

1 Einleitung und Motivation

Seit dem Gordon Moore [1] seine Theorie über die Entwicklung der Komplexität von Halbleiterbauteilen veröffentlichte – ugs. als das Mooresche Gesetz bezeichnet – hat sich die Anzahl von Transistoren pro Computerchip von 2300 im Jahre 1971 auf 560 Mio. im Jahre 2010 [2], ähnlich wie von ihm prognostiziert, erhöht. Diese für die moderne Datenverarbeitung notwendigen Erfolge beruhen auf der Verkleinerung der Strukturgrößen elektrischer Schaltungen (typischerweise der Abstand zwischen den Leitungskanälen eines Transistors) durch Einsatz lithographischer Techniken. Dieser Fortschritt wurde im Wesentlichen durch die Reduzierung der Belichtungswellenlänge bis hinunter zu 193 nm und die Verwendung der Immersionslithografie getragen. Die Strukturgröße konnte weiter durch optimierte Herstellungsprozesse wie Mehrfachbelichtungen reduziert werden [3]. Mit der EUV-Lithographie bei einer Belichtungswellenlänge von 13,5 nm soll die Progression in der Halbleitertechnologie weiter geführt werden, um noch kleinere Schaltungen zu realisieren.

Im Zuge der Industrialisierung der EUV-Lithographie entstand ein Bedarf an EUV-Strahlungsquellen, die kompakter und einfacher in Handhabung und Unterhalt sind als die leistungsstarken Lichtquellen, die zur Lithographie in Produktionslinien verwendet werden. Eingesetzt werden solche kompakten Lichtquellen in Forschungs- und Entwicklungseinrichtungen mit Bezug zur EUV-Lithographie. Für Studien zu Lebensdauer und Kontamination von Optiken, in Mikrobeltungssystemen, wie auch in der Entwicklung von Metrologie- und Defektinspektionssystemen sind diese kompakten Lichtquellen unersetzlich [4–8]. Da eine Reduzierung der Strukturgröße zugleich höhere Anforderungen an die Qualifikation von optischen Komponenten bis hin zur Qualitätskontrolle des belichteten Wafers stellt, müssen die verwendeten Systeme auch hier mit EUV-Wellenlängen arbeiten.

Die Anforderungen an die Strahlungsquellen richten sich nach dem jeweiligen Einsatzzweck. Als Referenzwerte werden hierbei in der Regel die bei einer Wellenlänge von 13,5 nm in 2 % Bandbreite emittierte Strahlstärke und Strahldichte verwendet. Weitere Anforderungen zielen auf die Standzeit ab. Diese beschreibt die Betriebsdauer, bis eine Wartung des Elektrodensystems der EUV-Strahlungsquelle notwendig ist. Diese ist ausschlaggebend für Art und Umfang der durchführbaren Studien und Messserien. Die Mindestanforderungen für den unterbrechungsfreien Betrieb (einschließlich Prozesspausen, sogenannter „Duty-cycle“) erstrecken sich heute bis zu einer Dauer von 168 Stunden.

Die durch die Firma Philips extreme UV GmbH entwickelten Lichtquellen [9–11] sind die Ausgangsbasis für die Forschungen und Weiterentwicklungen, welche in dieser Arbeit dargestellt werden sollen. Die EUV-Strahlungsquelle basiert auf dem Prinzip einer hohlkathodengetriggerten Gasentladung, die ein hochionisiertes Xenon-Pinchplasma als Emitter für die extrem ultraviolette Strahlung erzeugt. Diese Art von Lichtquelle ist unweigerlich von Erosion und Verschleiß betroffen, welcher sich auch auf die EUV erzeugenden Prozesse auswirkt und die Standzeit der EUV-Strahlungsquelle limitiert.

Kern dieser Arbeit ist es, systematisch Erkenntnisse über die Art des Einflusses des Verschleißes auf die EUV-Erzeugung zu gewinnen und Möglichkeiten aufzuzeigen, die Leistungsfähigkeit und Standzeit der EUV-Strahlungsquelle zu erhöhen.

Nach einer Einführung über die Erzeugung von EUV-Strahlung wird die EUV-Strahlungsquelle, an der die Studien durchgeführt wurden, zusammen mit einer neuen Triggerrichtung vorgestellt und die Elektrodenerosion mit Hilfe theoretischer Überlegungen erörtert. Anders als in Modellen zu Gasentladungsschaltern oder der Pinchdynamik ist das verwendete Elektrodensystem von dem Arbeitsgas durchströmt und unterliegt somit einem Druckgradienten. Daher wird zunächst der Einfluss der sich durch die Erosion verändernden Elektrodengeometrie auf diese Druckverteilung untersucht. Im Anschluss wird der Einfluss von Geometrie und Gasverteilung sowohl auf die EUV-Erzeugung im Pinchplasma, als auch auf das Zündverhalten der hohlkathodengetriggerten Entladung studiert.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen über das Zusammenwirken von Erosion, Druckverteilung und EUV-Erzeugung im Langzeitbetrieb ist es möglich, eine neue Elektrodengeometrie abzuleiten. Schließlich werden Langzeittests mit dieser neuen Elektrodengeometrie und einem erosionsärmeren Material vorgestellt. Auf Basis dieser Ergebnisse wird ein Ausblick für die Leistungsfähigkeit der hohlkathodengetriggerten Gasentladung als EUV-Strahlungsquelle gegeben.

2 Erzeugung extrem ultravioletten Lichts in Z-Pinch Plasmen

2.1 Einleitung zur Erzeugung von EUV-Strahlung

Extrem ultraviolette Strahlung (EUV) bezeichnet Licht mit einer Wellenlänge im Bereich von typischerweise 10 nm bis 121 nm [12]. Merkmal dieser Strahlung ist die hohe Absorption in Materie bei gleichzeitiger Ionisation aufgrund der hohen Photonenenergie im Bereich von 10 eV bis 124 eV. Wegen dieser Merkmale wird die Strahlung im Vakuum geführt. Die Strahlführung nutzt den hohen Reflexionsgrad bei streifendem Einfall auf Spiegeloberflächen oder erfolgt über Multilayerspiegel, die die konstruktive Interferenz der Strahlung an Vielschichtsystemen ausnutzt (sog. Bragg-Reflektoren). Diese Multilayerspiegel stellen aufgrund der Interferenz einen spektralen Bandpass dar. Die EUV-Lithographie wird daher auf Strahlung mit einer zentralen Wellenlänge von 13,5 nm und einer Bandbreite von $\pm 0,135$ nm (2%) ausgelegt.

Refraktive Optiken werden z.B. auf Basis von Druckgradienten an Gasdüsen erforscht [13], bieten jedoch bisher nicht ausreichende optische Eigenschaften.

EUV-Strahlungsquellen lassen sich unterteilen in die Kerngruppen kohärent und inkohärent:

Quellen kohärenter EUV-Strahlung sind z.B. Freie-Elektronen-Laser (FEL) [14], Elektronensynchrotron mit Undulator [15] oder Laser mit nachgeschalteter Erzeugung höherer Harmonischer Wellenlängen [16, 17]. Wachsendes Interesse besteht auch bezüglich sogenannter Röntgenlaser auf Basis des Effekts der verstärkten spontanen Emission in räumlich ausgedehnten Plasmen [18, 19].

Quellen inkohärenter EUV-Strahlung sind z.B. Plasmen mit hoher Temperatur und Dichte. In ihnen wird ein Gas hoch ionisiert und bei EUV-Wellenlängen emittierende Elektronenübergänge werden angeregt. Neben Sternen als natürliche Quellen von EUV-Strahlung [20] unterscheiden sich die technischen Umsetzungen solcher EUV-Quellen insbesondere bezüglich des Verfahrens, über das Materie in den notwendigen Zustand von Temperatur und Dichte präpariert wird.

Die hierfür benötigte Leistung wird in der Regel durch Laserstrahlung oder durch eine Gasentladung zur Verfügung gestellt [21]. Durch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen in einer Gasentladung und dem magnetischen Feld kommt es zu einer Kompression des Entladungsplasmas – dem sogenannten Pinch-Effekt.

Im Verlauf dieses Kapitels folgt zunächst eine Einführung in die Technologie des hohlkathodengetriggerten Pinchplasmas (engl. hollow cathode triggered, HCT) zur Erzeugung von EUV-Strahlung in Abschnitt 2.2. Hierfür werden zunächst als Grundlagen der Gasentladung die Zündbedingungen einer gasgefüllten Funkenstrecke nach Townsend beschrieben, um das verwendete Elektrodensystem als Pseudofunkenschalter einzugruppieren. Als Vorbereitung zu experimentellen Beobachtungen wird zudem der Effekt der abnormalen Glimmentladung

beschrieben. Im Anschluss wird die EUV-Erzeugung im HCT-Pinchplasma dargestellt. In Abschnitt 2.3 werden die wesentlichen Kenngrößen einer EUV-Strahlungsquelle aufgeführt, anhand derer im Abschnitt 2.4 der Stand der Wissenschaft und Technik beschrieben und eine Einordnung in das wissenschaftliche und technologische Umfeld vorgenommen wird. Die Ausgangssituation der vorliegenden Arbeit wird als Ergebnis eines Lebensdauertests dargestellt und daraus die wissenschaftliche Fragestellung dieser Arbeit abgeleitet sowie eine technologische Zielsetzung formuliert.

2.2 Hohlkathodengetriggertes Pinchplasma

2.2.1 Grundlagen Gasentladung

2.2.1.1 Townsend'sche Zündbedingung

Der von Townsend aufgestellte Formalismus [22] dient der Erklärung der von Paschen beschriebenen Experimente über den Spannungsdurchbruch in Gasen [23]. Die stromtragenden Effekte sind in diesem Modell die Elektronenvervielfältigung im Gas und die Erzeugung von Sekundärelektronen an der Kathode durch einfallende Ionen. Die Zündspannung U_D einer selbsterhaltenden Entladung einer Funkenstrecke folgt aus dem Lawineneffekt, bei dem pro emittiertem Sekundärelektron an der Kathode genügend Ionen im Gas erzeugt werden, welche wiederum auf die Kathode beschleunigt werden und in Summe mindestens ein neues Elektron emittieren. Für eine Funkenstrecke, bestehend aus zwei planparallelen Elektroden im Abstand d , gefüllt mit einem Gas mit homogenen Druck p und den Konstanten A und B des Gases lässt sich diese Bedingung wie folgt beschreiben [22, 24]:

$$\gamma_i(\exp[\alpha_T d] - 1) = 1; \quad \alpha_T = pA \exp\left[-\frac{Bp}{E}\right], \quad (2.2.1)$$

mit α_T erster Townsendkoeffizient (Elektronenvervielfältigung), γ_i dritter Townsendkoeffizient (Sekundärelektronenemission) und E elektrische Feldstärke.

Der sogenannte erste Townsendkoeffizient α_T entspricht der Anzahl der im Gas durch Stoßionisation erzeugten Elektron-Ion Paare pro zurückgelegter Wegstrecke eines an der Kathode startenden und in dem elektrischen Feld der Feldstärke E beschleunigten Elektrons. Mit $E = U/d$ ergibt sich die Zündspannung zu [24]:

$$U_D = \frac{pdB}{\ln(Apd) - \ln(\ln(1 + \gamma_i^{-1}))}. \quad (2.2.2)$$

Der verwendete dritte Townsend-Koeffizient γ_i beschreibt die Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen pro eintreffendem Ion. Literaturwerte für A , B und γ_i werden in der Regel empirisch bestimmt und sind vom verwendeten Aufbau, der elektrischen Feldstärke E und dem Druck abhängig [25–27]. Typische Werte für γ_i liegen für eine Wolfram-Kathode bei $\gamma_i \approx 0,01$ und sind durch die zugrundeliegenden Effekte stark von der Kathodenbeschaffenheit bzw. Reinheit, aber auch von der Spezies des einfallenden Ions und dessen Energie, abhängig [28].

Für Xenon werden in [29] $A_{Xe} = 16,5 \text{ (m Pa)}^{-1}$ und $B_{Xe} = 230 \text{ V(m Pa)}^{-1}$ für einen Gül-

tigkeitsbereich von $115 \text{ V}/(\text{m Pa}) \leq E/P \leq 700 \text{ V}/(\text{m Pa})$ angegeben¹. Außerhalb dieses Bereiches beschreibt Gleichung (2.2.2) das Entladungsverhaltens nur qualitativ.

Gleichung (2.2.2) als Funktion von pd dargestellt ergibt die nach F. Paschen benannte

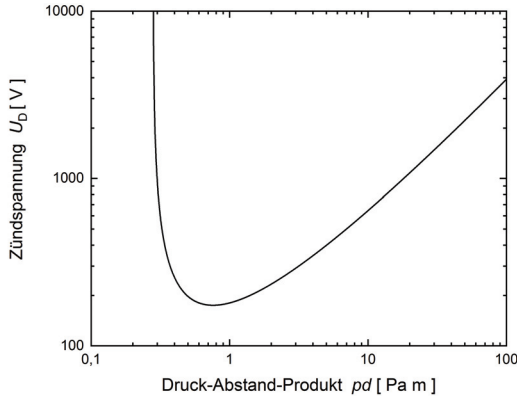


Bild 2.1: Paschenkurve für Xenon mit $A_{Xe} = 16,5 (\text{m Pa})^{-1}$ und $B_{Xe} = 230 \text{ V}(\text{m Pa})^{-1}$ [29]

Paschenkurve [23], wie sie in Bild 2.1 für eine mit Xenon gefüllte Funkenstrecke mit einer Wolframkathode dargestellt ist.

Für den Fall, dass sich keine stabile (Glimm-)Entladung bilden kann, ist U_D gleichbedeutend mit der Durchbruchspannung U_{Br} , bei deren Überschreitung die Entladung in einen niederohmigen Zustand – wie zum Beispiel einen Funken – übergeht.

Bei geringem Druck und einem Elektrodenabstand, der groß genug ist, um eine Kathodenfallschicht auszubilden, kommt es beim Überschreiten von U_D zum Zünden einer selbsterhaltenden Glimmentladung die im Elektrodenzwischenraum sowohl Ionen als auch Photonen generiert, die ihrerseits Sekundärelektronen erzeugen. Zur besseren Unterscheidbarkeit wird für diesen Fall die Zündspannung als U_G bezeichnet.

Bei der hohlkathodengetriggerten Gasentladung handelt es sich um einen sogenannten Pseudofunkenschalter, dessen Durchbruchspannung U_{Br} für typische Gasflüsse mit fallendem pd ansteigt. Sie verhält sich somit entsprechend dem Kurvenabschnitt links des Minimums der Durchbruchspannung in Bild 2.1. Die Elektrodenabstände der in dieser Arbeit beschriebenen EUV-Strahlungsquelle liegen zwischen 2 mm und 15 mm (Kathode bis Anode) bei Gasdrücken von 2 Pa an der Anode bis 40 Pa in der Hohlkathode.

¹Für die Dimensionen in der EUV-Strahlungsquelle liegt E/P im Bereich $(10^4 - 10^5) \text{ V}/(\text{m Pa})$. Literaturwerte für diesen Parameterbereich liegen nicht vor.