

Photonische Kristalle

Mikrostrukturierte Festkörper eröffnen neue Wege zur Manipulation von Licht

Albert Birner, Kurt Busch, Frank Müller

Was Elektronen in Halbleiterkristallen widerfährt, erleben in tiefgehender Analogie Photonen („Lichtteilchen“) in Photonischen Kristallen: Mehrfachstreuungen an periodisch angeordneten „dielektrischen Atomen“ führen zur Ausbildung einer optischen Bandstruktur, welche sich fundamental auf die Lichtausbreitung sowie auf Emissionsprozesse in diesen meist künstlichen Strukturen auswirkt. Diese noch relativ neue Erkenntnis löste vor ungefähr zehn Jahren intensive, anfangs ausschließlich grundlagenorientierte Forschungsanstrengungen aus. Darauf aufbauend wurden neuartige, integriert-photonische Bauelemente vorgeschlagen, die durch ihre Miniaturisierung und hohe Effizienz völlig neue Anwendungsgebiete erschließen können. Mit der erstmaligen Realisierung solcher Bauelemente darf in den nächsten Jahren gerechnet werden. Dies könnte für die Photonik eine ähnlich stürmische Entwicklung einleiten, wie sie in der Elektronik in den letzten Jahrzehnten stattgefunden hat.

In Halbleitermaterialien breiten sich Elektronenwellen in einem durch die Kristallatome vorgegebenen, periodischen Potential aus. Dabei wird die Dispersionsrelation freier Elektronen modifiziert: Es kommt zur Ausbildung einer komplizierten Bandstruktur mit einer Bandlücke, die sich z. B. im Anregungsspektrum dieser Materialien nachweisen läßt (siehe Kasten „Photonische Bandstrukturen“). Durch gezieltes Einbringen von Defekten (Dotierung) kann man die elektronischen Eigenschaften dieser Werkstoffe seit vielen Jahrzehnten äußerst gezielt manipulieren, sozusagen maßschneidern. Die Auswirkungen sind wohlbekannt: Praktisch die gesamte moderne Elektronik basiert auf diesen Materialien, vornehmlich auf Silizium. Weit weniger bekannt ist, daß seit etwas mehr als zehn Jahren das optische Analogon zu elektronischen Halbleitern, die sogenannten Photonischen Kristalle, Gegenstand intensiver internationaler Forschung sind.

Bei Photonischen Kristallen handelt es sich um Materialien mit periodisch variierendem Brechungsindex, welche die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in ähnlicher Weise beeinflussen, wie dies für Elektronenwellen in z. B. einem Gitter aus Siliziumatomen der Fall ist. Ebenfalls in Analogie zu Halbleitern sollte dabei die Periodizität des zugrundeliegenden Gitters von

der Größenordnung der Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sein. Trotz weitreichender Analogien zwischen elektronischen Wellen in Halbleitern und elektromagnetischen Wellen in Photonischen Kristallen gibt es auch einige markante Unterschiede, wie man unschwer an den jeweiligen Bewegungsgleichungen erkennen kann. Darin werden Elektronen durch ein skalares Wellenfeld beschrieben, das elektromagnetische Feld dagegen besitzt vektoriellen Charakter.

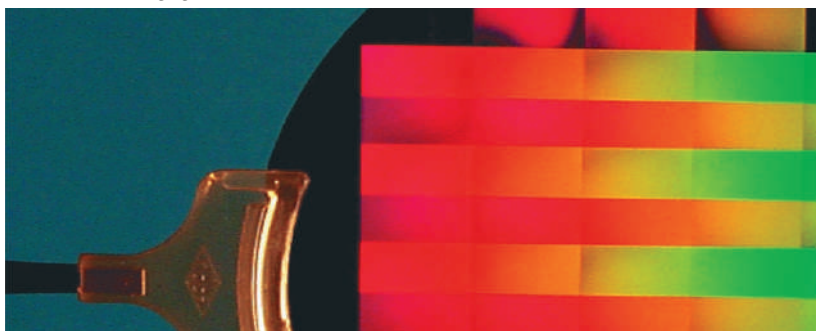


Abb. 1: An den ca. 3 Milliarden Porenöffnungen auf einem Silizium-Substrat, der Realisierung eines zweidimensionalen Photonischen Kristalls, wird Licht derart reflektiert, daß ein bunt schillerndes Interferenzbild entsteht. Die Poren mit einem Durchmesser von gut $1 \mu\text{m}$ sind in benachbarten Querstreifen abwechselnd in $1,5$ und $1,55 \mu\text{m}$ Rasterabstand angeordnet, was zu dem „Fußballraseneffekt“ führt.

Weiterhin erlaubt die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung Lösungen mit negativen Energieeigenwerten, während in der entsprechenden Wellengleichung der Elektrodynamik lediglich das Quadrat der Eigenfrequenzen auftritt, mithin negative Eigenwerte ausgeschlossen sind. Daß diese Unterschiede sich eher nachteilig auf die Bildung photonischer Bandlücken auswirken, mag man an den wenigen in der Natur vorkommenden Photonischen Kristallen erahnen. Von der Vielfalt optischer Erscheinungen sind lediglich die schillernden Effekte von Opalen und mancher Kristallite auf Schmetterlingsflügeln auf natürlich vorkommende Photonische Kristalle zurückzuführen. Wegen der extremen Miniaturisierungsanforderungen ist es erst seit kurzem, aufgrund bedeutender Fortschritte in den Nanotechnologien, aussichtsreich, Photonische Kristalle für den optischen Frequenzbereich in kontrollierter Weise künstlich herzustellen (Abb. 1). Als gesichert gilt, daß ihnen bei der Realisierung neuartiger optischer Bauelemente eine Schlüsselrolle zukommen

Dipl. Phys. Albert Birner, Dr. Frank Müller, Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, D-06120 Halle, birner@mpi-halle.mpg.de; Dr. Kurt Busch, Department of Physics, University of Toronto, 60 St. George St., Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada (ab 01.05.99: Institut für Theorie der Kondensierten Materie, Physikhochhaus, Universität Karlsruhe, 76128 Karlsruhe, e-mail: kurt@tkm.physik.uni-karlsruhe.de)

wird. Neben bedeutenden technologischen Aspekten eröffnen sie auch der Grundlagenforschung, insbesondere in der Quantenoptik, völlig neue Wege [1].

Neue Sichtweisen

Im Jahre 1987 erschienen nahezu zeitgleich zwei Artikel von Eli Yablonovitch und Sajeev John, welche Photonische Kristalle zum ersten Mal näher in das Blickfeld der breiten Physikeröffentlichkeit brachten: Eli Yablonovitch [2] betrachtete den angeregten Zustand eines Atoms, das in einem Photonischen Kristall sitzt. Er postulierte, daß für diesen Zustand die spontane Emission mit Übergangsfrequenzen, die in der Bandlücke des Photonischen Kristalls liegen, verboten sein müßte. Dieser angeregte Zustand kann somit nicht zerfallen und wird metastabil. Weiterhin sagte er voraus, daß in den Photonischen Kristall gezielt eingebrachte Defekte, ähnlich dem Dotieren von Halbleitern, räumlich lokalisierte Zustände erzeugen müßten, die energetisch innerhalb der Bandlücke liegen.

Einen gänzlich anderen Blickwinkel hatte Sajeev John [3]: Mehrere Gruppen, die sich mit der Ausbreitung von Licht in ungeordneten Medien beschäftigt hatten, konnten zwar das optische Analogon zur schwachen Lokalisierung von Elektronen, die so-

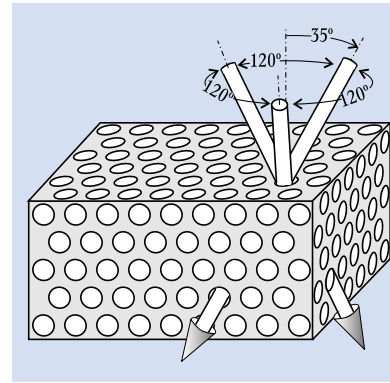


Abb. 2: Durch das Bohren dünner Kanäle in ein Dielektrikum haben Yablonovitch et al. erstmals einen Photonischen Kristall mit einer vollständigen Bandlücke im Mikrowellenbereich hergestellt [4].

nannte „kohärente Rückstreuung“, beobachten, waren aber bei der Suche nach starker Lokalisierung (siehe Kasten „Anderson-Lokalisierung“) erfolglos geblieben. Sajeev John argumentierte nun, daß Anderson-Lokalisierung von Licht, statt wie im elektronischen Fall durch das Einbringen von Störstellen in ein homogenes Material, durch das „Amorphisieren“ eines Photonischen Kristalls möglich sein müßte: Die Bandlücke solcher Kristalle bietet ideale Bedingungen für das Entstehen von zunächst isolierten photonischen Defektzuständen, die sich mit zunehmender Unordnung zu

Photonische Bandstrukturen

Zur Berechnung photonischer Bandstrukturen ist es am einfachsten, auf die Methoden der elektronischen Bandstrukturberechnung zurückzugreifen. Dabei müssen aber verschiedene Anpassungen vorgenommen werden, die den spezifischen Unterschieden von photonischen und elektronischen Kristallen Rechnung tragen. Zum einen handelt es sich beim elektromagnetischen Feld um eine vektorielle Größe, für das skalare Näherungen unzureichend sind. Zum anderen sind die „Streupotentiale“ der dielektrischen Atome wohldefiniert und müssen nicht selbstkonsistent bestimmt werden. Als Ausgangspunkt wollen wir die Wellengleichung für ein magnetisches Feld mit harmonischer Zeitabhängigkeit $e^{i\omega t}$ in einem dreidimensionalen, unendlich ausgedehnten Photonischen Kristall verwenden. Sofern sich alle verwendeten Materialien in der dielektrischen nicht aber in der magnetischen Permeabilität unterscheiden, erhalten wir durch Kombination der Maxwell-Gleichungen folgende Wellengleichung:

$$\nabla \times (\epsilon_p^{-1}(\vec{r}) \nabla \times \vec{H}(\vec{r})) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (1)$$

In $\epsilon_p(\vec{r})$ steckt dabei die gesamte Information über die räumlich periodische Struktur des Photonischen Kristalls. Zur Bestimmung der photonischen Dispersionsrelation ist es nun am einfachsten, die Wellengleichung (1) in dem zum Kristallgitter (dualen) reziproken Gitter zu betrachten. Diese Vorgehensweise erlaubt es uns, die Eigenmoden des Photonischen Kristalls kompakt durch

einen Kristallimpuls \vec{k} sowie einen Bandindex n zu numerieren, wobei die Kristallimpulse in der ersten Brillouin-Zone des reziproken Gitters liegen. Die Dispersionsrelation der Photonen im unendlichen Impulsraum wird also auf die 1. Brillouin-Zone zurückgefaltet. Wie im Text erläutert, spielt neben der Dispersionsrelation die photonische Zustandsdichte $N(\omega)$ beim Verständnis der Eigenschaften Photonischer Kristalle eine entscheidende Rolle. Die photonische Zustandsdichte $N(\omega)$ definiert sich durch das „Abzählen“ der im Photonischen Kristall erlaubten Zustände mit einer vorgegebenen Frequenz ω , d. h.

einer Summe über alle Bänder sowie ein Integral über die 1. Brillouin-Zone einer Diracschen δ -Funktion gemäß

$$N(\omega) = \sum_n \int_{\text{LBZ}} d^3k \delta(\omega - \omega_n(\vec{k})). \quad (2)$$

Zur numerischen Berechnung bedienen wir uns wiederum der Methoden der elektronischen Bandstrukturtheorie. Ausführlichere Beschreibungen der oben angedeuteten Verfahren finden sich z.B. in [10]. Abb. 1, links, zeigt zunächst Bandstrukturen und Zustandsdichten für den Photonischen Kristall aus Abbildung 5, die wir mit den oben skizzierten Methoden berechnet haben. Wie bereits angesprochen, entkoppeln bei

solchen zweidimensionalen Photonischen Kristallen die Polarisationen des elektromagnetischen Feldes vollständig, sofern wir uns auf die Ausbreitung senkrecht zu den Zylinderachsen beschränken. Wir können also die Polarisation des elektrischen Feldes parallel (E-Polarisation) und senkrecht (H-Polarisation) zu den Zylinderachsen getrennt berechnen. In Abb. 1, rechts, finden sich die zugehörigen zweidimensionalen Zustandsdichten. Wie aus der elektronischen Bandstrukturrechnung bekannt, gilt auch hier, daß flache Bänder in der Bandstruktur zu hohen Zustandsdichten führen und umgekehrt.

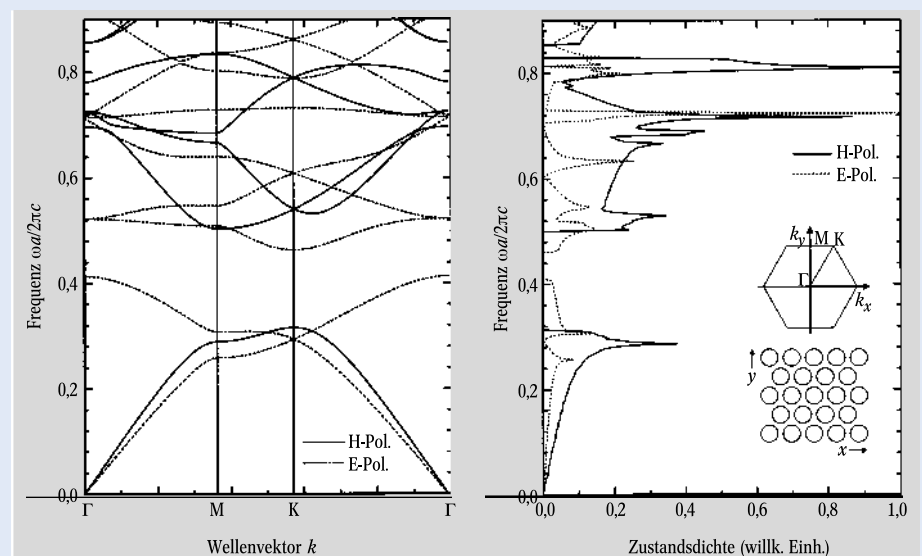


Abb. 1: Photonische Bandstruktur für einen zweidimensionalen Photonischen Kristall mit einer hexagonalen Anordnung von zylindrischen

Löchern (links). Darstellung der frequenzabhängigen Zustandsdichte (rechts). Die Einfügungen stellen schematisch ein hexagonales Gitter sowie das zugehörige

reziproke Gitter dar. Der irreduzible Teil der 1. Brillouin-Zone ist samt den Hochsymmetriepunkten Γ , M und K hervorgehoben.

einem Kontinuum von Anderson-lokalisierten Zuständen verdichten können. Bildlich könnte man sich einen lokalisierten Photonenzustand als eine Art Käfig mit unscharf definierten Wänden vorstellen, durch den die Ausbreitung von Lichtwellen auf einen kleinen Raumbereich eingeschränkt werden kann. Natürlich handelt es sich hier nicht um ein permanentes Einfangen und Einsperren von Photonen, wie dies den Schildbürgern für die dauerhafte Ausleuchtung ihres fensterlosen Rathauses vorschwebte, dennoch ist die Verweilzeit in diesen Kavitäten auf einer photonischen Zeitskala enorm lang und kann mehrere Größenordnungen über der reinen Transitzeit ohne Photonischen Kristall liegen.

Aufgrund der Linearität der Maxwell-Gleichungen sind photonische Bandstrukturen im Frequenzraum skalierbar, d. h. die Frequenzen der Bandlücken sind umgekehrt proportional zum Abstand der „dielektrischen Atome“. Dies brachte Eli Yablonovitch auf die Idee, Photonische Kristalle zunächst mit Perioden im Millimeterbereich mittels Feinmechanik herzustellen, um deren Bandlücken durch Mikrowellenexperimente nachzuweisen. Er wollte einen Photonischen Kristall mit einer vollständigen Bandlücke bauen, der Ausbreitung für Licht einer bestimmten Frequenz in allen drei Raumrichtungen und unabhängig von der Lichtpolarisation durch eine Bandlücke zu verbieten vermochte. Anschaulich mußte die Brillouin-Zone des Photonischen Kristalls so beschaffen sein, daß für alle Raumrichtungen bei ungefähr denselben Frequenzen stehende Wellen erhalten werden konnten. Deshalb sollte die Brillouin-Zone der Struktur möglichst kugelförmig sein. Also wurde für die photonischen Atome, d. h. für die periodisch angeordneten dielektrischen Streuzentren, die kubisch-flächenzentrierte Kristallstruktur (fcc) als die aussichtsreichste erachtet. Bandstrukturrechnungen zeigten jedoch, daß bei einer einatomigen Basis selbst für beliebig hohen Kontrast keine vollständige Bandlücke auftritt.

Der Durchbruch gelang schließlich Theoretikern der Iowa State University [5]: Sie entdeckten eine vollständige Bandlücke für eine Anordnung photonischer Atome gemäß der Diamantstruktur, einer fcc-Struktur mit zweiatomiger Basis, welche eine bei der einatomigen fcc-Struktur auftretende Polarisationsentartung gerade aufhebt. Eine entsprechende, bei Eli Yablonovitch angefertigte Struktur, die mittlerweile unter dem Namen „Yablonovite“ bekannt wurde [4], war der erste Photonische Kristall mit vollständiger Bandlücke, wenn auch die Bandlücke nur im Mikrowellenbereich lag (Abb. 2).

Anderson-Lokalisierung

Unter schwacher Lokalisierung versteht man die konstruktive Interferenz sich ausbreitender Wellen in Rückstreuung, was sich z. B. bei Elektronen in einem zunehmend verunreinigten Metall durch eine Absenkung der Leitfähigkeit ausdrückt. Bei weiter zunehmender Verunreinigung können diese Korrekturen die Leitfähigkeit des Metalls zum Verschwinden bringen: Die ursprünglich ausgedehnten Wellenfunktionen werden lokalisiert, es kommt zu einem sogenannten quantenmechanischen Metall-Isola-

tor-Übergang. Diesen lediglich auf Interferenz beruhenden Effekt hatte P. W. Anderson bereits 1958 vorhergesagt. Die experimentelle Bestätigung erwies sich aber besonders aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen als äußerst schwierig. Daher sind seit Anfang der 80er Jahre Anstrengungen im Gange, Anderson-Lokalisierung klassischer Wellen nachzuweisen, um das damit verbundene gegenwärtige Verständnis der Wellenausbreitung in stark streuenden Medien zu untermauern.

Der markanteste Nachteil am Yablonovite ist, daß er sich nicht ohne weiteres miniaturisieren läßt, da man z. B. für Kristalle im optischen Spektralbereich präzise, dreidimensional angeordnete Kanäle mit weniger als $1\ \mu\text{m}$ Durchmesser in Dielektrika bohren müßte. Für Photonische Kristalle im optischen Frequenzbereich mußte man folglich neue Herstellungsarten entwickeln bzw. nach neuen Strukturen Ausschau halten: Wiederum war es die Iowa State Gruppe, die eine einfach mi-

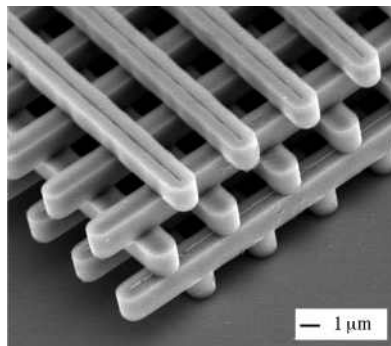


Abb. 3: Die Lincoln-log Struktur, aus Si-Stäben aufgeschichtet [6]. Eine Einheitszelle erstreckt sich in vertikaler Richtung über vier Ebenen. Die photonische Bandlücke dieser Struktur liegt etwa bei einer Wellenlänge von $11\ \mu\text{m}$ (Vakuumwellenlänge). (Quelle: S. Lin et al., Sandia National Labs, USA)

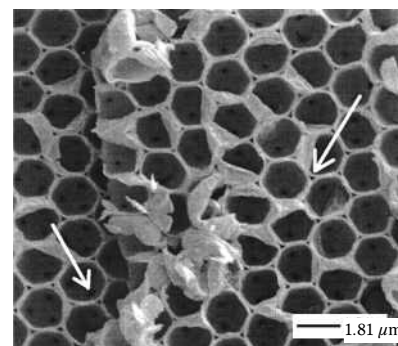


Abb. 4: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von räumlich periodischen Strukturen, die durch Infiltration eines künstlichen Opals mit Titanoxid und anschließendem selektiven Entfernen des Opals hergestellt wurde. Die Pfeile deuten auf Löcher in der Struktur hin, die durch die verbundenen Hälse der Opalmatrix (links) oder durch unvollständige Infiltration der Hohlräume (rechts) entstanden sind. (Quelle: J. E. G. J. Wijnhoven, Universität van Amsterdam, Niederlande)

niaturisierbare Anordnung, die sogenannte Lincoln-log Struktur entdeckte [6]. Wie man in Abb. 3 sieht, ähnelt die Struktur einem luftigen Holzstoß, daher der Name (log ist englisch für Holzklötzchen).

Hatte der erste dieser Kristalle noch eine Bandlücke bei einer Frequenz von 13 GHz (das entspricht einer Wellenlänge von ca. 2,3 cm), so wurde vor kurzem mittels Mikrostrukturierung von Silizium-Wafern ein Kristall mit einer Bandlücke bei einer Wellenlänge von $11\ \mu\text{m}$ fabriziert [6]. Die bisher erzielten Ausdehnungen dieser Kristalle waren jedoch vergleichsweise klein, und der Aufwand zur Realisierung größerer Strukturen ist nicht unerheblich. Der oben erwähnte Kristall umfaßt z. B. lediglich 1,25 Perioden in vertikaler Richtung; es ist also etwas umstritten, hier von einem „echten“ Photonischen Kristall zu sprechen.

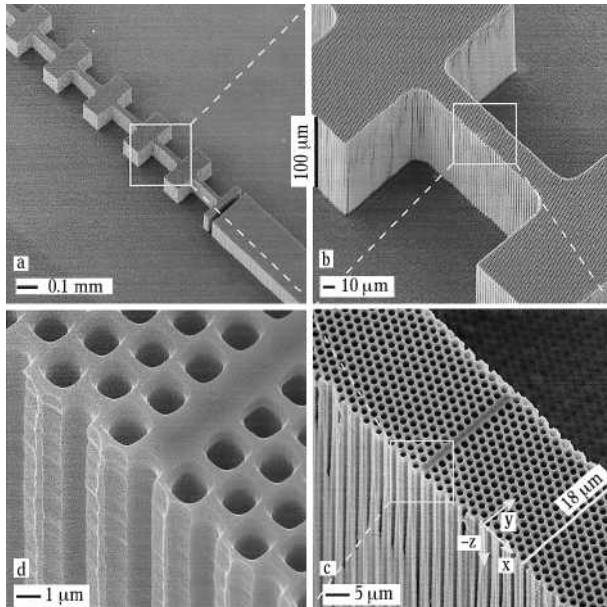
Aktuelle Entwicklungen

Ein anderer Weg bei der Herstellung dreidimensionaler Photonischer Kristalle wird von Gruppen bei Allied Signal, USA, und an der Universität van Amsterdam beschritten: Kolloide formen unter geeigneten Bedingungen periodische Strukturen, die sich in allen drei Raumrichtungen über mehrere hundert Einheitszellen ausdehnen können [7]. Die für diese Technik bisher verwendbaren Materialien besitzen jedoch nur recht kleine Brechungsindizes, und die damit herstellbaren Kristalle kubischer Symmetrie haben selbst für größtmögliche Brechungsindexverhältnisse $\eta = n_2/n_1$ der beiden Materialien keine vollständigen photonischen Bandlücken. Aufgrund eines neuen Ansatzes, der sog. invertierten Opale, kann man aber erwarten, daß bald auf Kolloiden basierende Photonische Kristalle

mit vollständiger Bandlücke bei optischen Frequenzen hergestellt werden können.

Erst kürzlich hat die Gruppe an der Universität van Amsterdam erstmals über die erfolgreiche Herstellung invertierter Opale berichtet [8]. Abbildung 4 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahme des Photonischen Kristalls mit einer Gitterkonstante von ca. $0,5 \mu\text{m}$. Einzige Wermutstropfen dieser Technik sind die bisher erreichten Brechungsindexverhältnisse:

Abb. 5: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines breitenmodulierten Streifens von makroporösem Si auf Si-Substrat (a). Die $100 \mu\text{m}$ hohen Porenwände sind in Transmissionsrichtung ca. $18 \mu\text{m}$ breit (b). Durch Auslassung von Poren wurde eine Wellenleiterstruktur eingebaut (c). Bedingt durch die hier gewählte Abschniddelelinie im hexagonalen Raster bekommt die Seitenwand eine gitterartige Oberfläche (d).



Sie liegen mit $\eta \approx 2,7$ noch etwas unterhalb der Schwelle $\eta_s = 2,9$, die es für eine vollständige Bandlücke zu überwinden gilt [9]. Anstrengungen, andere Materialien mit höheren Brechungsindizes zu verwenden, sind aber bereits im Gange. Theoretische Studien zeigen, daß man z. B. für einen invertierten Opal aus Silizium bzw. Germanium im Optimalfall eine Bandlückenbreite von ca. 10% bzw. 15% der Mittenfrequenz der Bandlücke erhalten kann [10]. Somit darf in Kürze mit den ersten Photonischen Kristallen mit vollständiger Bandlücke im optischen Frequenzbereich gerechnet werden.

Zweidimensionale Photonische Kristalle

Belassen wir die Periodizität in der xy -Ebene und bauen die z -Richtung homogen auf, so kann die Ausbreitung in der xy -Ebene wiederum durch eine Bandstruktur beschrieben werden, welche unter geeigneten Bedingungen Bandlücken aufweist. Das so entstandene Gebilde bezeichnen wir als Photonischen 2D-Kristall. Charakteristisch für diesen ist die Entkopplung des elektromagnetischen Vektorfeldes in Felder zweier verschiedener Polarisationsrichtungen. 2D-Kristalle bringen herstellungstechnische Vorteile mit sich, da sich bekannte Verfahren, die zur Ausbildung kolumnarer Strukturen führen, verwenden lassen [11]. 2D-Kristalle wurden bis vor kurzem entweder aus einer makroskopischen Anordnung von Stäbchen oder aus kleinen Bündeln von Glasfasern aufgebaut und anschließend im Mikrowellen- bzw. Infrarotbereich studiert. Einen Durchbruch brachte der Versuch von Ulrike Grüning und Volker Lehmann, Siemens AG München, den von ihnen entwickelten Prozeß des elektrochemischen Wachsens regelmäßig angeordneter Makroporen in Silizium zu verwenden. Die hiermit möglich gewordenen Strukturen zeigten erstmals eine vollständige, zweidi-

mensionale Bandlücke im Infrarotbereich um $4,9 \mu\text{m}$ Wellenlänge [12].

Abbildung 5 zeigt in einer REM-Aufnahme Wände einer weiterentwickelten Form von makroporösem Silizium, mit der Bandlücken zwischen $3 \mu\text{m}$ und $4,5 \mu\text{m}$ Wellenlänge realisiert werden können [13]. Diese Strukturen werden am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik untersucht. Die regelmäßige Anordnung der Poren in einem hexagonalen Gitter wird beim Makroporenätzen durch photolithographisch erzeugte Ätzkeime erreicht. Bei diesen beginnen die Poren senkrecht ins Substrat hinein zu wachsen, wobei die bislang erreichten Aspektverhältnisse (Verhältnis von Strukturhöhe zu Strukturbreite) über 500 liegen und selbst Porendurchmesser bis herab zu 100 nm möglich sein könnten [11]. Die Transmission einer solchen Probe ohne Defekte senkrecht zur Porenachse wird in Abb. 6 verglichen mit einer Transmissionsrechnung, die auf der Methode der Entwicklung nach ebenen Wellen beruht. Die theoretisch vorhergesagte Lage der Bandlücke, die sich hier in Form fehlender Transmission ausdrückt, kann im Experiment gut bestätigt werden. Kürzlich durchgeführte Lasertransmissionsexperimente, bei denen ein gut fokussiertes Lichtbündel durch wenige Porenreihen geschickt wurde, ergaben eine Intensitätsabschwächung von mindestens 5 dB pro Porenreihe ($> 3 \times 10^4 \text{ dB/cm}$) für Wellenlängen, die innerhalb der Bandlücke lagen.

Die Transmission zu messen ist eine naheliegende Charakterisierungsmethode. Viel spannender dürften Lebensdaueruntersuchungen an angeregten Zuständen von solchen Leuchtzentren sein, bei denen die Wellenlänge des bevorzugten, strahlenden Relaxationskanals mit der photonischen Bandlücke des Wirtsmaterials überlappt. In der nächsten Generation von 2D Kristallen werden die Strukturen um einen Faktor drei verkleinert. Dann verschiebt sich die photonische Bandlücke ins Nahe Infrarot, wo man aus einer großen Zahl interessanter organischer und anorganischer Leuchtzentren auswählen kann. Zudem wird man in der Lage sein, von den drei kommerziell interessanten „Telekommunikationsfenstern“ die beiden langwelligen (bei $1,3 \mu\text{m}$ und $1,55 \mu\text{m}$ Wellenlänge) abzudecken.

Ein perfekt regelmäßiger Photonischer Kristall ist zunächst eine Miniaturform eines mehrdimensionalen, hochreflektierenden Spiegels für Wellenlängen inner-

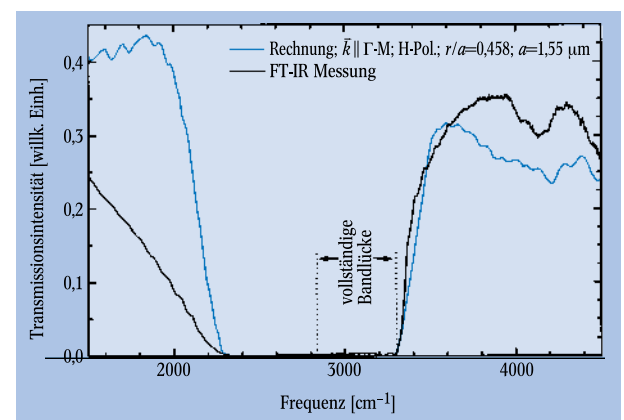


Abb. 6: Gegenüberstellung von Transmissionrechnung und Transmissionsmessung in Γ -M-Richtung für H-Polarisation. Die beiden gepunkteten Linien markieren das Frequenzintervall der vollständigen Bandlücke, in der es unabhängig von Polarisation und Richtung in der xy -Ebene keine Ausbreitung in diesem Kristall gibt.

halb der Bandlücke. Durch die oben angesprochene Möglichkeit, die Porenkeime und damit den genauen Porenort mittels Lithographie festlegen zu können, lassen sich Defektstrukturen erzeugen, die zu einer lokalen Brechung der Translationssymmetrie führen. Damit erzielt man qualitativ neuartiges: Zustandsbänder oder lokalisierte photonische Zustände, die in der photonischen Bandlücke liegen können. Typische Defektstrukturen sind beispielsweise Wellenleiterstrukturen und Mikroresonatoren sehr hoher Güte. Modellierung von Defektstrukturen in 2D-Kristallen ist ein sehr vielversprechender, neuer Ansatz, um „all-optical“ Photonik, die Technologie des Schaltens von Licht durch Licht, im Mikrometermaßstab zu realisieren. Speziell bei makroporösem Silizium hat man den Vorteil, daß eine gemeinsame Integration mit elektronischen Bauelementen machbar ist.

Eindimensionale Photonische Kristalle

Am weitesten fortgeschritten ist die Herstellung und Untersuchung Photonischer Kristalle naturgemäß bei den einfachsten, den eindimensional periodischen Strukturen, welche z. B. seit vielen Jahrzehnten in optischen Labors als dielektrische Spiegel (Bragg stacks) und Interferenzfilter Verwendung finden. Einen interessanten Ansatz, integrierte Strukturen herzustellen, machte kürzlich die Gruppe um Lionel C. Kimerling am MIT in Cambridge [14], die auf einem SOI-Substrat (Silicon-On-Insulator) einen Wellenleiter mit einem Durchmesser von ca. $0,5 \mu\text{m}$ mittels Röntgenlithographie derart strukturierte, daß eine periodische Anordnung mit einer genau definierten, isolierten Defektstelle entstand (vgl. Abb. 7, links). Man kann sich diese Struktur als Resonator relativ hoher Güte vorstellen, in dem am Ort der Defektstelle eine drastische Überhöhung der elektromagnetischen Feldstärke stattfindet. Bei der Resonanzfrequenz ist dabei eine Transmissionsintensität von ca. 80 % relativ zur Transmissionsintensität außerhalb der Photonischen Bandlücke gemessen worden (Abb. 7, rechts). Der Gütefaktor der Resonanz bei der Wellenlänge λ_c mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$, $Q = \lambda_c / \Delta\lambda$, lag mit einem Wert von 265 nur unwesentlich unter dem errechneten Wert von 280.

Anwendungen in der Elektrodynamik

Wozu sind Photonische Kristalle denn nun gut? Sofort ins Auge springen die oben erwähnten Anwendungen als dielektrische Spiegel: Elektromagnetische Wellen, deren Frequenz in einer Bandlücke des Photonischen Kristalles liegt, können sich darin nicht ausbreiten und werden zu 100 % reflektiert. So wurden z. B. Miniatur-Antennen auf Photonischen Kristallen montiert, was ihre Abstrahlcharakteristika stark verbesserte. Weitere Einsatzfelder, besonders für zweidimensionale Photonische Kristalle, sind die Frequenz-, Richtungs- und Polarisationsfilterung. In Analogie zu elektronischen Halbleitern kann man, wie bereits erwähnt, durch den Einbau von Defektstrukturen lokal die Zustandsdichte innerhalb der Bandlücke modifizieren. In makroporösem Silizium sind die einfachsten denkbaren Defektstrukturen durch fehlende Porenzylinder im Sinne von Punkten und Linien zu realisieren (vgl. Abb. 8). Ein Punktdefekt führt zu definierten, lokalisierten Zuständen in der Bandlücke: Ein Wellenpaket, das zur Eigenfrequenz eines solchen Punktdefekts resonant ist, und das sich am Ort eines Punktdefekts befindet, kann diesen in Richtung senkrecht zu den Po-

renachsen nicht verlassen, d. h. es wird innerhalb der ersten Porenebenen, in die es eindringt, wieder zurückgestreut. Das Wellenpaket ist „um den Ort des Punktdefekts lokalisiert“.

Transmissionsmessungen bilden wiederum eine wichtige Methode zur Charakterisierung von Defekten in Photonischen Kristallen: Man findet eine Resonanz, welche diejenigen Wellenpakete kennzeichnet, die zum Punktdefekt durchtunneln können, um dort für eine begrenzte Zeit gefangen zu bleiben. Durch ihre lange Aufenthaltsdauer im Resonator tragen sie zur Erhöhung der elektromagnetischen Feldstärke am Ort des Defektes bei, bevor sie schließlich durch einen weiteren Tunnelprozeß den Punktdefekt wieder verlassen. Da die optische Ausdehnung des Defektes $\lambda/2$ der resonanten Mode entspricht, kann die Resonanzfrequenz durch Variation der Ausdehnung, und damit des Modenvolumens, eingestellt werden. Nach einem bislang

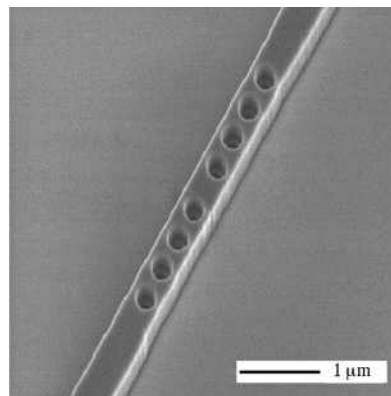
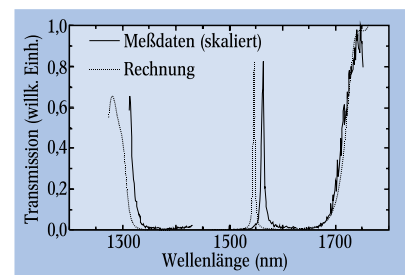


Abb. 7: REM-Aufnahme einer eindimensionalen Wellenleiterstruktur aus Si (links). Ähnlich wie in einem Fabry-Perot-Resonator,



bilden die vier periodisch angeordneten Löcher zu beiden Seiten des Defekts jeweils einen dielektrischen Spiegel. Bei der Resonanzwellenlänge $\lambda_c = 1560 \text{ nm}$ paßt genau eine halbe Wellenlänge zwischen die beiden Spiegel. Die resonanzartige Funktion des Wellenleiters wird durch die Transmissionsmessung bestätigt (rechts). (Quelle: J. S. Foresi et al., MIT Cambridge, USA)

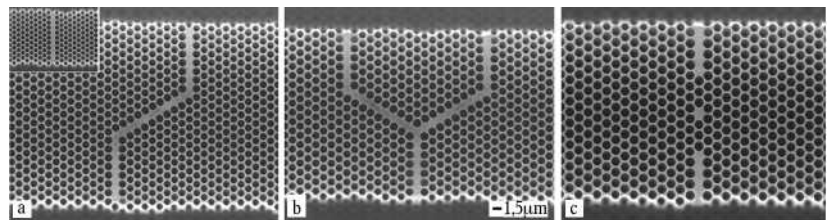


Abb. 8: REM-Aufnahmen linienartiger Defektstrukturen in makroporösem Si. Durch eine Verkettung von Punktdefekten können gerade und geknickte (a) Strukturen

eingebaut werden. Durch Kombination lassen sich bereits Funktionselemente, wie z. B. ein integrierter Strahlteiler (b) oder Resonator (c) verwirklichen.

nicht realisierten Vorschlag Eli Yablonovitchs könnte man den aktiven Bereich einer LED und die Eigenschaften eines mit einem Punktdefekt entsprechend „dotierten“ Photonischen Kristalls derart verknüpfen, daß die LED nur in diese Resonatormode abstrahlen kann, da alle anderen relevanten Frequenzen in photonischen Bandlücken liegen. Mit solch einer „Single Mode Light Emitting Diode“ ließen sich laserähnliche Kohärenz mit extremer Robustheit und vor allem einer dramatisch verbesserten Lichtauskoppelleffizienz aus dem aktiven Chip kostengünstig kombinieren.

Eine Verkettung von Punktdefekten führt zur Ausbildung eines Defektbandes innerhalb der Bandlücke und somit zu einer Möglichkeit, Wellenleiterstrukturen nahezu beliebiger Form zu realisieren. Beispielhaft ist dies in Abbildung 8a-c wiedergegeben. Die Möglich-

keit, Licht verlustfrei um engste Windungen und Ecken zu führen, könnte zu einer „optischer Verdrahtung im Mikrometermaßstab“ führen.

Hier sei noch erwähnt, daß kürzlich an der Universität Würzburg von der Gruppe um Alfred Forchel ein Modellsystem entwickelt wurde, das zur Untersuchung von an Defekten lokalisierten Photonen dienen kann [15]. Dieses Modellsystem besteht aus gekoppelten, nulldimensionalen photonischen Systemen, sog. photonischen Atomen. Diese können sehr flexibel zu „Molekülen“ oder ausgedehnten Photonischen Kristallen kombiniert werden.

Jenseits von Maxwell

Die Kontrolle der Lichtausbreitung mittels Photonischer Kristalle eröffnet auch außerhalb der klassischen Elektrodynamik gänzlich neue Möglichkeiten, besonders in den Bereichen der nicht-linearen Optik und der Quantenoptik. Um den Rahmen dieses Artikels nicht zu sprengen, werden wir exemplarisch je einen Aspekt diskutieren.

Ein mittlerweile wohlbekanntes Phänomen, nicht nur in der Optik, sind Solitonen: Solitonen sind Lösungen nicht-linearer Wellengleichungen und lassen sich beispielsweise bei starkem Regenguß auf abfallenden Straßen in Form von stufenartigen Wellen beobachten. Charakteristisch für Solitonen ist dabei, daß sie ihre Form während der Ausbreitung nicht verändern, sie sind dispersionsfrei. In einem nicht-linearen Dielektrikum, d. h. bei intensitätsabhängigem Brechungsindex, kann das Zerfließen eines Wellenpaketes während seiner Ausbreitung aufgrund von Dispersion durch Selbstfokussierungseffekte kompensiert werden. Die zeitliche Stabilität macht Solitonen z. B. besonders attraktiv für die Nutzung als Informationsträger, weil man mit Solitonen Signale extrem hoher Pulsraten über weite Strecken schicken kann, ohne ein Verwaschen von aufeinanderfolgenden Pulsen befürchten zu müssen.

In eindimensionalen Photonischen Kristallen studiert man schon seit geraumer Zeit die Ausbreitung eines neuen Typs von Solitonen, der sogenannten Gap-Solitonen. Dabei geht man von einem Puls aus, dessen Trägerfrequenz in der Bandlücke eines Photonischen Kristalls liegt. Aufgrund eines intensitätsabhängigen Brechungsindex mindestens einer der Komponenten des Kristalls kann ein energiereicher Puls die photonische Bandstruktur lokal so weit „verbiegen“, daß seine Trägerfrequenz sich außerhalb der Bandlücke wiederfindet. Der Puls erschafft sich also, während er sich ausbreitet, einen eigenen Transmissionskanal. Das Studium von Gap-Solitonen in zwei- bzw. dreidimensionalen Photonischen Kristallen befindet sich noch ganz am Anfang, verspricht aber eine Fülle von interessanten Phänomenen. Verglichen mit eindimensionalen Strukturen bietet die Bandstruktur höherdimensionaler Kristalle qualitativ neue Eigenschaften, deren Nutzung an dieser Stelle nur angedeutet werden kann. Beispielsweise ist i. a. die Bandlücke in einer Hochsymmetrie-richtung gegen die einer anderen leicht verschoben, und die zugehörigen Moden des Photonischen Kristalls besitzen verschiedene Symmetrien. Dadurch ergibt sich eine Vielzahl von Solitontypen mit unterschiedlichen Schwellenintensitäten und Ausbreitungsgeschwindigkeiten [16]. Es ist also denkbar, mit einem Soliton ein zweites Soliton zu schalten oder es in eine andere Richtung umzuleiten. Dabei kann man sich das erste

Soliton als eine Art Eisbrecher für ein zweites Soliton derart vorstellen, daß es aufgrund seiner Intensität dem zweiten Soliton einen zuvor verwehrten Kanal durch das „Eis“ der photonischen Bandlücke bricht, wobei die Richtung des Kanals durch das erste Photon vorgegeben ist. Da die Eisrinne in unserem Bild auf einer Zeitskala von Pikosekunden wieder zufriert, hat man es hier mit ultraschnellen Phänomenen zu tun. Der Gedanke an einen optischen Transistor ist nicht abwegig.

Die Quantenoptik ist ein weiteres Arbeitsgebiet, in dem Photonische Kristalle qualitativ neue Möglichkeiten bieten: Vereinfacht ausgedrückt, erlaubt ein Maßschneidern der photonischen Zustandsdichte mittels Photonischer Kristalle eine weitgehende Kontrolle der Emissioncharakteristika entsprechender Leuchtzentren. Zur Illustration wollen wir das qualitative Verhalten eines idealisierten Zwei-Niveau-Atoms in einem Photonischen Kristall diskutieren. Liegt die Relaxationsfrequenz des angeregten Atoms in einer photonischen Bandlücke, so kann es nicht durch einen Ein-Photon-Prozeß in den Grundzustand zurückfallen. Vielmehr bildet sich ein gebundener Atom-Photon-Zustand. Sofern man sich für die Relaxation des Atoms auf Zwei-Photonen-Prozesse beschränkt, ergeben Modellrechnungen für Frequenzen tief in der Bandlücke Lebenszeiten des angeregten Zustands von mehreren Tagen [17]. Aufgrund der für quantenoptische Rechnungen typischen Idealisierungen ist diese Lebensdauer für reale Systeme sicher um einiges zu hoch. Es darf aber erwartet werden, daß die Lebensdauer angeregter Atome und Moleküle in geeigneten Photonischen Kristallen um Größenordnungen über ihrer Vakuumlebensdauer liegen wird. Allein diese Möglichkeit zur Kontrolle der spontanen Emission mittels maßgeschneiderter Zustandsdichten wäre bereits für die experimentelle Quantenoptik von enormer Bedeutung (vgl. Übersichtsartikel von Herbert Walther [18]).

Besonders interessante Vorgänge spielen sich für Übergangsfrequenzen in der Nähe einer Bandkante ab. In diesem Frequenzbereich flacht die Dispersionsrelation deutlich ab (s. Kasten „Photonische Bandstrukturen“), was zu einer sehr niedrigen Gruppengeschwindigkeit führt. Dies kommt einer Verstärkung der Photon-Atom-Wechselwirkung gleich. Der Einfachheit halber wollen wir die Diskussion auf ein Atom mit angeregtem Zustand $|e\rangle$ und Grundzustand $|g\rangle$ sowie zwei entsprechenden Zuständen der Mode des elektrischen Feldes mit keinem Photon $|0\rangle$ bzw. einem Photon $|1\rangle$ reduzieren. In Analogie zur Bildung eines „bindenden“ sowie eines „antibindenden“ Zustands beim Ammoniakmolekül formen die „nackten“ Eigenzustände $|g\rangle \otimes |1\rangle$ und $|e\rangle \otimes |0\rangle$ des freien Photon-Atom-Systems aufgrund der Wechselwirkung entsprechende, energetisch aufgespaltene Kombinationen, die man in der Quantenoptik zusammenfassend als „angezogene“ Zustände (dressed states) bzw. als Rabi-Duplett bezeichnet. Um das dynamische Verhalten eines anfänglich im angeregten Zustand befindlichen Atoms zu verstehen, muß man sich diesen Anfangszustand aus einer Linearkombination der Zustände des Rabi-Dupletts zusammengesetzt vorstellen, welche sich aufgrund der Aufspaltung zeitlich verschieden entwickeln. Sofern sich das Photon in einer idealen Kavität, z. B. einer photonischen Bandlücke, befindet, wird also die Wellenfunktion des Photon-Atom-Systems zwischen den Zuständen des Rabi-Dupletts oszillieren. Falls sich aber die nackte atomare Übergangsfrequenz in der Nähe einer Bandkante, aber

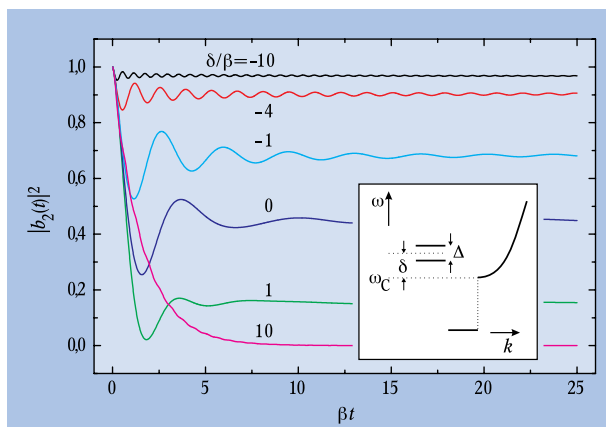


Abb. 9: Zeitlicher Verlauf der Besetzung $|b_2(t)|^2$ des oberen Niveaus eines ursprünglich angeregten Zwei-Niveau-Atoms für verschiedene Werte der Übergangsfrequenz $\omega_{21} = \omega_c + \delta$ relativ zur Bandkante ω_c . Das photonische Leitungsband liegt im Bereich $\omega_{21} > \omega_c$. Charakteristisch sind die gedämpften Rabi-Oszillationen und die zeitlich nicht gegen Null tendierenden Oszillatoramplituden, worin sich der teilweise Zerfall des angeregten Niveaus ausdrückt. Die fraktionale Lokalisierung fällt von nahezu 1 (unterhalb der Bandkante) auf 0 (im Band) ab.

gerade noch in der Bandlücke befindet, kann die Rabi-Aufspaltung so groß werden, daß eine Komponente des Rabi-Dupletts aus der Bandlücke in das photonische Leitungsband abwandert. Da dieser Zustand – im Gegensatz zu seinem Partner – durch die Kopplung an das photonische Leitungsband eine endliche Lebensdauer hat, wird das ursprünglich angeregte Atom „teilweise“ zerfallen, es kommt zur sogenannten fraktionalen Lokalisierung [17, 19].

Abbildung 9 zeigt die Relaxation eines angeregten Zwei-Niveau-Systems in Abhängigkeit von der relativen Lage seiner Übergangsenergie zur Bandkante. Eine detaillierte Erklärung findet sich in [19]. Bildlich mag man sich die Situation so vorstellen, daß das angeregte Atom sein Photon emittiert, welches aber aufgrund der starken Bragg-Streuung in der Nähe der Bandkanten mit größter Wahrscheinlichkeit wieder seinen Weg zum Atom zurück findet und dort reabsorbiert werden kann. Das Atom entwickelt gewissermaßen ein Gedächtnis für Photonen. Derartige Effekte sind aber nicht auf Bandkanten beschränkt, sondern treten schon beim Vorliegen abrupter Änderungen in der photonischen Zustandsdichte auf. Wenn also schon ein einzelnes angeregtes Atom in einem Photonischen Kristall ein so eigenartiges Verhalten an den Tag legt, fragt man sich unwillkürlich, was denn mit einem Mehr-Niveau-Atom, einem von einem Laserfeld in Resonanz zu einem atomaren Übergang gewissermaßen „getriebenen Atom“ oder gar mit dem kollektiven Verhalten mehrerer Atome in Photonischen Kristallen passiert. Diese Fragen sind Gegenstand aktueller Forschung. Da aber Gedächtniseffekte in vielen Bereichen der modernen Physik, z. B. der Hochtemperatur-Supraleitung oder der Bose-Einstein-Kondensation, zu immer neuen Überraschungen führen, sollte es nicht verwundern, wenn wir ähnlich dramatische Entwicklungen auch in der Quantenoptik in Photonischen Kristallen beobachten können [20].

Danksagung

Wir danken Prof. Sajeev John (Univ. of Toronto) und Prof. Ulrich Gösele (MPI für Mikrostrukturphysik) für die großzügige Förderung unserer Forschungsarbei-

ten. Dr. Judith E. G. J. Wijnhoven und Dr. Willem L. Vos (Universität van Amsterdam) danken wir u. a. für die Bereitstellung der REM-Aufnahme eines infiltrierten Opals. Prof. L. C. Kimerling und Dr. Pierre Ville-neuve (MIT Cambridge) sei für die Bilder zu den 1D Strukturen und für Anregungen gedankt. An der technologischen Realisierung der makroporösen Strukturen waren die Dr.es Volker Lehmann, Stefan Ottow und Ulrike Grüning (Siemens AG, München) wesentlich beteiligt. Steffen Breuer war bei der Überarbeitung des Artikels sehr hilfreich. Die Autoren K. B. (Stipendium Bu 1107/1-1) und A. B. (Projekt GO 704/2-1) danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] C. M. Soukoulis (Hrsg.), Photonic Band Gap Materials, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996; J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn (Hrsg.), Photonic Crystals, Princeton Academic Press, New Jersey, 1995
- [2] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987)
- [3] S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987)
- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Phys. Rev. Lett. **67**, 2295 (1991)
- [5] K.-M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. **65**, 3152 (1990)
- [6] S. Lin et al., Nature **394**, 251 (1998)
- [7] W. L. Vos, R. Sprik, A. van Blaaderen, A. Imhof, A. Lagendijk, G. H. Weydam, Phys. Rev. B **53**, 16231 (1996)
- [8] J. E. G. J. Wijnhoven, W. L. Vos, Science **281**, 802 (1998)
- [9] H. S. Sözüer, J. W. Haus, R. Inguva, Phys. Rev. B **45**, 13962 (1992)
- [10] K. Busch, S. John, Phys. Rev. E **58**, 3896 (1998)
- [11] V. Lehmann, J. Electrochem. Soc. **140**, 2836 (1993); A. P. Li, F. Müller, A. Birner, K. Nielsch, U. Gösele, J. Appl. Phys. **84** 6023 (1998)
- [12] U. Grüning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Busch, Appl. Phys. Lett. **68**, 747 (1996); U. Grüning, V. Lehmann, U. Eberl, Phys. Bl., Juli/August 1996, S. 661
- [13] A. Birner et al., Phys. Stat. Sol. (a) **165**, 111 (1998)
- [14] J. S. Foresi et al., Nature **390**, 143 (1997)
- [15] M. Bayer et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 2582 (1998)
- [16] N. Aközbeke, S. John, Phys. Rev. E. **57**, 2287 (1998)
- [17] S. John, J. Wang, Phys. Rev. Lett. **64**, 2418 (1990); Phys. Rev. B **43**, 12722 (1991)
- [18] H. Walther, Phys. Bl., Juli/August 1998, S. 625
- [19] S. John, T. Quang, Phys. Rev. A **50**, 1764 (1994)
- [20] S. John, T. Quang, Phys. Rev. Lett. **76**, 2484 (1996); **78**, 1888 (1997)