

Calciumfluorid für die UV-Lithographie

Optische Anisotropie in Kristallen mit kubischer Symmetrie – wie ein Effekt aus der Grundlagenforschung industrierelevant wird

Martin Letz

Lithographische Verfahren zur Herstellung von Mikrochips stellen bei immer kürzeren Wellenlängen für die immer kleineren Strukturen enorme Ansprüche an die Optik und das Material für die Linsen. Bei der lithographischen Fertigung der nächsten Generation möchte man UV-Licht mit der Wellenlänge 157 nm verwenden. Dabei ist Calciumfluorid das Material der Wahl für die dazugehörigen Optiken. Es lässt sich in großen und qualitativ hochwertigen Einkristallen herstellen. Da Calciumfluorid eine kubische Kristallstruktur besitzt, ist es eigentlich auch optisch isotrop. Jedoch induziert UV-Licht eine kleine Anisotropie, die es beim Design der Linsensysteme zu berücksichtigen gilt.

Seit den 60er-Jahren diktiert „Moore’s law“ unerbittlich das Tempo, mit dem sich die Strukturen integrierter Schaltkreise verkleinern. Strukturiert wird heute mit lithographischen Verfahren im ultravioletten Spektralbereich der elektromagnetischen Strahlung. Kurze Wellenlängen erfordern eine hohe Transmission und gute Strahlungsstabilität für das Linsenmaterial. Deshalb lassen sich prinzipiell nur wenige optische Materialien einsetzen, und wiederum nur ein Teil dieser Materialien erfüllt tatsächlich die hohen Anforderungen an die optische Qualität, die für die Photolithographie benötigt wird. Für die kurzen Wellenlängen werden daher Linsen aus großen Einkristallen von Calciumfluorid (CaF_2) gefertigt, welches eine kubische Kristallstruktur besitzt. Damit ist CaF_2 – zunächst einmal – auch optisch isotrop, d. h. winzige Gangunterschiede der Teilwellen sollten sich beim Durchlaufen der vielen Linsen eines Abbildungssystems nicht störend bemerkbar machen. Doch dabei gilt es nun zu beachten, dass die UV-Strahlung selbst in kubischen Kristallen eine kleine optische Anisotropie induziert. Dieser Effekt war bislang nur in der Grundlagenforschung bekannt und beschrieben worden. Doch im Falle von CaF_2 betrifft er nun unmittelbar das optische Design der Linsensysteme. Diese optische Anisotropie steht in engem Zusammenhang mit der Dispersion der Exzitonen, die der Nobelpreisträger V. L. Ginzburg schon 1958 vorhergesagt hat. Aber erst 2003 ließ sich dieser Effekt durch Messungen im Radiometerlabor der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt am Berliner Elektronenspeicherring BESSY direkt nachweisen.



Linsen aus Calciumfluorid-Einkristallen besitzen die geeigneten Eigenschaften für die Lithographie mit UV-Licht der Wellenlänge 157 nm. CaF_2 -Rohlinge lassen sich bis zu einem Durchmesser von etwa 38 cm und einer Dicke von ca. 30 cm herstellen. (Foto: Schott)

Die Roadmap der Mikrolithographie

Bei der Mikrochip-Produktion strukturiert ein photolithographischer Prozess die Scheiben aus hochreinem, monokristallinem Silizium (Wafer). Zunächst wird dabei auf den beschichteten Wafer eine Schicht Photolack, der Photoresist, aufgebracht. Eine optische Abbildung verkleinert dann den Schaltplan, der sich auf einer Maske befindet, und bildet diesen auf die lichtempfindliche Schicht aus Photolack ab. Nachfolgendes Entwickeln und Ätzen sowie Dotierung mit Ionen führt schließlich zu dem integrierten Schaltkreis, wobei die einzelnen Schritte für mehrere Schichten („layers“) wiederholt werden.

Hierbei gilt stets die Regel, dass je kleiner die Strukturen werden, desto dichter lassen sich die Schalt- und Speicherelemente packen. Die Speicherdichte eines Speicherchips wächst beispielsweise quadratisch mit der kleinsten möglichen Strukturgröße Δx . Bei abnehmender Strukturgröße lassen sich auch die Schaltzeiten, also die Taktfrequenzen der Mikrochips, erhöhen. Hier spielt insbesondere die kleinste mögliche Breite der Leiterbahnen eine Rolle. Die bislang rasante Entwicklung der Halbleiterindustrie wird daher von einer kontinuierlichen Reduzierung der Strukturgröße während der letzten 30 Jahre getrieben. Nach „Moore’s

Dr. Martin Letz,
Schott Glas, Forschung und Entwicklung,
D-55014 Mainz

Law“, benannt nach dem Intel-Mitbegründer Gordon Moore, der diese Gesetzmäßigkeit zuerst in den 60er-Jahren formulierte, halbiert sich etwa alle zwei Jahre die Strukturgröße auf den Mikrochips. Seit Jahren bereitet sich die Industrie anhand des in Abbildung 1 vorgegebenen „Fahrplans“ auf die jeweils nächste Generation von Mikrochips vor. Die photolithographischen Geräte, die diesen Fahrplan ermöglichen

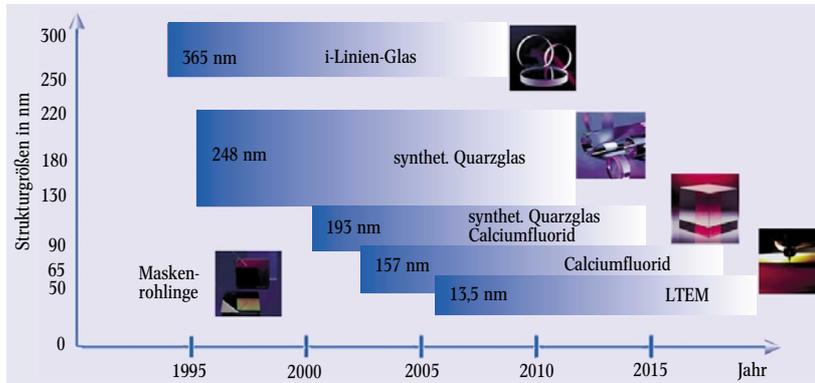


Abb. 1: Die Roadmap der Mikrolithographie: Etwa alle zwei Jahre halbiert sich die Strukturgröße. Die Belichtungswellenlänge folgt diesem Trend, der sich auch die Materialentwicklung anpassen muss. Gezeigt werden hier auch die Schlüsselmaterialien für die jeweilige Belichtungs-

wellenlänge. Bei 157 nm, eine Entwicklung, deren baldiger Start momentan aus Kostengründen fraglich ist, ist CaF_2 das alleinige Linsenmaterial. Bei 13,5 nm (EUVL) können nur noch Reflexionsoptiken zum Einsatz kommen (LTEM: Low Thermal Expansion Material).

sollen, sind durch die optische Auflösung und damit die kleinstmögliche zu erzielende Strukturgröße, durch die Wellenlänge der verwendeten Strahlung und die Qualität der Optik begrenzt. Diese Größen hängen über die Abbesche Formel (oft auch als axiales Rayleigh-Kriterium bezeichnet) zusammen:

$$\Delta x \approx k \lambda / NA$$

Demnach kann eine Optik mit der numerischen Apertur NA (dem Sinus des halben Öffnungswinkels) die erste Beugungsordnung (dies entspricht einem k -Faktor von ungefähr 0,61) bei einer Strahlung der Wellenlänge λ noch abbilden. Unter Ausnutzung aller technischen Möglichkeiten ließen sich die Strukturen auf den Chips bislang kontinuierlich verringern, indem man zum einen den k -Faktors verkleinert und die numerische Apertur NA vergrößert, zum anderen aber auch immer kürze Strukturierungswellenlängen λ verwendet hat.

Tab. 1: Wellenlängen und Photonenenergien der wichtigsten Lichtquellen im Vergleich mit Anregungen in CaF_2

Lichtquelle	Lichtwellenlänge in nm	Photonenenergie in eV
Hg i-Linie	365	3,4
ArF-Laser	248	5,0
KrF-Laser	193	6,4
F_2 -Laser	157	7,9
EUVL	13,5	91,9
Elementare Anregungen in CaF_2 :		
Exzitonen-Resonanz	112	11,2
Bandkante	105	11,8

Der jeweils nächste Schritt in der Entwicklung wurde durch die Verfügbarkeit intensiver monochromatischer Strahlungsquellen diktiert. Bei 365 nm Lichtwellenlänge ließ sich die Hg-i-Linie einer Quecksilberdampfampe verwenden, für kürzere Wellenlängen bis zu 157 nm kommen Excimerlaser zum Einsatz. Dabei wird nach aller Voraussicht spätestens mit 157 nm das Ende von Transmissionsoptiken erreicht sein. Für noch kürzere Wellenlänge kommt zwar prinzipiell noch ein Lyman- α -Laser (121 nm) in Frage. Hier sind die technischen Schwierigkeiten in Bezug auf geeignete Linsenmaterial (LiF) jedoch so groß, dass keine zeitgerechte Einführung einer solchen Technologie zu erwarten ist. Daher wird die Einführung von Strahlungsquellen der Wellenlänge 13,5 nm (extreme ultraviolet, EUVL) vorbereitet. Hier steht jedoch keine günstige Laserquelle zur Verfügung und da kein geeignetes Linsenmaterial existiert, muss die optische Abbildung mit Reflexionsoptiken erfolgen [1]. In Tabelle 1 sind die Photonenenergien und Wellenlängen der wichtigsten Lichtquellen aufgelistet und mit elementaren Absorptionen in CaF_2 verglichen.

Schon die Wellenlängen 248 nm und 193 nm stellen extreme Anforderungen an ein geeignetes Linsenmaterial. Gewöhnliche optische Gläser absorbieren hier bereits zu stark, sind also nicht mehr transparent genug. Ein Material, das noch eine genügende Transparenz und eine ausreichende Strahlungsstabilität aufweist, ist synthetisch aus der Gasphase gewonnenes, hochreines Quarzglas („fused silica“). Dieses Material erleidet aber bei hohen Strahlungsintensitäten, wie sie im Beleuchtungsteil eines Lithographie-Gerätes auftreten, bei 193 nm Wellenlänge schon nennenswerte Strahlungsschäden. Außerdem benötigt eine Quarzglasoptik zur Korrektur der zu hohen chromatischen Bandbreite eines 193-nm-Lasers einige Linsen aus CaF_2 . Bei einer Arbeitswellenlänge von 157 nm hat Quarzglas, auch unter Zusatz von Fluor, eine zu starke Absorption und ändert seine optischen Eigenschaften zu stark bei Bestrahlung.

Um Linsen für Wellenlängen von 193 nm und 157 nm herzustellen, musste also ein alternatives Material gefunden werden. Dieses Material stellt hohe Anforderungen an die chemische Beständigkeit und mechanische Stabilität, muss eine Bandkante haben, die wesentlich größer ist als 7,9 eV und optisch isotrop sein. Hier eignen sich Fluoridkristalle mit ihren Bandlücken von 10 eV und mehr. Unter ihnen zeichnet sich CaF_2 durch seine kubische Kristallstruktur in Verbindung mit guten mechanischen und chemischen Eigenschaften aus.

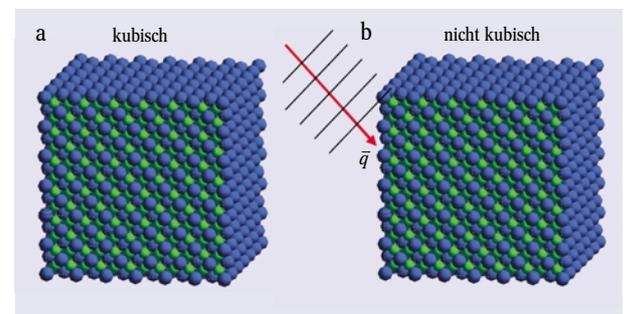


Abb. 2: Die elektromagnetische Strahlung bricht die Symmetrie. Während der reine Kristall eine exakte kubische Symmetrie aufweist (a), ist dies bei Bestrahlung mit elektromagnetischer Strahlung für das Gesamtsystem „Kristall plus Strahlung“ nicht mehr der Fall (b).

Kubische Kristalle sind optisch isotrop, ...

CaF₂ hat eine Bandlücke von 11,8 eV, ist also weit in den extrem ultravioletten Spektralbereich hinein noch transparent. Damit werden große Einkristalle mit Durchmessern von dreißig Zentimetern und mehr zu einem wichtigen Material bei der Halbleiterstrukturierung. Schott Glas ist mit seinem Tochterunternehmen der Schott Lithotec AG in Jena der weltweit führende Hersteller von CaF₂ für die Mikrolithographie.

Die optischen Eigenschaften eines Kristalles sind durch die dielektrische Funktion $\underline{\epsilon}(\mathbf{q}, \omega)$, einen Tensor zweiter Stufe, bestimmt. Haben wir einen nicht-kubischen Kristall, das prominenteste Beispiel ist Kalkspat, tritt Doppelbrechung auf.¹⁾ Dann lässt sich – mathematisch gesprochen – der Tensor der dielektrischen Funktion zwar auf Diagonalfom bringen, die Diagonalelemente sind aber im Allgemeinen nicht identisch. Gibt es zwei identische Diagonalelemente, ergibt sich Doppelbrechung mit einer optischen Achse, während bei drei unterschiedlichen Diagonalelementen zwei optische Achsen vorhanden sind. Entlang der optischen Achsen tritt kein Gangunterschied zwischen elektromagnetischer Strahlung unterschiedlicher Polarisationsrichtung auf.

CaF₂ ist ein kubischer Kristall und als solcher, wie bereits erwähnt, zunächst einmal optisch isotrop. So steht es auch in vielen Lehrbüchern der Kristallphysik. Mathematisch lässt sich exakt zeigen, dass ein kubisches System immer optisch isotrop sein muss. Ein Beweis sei hier kurz skizziert: Ist das System kubisch, lässt sich die dielektrische Funktion auf Diagonalfom bringen mit drei identischen Diagonalelementen. Dies ist genau die gleiche Form, die $\underline{\epsilon}(\mathbf{q}, \omega)$ auch in einem isotropen System hat. Auch ein Rotieren des Koordinatensystems ändert an dieser Gestalt nichts. Damit ist ein kubisches System und somit auch CaF₂ immer optisch isotrop. Nichts scheint seinem Einsatz in den Optiken für die Lithographie im Wege zu stehen.

... trotzdem kann auch ein perfekter kubischer Kristall optisch anisotrop sein

Doch auch ein perfekter kubischer Kristall kann eine optische Anisotropie zeigen, weil das Licht (oder besser die elektromagnetische Strahlung) selbst die kubische Symmetrie bricht. Dieser Effekt wird als räumliche Dispersion bezeichnet, ist in Abb. 2 dargestellt und im Prinzip schon seit dem Ende des 19. Jahrhunderts bekannt [2]. Im Festkörper spielt er im sichtbaren Spektralbereich nur eine geringe Rolle, da die Wellenlänge λ des Lichtes um drei und mehr Größenordnungen kleiner ist als die Größe der Elementarzelle. Der kubische Kristall sieht – auf der Länge einer Elementarzelle – also fast ein Gleichspannungsfeld. Aus diesem Grund kann fast die gesamte Optik die Wellenvektorabhängigkeit der dielektrischen Funktion und des Brechungsindex vernachlässigen $\epsilon(\mathbf{q}, \omega) \approx \epsilon(\mathbf{q} = 0, \omega)$. Verkürzen wir aber die Wellenlänge der Strahlung hin zu Röntgenstrahlung, dann erhalten wir Bragg-Reflexe, deren Lage auch im kubischen Kristall stark von der Kristallorientierung abhängt.

Aber auch bei elektromagnetischer Strahlung, deren Wellenlänge im Vakuum wesentlich größer ist als die Gitterkonstante von CaF₂, kann es zu optischer Anisotropie kommen. In der Nähe einer starken Absorption im Festkörper steigt die dielektrische Funktion und damit der Brechungsindex $n^2 = \epsilon$ stark an. Damit verkürzt

sich auch die Lichtwellenlänge im Medium $\lambda_{\text{med}} = \lambda/n$.

Dies bedeutet, dass der Festkörper auf der Längenskala seiner Elementarzelle kein effektives Gleichspannungsfeld mehr sieht. Damit muss die Wellenvektorabhängigkeit der dielektrischen Funktion $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ explizit berücksichtigt werden. Auf diese Weise können dann auch Anisotropien, die sich auf der Längenskala der Elementarzelle abspielen, als optischer Effekt beobachtet werden. Dieser Effekt wurde von V. L. Ginzburg bereits im Jahr 1958 beschrieben [3] und in den siebziger Jahren an kubischen Halbleiterkristallen mit Hilfe von Interferenzmessungen experimentell bestätigt. Die Absorption im Material, in dessen Nähe der Effekt beobachtbar wird, ist im Wesentlichen durch die elektro-

1) Bei allen folgenden Überlegungen können wir uns ausschließlich auf lineare optische Effekte beschränken.

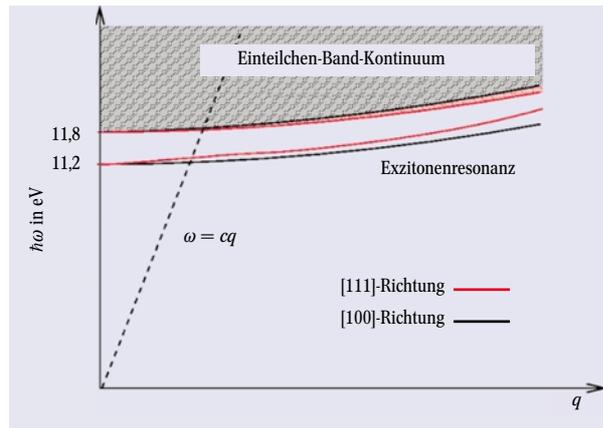
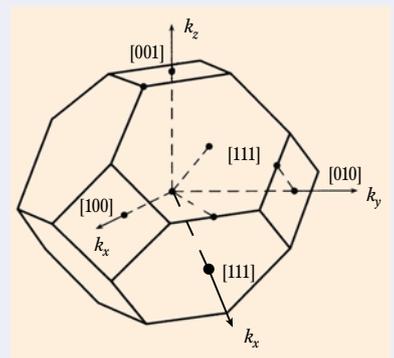


Abb. 3: Die Dispersion für das Kontinuum der Einteilchenzustände und für das Exziton für zwei unterschiedliche Kristallrichtungen (schematisch): Die Dispersionsrelation für Licht im homogenen Dielektrikum (mit der Lichtgeschwindigkeit c) ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Im Bereich, in dem sich die Dispersionsrelationen von Licht- und Exzitonendispersion treffen, kommt es zur starken Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, dem Exziton-Polariton.

Die erste Brillouin-Zone eines kubischen Kristalls

Kristallstrukturen werden durch Beugung von Photonen, Neutronen und Elektronen analysiert. Das Beugungsbild eines Kristalls ist eine Abbildung des sog. reziproken Gitters des Kristalls im Raum der Wellenvektoren \mathbf{k} , in dem sich Beugungs- und Reflexionsbedingungen besonders einfach formulieren lassen. **Brillouin-Zonen** sind symmetrische Polyeder im reziproken Gitter, die von den Komponenten des Wellenvektors aufgespannt werden und als Menge der Punkte im \mathbf{k} -Raum definiert werden können, die sich vom Ursprung erreichen lassen, ohne eine Bragg-Ebene zu kreuzen. Zu jedem Kristalltyp lassen sich die charakteristischen Brillouin-Körper konstruieren, welche die Punktsymmetrie des jeweiligen Gittertyps besitzen. Der kleinste aufgespannte Polyeder heißt **erste Brillouin-Zone**. Diese enthält das gleiche Volumen wie eine herkömmliche Elementarzelle eines Kristalls und genügt, um die Wechselwirkungen zwischen den Kristalleigenschwingungen (Phononen) und elektromagnetischer Strahlung zu beschreiben. In der Abb. ist die erste Brillouin-Zone eines ku-

bisch flächenzentrierten Kristalls wie Calciumfluorid dargestellt. Die **Richtungen im Kristallgitter** werden dabei mit eckigen Klammern bezeichnet, z. B. die Raumdiagonale mit [111]. Für die Gitterebenen verwendet man dagegen runde Klammern, z. B. (100)-Ebene, die der Stirnfläche entspricht. In kubischen Systemen steht die Richtung $[hkl]$ immer senkrecht auf der Ebene (hkl) . Die speziell definierten so genannten **Miller-Indizes hkl** legen die Kristallebenen anhand von drei nicht kollinearen Punkten fest.



nische Bandkante gegeben, die bei den meisten kubischen Halbleiterkristallen im sichtbaren bis infraroten Spektralbereich liegt. Die optische Anisotropie ergibt sich dann aus der Anisotropie der Bandkante für $q \neq 0$.

Optische Anisotropie und Exzitonen-dispersion

Bei stark ionischen Kristallen, wie CaF_2 , wird eine weitere Absorption besonders wichtig. Dies ist der gebundene Zweiteilchenzustand der Elektron-Loch-Paare, das Exziton oder genauer das Exziton-Polariton, das gemischte Quasiteilchen aus elektromagnetischer Strahlung und Exziton. Zunächst trennt elektromagnetische Strahlung positive Ladungen (Löcher) und negative Ladungen (Elektronen) voneinander. Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung ziehen sich die beiden Ladungen an und können einen gebundenen Zweiteilchenzustand bilden – ganz in Analogie zum Wasserstoffatom, dem quantenmechanischen Zweikörperproblem. In einem stark ionischen Kristall sind die Ladungen stark auf den einzelnen Ionen lokalisiert und lassen sich nur schwer verschieben. Daher wird auch die Coulomb-Anziehung zwischen Elektron und Loch nur schwach abgeschirmt und die Exzitonenresonanz im optischen Spektrum ist besonders stark. Diese zu-

sätzliche starke Absorption kann ebenfalls die Ursache für räumliche Dispersion sein. Die Tatsache, dass entlang unterschiedlicher Richtungen im Kristall die effektive Masse der Exzitonen unterschiedlich ist, führt also zu einer kleinen optischen Anisotropie. Schematisch ist das für die Dispersionsrelationen in Abb. 3 dargestellt. Dies ist ein Effekt, der auch schon am kubischen Kristall CuCl untersucht wurde [4]. Abb. 4 zeigt die Situation unter der Bandkante einmal für ein Material ohne Exzitonenresonanz (a) und einmal mit Exzitonenresonanz (b).

Auch an CaF_2 wurde für zwei Lichtwellen, die mit senkrecht aufeinander stehenden Polarisationsrichtungen durch einen in [110]-Richtung orientierten Kristall laufen, eine optische Anisotropie in Form einer Doppelbrechung gemessen [5]. (Die Geometrien sind anhand der ersten Brillouin-Zone im Infokasten dargestellt.) Die Lichtwelle, deren Polarisationsvektor in [-110]-Richtung zeigt, bewegt sich bei 157 nm um ein Millionstel schneller als die Welle, deren Polarisationsvektor entlang der [001]-Richtung zeigt. Das heißt, es zeigt sich eine Doppelbrechung mit einer Abweichung im Brechungsindex von $\Delta n/n \approx 10^{-6}$.

Weiterhin gelang es zu zeigen, dass – wie theoretisch vorhergesagt [6] – auch in CaF_2 die optische Anisotropie mit dem Exziton zusammenhängt (Abb. 5). Die gemessene wellenlängenabhängige optische Anisotropie (blaue Kreuze, [5]) weicht deutlich von dem $1/\lambda^2$ -Verlauf ab (rote Linie), der sich aus einer Reihenentwicklung um $\lambda = \infty$ ergibt, und stimmt gut mit der Theorie überein, wenn man die starke Absorption des Exzitons bei 112 nm berücksichtigt (grün).

Direkt nachgewiesen wurde die Anisotropie in der Exzitonenresonanz durch Reflexionsspektroskopie mit Synchrotronstrahlung im Radiometerlabor der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt am Berliner Elektronenspeicherring BESSY [7]. Hierzu wurde die Reflektivität von orientierten Proben als Funktion der Wellenlänge gemessen. In der Nähe der exzitonen Resonanz kommt es zu einem starken Anstieg der Reflektivität. Dieser Anstieg taucht bei einer Probe, deren Oberflächennormale in [111]-Richtung zeigt, bei einer 0,2 nm kleineren Wellenlänge auf, als der Anstieg der Reflektivität bei einer [100]-orientierten Probe (Abb. 6). Weiterhin lässt sich zeigen, dass diese Verschiebung der Exzitonenresonanz als Funktion der Orientierung genau einhergeht mit der gemessenen optischen Anisotropie in CaF_2 [7].

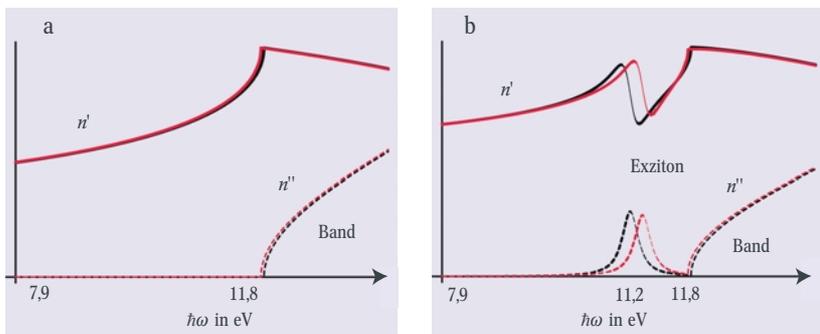


Abb. 4: Der dynamische komplexe Brechungsindex (n' : Realteil, n'' : Imaginärteil von n) für zwei Richtungen im Kristall, einmal für elektromagnetische Strahlung entlang der [111]-Richtung (rot) und einmal entlang der [100]-Richtung (schwarz) ausbreitet. Sowohl eine Anisotropie der

Bandkante (a) als auch eine Anisotropie des Exzitons (b) kann zu einer kleinen optischen Anisotropie führen. Dies kann auch bei Wellenlängen ($\lambda=157 \text{ nm} \rightarrow 7,9 \text{ eV}$) gelten, die zu weit kleineren Photonenenergien gehören.

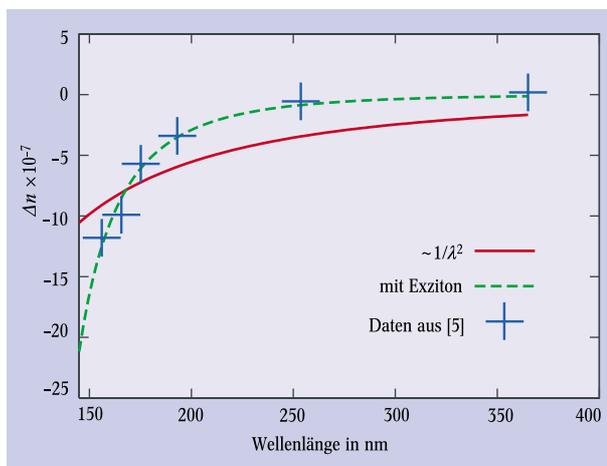


Abb. 5: Die gemessene Doppelbrechung, die durch räumliche Dispersion induziert wird (blaue Kreuze, nach [5]) stimmt gut mit der Wellenlängenabhängigkeit überein, die durch die Exzitonresonanz bei 112 nm induziert wird (grün). Die rote Kurve zeigt einen Fit aus einem $1/\lambda^2$ -Verlauf (s. Text).

Auswirkungen auf das optische Design

Der in Ref. [5] gemessene winzige Gangunterschied ist groß genug, dass die einzelnen Teilwellen auf dem Weg durch ein bis zwei Dutzend Linsen eines optischen Abbildungssystems einen so großen Gangunterschied akkumulieren, dass die daraus resultierende Kontrastschwäche ein aus Kristallen hergestelltes Objektiv unbrauchbar machen kann. Die Homogenität der optischen Abbildung wird also wesentlich durch Doppelbrechung bestimmt. Für Doppelbrechung fordern Hersteller von Linsensystemen für Lithographieobjektive Werte der Homogenität des Brechungsindex, die kleiner sind als $\Delta n/n=10^{-7}$. Die Doppelbrechung setzt sich hierbei aus dem Anteil zusammen, der durch Spannungen im Material induziert ist, und dem Anteil, der von der räumlichen Dispersion stammt. Letzterer wird oft auch als „intrinsische Doppelbrechung“ bezeichnet und kann entlang bestimmter Kristallorientierungen schon

eine Größenordnung über der geforderten Homogenität von 10^{-7} liegen. Die Bezeichnung „intrinsische Doppelbrechung“ ist etwas irreführend, da sie keine intrinsische Eigenschaft des Materials ist, sondern, wie wir oben gesehen haben, durch die Symmetriebrechung des Lichtes verursacht ist. Auch gibt es fundamentale Unterschiede zwischen gewöhnlicher Doppelbrechung und dem Effekt im kubischen Kristall. Bei gewöhnlich doppelbrechenden, nicht kubischen Kristallen gibt es eine oder zwei optische Achsen. Bei der durch räumliche Dispersion induzierten Doppelbrechung in kubischen Kristallen gibt es sieben optische Achsen, also sieben Achsen, entlang derer keine Doppelbrechung auftritt. Durch Symmetrieüberlegungen lässt sich zeigen, dass

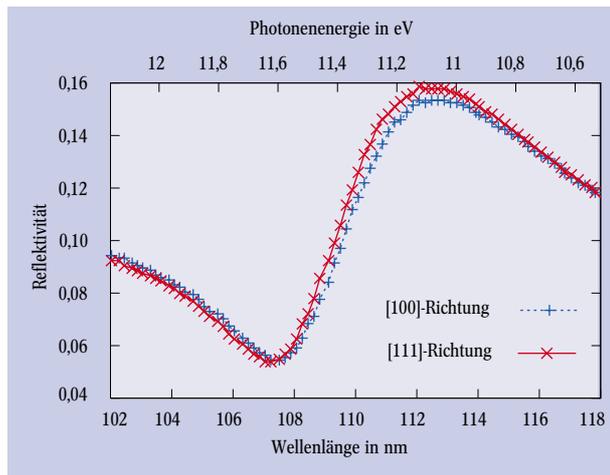


Abb. 6: Die wellenlängenabhängige Reflektivität von CaF_2 an der Exziton-Resonanz für zwei unterschiedliche Orientierungen von CaF_2 . Die roten (blauen) Symbole zeigen die Reflektivität an einer Oberfläche, deren Normale in [111]-Richtung ([100]-Richtung) zeigt [7].

dies die drei Achsen [100], [010] und [001] und die vier Achsen [111], [-111], [1-11] und [11-1] sind.

Wird jetzt beim optischen Design der Linsensysteme die Kristallorientierung berücksichtigt, so ist es möglich, in einem Photolithographie-Objektiv, das aus mehr als zwanzig Einzellinsen besteht, den Effekt um die gewünschte Größenordnung zu reduzieren. Dies geschieht durch ein gezieltes Anordnen von Linsen aus orientierten Kristallen. Beispielsweise lässt sich durch eine Kombination von zwei Linsenpaaren mit verschiedener Grundorientierung, [111]- und [100]-orientierte Kristalle, der Effekt um die gewünschte Größenordnung reduzieren. Somit hat der Effekt der durch räumliche Dispersion induzierten Doppelbrechung einen unmittelbaren Einfluss auf das Linsendesign für Lithographie-Scanner.

Fazit

Die räumliche Dispersion in kubischen Kristallen ist ein grundlegender Effekt aus der Festkörperforschung, der bislang nur in der akademischen Welt eine Rolle spielte. Mikroskopisch gibt es einen klaren Zusammenhang zwischen optischer Anisotropie und Exzitonendispersion. Für den Bau von Linsensystemen für die lithographische Strukturierung von Halbleitern hat der gemessene Gangunterschied von maximal $\Delta n/n \approx 10^{-6}$ wichtige Auswirkungen auf das Design der optischen Systeme. Hier müssen gezielt orientierte Kristalle mit Grundorientierungen in [111]- und [100]-Richtung

verwendet werden, die es erlauben, den maximalen Gangunterschied zweier Lichtstrahlen durch ein optisches System um eine Größenordnung auf $\Delta n/n < 10^{-7}$ zu reduzieren. Aufgabe der Materialhersteller ist es nun, Linsenmaterial in gezielten Orientierungen in entsprechender Qualität bereitzustellen. Von der Kristallzüchtung über die mechanische Bearbeitbarkeit der Kristalle, über das optische Linsendesign bis hin zum letztendlichen Aufbau eines Mikrolithographie-Objektivs hat der mikroskopische Effekt der durch räumliche Dispersion verursachten optischen Anisotropie einen starken Einfluss. Dies schlägt sich in dem Aufwand nieder, der zur Herstellung von Projektionssystemen für die 157-nm-Technologie betrieben werden muss und hat damit eine unmittelbare Bedeutung für die Roadmap der Mikrolithographie.

Danksagung

Am Schluss bedanke ich mich bei allen, die diese Untersuchung an CaF_2 unterstützt haben und ohne deren Input die vorliegende Arbeit nicht hätte zustande kommen können. Dies sind insbesondere M. Richter und A. Gottwald vom Radiometerlabor der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Berlin sowie L. Parthier und K. Knapp von der Schott Lithotec AG in Jena. Weiterhin bedanke ich mich bei J. Burnett vom National Institute of Standard and Technologies in Gaithersburg (USA) für wertvolle Hinweise.

Literatur

- [1] U. Stamm, H. Schwoerer und R. Lebert, Physik Journal, Dezember 2002, S. 33
- [2] H. A. Lorentz, Collected Papers, Martinus Nijhoff, Den Haag, Bd. II S. 79 und Bd. III, S. 314 (1936)
- [3] V. L. Ginzburg, JETP **34**, 1096 (1958)
- [4] E. G. Tsitsishvili, Sov. Phys. Dokl. **29**, 327 (1984) (Dokl. Akad. Nauk SSSR **275**, 1404 (1984))
- [5] J. H. Burnett, Z. H. Levine und E. L. Shirley, Phys. Rev. B, **64** 241102R (2001)
- [6] M. Letz, W. Mannstadt, M. Brinkmann, L. Parthier, G. Wehrhan und E. Mörsen, J. of Microlithography **2**, 112 (2005)
- [7] M. Letz, L. Parthier, A. Gottwald und M. Richter, Phys. Rev. B **67**, 233101 (2003)
- [8] S. Owa et al., Proc. SPIE **5040**, 763 (2003).

Der Autor

Martin Letz studierte Physik in Braunschweig, Stuttgart und Tartu (Estland) und promovierte 1995 an der Universität Stuttgart im Bereich der theoretischen Festkörperphysik. Es folgten Postdoc-Aufenthalte an der Queen's University in Kingston (Kanada) und an der Universität Mainz mit Arbeiten u. a. zur statistischen Physik von stark korrelierten quantenmechanischen Systemen, zur Lichtstreuung und zur Dynamik des Glasübergangs in molekularen Flüssigkeiten. Seit 2001 ist Martin Letz als wissenschaftlicher Referent für Quantenoptik in der zentralen Forschung bei Schott Glas in Mainz beschäftigt.

