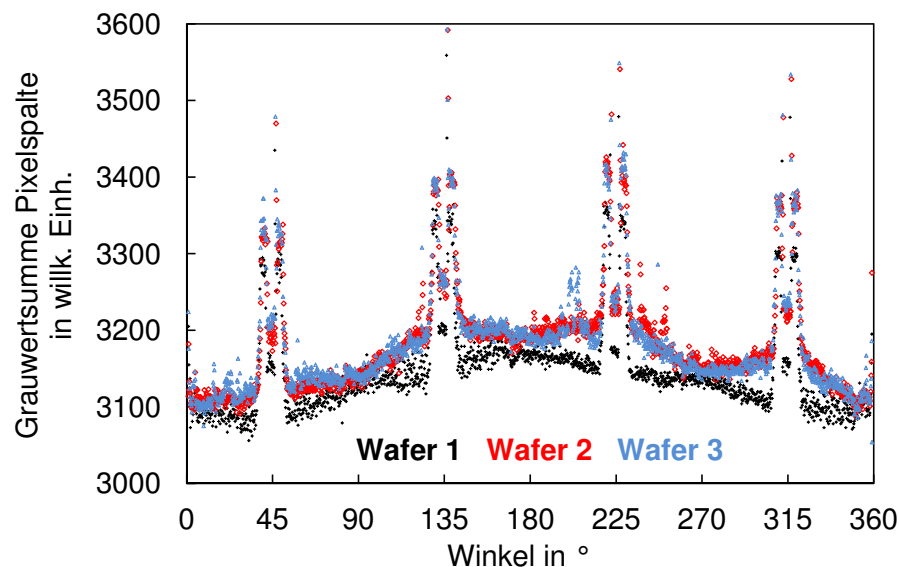


Abbildung 10.7 – Darstellung der Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte der Rohdatenfilme der Vorderseite im Dunkelfeld für polierte Wafer.

Abbildung 10.7 zeigt diese Werte für drei polierte Wafer. Auffällig sind zunächst 4 Maxima bei 42° , 132° , 222° und 312° . Bei genauerer Betrachtung können diese erhöhten Werte jedoch mit den Klammern des Inspektionsgerätes in Verbindung gebracht werden. Die Klammern streuen im Dunkelfeld sehr stark, was einen Anstieg der Intensität in deren Umgebung zur

Tabelle 10.4 – Summe aller Grauwerte für polierte Wafer und die dazugehörigen relativen Abweichungen vom Mittelwert.

Wafer	Intensität	Relative Abweichung vom Mittelwert in %
1	5658042	-0,75
2	5723185	-0,39
3	5720897	0,35

Mittelwert: 5700708

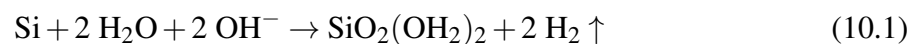
Folge hat. Die relativen Abweichungen der Gesamtintensitäten vom Mittelwert sind -0,75%, 0,39% und 0,35% (siehe Tabelle 10.4).

10.2.2 Ätzen an der Kante

Durch das Ätzen der Kante soll eine Aufrauung und somit eine Aufhellung der Kante bei der Detektion im Dunkelfeld erreicht werden.

Alkalisches Ätzen

Alkalisches Ätzen wird bei der Waferherstellung hauptsächlich zur groben Reinigung eingesetzt. Dabei sollen oberflächliche Beschädigungen der Scheiben, verursacht durch das Läppen, aufgeweitet werden und Rückstände des Läppmittels (Al_2O_3 - Wasser - Gemisch) entfernt werden. Die Nettoreaktion für das anisotrope Ätzen mit KOH lautet wie folgt [141]:



Einflüsse auf das Ätzverhalten haben die Dotierkonzentration in Silicium [142], die Kristallorientierung [143], die Konzentration und die Temperatur [144]. Im Versuch wurden drei bereits polierte Wafer alkalisch nachgeätzt, um die Kante aufzurauen. Ziel war es, durch die Aufrauung die Streuintensität auf der Kante zu erhöhen um bei Kantenmessungen im Dunkelfeld unter bestimmten Winkeln definierte Streuintensitäten zu bekommen. Abbildung 10.8 zeigt einen Ausschnitt aus einer Rohdatei im Winkelbereich von 0° bis 90° . Im Bereich von 45° ist die Aufrauung in Form von zwei hellen Linien (VS bzw. RS) zu erkennen. Die Klammern waren für diese Messung unter den Winkeln 10° , 100° , 190° und 280° .

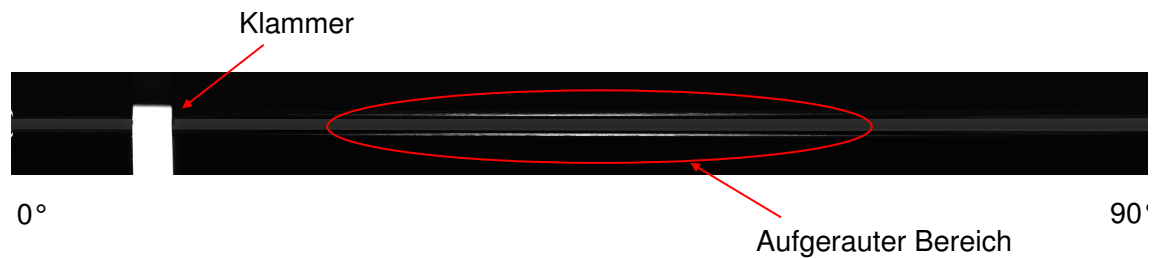


Abbildung 10.8 – Rohdatenfilm von 0° bis 90°.

Abbildung 10.9 zeigt die Grauwertsumme jeder 25ten Pixelspalte der Dunkelfeld Rohdatenfilme für die Vorderseite der drei generierten Wafer. Aufgrund des anisotropen Ätzvorgangs ist eine vierzählige Symmetrie mit Intensitätsmaxima bei 45°, 135°, 225° und 315° zu erkennen. Ein Vergleich mit der Referenz (siehe Abbildung 10.7) macht die Aufrauung an diesen Positionen deutlich. Die Grauwertsummen liegen an diesen Positionen deutlich über den Werten der Referenz. Zusätzlich sind kleinere Nebenmaxima erkennbar, die vom Effekt der Klammern an den Positionen 10°, 100°, 190° und 280° überlagert sind. Der Intensitätsvergleich für die einzelnen Wafer ergibt eine gute Vergleichbarkeit und die Abweichung der Gesamtintensitäten vom Mittelwert beträgt 0,40, 1,72 und 2,12 % (siehe Tabelle 10.5). Aufgrund der Isotropie der alkalischen Ätze werden nur Bereiche merklich für eine Detektion aufgeraut. In einem weiteren Versuch wurde deshalb eine anisotrope Ätze getestet, um die Kante im ganzen Umfang homogener aufzurauen.

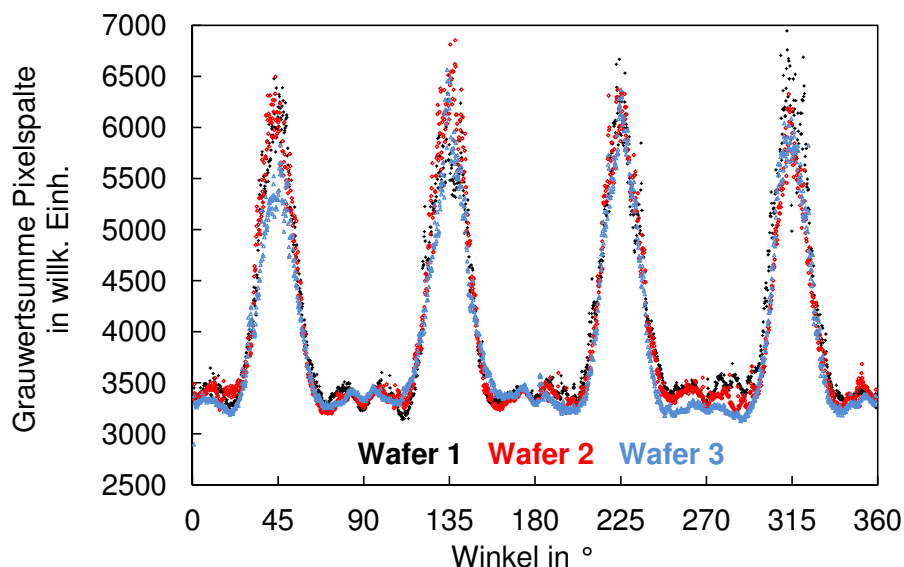


Abbildung 10.9 – Darstellung der Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte der Rohdatenfilme der Vorderseite im Dunkelfeld für alkalisch geätzte Wafer.

Tabelle 10.5 – Summe aller Grauwerte (Intensitäten) für alkalisch geätzte Wafer und die dazugehörigen relativen Abweichungen vom Mittelwert.

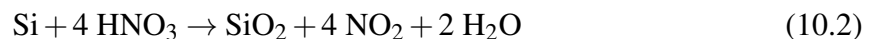
Wafer	Intensität	Relative Abweichung vom Mittelwert in %
1	7178432	0,40
2	6998172	-2,12
3	7272744	1,72

Mittelwert: 7149783

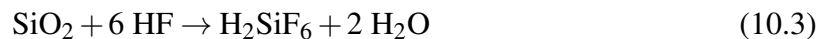
Saures Ätzen

Bei der Waferherstellung folgt im Anschluss an die grobe Reinigung im alkalischen Milieu ein saurer Ätzschritt. Oberflächliche Beschädigungen und Metallverunreinigungen werden durch diesen Schritt gänzlich entfernt und Oberflächenrauigkeiten eingeebnet. Im wesentlichen besteht die Ätze aus zwei Komponenten, der Salpeter- und der Flußsäure. Dabei wirkt die Salpetersäure (HNO_3) als oxidierendes Medium und aktiviert die Oberfläche für eine Reaktion mit der Flußsäure (HF). Die Reaktionsgleichungen hierzu lauten [145]:

Oxidation (Oberflächenaktivierung)



Reaktion mit HF



Gesamtreaktion



Im Versuch wurden zwei Reihen mit jeweils drei Wafern unter gleichen Bedingungen geätzt. Für Reihe 1 wurde ca. 10 μm und für Reihe 2 ca. 25 μm oberflächlich abgeätzt. Reihe 1 zeigt im Rohdatenfilm der Kanteninspektion keine Veränderungen, während bei Reihe 2 die Kante deutlich aufgeraut ist und die Streuintensität im Dunkelfeld erhöht ist.

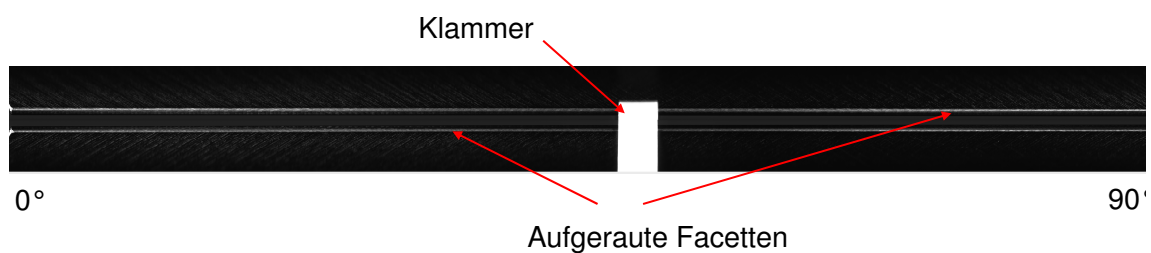


Abbildung 10.10 – Rohdatenfilm Reihe 2 von 0° bis 90°.

Visuell gesehen ist die Aufrauung der Kante homogener als beim alkalischen Ätzvorgang, die Analyse der Grauwerte ergibt jedoch auch hier eine Isotropie des Ätzvorgangs auf der Kante. Gezeigt wird dies in Abbildung 10.10.

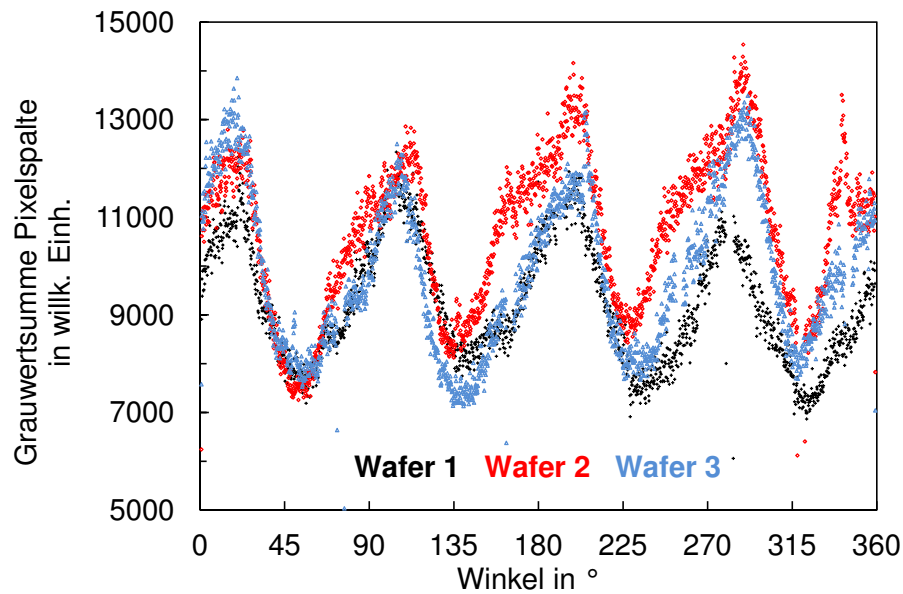


Abbildung 10.11 – Darstellung der Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte der Rohdatenfilme der Vorderseite im Dunkelfeld für sauer geätzte Wafer.

Dargestellt sind die Grauwertsummen von jeder 25ten Pixelspalte eines Rohdatenfilms der Vorderseite im Dunkelfeld für drei Wafer bei 25 μm Ätzabtrag. Die vier Maxima aller Messreihen weisen auf einen immer noch isotropen Ätzvorgang in abgeschwächter Form hin. Insgesamt ist der Helligkeitsverlauf der Maxima ähnlich, jedoch in deren Intensität verschieden stark ausgeprägt. Auch die Streuung innerhalb einer Messreihe ist sehr groß. Weiter auffällig sind die um 20° zu den $\langle 110 \rangle$ -Richtungen verschobenen Maxima, bei denen die saure Ätze ihren maximalen Abtrag erreicht. Verglichen mit der Referenz sind die Intensitäten über den ganzen Winkelbereich erhöht.

Tabelle 10.6 – Summe aller Grauwerte (Intensitäten) für sauer geätzte Wafer und die dazugehörigen relativen Abweichungen vom Mittelwert.

Wafer	Intensität	Relative Abweichung vom Mittelwert in %
1	19086652	9,84
2	16006991	-7,88
3	17034479	-1,97

Mittelwert: 17376041

Zusammengefasst können mit dieser Methode Rauigkeiten auf der Kante generiert werden, die bei der Kanteninspektion detektiert werden. Hinsichtlich der Genauigkeit ergeben sich Vorteile der alkalischen Ätzmethode. Die relativen Abweichungen der Gesamtintensitäten für die Einzelwerte vom Mittelwert sind hier geringer.

10.2.3 Epitaxierte Wafer

Eine weitaus genauere Methode für die Erhöhung der Detektionsintensität im Dunkelfeld, verglichen mit den anderen Methoden der großflächigen Defektgenerierung, ist die Analyse der Grauwerte von epitaxierten Wafern. Das Aufbringen sehr dünner definierter Schichten auf der Fläche hat auch Auswirkungen auf die Waferkante. Durch die unterschiedlichen Kristallorientierungen wächst die Silicium-Schicht auf der Kante verschieden stark auf und verändert deren optische Eigenschaften, die detektierbar sind. Ausgewählt wurden 3 Wafer mit gleichen Prozessparametern, die anschließend am Kanteninspektionsgerät gemessen wurden. Für die Analyse wurde wiederum die Grauwertsumme jeder 25ten Pixelspalte des Rohdatenfilms der Vorderseite im Dunkelfeld betrachtet (siehe Abbildung 10.12).

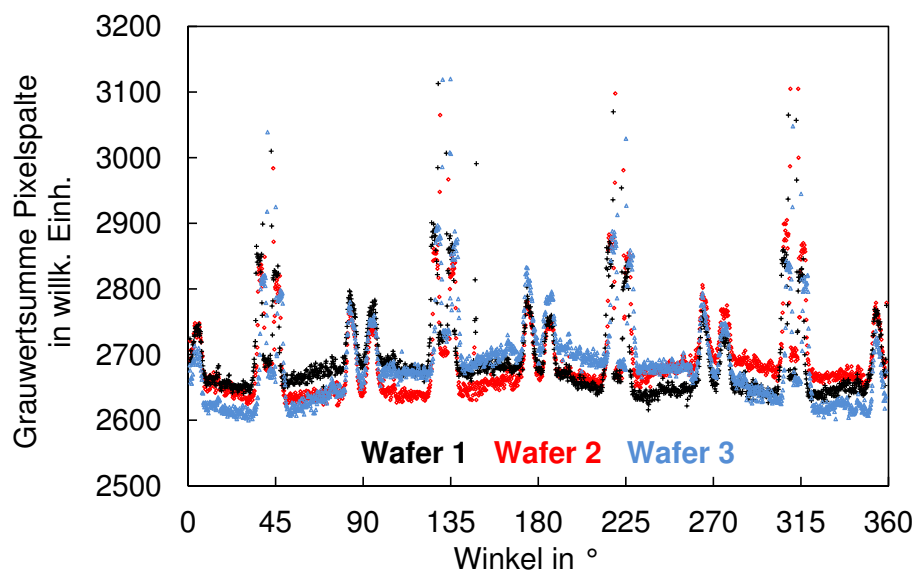


Abbildung 10.12 – Darstellung der Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte der Rohdatenfilme auf der Vorderseite im Dunkelfeld für epitaxierte Wafer.

Die Auswirkungen der Epitaxie sind an den Positionen 0° , 180° , 270° und 360° zu finden. Zwei Hauptmaxima sind klar zu erkennen, die kleineren Nebenmaxima können nur im Rohdatenfilm bei starker Kontrasterhöhung sichtbar gemacht werden (siehe Abbildung 10.13).

Tabelle 10.7 – Summe aller Grauwerte (Intensitäten) für epitaxierte Wafer und die dazugehörigen relativen Abweichungen vom Mittelwert.

Wafer	Intensität	Relative Abweichung vom Mittelwert in %
1	5733955	0,01
2	5735459	0,04
3	5730244	-0,05

Mittelwert: 7149783

Hier zeigt sich auch die Position der Aufrauung auf der Kante. So befinden sich die beiden Hauptmaxima am Übergang von Apex zur Facette und die Nebenmaxima direkt auf dem Apex. Zudem ist der Effekt der Klammern bei 42° , 132° , 222° und 312° erkennbar. Für die Genauigkeiten der Gesamtintensitäten ergeben sich sehr gute Werte und die Abweichungen vom Mittelwert ergeben 0,01 %, 0,04 % und -0,05 %.

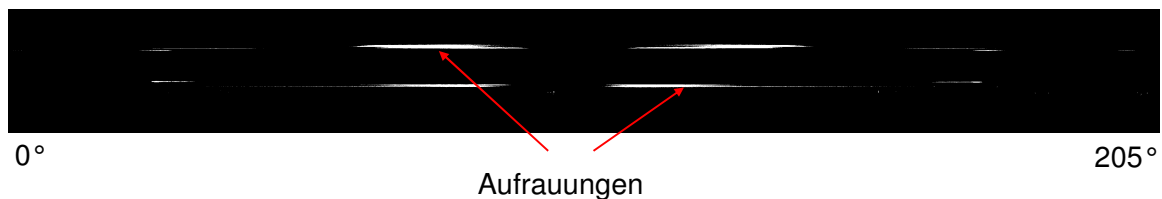


Abbildung 10.13 – Darstellung der Epitaxie-Maxima im Rohdatenfilm bei 145° - 205° .

10.2.4 Kantentaping

Weiter wurde die Kante mit Hilfe von Bändern (Tapes) unterschiedlicher Körnung aufgeraut, um die Detektionsintensität im Dunkelfeld zu erhöhen. Der Versuchsaufbau für die Aufrauung ist schematisch in Abbildung 10.14 dargestellt.

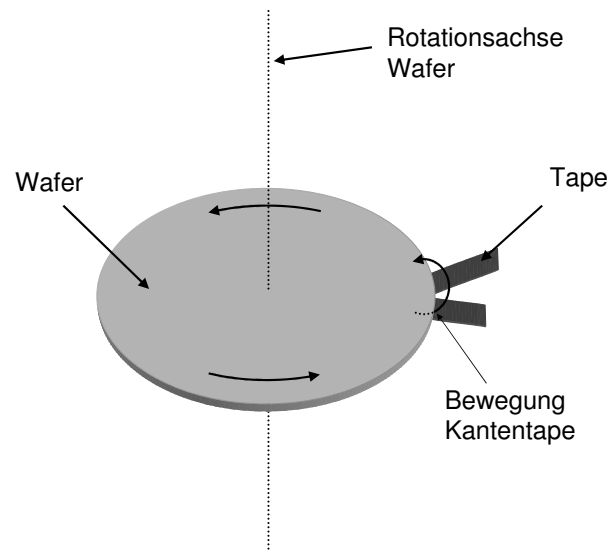


Abbildung 10.14 – Versuchsaufbau Kantentapen: Der Wafer rotiert und die Waferkante wird von einem Tape umrundet.

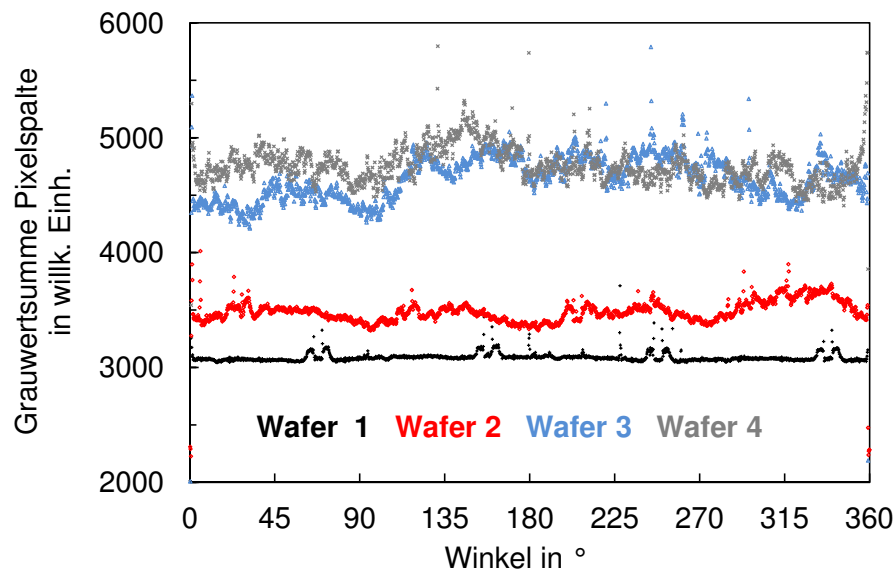
Ein Wafer rotiert und die Kante wird dabei mit einem Band umrundet, d.h. der Schleifpunkt wandert von der Rückseite über Rückseitenfacette, Apex und Vorderseitenfacette zur Vorderseite. Variiert wurden dabei die Dauer des Schleifvorganges, die Körnung des Bandes und der Anpressdruck des Bandes auf die Waferkante. Die verwendeten Tapes unterschiedlicher Körnung sind ($1\text{ }\mu\text{m}$, $3\text{ }\mu\text{m}$, $15\text{ }\mu\text{m}$, $30\text{ }\mu\text{m}$) standardmäßig bei 3M[®] erhältlich. Im Anschluss an die Aufrauung wurden die Wafer am Kanteninspektionsgerät gemessen und der winkelabhängige Grauwertverlauf ausgewertet. Die Parameter der verschiedenen Schleifvorgänge sind aus der folgenden Tabelle 10.8 zu entnehmen.

Für die größeren Körnungen musste die Dauer des Schleifvorganges auf 16,9 s und 6,8 s reduziert werden, da längere Zeiten das Band bereits gänzlich abnutzen. Bei Wafer 4 wurde zudem der Anpressdruck auf 90 N verringert. Die Analyse der Grauwerte für die Kantenmessungen der einzelnen Wafer sind in Abbildung 10.15 dargestellt. Für die niedrigste Körnung ist kein merklicher Einfluss auf die Grauwerte zu erkennen. Ausgenommen von den Klammern sind die Werte (Mittelwert = 3083) ähnlich deren der Referenz (Mittelwert aus den drei gemess-

Wafer	Zeit	Körnung	Anpressdruck
1	33,8 s	1 μm	350 N
2	33,8 s	3 μm	350 N
3	16,9 s	15 μm	350 N
4	6,8 s	30 μm	90 N

Tabelle 10.8 – Parameter für die Kantenaufrauung.

nen Wafern = 3167). Die nächst größere Körnung (3 μm) hat bereits einen merklichen Einfluss auf die Detektion und die Werte sind erhöht. Deutlich größere Werte werden für die Körnungen 15 μm und 30 μm erreicht (Mittelwerte = 4636 und 4744), allerdings sind die Streuungen sehr groß. Das Prinzip der Aufrauung konnte erfolgreich durchgeführt werden, jedoch ist die Überprüfung der Reproduzierbarkeit an dieser Stelle noch ausstehend.

**Abbildung 10.15** – Darstellung der Grauwertsummen jeder 25ten Pixelspalte der Rohdatenfilme auf der Vorderseite im Dunkelfeld für getapte Wafer.

11 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Generierung von „standardisierten“ Defekten auf Waferkanten für die Analyse bzw. Bewertung von Kanteninspektionsgeräten. Verschiedene Methoden der Defektgenerierung auf der Kante wurden erprobt und evaluiert.

Der Hauptteil dieser Arbeit bestand in der Erzeugung von Defekten auf der Waferkante mittels Laserablation im Nanosekunden-Bereich. In Vorversuchen wurde eine grobe Machbarkeitsstudie durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass Laserpunkte mit Durchmesser von ca. 80 μm und Tiefen im μm - Bereich notwendig sind, um mittels EBI detektiert zu werden. Ein System zur Erzeugung von Defekten durch Laserablation auf der Waferkante wurde aufgebaut. Besonderer Fokus bestand in der Anforderung bzgl. Positioniergenauigkeit der generierten Laserdefekte auf der Kante. Mit diesem System war es möglich für die Kanteninspektion in einzelnen Fällen reproduzierbare Einzeldefekte bzw. Wafer zu erzeugen.

Ausgehend von den Grauwertverteilungen der Kanteninspektionsbilder wurde zunächst die Intensität des Hintergrundrauschens bestimmt und ein Schwellwert (Graustufe 10 bzw. 15) für die Auswertung festgelegt. Neben den Intensitäten für die Schwellwerte 10 und 15 wurden die Sättigungswerte (Graustufe 255) genauer ausgewertet. Die besten Ergebnisse für eine Analyse des Kanteninspektionsgerätes EBI bzgl. der Beleuchtungsintensität zeigten dabei die aufsummierten Intensitäten für die Schwellwerte 10 bzw. 15. Hier ist die Sensitivität am größten und kleine Unterschiede (5 % - Schritte der Ausgangsintensität) der Beleuchtungsintensität zeigen deutliche Unterschiede in der Detektion der Defekte. Um eine Vergleichbarkeit der Defektwafer zu garantieren wurde ein Verfahren zur Qualifikation der Wafer vorgeschlagen.

Es wurde eine Abhängigkeit der Reflexionsintensität von der Defekttiefe bei den erzeugten Löchern nachgewiesen und ein mögliches Modell vorgeschlagen. Das Maximum der Intensität liegt bei Löchern mit einem Durchmesser von ca. 70 μm bei einer Tiefe von 38 μm . Größere oder kleinere Tiefen verringern die Reflexionsintensität. Ähnliche Versuchsreihen konnten bisher nach eingehender Literaturrecherche nicht gefunden werden. Für genauere Untersu-

chungen werden eine Variation des Lochdurchmessers und des Einfallswinkels bei variabler monochromatischer Beleuchtung vorgeschlagen.

Beim Lasern mehrerer Punkte kommt es bei genügend kleinem Abstand zu einer Abweichung im optischen Erscheinungsbild zwischen dem ersten Punkt und den anderen Punkten. Diese Anomalie ist auf eine oberflächliche Veränderung im Bereich um die einzelnen Punkte zurückzuführen. Elektronenmikroskopisch konnte diese Veränderung nachgewiesen werden und mittels Auger-Spektroskopie als Siliciumdioxidschicht identifiziert werden. Bei sechs Pulsen pro Punkt reicht die Schicht bis zu einem Radius von $\sim 400 - 500 \mu\text{m}$. Dabei nimmt die Dicke mit wachsendem Abstand zum Laserpunkt ab. Nicht geklärt werden konnte, ob diese Schicht aufgrund oberflächlicher Veränderung durch Hitzeeinwirkung entsteht, oder sich Siliciumdioxid niederschlägt.

Um mögliche Verbesserungen der Reproduzierbarkeit erzielen zu können, ist es zum einen wichtig weitere Defektbildparameter und deren Empfindlichkeit auf die Geräteparameter zu untersuchen. Zum anderen können Verbesserungen an der Hardware vorgenommen werden. Eine genauere Positionierung ($\pm 2 \mu\text{m}$) der Laserpunkte auf der Kante kann durch eine zusätzlich integrierte automatische Laserpositionierung erreicht werden. Dabei ist der Laser mit einer Kamera gekoppelt, und über eine Bilderkennung kann die Mitte der Waferkante ermittelt werden. Durch diese genaue Positionierung ist es möglich Rückschlüsse auf die Winkleinstellungen der Kameras zu machen und eine Justage vorzunehmen. Weiter kann der Ablationsprozess optimiert werden. Beispielsweise können im Femtosekundenbereich genauere Materialabträge bei höherer Effizienz und geringerem Wärmeeinfluss erreicht werden. Informationen hierzu sind in [89, 146] zu finden.

Der weitere Nutzen dieser Defekte für die Kanteninspektion liegt vor allem im Bereich der Gerätejustage und des Geräteabgleichs. Vergleiche der Beleuchtungseinheiten unterschiedlicher Geräte anhand der generierten Kantendefekte haben Unterschiede aufgezeigt, welche durch eine Regelung der LED-Intensitäten abgeglichen werden können. Die einheitliche Detektion von Defekten kann auf diese Weise verbessert werden und folglich Kosten eingespart werden. Eine einheitliche Detektion ermöglicht eine verbesserte Abgrenzung von verschiedenen Defekttypen und verringerte Ausfallzahlen.

Die Methode nach dem Vickers-Härte-Prüfverfahren zur Erzeugung von Eindrücke (Indents) zeigt Ausbrüche und Risse, die durch die Eindrücken verursacht werden. Durch lokale Spannungserhöhung, beispielsweise durch Kantengreifen können sich die Ausbrüche und Risse

vergrößern, Material kann sich lösen und im schlimmsten Fall der Wafer brechen. Diese Methode wurde daher als gänzlich ungeeignet eingestuft. Verbesserungen sind nicht möglich.

Weiter wurden mittels wasserstrahlgeführtem Laser Defekte auf die Kante aufgebracht. Die Ergebnisse zeigen Ausbrüche auf der Kante, die eine Kantenmessung nicht zulassen. Jedoch bringt diese Methode Vorteile bei der Fokussierung des Strahls und der Kühlung des Probenmaterials mit sich. Durch weitere Optimierung der Parameter könnten hier evtl. bessere Resultate erzielt werden. Weitere Verbesserungen können durch einen direkten Zugang des Lasers auf die Kante ermöglicht werden, das heißt der Wafer wird aufgerichtet unter dem Laser platziert.

Eine vielversprechende Methode ist der fokussierte Ionenstrahl. Hierbei wurde der Ionenstrahl aus einer TOF-SIMS Anlage benutzt um Material an definierten Positionen abzutragen. Hohe Genauigkeiten wurden in diesem Fall vorausgesetzt und der Schwerpunkt lag dabei auf der Beobachtung inwieweit die Defekte auf der Kante generiert werden können. Am Übergang zwischen Fläche und Facette verliert sich bereits der Fokus und die Ausdehnung der Defekte ist auf die Fläche beschränkt. Die einschränkende Waferpositionierung lässt hier keine Möglichkeit der Defektpositionierung auf der Kante zu. Für weitere Versuche ist es daher wichtig einen direkten Zugang des Strahles auf die Waferkante zu ermöglichen.

Ein anderer Ansatz wurde bei den Ätz-, Epitaxie- und Schleifversuchen verfolgt. Hier ging es nicht um die Generierung einzelner Defekte, sondern vielmehr um die Strukturierung der ganzen Kante bzw. im größerflächigen Bereich. Die größten Genauigkeiten bei der Betrachtung mehrerer Wafer (maximal 0,05 % Abweichung vom Mittelwert) konnten mit epitaxierten Wafern erreicht werden. Allerdings sind nur geringe Veränderungen beim Vergleich mit der Referenz erkennbar. Alkalisch geätzte Wafer zeigen diesbezüglich größere Veränderungen auf der Kante, weisen jedoch auch größere Abweichungen vom Mittelwert auf (maximal 2,14 %). Sauer geätzte Wafer erreichen die größten Intensitäten, haben aber mit bis zu 9,84 % Abweichung vom Mittelwert die größte Ungenauigkeit. In den Schleifversuchen konnte die Kante messbar unterschiedlich stark aufgeraut werden. Reproduzierbarkeitsversuche stehen an dieser Stelle noch aus. Starke Schwankungen der Intensitäten bei größeren Aufrauungen deuten jedoch auf eine unzureichende Genauigkeit hin. Aus den bisher gewonnen Ergebnissen sind für die größerflächige Defektgenerierung die Methoden der Epitaxie und des alkalischen Ätzens am besten geeignet. Vorausblickend ist es sinnvoll mit diesen Methoden mehrere vergleichbare Wafer zu generieren und die Sensibilität auf veränderliche Geräteparameter zu testen.

Literaturverzeichnis

- [1] HILLERINGMANN, U. (Hrsg.): *Silizium-Halbleitertechnologie*. Teubner, 2008. – S. 1
- [2] Monitoring Immersion-Based Wafer-Edge Defects, <http://highbeam.com/doc/1G1-161648806>, letzter Abruf 09. August 2011
- [3] TOLLIVER, D. L. (Hrsg.): *Handbook of Contamination Control in Microelectronics: Principles, Applications and Technology*. Noyes Publications, 1988. – S. 384
- [4] Business Wire, 18. Februar 1997, „Tencor Instruments Receives Multiple Orders for Surfscan SP1 Unpatterned Wafer Inspection System; Orders represent rapid industry acceptance for SP1’s 300mm wafer and 0.18 micron device processing inspection capabilities“, http://www.findarticles.com/p/articles/mi_m0EIN/is_1997_Feb_18/ai_19133169/?tag=content;coll, letzter Abruf 09. August 2011
- [5] REINHARDT, K. A. (Hrsg.): *Silicon Wafer Cleaning Technology*. Norwich, NY : William Andrew Inc., 2008. – S. 481–521
- [6] OKOROANYANWU, U. ; KYE, J. ; YAMAMOTO, N. ; CUMMINGS, K.: Defectivity in water immersion lithography. In: *Microlithography World*
- [7] MALIK, I. ; HAZARI, V. ; MONAHAN, K. ; HANKINSON, M. ; ADEL, M. ; LIESCHING, M. ; CHARRIER, E.: Immersion Lithography Process and Control Challenges. In: *Yield Management Solutions*
- [8] JAMI, K. ; POLLENTIER, I. ; VEDULA, S. ; BLUMENSTOCK, G.: Influence of Immersion Lithography on Wafer Edge Defectivity. In: *Lithography*. Intech, 2010, S. 33–40
- [9] SEMI M73-0309, Test Methods for Extracting Relevant Characteristics from Measured Wafer Edge Profiles 2009, www.semi.org, letzter Abruf 09. August 2011

- [10] SEMI M1-1109, Specifications for Polished Monocrystalline Silicon Wafers, Semiconductor Equipment and Materials International 2009, www.semi.org, letzter Abruf 09. August 2011
- [11] Information von Kren, George, Mitgründer der Firma KLA-Tencor, <http://www.kla-tencor.com>, letzter Abruf 09. August 2011
- [12] MOORE, G. E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965), S. 114–117
- [13] MOORE, G. E.: *Progress in Digital Integrated Electronics*. – ©1975 IEEE. Reprinted, with permission, from Technical Digest, IEEE International Electron Devices Meeting 21, S. 11-13 (1975)
- [14] International Roadmap for Semiconductors - ITRS 2009, <http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/Home2009.htm>, letzter Abruf 18. Januar 2011
- [15] OKAMOTO, Akira ; KUNIYASU, Hitoshi ; HATTORI, Takeshi: Detection of 30–40-nm Particles on Bulk-Silicon and SOI Wafers Using Deep UV Laser Scattering. In: *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 19 (2006), S. 372–380
- [16] KOREN, I. ; KOREN, Z.: Defect Tolerance in VLSI Circuits: Techniques and Yield Analysis. In: *PROCEEDINGS OF THE IEEE* 86 (1998), S. 1819–1936
- [17] International Roadmap for Semiconductors - ITRS 2010 Update, <http://www.itrs.net/Links/2010ITRS/Home2010.htm>, letzter Abruf 18. Januar 2011
- [18] DOERING, R. (Hrsg.) ; NISHI, Y. (Hrsg.): *Handbook of semiconductor manufacturing technology*. Boca Raton, FL : CRC Press. – S. 3–47
- [19] LG Siltron Inc., Collection of the Defects on Silicon Wafer, <http://www.postech.ac.kr/departement/ce/seminar/200201/0318/3.pdf>, letzter Abruf 08. August 2011
- [20] The Wafer's Edge, <http://www.highbeam.com/doc/1G1-143437334.html>, letzter Abruf 08. August 2011
- [21] RAMSTORP, M. (Hrsg.): *Introduction to Contamination Control and Cleanroom Technology*. Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH

- [22] GAIL, L. (Hrsg.) ; HORTIG, H.-P. (Hrsg.): *Reinraumtechnik*. Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH
- [23] ISO 19644, Cleanrooms and associated controlled environments - Part 1: Classification of air cleanliness, First edition 1999-05-01
- [24] HATTORI, T. (Hrsg.): *Ultraclean Surface Processing of Silicon Wafers*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1998. – S. 3–17
- [25] OKAZAKI, M. ; S., Niehoff ; N., Alkurjy ; CAI, C. ; NGAI, C. ; RICHTSTEIGER, P. ; BOUNOUAR, J.: VOC Induced Particle Generation during Wafer Transportation and its Solution. In: *21st Annual IEEE/SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference*, 2010, S. 196–199
- [26] WALI, F. ; KNOTTER, D. M. ; MUD, A. ; KUPER, F. G.: Impact of particles in ultra pure water on random yield loss in IC production. In: *Microelectronic Engineering* 86 (2009), S. 140–144
- [27] CHIA, V. K. F.: Tool cleanliness characterization for improving productivity and yields. In: *2008 15th IEEE International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA 2008)*, 2008, S. 1–3
- [28] SELWYN, G. S. ; SINGH, J. ; BENNETT, R. S.: In situ Laser Diagnostic Studies of Plasma-Generated Particulate Contamination. In: *Journal of Vacuum Science Technology A* 7 (1988), S. 2758–2765
- [29] RANADE, M. B.: Adhesion and Removal of Fine Particles on Surfaces. In: *Aerosol Science and Technology* 7 (1987), S. 161–176
- [30] H., Mishima ; YASUI, T. ; MIZUNIWA, T. ; ABE, T. ; OHMI, T.: Particle Free Wafer Cleaning and Drying Technology. In: *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 2 (1989), S. 69–75
- [31] ITANO, M. ; KERN JR., F. W. ; ROSENBERG, R. W. ; MIYASHITA, M. ; KAWANABE, I. ; OHMI, T.: Particle Deposition and Removal in Wet Cleaning Processes for ULSI Manufacturing. In: *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 5 (1992), S. 114–120
- [32] LU, Y. F. ; ZHENG, Y. W. ; D., Song W.: Laser induced removal of spherical particles from silicon wafers. In: *Journal of Applied Physics* 87 (1999), S. 1534–1539

- [33] BACZKOWSKI, C.: Factors affecting the number of airborne particles released from clean room operators. In: *Particles in gases and liquids 3: detection, characterization, and control*. Plenum Press, 1993, S. 203–212
- [34] Entegris, <http://www.wafercare.com/Page.aspx?id=103>, letzter Abruf 7. November 2011
- [35] HOLSTEYNS, F. ; BEARDA, T. ; ARNAUTS, S. ; VAN STEENBERGEN, J. ; DOUMEN, G. ; KENIS, K. ; MERTENS, P. W.: A Detailed Study of Semiconductor Wafer Drying. In: *Developments in Surface Contamination and Cleaning*. William Andrew, 2008, S. 1067–1136
- [36] MIYA, K. ; KISHIMOTO, T. ; IZUMI, A.: Effective Rinse Aiming at Water-Mark-free Drying For Single-spin Wet Cleaning Process. In: *Solid State Phenomena* 103-104 (2004), S. 79–82
- [37] TILLI, M.: Silicon Wafers: Preparation and Properties. In: *Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies*. William Andrew, 2010, S. 71–88
- [38] CHEN, P.-Y. ; TSAI, M.-H. ; YEH, W.-K. ; JING, M.-H. ; CHANG, Y.: Relationship between wafer edge design and its ultimate mechanical strength. In: *Microelectric Engineering* 87 (2010), S. 2065–2070
- [39] CHEN, P.-Y. ; TSAI, M.-H. ; YEH, W.-K. ; JING, M.-H. ; CHANG, Y.: Relationship between wafer fracture reduction and controlling during the edge manufacturing process. In: *Microelectric Engineering* 87 (2010), S. 1809–1815
- [40] BEARDA, T. ; MERTENS, P. W. ; HOLYSTEYNS, F. ; DE BISSCHOP, P. ; COMPEN, R. ; VAN MEER, A. ; HEYNS, M. M.: The Effect of Backside Particles on Substrate Topography. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 44 (2005), S. 7409–7413
- [41] LEE, S.-M. ; SIM, S.-M. ; CHUNG, Y.-W. ; JANG, Y.K. ; CHO, H.-K.: Fracture Strength Measurement of Silicon Chips. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 36 (1997), S. 3374–3380
- [42] Information von der *Nanophotonics GmbH*, <http://www.nanophotonics.de>
- [43] MEEKS, S. W. ; KUDINAR, R.: *UNITED STATES PATENT 7656519 Wafer Edge Inspection*. 2010

- [44] BURKEEN, F. ; VEDULA, S. ; MEEKS, S.: Visualizing the Wafer's Edge. In: *Yield Management Solutions Spring 2007* (2007), S. 18–20
- [45] GEVATTER, H.-J. (Hrsg.) ; GRÜNHaupt, U. (Hrsg.): *Handbuch der Mess- und Automatisierungstechnik in der Produktion*. Berlin Heidelberg : Springer Verlag. – S. 282 f u. 317 f
- [46] SEMI E89-0707, Guide for Measurement System Analysis (MSA) www.semi.org, letzter Abruf 10. August 2011
- [47] Measurement System Analysis (MSA), Fourth Edition, 2010
- [48] Analyse von Messsystemen (MSA), Deutsche Übersetzung aus dem Englischen durch Bureau Veritas, 1999)
- [49] EICHLER, J. (Hrsg.) ; EICHLER, H. J. (Hrsg.): *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Berlin Heidelberg : Springer. – S. 1–63, 144–149 und 286
- [50] BIMBERG, D. (Hrsg.): *Materialbearbeitung mit Lasern*. expert verlag
- [51] GEUSIC, J. E. ; MARCOS, H. M. ; VAN UITERT, L. G.: Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets. In: *Applied Physics Letters* 4 (1964), S. 182–184
- [52] Information von der *InnoLas Laser GmbH*, <http://www.innolas.de>
- [53] HERBST, L. ; QUITTER, J. P. ; RAY, G. M. ; KUNTZEC, T. ; WIESSNER, A. O. ; GOVORKOV, S. V. ; HEGLIN, A.: High peak power solid state laser for micromachining of hard materials. In: *Proceedings of the SPIE* 4968 (2003), S. 134–142
- [54] CHICHKOV, B. N. ; MOMMA, C. ; NOLTE, S. ; ALVENSLEBEN, F. von ; TÜNNERMANN, A.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. In: *Applied Physics A* 63 (1996), S. 109–115
- [55] TANZI, E. L. ; LUPTON, J. R. ; ALSTER, T. S.: Lasers in dermatology: Four decades of progress. In: *Journal of the American Academy of Dermatology* 49 (2003), S. 1–31
- [56] KUPERMAN-BEADE, M. ; LEVINE, V. J. ; ASHINOFF, R.: Laser removal of tattoos. In: *American journal of clinical dermatology* 2 (2001), S. 21–25

- [57] POCKELS, F.: Über den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piezoelektrischer Kristalle. In: *Abhandlungen der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen* 39 (1894), S. 1
- [58] KERR, J.: On Rotation of the Plane of the Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet. In: *Philosophical Magazine* 3 (1877), S. 321–343
- [59] KERR, J.: On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet. In: *Philosophical Magazine* 5 (1878), S. 161–177
- [60] WEINBERGER, P.: John Kerr and his Effect found in 1877 and 1878. In: *Philosophical Magazine Letters* 88 (2008), S. 897–907
- [61] FARRADAY, M.: Über die Magnetisierung des Lichts und die Belichtung der Magnetkraftlinien. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society* 136 (1846), S. 1–20
- [62] KNEUBÜHL, F. K. (Hrsg.) ; SIGRIST, M. W. (Hrsg.): *Laser*. Stuttgart : Teubner. – S. 21–45 und 212f
- [63] MAIMAN, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby Masers. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494
- [64] BRECH, F. ; CROSS, L.: Optical microemission stimulated by a ruby MASER. In: *Applied Spectroscopy* 16 (1962), S. 59
- [65] LINLOR, W. I.: Plasmas produced by laser bursts. In: *Bulletin of the American Physical Society* 7 (1962), S. 440
- [66] HONIG, R. E. ; WOOLSTON, J. R.: Laser-Induced Emission of Electrons, Ions, and Neutral Atoms from Solid Surfaces. In: *Applied Physics Letters* 2 (1963), S. 138–139
- [67] MURAY, J. J.: Photoelectric effect induced by high-intensity laser light beam from quartz and borosilicate glass. In: *Bulletin of the American Physical Society* 8 (1963), S. 77
- [68] ROSAN, R. C. ; HEALY, M. K. ; ; McNARY, W. F. Jr.: Spectroscopic ultramicroanalysis with laser. In: *Science* 142 (1963), S. 236
- [69] HOWE, J. A.: Spectroscopic ultramicroanalysis with laser. In: *Journal of Chemical Physics* 39 (1963), S. 1362

- [70] BERKOWTZ, J. ; CHUPKA, W. A.: Mass spectrometric study of vapor ejected from graphite and other solids by focused laser beams. In: *Journal of Chemical Physics* 40 (1964), S. 2735
- [71] YOO, J.H. ; JEONG, S.H. ; GREIF, R. ; RUSSO, R.E.: Explosive change in crater properties during high power nanosecond laser ablation of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 88 (2000), S. 1638–1649
- [72] ZHOU, Y. ; WU, B. ; TAO, S. ; FORSMAN, A. ; GAO, Y.: Physical mechanism of silicon ablation with long nanosecond laser pulses at 1064 nm through time-resolved observation. In: *Applied Surface Science* 257 (2011), S. 2886–2890
- [73] READY, J. F.: Development of plume of material vaporized by giant-pulse laser. In: *Applied Physical Letters* 3 (1963), S. 11
- [74] BASOV, N. G. ; KROKHIN, O. N.: Conditions for heating up of plasma by the radiation from an optical generator. In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 46 (1964), S. 171. – [*Sov. Phys. JETP* 19, 123 (1964)]
- [75] EHLE, A. W. ; WEISLER, G.L.: Vacuum ultraviolet radiation from plasma formed by a laser on metal surfaces. In: *Applied Physical Letters* 8 (1966), S. 89
- [76] LANGER, P. ; TONON, G. ; FLOUX, F. ; DUCAZE, A.: Laser-induced emission of electrons, ions, and X-rays from solid targets. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 2 (1966), S. 499–506
- [77] ARCHIBOLD, E. ; HUGHES, T. P.: Electron temperature in a laser-heated plasma. In: *Nature* 204 (1964), S. 670
- [78] SONNEBURG, H. ; HEFFNER, H. ; SPICER, W.: Two-photon photoelectric effect in Cs₃Sb. In: *Applied Physical Letters* 5 (1964), S. 95
- [79] LOGOTHETIS, E. M. ; HARTMANN, P. L.: Three-photon photoelectric effect in gold. In: *Physical Review Letters* 18 (1967), S. 581
- [80] BASOV, N. G. ; KRUIKOV, P. G. ; ZAKHAROV, S. D. ; SENATSKII, Y. V. ; TCHEKALIN, S. V.: Experiments on the observation of neutron emission at the focus of the high-power laser radiation on a lithium deuteride surface. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 4 (1968), S. 864–867

- [81] SMITH, H. M. ; TURNER, A. F.: Vacuum deposited thin films using a ruby laser. In: *Applied Optics* 4 (1965), S. 147–148
- [82] ZAITSEV-ZOTOV, S. V. ; MARTYNYUJ, A. N. ; PROTASOV, N. E.: Superconductivity of $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ films prepared by laser evaporation method. In: *Soviet Physics - Solid State* 25 (1983), S. 100
- [83] DIJKKAMP, D. ; VENKATESAN, T. ; WU, X. D. ; SHALEEN, S. A. ; JISWARI, N. ; MIN-LEE, Y. H. ; MCLEAN, W. L. ; ; CROFT, M.: Preparation of Y-Ba-Cu oxide superconductor thin films using pulsed laser evaporation from high Tc bulk material. In: *Applied Physics Letters* 51 (1987), S. 619
- [84] WU, X. D. ; DIJKAMP, D. ; OGALE, S. B. ; INAM, A. ; CHASE, E. W. ; MICELLI, P. F. ; CHANG, C. C. ; TARASCON, J. M. ; VENAKTESAN, T.: Epitaxial ordering of oxide superconductor thin films on (100) SrTiO_3 prepared by pulsed laser evaporation. In: *Applied Physics Letters* 51 (1987), S. 861
- [85] MARCUZ, R. ; MARTINS, J. R. M. ; TUONAMBAS, A. S. ; A., Lopes E. ; PENA, A. ; CARVALHO, V. B. ; ARMELIN, E. ; DELCOURT, L.V.: Possibilidades terapeuticas do raio laser em ateromas. In: *Arquivos sileiros de Cardiologia* 34 (1980), S. 9–13
- [86] TROKEL, S.L. ; SRINIVASAN, R. ; BAREN, B.: Excimer laser surgery of the cornea. In: *American Journal of Ophthalmology* 96 (1983), S. 710–715
- [87] LANE, R. J. ; LINKSTER, R. ; WYNNE, J. J. ; TORRES, A. ; GERONEMOUS, R.G.: Ultraviolet-laser ablation of skin. In: *Lasers in Surgery and Medicine* 4 (1984), S. 201–206
- [88] HOLZINGER, G. ; JAERISCH, W. ; KOSANKE, K. ; SCHMACKPFEFFER, A.: Laser Application to part number prining and reading. In: *Optics Communications* 5 (1972), S. 39–40
- [89] ZENG, X. J. ; MAO, X. ; GREIF, R. ; RUSSO, R. E.: Ultraviolet femtosecond and nano-second laser ablation of silicon: abaltion efficiency and laser-induced plasma expansion. In: *High-Power Laser Ablation V*. Proceedings of the SPIE, 2004, S. 1150–1158
- [90] MIOTELLO, A. ; KELLY, R.: Critical assessment of thermal models for laser sputtering at high fluences. In: *Applied Physical Letters* 67 (1995), S. 3535–3537

-
- [91] KELLY, R. ; MIOTELLO, A.: Comments on explosive mechanisms of laser sputtering. In: *Applied Surface Science* 96-98 (1996), S. 205–215
- [92] MIOTELLO, A. ; KELLY, R.: Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature. In: *Applied Physics A* 69 (1999), S. 67–73
- [93] XU, X. ; SONG, K. H.: Phase change phenomena during high power laser-materials interaction. In: *Materials Science and Engineering A* 292 (2000), S. 162–168
- [94] BULGAKOVA, N. M. ; BULGAKOV, A. V.: Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion. In: *Applied Physics A* 73 (2001), S. 199–208
- [95] LU, Q. ; MAO, S. S. ; MAO, X. ; RUSSO, R. E.: Delayed phase explosion during high-power nanosecond laser ablation of silicon. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), S. 3072–3074
- [96] WANG, X. ; SHEN, Z. H. ; LU, J. ; NI, X. W.: Laser-induced damage threshold of silicon in millisecond, nanosecond, and picosecond regimes. In: *Journal of Applied Physics* 8 (2010), S. 33103
- [97] KAGANOV, M. I. ; LIFSHITZ, I. M.: Relaxation between electrons and the crystalline lattice. In: *Soviet physics, JETP* 4 (1957), S. 173–178
- [98] HENDOW, S. T. ; SHAKIR, S. A.: Structuring materials with nanosecond laser pulses. In: *Optics Express* 18 (2010), S. 10188–10199
- [99] FU, Z. ; WU, B. ; GAI, Y. ; ZHOU, Y. ; YU, C.: Experimental study of infrared nanosecond laser ablation of silicon: The multi-pulse enhancement effect. In: *Soviet Physics - Technical Physics* 256 (2010), S. 2092–2096
- [100] GAO, Y. ; WU, B. ; ZHOU, Y. ; TAO, S.: Infrared Nanosecond Laser Ablation of Silicon: The Spatial Multi-Pulse Enhancement Effect and its Dependence on Laser Pulse Duration - Technical Documentation. In: *Machining Science and Technology* 13 (2009), S. 427–436
- [101] FÄHLER, S. ; KREBS, H.-U.: Calculations and experiments of material removal and kinetic energy during pulsed laser ablation. In: *Applied Surface Science* 96-98 (1996), S. 61–65

- [102] XU, X.: Phase explosion and its time lag in nanosecond laser ablation. In: *Applied Surface Science* 197 (2002), S. 61–66
- [103] SINGH, R. K. ; VIATELLA, J.: Estimation of plasma absorption effects during pulsed laser ablation of high-critical-temperature superconductors. In: *Journal of Applied Physics* 75 (1993), S. 1204–1206
- [104] KELLY, R.: Bubble Diffusion and the Motion of Point Defects near Surfaces. In: *Physica Status Solidi (B)* 21 (1967), S. 451–459
- [105] MARTYNYUK, M. M.: Role of evaporation and boiling of liquid-metal during electric burst of a conductor. In: *Soviet Physics - Technical Physics* 19 (1974), S. 793
- [106] AMORUSO, S. ; BRUZZESE, R. ; SPINELLI, N. ; VELOTTA, R.: Characterization of laser-ablation plumes. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 32 (1999), S. R131–R172
- [107] PANKOVE, J. I. (Hrsg.): *Optical processes in semiconductors*. Engelwood Cliffs, New Jersey : Dover Publications, Inc.
- [108] HULL, R. (Hrsg.): *Properties of crystalline silicon*. London, UK : INSPEC. – S. 679–695
- [109] KANE, E. O.: Thomas-Fermi Approach to Impure Semiconductor Band Structure. In: *Physical Review* 131 (1963), S. 79–88
- [110] MORGAN, T. N.: Broadening of Impurity Bands in Heavily Doped Semiconductors. In: *Physical Review* 139 (1965), S. A343–A348
- [111] LOWNEY, J. R. ; BENNETT, H. S.: Effect of donor impurities on the conduction and valence bands of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), S. 433–438
- [112] VAN ZEGHBROECK, B.: *Principles of Semiconductor Devices*. 2007. – <http://ecee.colorado.edu/~bart/book/book/index.html>, letzter Abruf 09. August 2011
- [113] SCHRÖDER, D. (Hrsg.): *Leistungselektronische Bauelemente*. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 2006. – S. 28 f
- [114] SLOTBLOOM, J. W. ; DE GRAAFF, H. C.: Measurements of Bandgap Narrowing in Si Bipolar Transistors. In: *Solid-State Electronics* 19 (1976), S. 857–862

- [115] SCHMID, P. E.: Optical Absorption in heavily doped silicon. In: *Physical Review B* 23 (1981), S. 5531–5536
- [116] WIEDER, A. W.: Emitter Effects in Shallow Bipolar Devices: Measurements and Consequences. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* SC-15 (1980), S. 467–473
- [117] AW, S. E. ; TAN, H. S. ; ONG, C. K.: Optical absorption measurements of band-gap shrinkage in moderately and heavily doped silicon. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 3 (1991), S. 8213–8223
- [118] VARSHNI, Y. P.: Temperature Dependence Of The Energy Gap in Semiconductors. In: *Physica* 34 (1967), S. 149–154
- [119] VIÑA, L. ; LOGOTHETIDIS, S. ; CARDONA, M.: Temperature dependence of the dielectric function of germanium. In: *Physical Review B* 30 (1984), S. 1979–1991
- [120] SIREGAR, M. R. T. ; VON ALLMEN, M. ; LÜTHY, W.: Temperature dependence of optical absorption at $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ in amorphous and crystalline silicon. In: *Rapport de la session d'automne la Société Suisse de Physique* 52 (1979), S. 45–48
- [121] Eclipse SDK; Version: 3.3.1.1; Build id: M20071023-1652; <http://www.eclipse.org/platform>, letzter Abruf 10. August 2011
- [122] KLOCKE, F. (Hrsg.): *Manufacturing Processes 1*. Berlin Heidelberg : Springer Verlag. – S. 30
- [123] AL., Globisch S. (Hrsg.): *Lehrbuch Mikrotechnologie*. Hanser, 2011. – S. 403
- [124] C., Smith: Basic Confocal Microscopy. In: *Current Protocols in Neuroscience Core Publication* (1997), S. 2.2.1–2.2.13
- [125] Leihgerät der Firma Keyence, <http://www.keyence.de/products/microscope/microscope/vk9700/vk9700.php>, letzter Aufruf 15. November 2011
- [126] REIMER, L. (Hrsg.): *Scanning electron microscopy: physics of image formation and microanalysis*. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 1998. – S. 1–8
- [127] M., Hollas J. (Hrsg.): *Modern Spectroscopy*. Chichester : John Wiley & Sons, Ltd. – S. 317
- [128] StatPoint Technologies, Inc., <http://www.statlets.com>, letzter Aufruf 27. November 2011

- [129] BOX, G. E. B. (Hrsg.) ; HUNTER, J. S. (Hrsg.) ; HUNTER, W. G. (Hrsg.): *Statistics for Experimenters*. John Wiley & Sons, 2005. – S. 135ff
- [130] RUMSEY, D. (Hrsg.): *Statistics II for Dummies*. Wiley Publishing Inc., 2009. – S. 151–207
- [131] RUMSEY, D. (Hrsg.): *Statistics Essentials for Dummies*. Wiley Publishing Inc., 2010. – S. 31–34
- [132] BURNS, J. ; FULLER, M. A. ; KING, J. J. ; FORBES, M. L. ; SMITH, M. V. ; M., Zabka: *UNITED STATES PATENT US 7,347,329 Substrate Carrier*. 2008
- [133] Technische Zeichnung von der *InnoLas Laser GmbH*, <http://www.innolas.de>
- [134] TAO, S. ; WU, B. ; GAO, Y.: Thermal modeling and experimental study of infrared nanosecond laser ablation of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 106 (2009), S. 123507–(1–5)
- [135] Manufacturing of 4th Generation OLED Masks with the Laser MicroJet® Technology, http://www.synova.ch/pdf/SID_Paper_2007-2.pdf, letzter Abruf 08. August 2011
- [136] RUNYAN, W. R. (Hrsg.) ; SHAFFNER, T. J. (Hrsg.): *Semiconductor Measurements and Instrumentation*. McGraw-Hill. – S. 88
- [137] BRIGGS, D. (Hrsg.) ; SEAH, M. P. (Hrsg.): *Practical Surface Analysis Volume 2 - Ion and Neutral Spectroscopy*. John Wiley & Sons
- [138] VICKERMAN, J. C. (Hrsg.) ; GILMORE, I. S. (Hrsg.): *Surface Analysis : The Principal Techniques*. Chichester : John Wiley & Sons, 2009. – S. 113–203
- [139] GUILHAUS, M.: Principles and Instrumentation in Time-of-flight Mass Spectrometry. In: *Journal of Mass Spectrometry* 30 (1995), S. 1519–1532
- [140] Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, 7th edition on DVD, John Wiley & Sons, Inc., 2011.
- [141] PALIK, E.D. ; GRAY, H. F. ; KLEIN, P. B.: A Raman Study of Etching Silicon in Aqueous KOH. In: *Journal of The Electrochemical Society* 130 (1983), S. 956–959

- [142] SEIDEL, H. ; CSEPREGI, L. ; HEUBERGER, A. ; BAUMGÄRTEL, H.: Anisotropic Etching of Crystalline Silicon in Alkaline Solutions. In: *Journal of The Electrochemical Society* 137 (1990), S. 3626–3632
- [143] Modellierung und Simulation orientierungsabhängiger Ätzprozesse in Silizium, http://www.tep.e-technik.tu-muenchen.de/media/Dissertationen/DISS_horn.pdf, letzter Abruf 06. Oktober 2011
- [144] GERLACH, G. (Hrsg.) ; DÖTZEL, W. (Hrsg.): *Einführung in die Mikrosystemtechnik*. Carl Hanser Verlag München Wien, 2006. – S. 128 ff
- [145] ROBBINS, H. ; SCHWARTZ, B.: Chemical Etching of Silicon. In: *Journal of the Electrochemical Society* 106 (1959), S. 505–508
- [146] LIU, X. ; DU, D. ; MOUROU, G.: Laser Ablation and Micromachining with Ultrashort Laser Pulses. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33 (1997), S. 1706–1716