

Simulation von Hohlkathodenentladungen zur Erzeugung von EUV-Strahlung

Stephan Wieneke und Wolfgang Viöl

Für intensive Strahlungsquellen im Spektralbereich von Vakuumultraviolett (VUV, 50–200 nm) über extremes Ultraviolett (EUV, 1–50 nm) bis in den Bereich der weichen Röntgenstrahlung (SXR, 0,1–1 nm) besteht in Forschung und Industrie ein hoher Bedarf, der in Zukunft noch deutlich wachsen wird. Eine der wichtigsten Anwendungen der weichen Röntgenstrahlung wird die Photolithographie in der Fertigung integrierter Schaltungen sein. Ziel ist dabei, die Strukturen von Mikrochips weiter zu verkleinern, um die Leistung der Schaltungen zu steigern und gleichzeitig die Herstellungskosten aufgrund des geringeren Flächenbedarfs zu senken. Da die Photolithographie ein optisches Verfahren ist, hängt die erreichbare laterale Auflösung Δx nach der Abbeschen Formel $\Delta x = k \cdot \lambda / NA$ von der Lichtwellenlänge λ , der Numerischen Apertur NA der Projektionsoptik und dem so genannten k -Faktor ab. Das klassische Auflösungskriterium ist durch $k = 1$ gegeben, d. h. die Intensität muss zwi-

1) Benannt nach der guten Transmission von Wasser unterhalb von 543,2 eV (K-Kante des Sauerstoffs) und der von biologischem Material oberhalb von 284,2 eV (K-Kante des Kohlenstoffs)

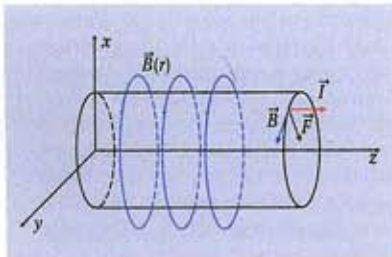


Abb. 2: Der dynamische Z-Pinch-Effekt: Der im Stromschlauch fließende Strom I erzeugt ein azimutales Magnetfeld \vec{B} und bewirkt eine Lorentz-Kraft \vec{F} in Richtung der z -Achse.

schen zwei aufzulösenden Objekten praktisch auf null abfallen. Seit den späten 80er-Jahren wurden aber Photolacke (Resists) entwickelt, deren Kennlinie so steil ist, dass eine Abbildung als „scharf“ gilt, wenn die Intensität zwischen zwei aufzulösenden Objekten nur um wenige 10 % abfällt. Damit lassen sich heute k -Faktoren von unter 0,4 erreichen, und künftig werden voraussichtlich sogar Werte von ca. 0,3 möglich sein [1].

Stärkere Miniaturisierung erfordert daher Lichtquellen immer kürzerer Wellenlänge. Die extreme ultraviolette Strahlung mit Wellenlängen von 11 bis 14 nm wird daher in Zukunft aller Wahrscheinlichkeit nach die wichtigste in Lithographieprozessen hochintegrierter Schaltkreise verwendete Strahlung sein. Eine weitere Anwendung von EUV-Strahlung ist die Röntgenmikroskopie. Sie ermöglicht die Beobachtung lebender Zellen in ihrer natürlichen Umgebung (Wasser) mit weit höherer Auflösung als mit herkömmlichen Lichtmikroskopen. Dazu wird Strahlung im Bereich des Wasserfensters,¹⁾ einem Teilbereich des EUV mit Wellenlän-

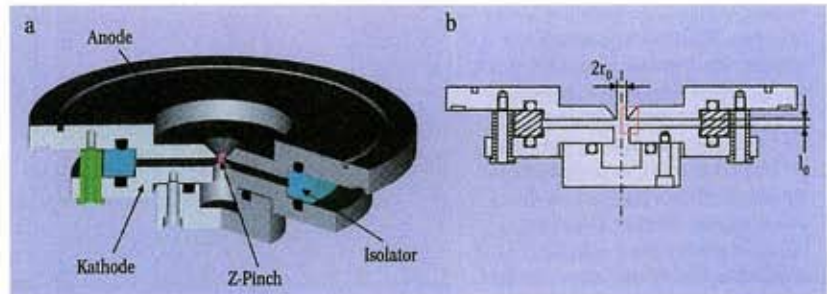


Abb. 1: a) 3D-Konstruktionsskizze des Hohlkathoden-z-Pinch zur Erzeugung von extrem ultravioletter Strahlung. b) 2D-Konstruktionsskizze des Hohlkathoden-

gen von 2,33–4,36 nm [2], verwendet. Bisher wurde EUV-Strahlung aufwändig mithilfe von Synchrotronstrahlungsquellen oder laserinduzierten Plasmen erzeugt. Repetierende, breitbandige Plasmaquellen sind eine interessante Alternative zu diesen Quellen. Die von solchen Plasmaquellen emittierten Linien und Kontinuumstrahlung von 8- bis 10-fach ionisiertem Neon (Ne-IX, Ne-X, Ne-XI) erfüllt mit einem mittleren Quelldurchmesser von unter 1 mm die Anforderungen des Lithographieprozesses auf deutlich kostengünstigere Weise [3, 4]. Diese Quellen liefern bisher jedoch eine EUV-Leistung, die noch ca. eine Größenordnung zu gering ist für die Lithographie. Alle diese zurzeit untersuchten Entladungsquellen beruhen auf dem Pinch-Effekt, unterscheiden sich jedoch erheblich in der Zündung der Entladung, der Geometrie der Entladungskammer und damit der Plasmadynamik sowie hinsichtlich des verwendeten Pulsstromgenerators. Optimierungspotenzial liegt im Wesentlichen in der Geometrie der Entladungskammer. Für eine effektive Optimierung ist daher eine Simu-

lation der zu erwartenden Pinch-Entladung von großem Vorteil. Die vorgestellte Simulation bezieht sich im Wesentlichen auf den Hohlkathoden-z-Pinch (siehe Abb. 1), mit denen deutsche Firmen (PHILIPS Extreme UV und AIXUV) die Entwicklung anführen [5].

Der Pinch-Effekt

Die bekannteste Form der Plasmaerzeugung ist die elektrische Gasentladung z. B. als Funken oder Blitz. Diese direkteste Form der Umwandlung von elektrischer in Strahlungsenergie ist auch oft die effektivste. Genannt seien die hohen Wirkungsgrade von Entladungslampen, bei denen ein Plasma in einem kompakten, aber kalten Gefäß strahlt. Zur Emission von EUV-Strahlung reichen allerdings die Dichten und Temperaturen herkömmlicher Gasentladungsplasmen nicht aus. Jedoch lässt sich ein kaltes und dünnes Entladungsplasma mithilfe von Magnetfeldern zu einem heißen und dichten Plasma komprimieren, dessen Emissions-

Dipl.-Phys.
Dipl.-Ing. Stephan
Wieneke und Prof.
Dr. Wolfgang Viöl,
Hochschule für
Angewandte Wis-
senschaft und Kunst,
Fachhochschule
Hildesheim, Holz-
minden, Göttingen,
Fakultät für Na-
turwissenschaften
und Technik, Von-
Ossietzky-Str. 99,
37085 Göttingen,
E-Mail: wieneke@
hawk-hhg.de

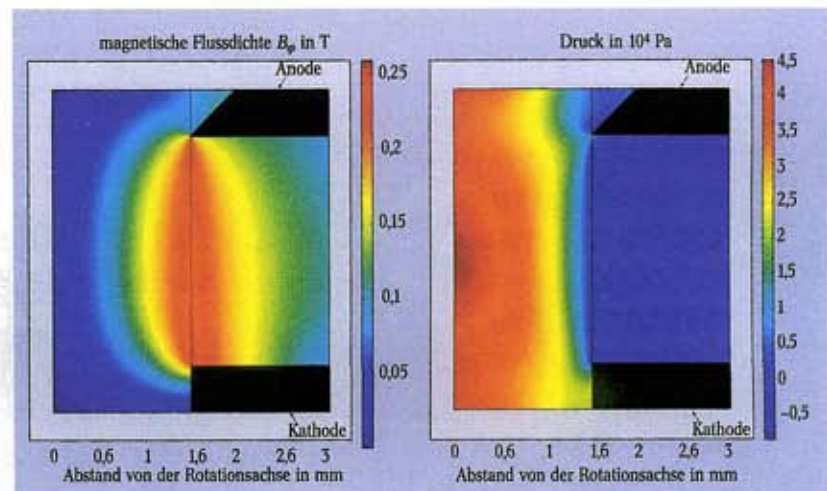


Abb. 3: Oberflächen-Plot der simulierten magnetischen Flussdichte.

Abb. 4: Oberflächen-Plot des simulierten Druckverlaufs im Plasmavolumen.

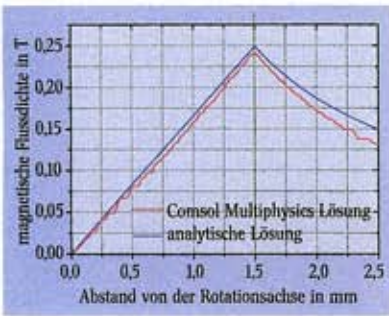


Abb. 5: Numerische und analytische Lösung für den Verlauf der magnetischen Flussdichte innerhalb des Plasmavolumens in Abhängigkeit vom Abstand.

maximum um 15,5 nm liegt. Idealerweise wird dafür die Selbstkompression eines nahezu zylindrisches Plasmas durch das azimutale Eigenmagnetfeld des axialen Entladungsstromes selbst ausgenutzt (Abb. 2). Dieser Prozess wird als „Pinch-Effekt“, das entstehende komprimierte Plasma als Pinch-Plasma bezeichnet. Im Plasma eines Z-Pinches fließt ein hoher, zeitlich ansteigender Entladungsstrom I in Richtung der Längsachse (z -Richtung). Bei der Betrachtung eines zylinderförmigen Plasmas mit einer axialen Stromdichte $\vec{j} = j_z \vec{e}_z$ und einer resultierenden magnetischen Induktion $\vec{B} = B_\phi \vec{e}_\phi$ führt die elektromagnetische Kraftdichte $\vec{j} \times \vec{B}$ zu einem radialen Druckgradienten und damit zu einer radialen Beschleunigung der Gas- und Elektronen mit dem Ergebnis einer Kompression.

Modellierung

Für die Modellierung in Comsol Multiphysics wird nur der interessante Bereich, in der die eigentliche Entladung stattfindet, betrachtet. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Plasmas wird die Simulation zur Vereinfachung im 2D-axialsymmetrischen Modus durchgeführt.

Simulation des Magnetfeldes und des magnetischen Druckes

Das durch den Strom induzierte magnetische Feld wird über die Maxwell-Gleichungen und der Druckverlauf mit Hilfe der daran gekoppelten inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen im Plasma simuliert und abgeschätzt. Es gelten die Gleichungen:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \tag{1}$$

und für die elektromagnetische Kraftdichte

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B}. \tag{2}$$

Zur Simulation des Druckverlaufes innerhalb des Plasmavolumens werden die Navier-Stokes-Gleichungen für einen inkompressiblen Fluss

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \vec{\nabla} \eta (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T) \tag{3}$$

$$+ \rho (\vec{u} \vec{\nabla}) \vec{u} + \vec{\nabla} p = F$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \tag{4}$$

herangezogen. Die elektromagnetische Kraftdichte-Komponente $j_z \cdot B_\phi$ wird direkt als Lösung über eine Kopplung berechnet. Über die oben beschriebenen Ausdrücke hinaus lassen sich weitere Eigenschaften der Entladung wie

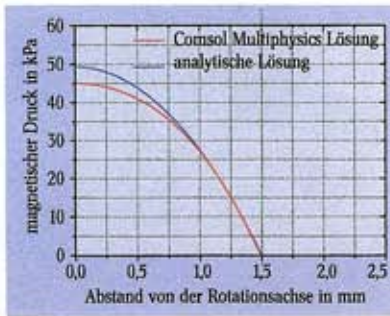


Abb. 6: Numerische und analytische Lösung für den Verlauf des Druckes innerhalb des Plasmavolumens in Abhängigkeit vom Abstand.

die dynamische Viskosität $\eta(T)$ und die elektrische Leitfähigkeit $\sigma(T)$ durch skalare Ausdrücke beschreiben. Die Abbildungen 3 und Abbildung 4 zeigen den simulierten Verlauf der magnetischen Flussdichte und des Druckverlaufes im Plasmavolumen als Oberflächen-Plot. Im Verlauf der Entladung entsteht, ausgehend vom gaskinetischen Druck von 13 Pa, im Plasmavolumen ein extrem hoher magnetischer Druck von bis zu 50 kPa, sodass es zu einer Kompression und damit zur geforderten zusätzlichen Aufheizung des Plasmas kommt. Ein Vergleich von Simulation und analytischer Lösung für die magnetische Flussdichte und den Druckverlauf innerhalb des Plasmavolumens ist in Abbildung 5 und Abbildung 6 dargestellt. Die Abbildungen zeigen den Verlauf in Abhängigkeit vom Abstand im Zentrum des Plasmas. Das Simulationsergebnis von Comsol Multiphysics stimmt in hohem Maße mit einer analytisch gewonnenen Lösung überein.

Simulation der ohmschen Erwärmung

Um eine qualitative Aussage über den zeitlichen Verlauf des ohmschen Anteils an der Erwärmung des Plasmas zu bekommen, bietet Comsol Multiphysics die Möglichkeit einer direkten Kopplung. Für den allgemeinen Wärmetransport gilt:

$$\vec{\nabla} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T) = Q \tag{5}$$

Als Eingangsgröße dient ein experimentell bestimmter zeitlicher Verlauf des Stromes, welcher mit der Funktion

$$I(t) = I_0 \sin\left(\frac{\pi t}{t_1}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_2}\right) \tag{6}$$

gefittet wird und als skalare Größe in Comsol Multiphysics integriert wird. Hierbei dient Q als die durch den Strom erzeugte Wärmequelle. Die Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ und die elektrische Leitfähigkeit $\sigma(T)$ als skalare Funktionen sind ebenfalls in die Simulation eingebunden. Abbildung 7 zeigt einen Oberflächen-Plot der qualitativen zeitlichen Entwicklung des Temperaturprofils.

Zusammenfassung und Fazit

Die Ergebnisse haben eindrucksvoll die Möglichkeit gezeigt, Plasmen mit Hilfe von Comsol Multiphysics zu simulieren. Die Ergebnisse der magnetischen Flussdichte stimmen mit den analytischen Lösungen sehr gut überein. Erste Ergebnisse des Druckes haben gezeigt, dass der entstehende Druck im Plasmavolumen ca. 3500-mal höher ist als der gaskinetische Gegendruck und dass es damit zu einem Pinchen des Plasmas kommen kann. Auch das simulierte Temperaturprofil gibt qualitative Aussagen bezüglich der Temperaturverteilung im Plasmavolumen wieder. In weiteren Simulationen soll auf Basis der kompressiblen Euler-Gleichungen der Dichteverlauf im Plasma zeitabhängig gelöst werden und in das vorhandene Modell integriert werden.

- [1] U. Stamm, H. Schworerer und R. Lebert, Physik Journal, Dezember 2002, S. 33
- [2] J. Raacke, Experimente zur Erzeugung von Pinchplasmen hoher Energie dichte als Strahlungsquellen in Kompaktanlagen. Dissertation, Mathematisch Naturwissenschaftlichen Fakultät der Heinrich-Heine-Universität (2001)
- [3] E. Cullmann, T. Künneth, W. Neff und K. Stephan, J. Vac. Sci. Technol. B 5(3), 638640 (1987)
- [4] A. Heuberger, H. Betz und S. Pongratz, in Festkörperprobleme (Advanced in Solid State Physics XIX), J. Treusch (Hrsg.), Vieweg, Braunschweig (1980)
- [5] W. Neff, O. Rosier, K. Bergmann, R. Lebert und L. Juschkin, Contrib. Plasma Phys. 41, 589 (2001)

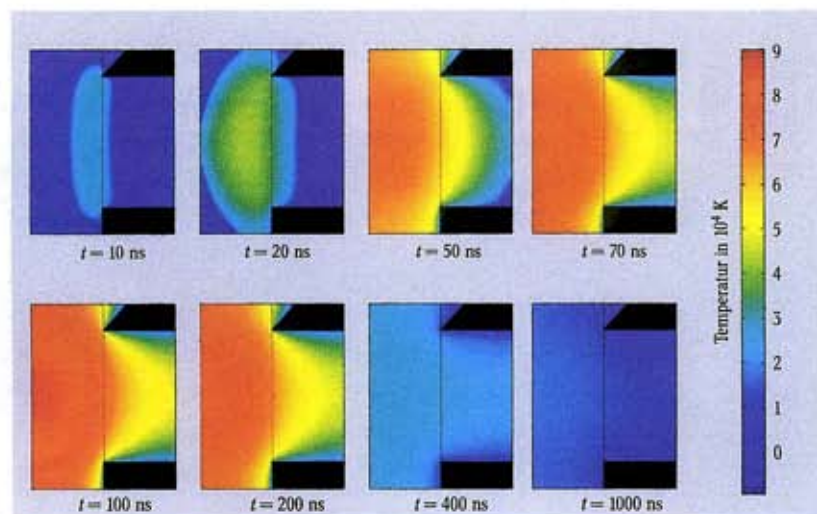


Abb. 7: Qualitative Simulation der zeitlichen Entwicklung des Temperaturfeldes.