

Laserschietsen op tindruppels

Een laserpuls versnelt een microscopisch tindruppeltje met een miljard keer de zwaartekrachtversnelling, waardoor de druppel vervormt. Een eerste laserpuls zorgt voor een dunne pannenkoek en een volgende zorgt voor de volledige desintegratie van het druppeltje tot in een plasma.

Dit tinplasma wordt in de nieuwste generatie chipmachines van ASML gebruikt om extreem ultraviolet licht op te wekken om daarmee de kleinste structuren te 'printen' op plakken halfgeleidermateriaal en zo geïntegreerde schakelingen mogelijk te maken. Belangrijk in dit proces is een tindruppeltje te vervormen tot een dunne pannenkoek zonder dat deze uiteenspat. Onderzoekers van het Advanced Research Center for Nanolithography (ARCNL) en de vakgroep Physics of Fluids aan de Universiteit Twente werken samen met ASML aan een beter begrip van de onderliggende plasma- en vloeistoffysica. Hanneke Gelderblom en Oscar Versolato

Tindruppels als bron voor euv-licht

In de nieuwste generatie apparaten van lithografiemachiefabrikant ASML wordt extreem ultraviolet (euv) straling gebruikt met een golflengte van 13,5 nanometer [1,2,3] in plaats van de nu standaard diep ultraviolet 193 nm. Met deze korte golflengte kunnen minuscule structuren veel nauwkeuriger worden 'geprint'. Voor het opwekken van dit euv-licht wordt een plasma van tin gebruikt. Het licht is afkomstig van atomaire overgangen in hooggeladen tinionen (Sn^{9+} - Sn^{14+}) in dit zeer hete ($\sim 10^6$ Kelvin) en dichte ($\sim 10^{19}$ elektronen/cm³) plasma. Dit plasma wordt opgewekt door een tindruppeltje te beschieten met laserpulsen. Het vormen van dit laser-geproduceerde plasma gebeurt in twee stappen. In de eerste stap deelt een laserpuls een klap uit die de druppel versnelt en vervormt tot een pannenkoek (figuur 1). Deze stap op-

timaliseert de vorm voor de interactie met een tweede, krachtigere laserpuls, die ervoor zorgt dat de vervormde druppel wordt omgezet in een euv-licht stralend plasma. De uitdaging is om binnen enkele microseconden een stabiele pannenkoek te maken, zonder dat deze uiteenspat in kleinere druppels. Het gevolg van de eerste stoot op de druppel wordt beschreven door de wetten van de plasma- en vloeistoffysica.

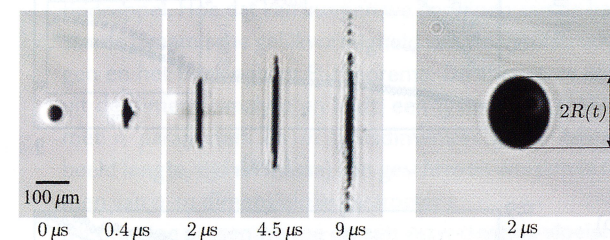
Laser-druppelinteractie

In onze experimenten [4] gebruiken we infrarood laserlicht met een golflengte van 1 micrometer. De laser zendt een lichtpuls van 10 nanoseconden uit, met een te variëren energie. In een vacuümopstelling focussen we de laser op een microdruppeltje, met een radius R_0 van ongeveer 25 micrometer. Naast tin gebruiken we ook indium-tin, dat vergelijkbaar is met tin, maar dankzij een lager smeltpunt

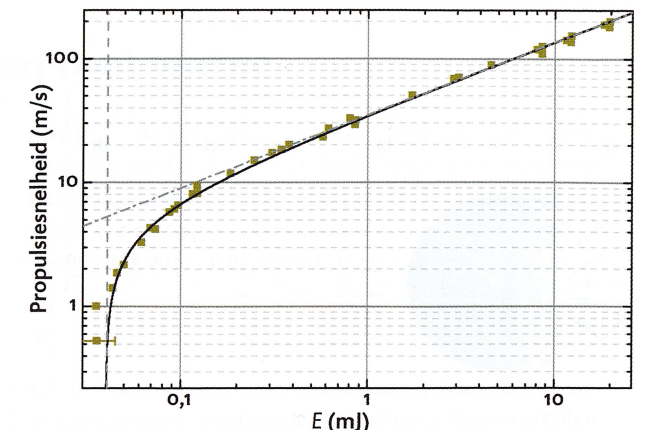
experimenteel handiger is. We gebruiken een laserfocusgrootte van 115 micrometer (uitgedrukt in volle breedte bij halve amplitude). Daar waar de laser het druppeltje raakt ontstaat een heet en dicht plasma. Dit plasma zet uit met een uitzettingssnelheid tot tientallen duizenden kilometers per seconde, afhankelijk van de laserpulsenergie. De reactiekracht geeft het druppeltje een harde stoot. De massa m van het wegsnellende plasma maal de snelheid v van dit plasma bepaalt de stoot P , die gelijk is aan de snelheid U van het druppeltje met massa M .

$$mv = P = MU. \quad (1)$$

De plasmamassa m is veel kleiner dan de massa van het druppeltje. Maar, zelfs als er maar één procent van de massa wordt omgezet in een plasma, veroorzaakt dit druppelsnelheden van wel honderd meter per seconde. Als de laserpuls stopt, houdt ook de



Figuur 1 De laserpuls produceert een klein plasma op de plek waar de druppel geraakt is. De druppel krijgt daardoor snelheid en vervormt in een platte pannenkoek. De vervormde druppel is hier te zien op verschillende tijdstippen na de laserinslag. Rechts een vooraanzicht (onder een hoek van 30 graden) van dezelfde druppel. Het plasma is te zien als een witte vlek in deze stroboscopische opnames.



Figuur 2 Snelheid van het druppeltje na de laserinslag als functie van de laserpulsenergie E . De zwarte doorgetrokken lijn is een fit van de machtswet van formule 2 aan alle data. De verticale stippellijn geeft de minimale energie E_0 aan waar beneden geen plasmaversnelling plaatsvindt. De diagonale streep-stippellijn geeft de machtswet $U \propto E^\beta$ weer.

versnelling op. Het druppeltje wordt dus in ongeveer 10 nanoseconden versneld tot 100 m/s: een versnelling van 10^{10} m/s², een enorme optater!

Laserenergie bepaalt druppelsnelheid

Omdat de plasmamassa en -uitzettingssnelheid afhankelijk zijn van de laserpulsenergie, verwachten we ook een energieafhankelijkheid van de druppelsnelheid. In figuur 2 laten we zien dat deze snelheid inderdaad een functie is van de laserpulsenergie E . Het valt direct op dat boven ongeveer 0,3 mJ alle datapunten op één rechte lijn liggen (de stippellijn in figuur 2). Van deze dubbellogaritmische figuur leren we dat U een machtswet is van E , dus $U \propto E^\beta$, over meer dan twee or-

des van grootte in laserpulsenergie! Om deze machtswet en de grootte van de exponent β (ongeveer 0,6) te duiden wenden we ons tot de plasmafysica. Een precieze beschrijving komt uit nieuwe plasmasimulaties én analytische theorie.

Om een plasma te ontsteken en de druppel in gang te zetten blijkt een hoeveelheid laserenergie van tenminste $E_0 \approx 0,04$ mJ nodig (verticale lijn in figuur 2). In korte tijd moet er voldoende laserenergie worden overgedragen aan een dun laagje vloeistof om deze zodanig te verhitten dat het verdampst. De dikte δ van deze laag wordt bepaald door thermische diffusie: $\delta \sim \sqrt{\kappa \tau}$. κ is hierin de thermische diffusieconstante en τ de laserpulsduur. Voor verdamping van dit laagje is een geabsorbeerde energie per oppervlak

nodig van $\sim \rho \Delta H \sqrt{\kappa \tau}$, waarbij ρ de dichtheid van het tin en ΔH de enthalpie van verdamping is. Als we de initiële reflectiviteit van het tinoppervlak meenemen en de geometrie hier even voor het gemak negeren, komen we uit op een ruwe afschatting voor de minimale laserenergie van 0,1 mJ, hetgeen redelijk accuraat is gezien onze grote vereenvoudigingen. Hiermee komen we uit op één eenvoudige functie die alle data goed beschrijft [4],

$$U \propto (E - E_0)^\beta. \quad (2)$$

Druppels vervormen tot pannenkoeken

Het doel van de hele exercitie

is niet om de tindruppels te versnellen, maar om ze te vervormen tot een dunne, platte schijf: de pannenkoek. Zoals hierboven beschreven ervaart de druppel door de terugslag van het uitzettende plasma een stoot: een druk op het oppervlak gedurende een bepaalde tijd. Met behulp van een wiskundig model [5] kunnen we de resulterende drukverdeling binnen in de druppel uitrekenen. In figuur 3a is een dergelijk drukprofiel getekend. Deze drukverdeling zet de vloeistof in de druppel in beweging: de druppel beweegt in zijn geheel van de laser af, maar tegelijkertijd vervormt de vloeistof ook. In figuur 3b zien we het snelheidsveld binnen in de druppel zoals het eruitziet als we met het massamiddelpunt van de druppel mee be-

Hanneke Gelderblom is projectleider van het NWO Industrial Partnership Programme Fundamental fluid dynamics challenges of Extreme Ultraviolet Lithography, een samenwerkingsproject tussen de Physics of Fluids-groep van de Universiteit Twente en ASML. Na haar studie Biomedische Technologie in Eindhoven promoveerde ze in Twente bij Detlef Lohse en Jacco Snoeijer op druppelverdampering en werkte een aantal maanden in het Laboratoire d'Hydrodynamique aan de École Polytechnique in Parijs. Haar huidige onderzoek focust zich op de vervorming en fragmentatie van vloeistofdruppels.

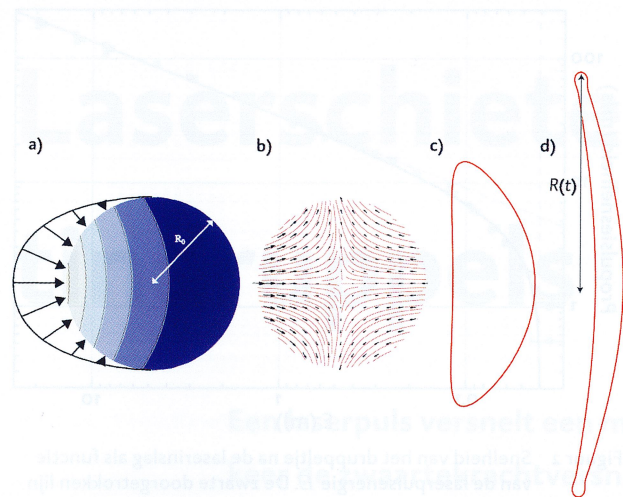


H.Gelderblom@utwente.nl

Oscar Versolato is tenure-track groepsleider van de groep EUV Plasma Processes op het Advanced Research Center for Nanolithography (ARCNL), een publiek-private samenwerking tussen ASML, NWO, UvA en VU. Na zijn promotie aan de Rijksuniversiteit Groningen op laserspectroscopie van gevangen, radioactieve ionen werkte hij als postdoc aan het Max-Planck-Institute für Kernphysik in Heidelberg in samenwerking met Aarhus Universiteit en het PTB in Braunschweig aan hooggeladen ionen. Zijn huidige interesse ligt in de natuurkunde van plasmabronnen van euv-licht, van druppel- tot atomaire plasmafysica.



O.Versolato@arcnl.nl



Figuur 3 Het vervormen van een druppel tot een pannenkoek onder invloed van laserlicht. a) De ablatie van vloeistof leidt tot een terugslag op de druppel: de druppel ervaart een drukpuls op het oppervlak. Met behulp van een analytisch wiskundig model berekenen we het drukveld binnen in de druppel ten gevolge van deze klap. b) Aan de hand van dit drukveld wordt ook het snelheidsveld binnen de druppel berekend (hier getekend in een frame dat meebeweegt met de druppel): je ziet horizontale snelheidsvectoren die naar binnen gericht zijn (de druppel wordt platter) en verticale vectoren die naar buiten wijzen (de druppel wordt langer). c-d) Zijaanzichten van de druppelvorm gebaseerd op het snelheidsveld in (b) op latere tijdstippen, zoals berekend met numerieke simulaties, laten de evolutie van de druppel naar een pannenkoek zien.

wegen. Er is een naar binnen gerichte horizontale snelheidscomponent, die ervoor zorgt dat de druppel dunner wordt, en een naar buiten gerichte verticale component die er voor zorgt dat de druppel langer wordt, met andere woorden: de druppel zet uit in radiale richting. Als we de beweging van het druppeloppervlak voortzetten in de tijd (figuur 3c,d) zien we vanzelf de pannenkoekvorm ontstaan.

De vervorming van een vloeistofdruppel tot een pannenkoek ten gevolge van een laserinslag is in detail bestudeerd voor waterdruppels [6,7]. Van deze waterexperimenten kunnen we, met behulp van dimensieanalyse, veel leren over het gedrag van tin (zie kader Tin nabootsen met water). De dimensieanalyse vertelt ons welke vloeistofparameters de pannenkoekuitzetting bepalen (zie vergelijking 4 in het kader). In figuur 4a en b zien we dat de resultaten voor tin en water kunnen laten samenvallen op een universele curve door de data dimensieloos te maken. Een eenvoudig theoretisch model van de radiale afmeting $R(t)$ van de pannenkoek loodrecht op de propulsie-richting (zie figuur 3d) geeft nu de exacte functie f in vergelijking 5 in

het kader.

$$\frac{R(t)}{R_0\sqrt{1+We}} = \sin \sqrt{3}(t/\tau_c + t_0) \quad (3)$$

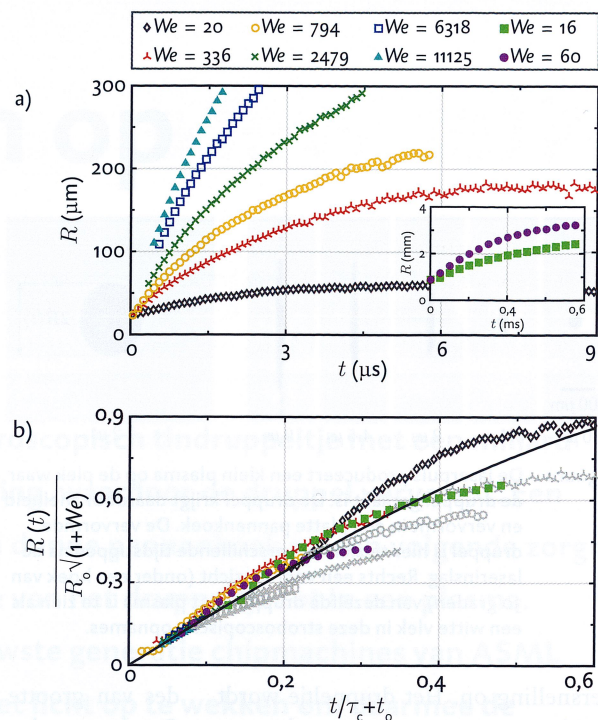
waarin de straal $R(t)$ dimensieloos werd gemaakt met de originele druppelstraal, de tijd met de capillaire tijd en we het Webergetal We introduceren (zie kader Tin nabootsen met water), met begintijd

$$t_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} 1/\sqrt{We}.$$

Dit model is daarmee onafhankelijk van de precieze vloeistof die we kiezen (water of tin)!

Perspectief

Kennis over de voortstuwing en vervorming van een vloeistofdruppel door laserinslag geeft ons toegang tot andere belangrijke aspecten van de druppeldynamica: in figuur 5 zien we dat de laserstoot niet alleen voor een vervorming van de druppel zorgt, maar ook dat de druppel instabiel wordt. Er vallen gaten en de pannenkoek breekt op in kleine druppeltjes [7]. Dit spettergedrag kan enerzijds zorgen voor vervuiling van de lithografiemachine, maar anderzijds wellicht ook slim gebruikt worden om de



Figuur 4 a) Radiale uitzetting van de tindruppels in de tijd voor verschillende Webergetallen. De inset laat de expansie van waterdruppels zien (merk op dat de lengte- en tijdschalen een factor honderd verschillen!). b) Dezelfde data van tin en water, nu volledig herschaald en dimensieloos gemaakt: alle curves vallen nu praktisch over elkaar heen. De zwarte lijn is het theoretische model 3.

vloeistofmassa goed te verdelen voor de tweede laserinslag. Een belangrijke vraag is het verder optimaliseren van de pannenkoekvorm: welke vorm levert het meeste euv-licht op bij de inslag van de tweede laserpuls? Met deze zowel fundamentele als industriële vragen gaan we de komende tijd aan de slag.

Referenties

1. I. Fomenkov et al., *Adv. Opt. Tech.* 6 173-186 (2017).
2. V.Y. Banine, K.N. Koshelev en G.H.P.M. Swinkels, *J. Phys. D* 44, 253001 (2011).
3. J. Benschop, V. Banine, S. Lok en E. Loopstra, *J. Vac. Sci. Technol. B* 26, 2204 (2008).
4. D. Kurilovich, A.L. Klein, A. Lassise, F. Torretti, R. Hoekstra, W. Ubachs, H. Gelderblom en O. Versolato, *Phys. Rev. Applied* 6, 014018 (2016).
5. H. Gelderblom, H. Lhuissier, A.L. Klein, W. Bouwhuis, D. Lohse, E. Villermaux, en J.H. Snoeijer, *J. Fluid Mech.* 794, 676-699 (2016).
6. A.L. Klein, W. Bouwhuis, C.W. Visser, H. Lhuissier, C. Sun, J.H. Snoeijer, E. Villermaux, D. Lohse en H. Gelderblom, *Phys. Rev. Applied* 3, 044018 (2015).
7. www.youtube.com/watch?v=bRbHDTpBHeo.

Tin nabootsen met water

Het gedrag van een millimeter grote waterdruppel kan gebruikt worden als schaalmodel voor een micrometer grote tindruppel. Hoe dat kan kunnen we begrijpen aan de hand van de dynamische gelijkvormigheid van vloeistofstromingen en het Buckingham Pi-theorema. Dit theorema komt uit de dimensieanalyse en luidt: een fysische vergelijking met n parameters en m basisdimensies (zoals bijvoorbeeld lengte, tijd en massa) kan geschreven worden in termen van $n-m$ dimensieloze parameters.

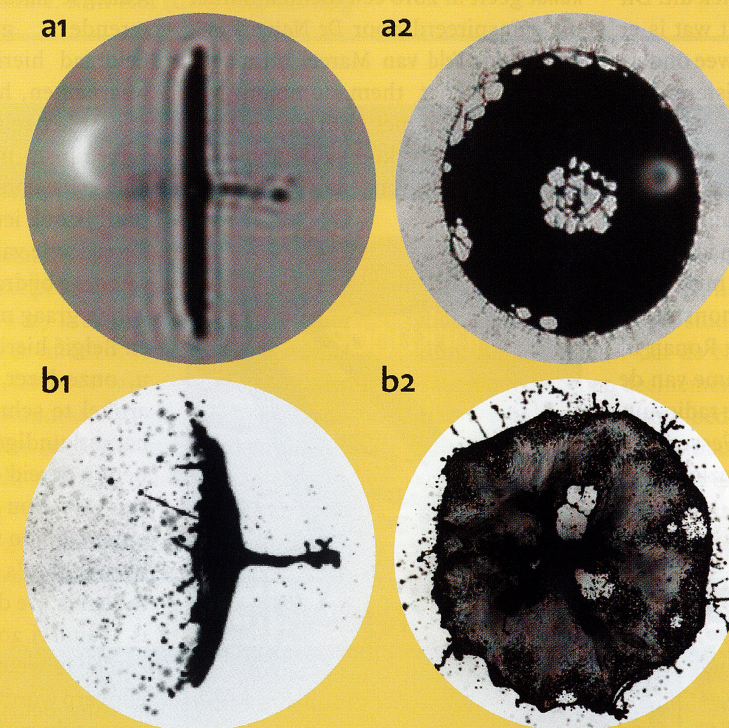
Dit principe passen we toe op een vervormende vloeistofdruppel onder invloed van laserinslag. We verwachten dat de straal R van de radiaal uitzettende druppel afhangt van de tijd t , de initiële druppelstraal R_0 , de karakteristieke vloeistofsnelheid U , de dichtheid ρ en de oppervlaktespanning γ (omdat het een zeer snelle vervorming betreft kunnen we viskeuze effecten verwaarlozen). Met andere woorden $R=f(t, R_0, U, \rho, \gamma)$, een vergelijking met zes parameters en drie dimensies, te weten tijd, lengte en massa. Om de druppelstraal R te onderzoeken als functie van de overige vijf parameters kunnen we een grote serie experimenten doen waarbij we elke parameter afzonderlijk variëren. We kunnen ook het Buckingham Pi-theorema gebruiken om de vergelijking te herschrijven in termen van $6-3=3$ dimensieloze parameters. Er zijn verschillende keuzes mogelijk voor deze drie parameters, maar een (uit ervaring) voor de hand liggende keuze is

$$\frac{R}{R_0}, \frac{t}{\tau_c} = \frac{t}{\sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\gamma}}}, We = \frac{\rho R_0 U^2}{\gamma} \quad (4)$$

waarbij τ_c de capillaire tijdschaal is waarop oppervlaktespanning werkt en We het Webergetal, een maat voor de hoeveelheid kinetische energie van de druppel ten opzichte van de oppervlakte-energie. We herschrijven nu de vergelijking voor R als

$$\frac{R}{R_0} = f\left(We, \frac{t}{\tau_c}\right) \quad (5)$$

en volstaan met een experiment waarbij R als functie van de tijd gemeten wordt voor verschillende Webergetallen. In vergelijking 5 zien we ook dat een druppel tin met een dichtheid van 6968 kg/m^3 en een oppervlaktespanning van $0,544 \text{ N/m}$ zich hetzelfde kan gedragen als een druppel water met een dichtheid van 1000 kg/m^3 en een oppervlaktespanning van $0,072 \text{ N/m}$ zolang het Webergetal maar gelijk blijft; deze eigenschap van vloeistofstromingen wordt dynamische gelijkvormigheid genoemd. Het gebruik van grote, langzame waterdruppels als schaalmodel voor kleine, snelle tindruppels heeft veel experimentele voordelen. De belangrijkste daarvan zijn dat bij de grote, doorzichtige waterdruppels meer details zichtbaar zijn en dat de vervorming trager verloopt waardoor we met een snelle camera een druppel in de tijd kunnen volgen [7]. In figuur 5 zie je dat niet alleen de pannenkoekvervorming, maar ook het ontstaan van spetters en gaten in de pannenkoek schaalbaar is van water naar tin, ook al is de laserdruppelinteractie verschillend: waterdruppels worden voortgedreven door een uitzettende dampwolk [6], terwijl de tindruppels aangedreven worden door het plasma [4].



Figuur 5 a) Zijaanzicht (a1) en vooraanzicht (a2) van een $R_0 = 25 \mu\text{m}$ tindruppel na laserinslag. De druppel vervormt in een dunne pannenkoek en wordt instabiel: er vallen gaten in en aan de randen spetteren er druppeltjes af. b) Een 1 mm grote waterdruppel vertoont precies hetzelfde schalingsgedrag: de vloeistof gedraagt zich hetzelfde bij de juiste keuze van dimensieloze parameters. De waarneembare verschillen zijn te wijten aan verschillen in het gebruikte laserintensiteitsprofiel en de details van de laser-vloeistofinteractie die zorgt voor de stoot die aan de druppel gegeven wordt.