

Fotonische Kristallen

René M. De Ridder

Universiteit Twente, MESA* instituut, Lightwave Devices Group

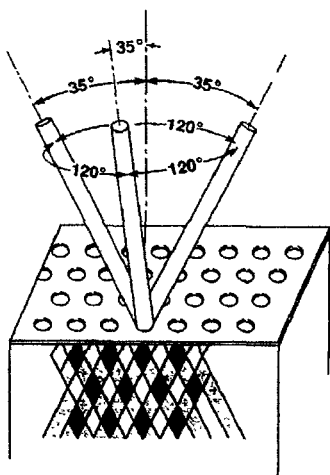
Postbus 217, 7500 AE Enschede

E-mail: R.M.deRidder@el.utwente.nl

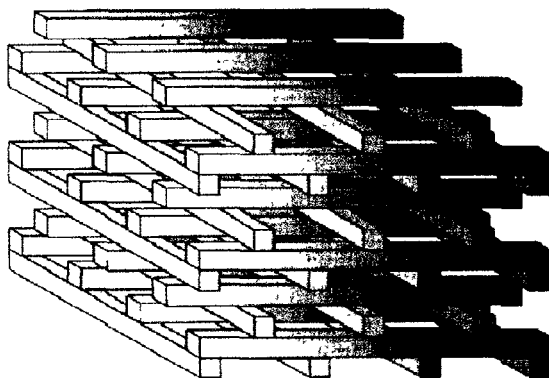
Inleiding

Relatief simpele, regelmatige structuren blijken soms verrassende optische eigenschappen te hebben. Een zogenaamd fotonisch kristal is zo'n verrassende structuur. Het is een periodiek patroon van materialen met afwisselend hoge en lage waarden van de brekingsindex. Dat periodieke heeft een fotonisch kristal gemeen met de atomaire of moleculaire kristallen die in de natuur voorkomen. Een belangrijk verschil

is de schaal: fotonische kristallen hebben een periode in de orde van een halve golflengte van het licht (ongeveer een micrometer), terwijl natuurlijke kristallen een ordening op nanometerschaal hebben. Voorbeelden van driedimensionale fotonische kristallen zijn weergegeven in figuur 1. Een belangrijke eigenschap van fotonische kristallen kunnen we illustreren met een simpel voorbeeld: een diëlektrische spiegel.



(a)



(b)

Figuur 1

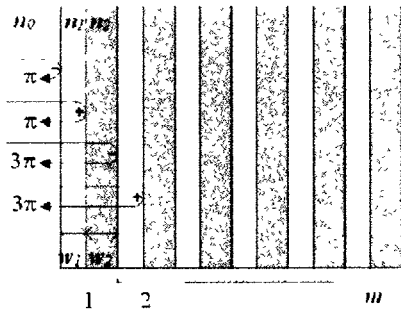
3-dimensionale fotonische kristallen.

(a) 'Yablonovite' [1] genoemd naar de uitvinder, het plaatje laat zien hoe je de structuur kunt maken door een reeks gaten te boren of te etsen onder drie verschillende hoeken, (b) de 'houtstapel' (wood-pile) [2].

Het simpelste fotonische kristal: de diëlektrische spiegel

Hoewel de benaming 'fotonisch kristal' en de golf van belangstelling voor dit soort structuren tamelijk recent is, heeft men al veel eerder de bijzondere eigenschappen van periodieke diëlektrische structuren ingezien en toegepast. De diëlektrische spiegel (figuur 2) kan beschouwd worden als een eendimensionaal fotonisch kristal. De lagen waaruit de spiegel is opgebouwd zijn alle een kwart golflengte dik. We beschouwen een van links af loodrecht invallende golf. Het is gemakkelijk in te zien dat de deelreflecties van alle grensvlakken precies in fase (op een geheel aantal 2π na) weer aan het buitenoppervlak terugkeren. Voor een oneindig aantal (verliesvrije) lagenparen zal dan ook totale reflectie optreden. Ook met een gering aantal lagen kan echter al een zeer grote reflectie optreden. Omdat aan elk grensvlak een vaste fractie van het daar nog aanwezige lichtvermogen wordt gereflecteerd, zal de intensiteit exponentieel afnemen met de afstand vanaf het buitenvlak. Naarmate het

verschil in brekingsindex tussen de lagen groter is, zal de gereflecteerde fractie per grensvlak toenemen en dus de indringdiepte van de golf in de structuur afnemen. De bovenstaande redenering geldt strikt genomen voor maar één golflengte. Bij een iets verschillende golflengte zullen de gereflecteerde golven niet meer precies in fase aankomen. Zolang die fase afwijking gering is, zal er nog steeds een netto constructief interferentie-effect optreden met daardoor een zeer grote effectieve reflectiecoëfficiënt. Omdat de fouten toenemen evenredig met de indringdiepte, zal een lagenpakket met een groot indexcontrast en daardoor een geringe indringdiepte een grotere afwijking van de golflengte toestaan en daardoor een bredere reflectieband hebben dan een pakket met een lager contrast, zoals te zien is in figuur 2b. Een zelfde soort redenering kan worden opgezet voor hoekafwijkingen t.o.v. loodrechte inval een lagenpakket met groot contrast vertoont totale reflectie over een groter hoekbereik.



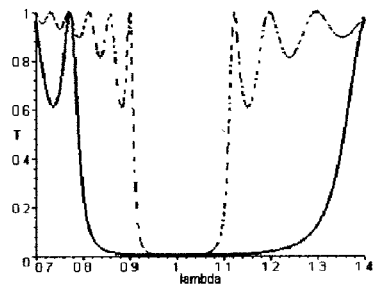
(a)

$$n_1 = \frac{\lambda_0}{4d_1}$$

$$n_2 = \frac{\lambda_0}{4d_2}$$

Figuur 2

Diëlektrische spiegel, bestaande uit alterneren- de lagen met hoge en lage brekingsindex (a) structuur, (b) transmissiecurven voor 2 verschil- lende gevallen getrokken lijn 5 lagenparen met indexverschil 1,0, gebroken lijn 14 lagenparen met indexverschil 0,3



(b)

De fotonische 'bandgap'

In termen van fotonische kristallen wordt een frequentiegebied waarin totale reflectie optreedt (en dus geen transmissie) een 'stopband' genoemd. Een stopband voor alle voortplantingsrichtingen en voor alle polarisatierichtingen van elektromagnetische golven wordt een (volledige) fotonische bandgap genoemd. Daarom worden deze kunstmatige materialen ook wel 'photonic bandgap structures' genoemd. Voor een volledige fotonische bandgap heb je driedimensionale fotonische kristallen nodig, zoals in figuur 1. De eigenschap dat de breedte van de stopband toeneemt en de indringdiepte afneemt met toenemend indexcontrast blijft geldig voor meerdimensionale structuren

De term 'bandgap' doet natuurlijk denken aan de elektrische verschijnselen in halfgeleiders. Dat is niet toevallig. Er is een duidelijke (maar niet volmaakte) analogie tussen het gedrag van elektronen in een halfgeleider en dat van fotonen in een fotonisch kristal: een fotonische bandgap vormt een verboden band van foton energieën. De analogie gaat nog verder, want je kunt een fotonisch kristal ook 'dopen' met 'verontreinigingen' of defecten. een plaatselijk veranderen van de brekingsindex of het lokaal verbreken van de periodieke structuur. Je kunt voor zo een fotonisch kristal ook tamelijk complexe 'bandenplaatjes' uitrekenen waarop te zien is in welke richtingen en met welke snelheid golven van een bepaalde frequentie door het kristal kunnen lopen. Als je in zo een plaatje frequentiegebieden kunt vinden waarbij in geen enkele richting en met geen enkele snelheid golfvoortplanting mogelijk is, dan heb je een bandgap te pakken. Het is zelfs mogelijk 'donorachtige' en 'acceptorachtige' defecten te maken door respectievelijk materiaal met hoge brekingsindex toe te voegen of juist te verwijderen. Een goede inleiding in de fysica van fotonische kristallen is het boek van Joannopoulos [3]

Mogelijke toepassingen van fotonische kristallen

Een defect in een fotonisch kristal kan een zogenaamde gelokaliseerde toestand (localized state) veroorzaken: een resonantie ter plaatse van het defect met een frequentie die in de bandgap van het omliggende kristal ligt. Iets anders beschouwd: een holte in een fotonisch kristal gedraagt zich als een resonator met een extreem hoge Q-factor. Zulke resonatoren kunnen zeer klein zijn (tot een kubieke golf lengte). Grotere, lijnvormige defecten kunnen werken als verliesvrije golfgeleiders voor frequenties binnen de bandgap. Doordat de golven binnen de bandgap niet kunnen ontsnappen uit het kristal is het in principe mogelijk om golfgeleiders te maken met uiterst scherpe bochten. Overigens moeten die bochten wel zorgvuldig ontworpen worden, want de golf kan weliswaar niet ontsnappen, maar hij kan wel gereflecteerd worden. Een combinatie van golfgeleiders en resonatoren maakt het mogelijk om zeer compacte filters te maken. Als we conventionele dielektrische kanaalgolfgeleiders, waarvoor de minimale bochtstraal ca. 500 μm is, vergelijken met kanalen in een fotonisch kristal met minimale bochtstraal $< 5 \mu\text{m}$, dan leert een simpel rekensommetje dat in potentie de integratiedichtheid van geïntegreerde optica met een factor 10000 kan worden vergroot. Dat is werkelijk een revolutionaire stap voorwaarts!

Een potentieel heel belangrijke toepassing van resonatoren en golfgeleiders in fotonische kristallen is het maken van zeer efficiënte lasers. Een van de belangrijkste verliesmechanismen in lasers is de zogenaamde spontane emissie. Daarbij worden fotonen met een willekeurige fase in willekeurige richtingen uitgezonden. Deze fotonen dragen niet bij aan de coherente laserbundel, maar het heeft wel elektrische energie gekost om ze op te wekken. Een geëxciteerd atoom dat binnen in een fotonisch kristal zit kan op grond van kwantummechanische wetmatigheden geen foton uitzenden op frequenties binnen de band-

gap. Als men er in zou slagen om een laser binnen in een fotonisch kristal te maken (en alleen in één richting een uitgangspad voor fotonen te bieden), dan zal verreweg het grootste deel van de spontane emissie onderdrukt worden, waardoor het ideaal van een halfgeleiderlaser zonder drempelstroom nabij komt.

Een andere mogelijk toepasbare eigenschap van fotonische kristallen is de bijzonder sterk van de golflengte afhankende voorplantingssnelheid van golven net buiten de bandgap. Deze sterke dispersie kan weer gebruikt worden voor filterdoeleinden. Omdat de groepssnelheid op de rand van de bandgap bijzonder laag is, is een zeer compacte optische vertragingslijn (optisch geheugen) denkbaar.

Tot nu toe zijn dit soort toepassingen nog niet gerealiseerd. Men heeft fotonische kristallen kunnen maken met een volledige bandgap in het nabije infrarood (de belangrijke telecommunicatiegolflengten). Er zijn daarin ook resonatoren en golfgeleiders gerealiseerd, maar die bleken nog zeer aanzienlijke verliezen te vertonen. Het verst in de praktische ontwikkeling zijn fotonische kristallen voor het microgolfgebied (het eerste werkende fotonische kristal, in figuur 1a, is grofstoffelijk met een boormachine in een blok polystyreen gemaakt en met microgolven met een golflengte in de orde van een cm getest). Fotonische kristalstructuren worden nu gebruikt om het stralingspatroon van microgolfantennes te optimaliseren.

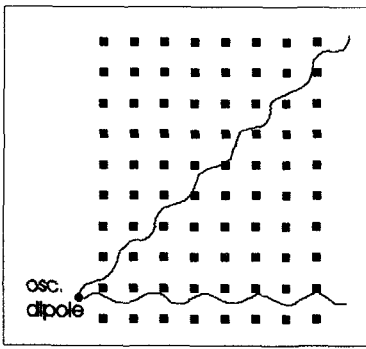
Tweedimensionale fotonische kristallen

Driedimensionale fotonische kristallen zijn moeilijk te maken. Nog moeilijker is het om in een 3D-kristal fotonische structuren als golfgeleiders en resonatoren te vervaardigen en die van buitenaf toegankelijk te maken. Uit berekeningen is gebleken dat ook tweedimensionale fotonische kristallen interessant kunnen zijn. Dit zijn structuren, bestaande uit een rooster van oneindig lange evenwijdige cilinders met een hoge brekingsindex of het inverse daarvan (een rooster van evenwijdige gaten in een mate-

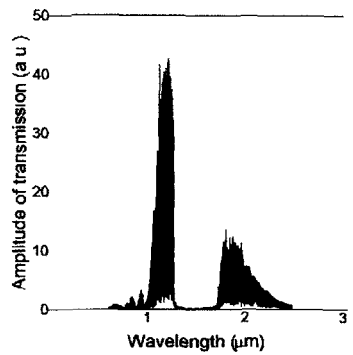
riaal met hoge brekingsindex). Figuur 2 laat zien hoe de stopband van een 2D-kristal bepaald kan worden. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een numerieke methode, de zogenaamde Finite-Difference Time-Domain (FDTD) methode [4],[5]. Hierin worden zowel de tijd en de ruimte gediscrèteerd waarbij vanuit een gegeven beginsituatie de evolutie in tijd en plaats van het elektromagnetisch veld wordt berekend door rechtstreeks de Maxwellvergelijkingen in differentiaal vorm toe te passen, waarbij de differentiaal (bijv. $\delta x, \delta y, \delta t$) worden vervangen door de eindige differenties $\Delta x, \Delta y, \Delta t$ (bepaald door de discretisatiestappen).

Figuur 3a toont een doorsnede van de structuur die bestaat uit staafjes silicium (dit materiaal is transparant voor infrarode golven en heeft een zeer hoge brekingsindex) die zich uitstrekken in een vlak loodrecht op het vlak van tekening. Links van het kristal is een stralende dipool getekend die in het vlak in alle richtingen straalt. In een groot aantal punten aan de rechterkant van het kristal wordt bepaald hoeveel straling van de dipool wordt doorgelaten. Uit symmetrieoverwegingen hoeft slechts de transmissie over een hoekbereik van 45 graden bepaald te worden die moet gebeuren voor een groot aantal golflengten. Met de FDTD kunnen al die berekeningen in een klap worden uitgevoerd door de dipool een pulsvormig signaal te laten uitzenden. Zo een puls omvat een breed frequentiespectrum. Van de in de tijd berekende transmissiesignalen kan d.m.v. een fouriertransformatie het spectrum worden bepaald. Figuur 3b toont een superpositie van al die spectra, waarin een duidelijke stopband van ca. 1300-1700 nm te zien is.

Ook in deze 2D-kristallen zijn golfgeleiders en resonatoren te ontwerpen. In figuur 4 worden de berekende overdrachtsfuncties getoond van een rechte golfgeleider gekoppeld met een resonator in een fotonisch kristal. Figuur 4a toont een variant waarbij de resonator direct aan de golfgeleider is gekoppeld (zie inzet); de configuratie van



(a)



(b)

Figuur 3

Berekening (met de Finite-Difference Time-Domain methode) van de fotonische stopband van een tweedimensionaal fotonisch kristal Methode van Remco Stoffer [5] (a) Structuur vierkant rooster (roosterafstand 600 nm) van oneindig lange 'palen' met vierkante doorsnede (de zwarte vierkantjes) met zijde 150 nm en brekingsindex 3.5 in een achtergrond met brekingsindex 1.0, (b) superpositie van transmissie curven voor een groot aantal voortplantingsrichtingen laat een duidelijke stopband zien rond de golflengte van 1500 nm

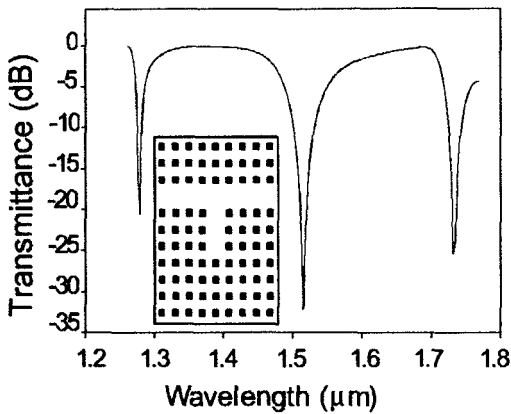
figuur 4b is veel losser gekoppeld doordat er een 'paaltje' staat tussen de golfgeleider en de resonator. In het geval van sterke koppeling wordt de resonator sterker gedempt door de aanwezigheid van de golfgeleider (de resonator kan zijn energie gemakkelijk weer kwijt en heeft dus een lage Q-factor), waardoor de dips in de transmissie veel breder zijn dan in het geval van zwakke koppeling. In beide gevallen vertoont de structuur het gedrag van een periodiek bandsperfilter. Een animatie van de opslingering van het veld in de resonator kan gevonden worden op het internet [6]

Uit het voorgaande blijkt dat 2D-fotonische kristallen theoretisch heel interessante eigenschappen hebben. Er is echter een klein praktisch probleempje: ze bestaan niet. We leven in een driedimensionale wereld, en zelfs als we een oneindig uitgestrekt kristal zouden kunnen maken, dan nog kunnen we niet verhinderen dat elektromagnetische golven hun weg in de der-

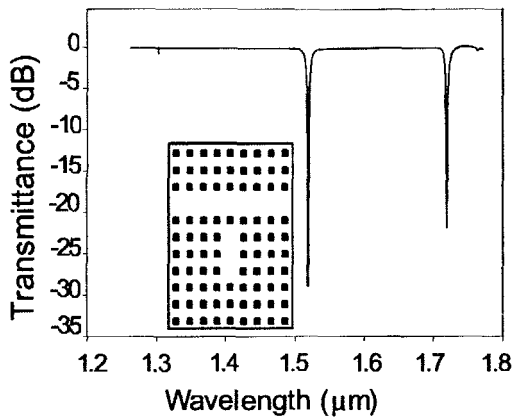
de dimensie kiezen (loodrecht op het vlak van tekening van figuur 3a). In de praktijk zal men structuren willen (en moeten) maken die begrensd zijn in de derde dimensie. De kristallen zijn dan niet meer zuiver 2D maar kunnen worden aangeduid als 'quasi-2D'. Deze beperking blijkt aanzienlijke consequenties te hebben.

Quasi-tweedimensionale fotonische kristallen

Behalve het feit dat de gapeigenschappen door de structuur bepaald worden, is er in het geval van zuivere 2D kristallen geen speciale *praktische* reden om de voorkeur te geven aan een structuur in de vorm van een bos van palen of de inverse structuur, een gatenkaas. Voor quasi-2D kristallen is die praktische reden er wel: het is erg lastig om zwevende paaltjes te maken. Bovendien, als een golfgeleider wordt gemaakt door paaltjes weg te halen, dan is die golfgeleider aan de onder- en bovenkant open, waardoor de golf weer in de derde dimensie kan ontsnappen. Om die reden spitst



(a)



(b)

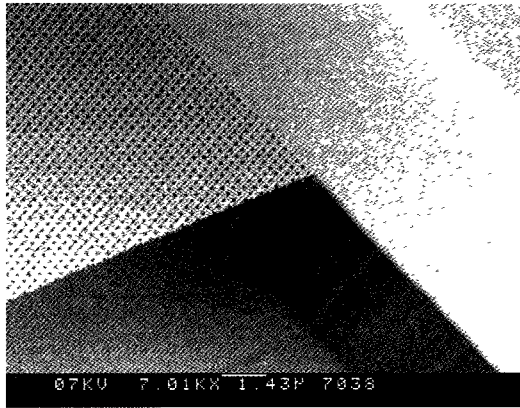
Figuur 4

Transmissiefunctie van resonator gekoppeld aan rechte golfgeleider (a) sterke koppeling, (b) zwakke koppeling, [5]

het merendeel van het praktische werk zich tegenwoordig toe op een membraan-achtige structuur van een materiaal met hoge brekingsindex waarin een gaatjespatroon is aangebracht (in de Engelstalige literatuur bekend als 'photonic crystal slab'). Op plaatsen waar geen gaatjes zitten wordt een elektromagnetische golf in verticale richting opgesloten zoals in een normale diëlektrische-plaatgolfgeleider. In

figuur 5 is een voorbeeld te zien van een structuur zoals die is gemaakt in de clean room van het MESA⁺-laboratorium (Laura Vogelaar [7]).

Het is een dun (enkele honderden nanometers) membraan van siliciumnitride. Voor de vervaardiging is een aantal stappen nodig: eerst wordt een dunne metaallaag op het nitride aangebracht; daarna



Figuur 5

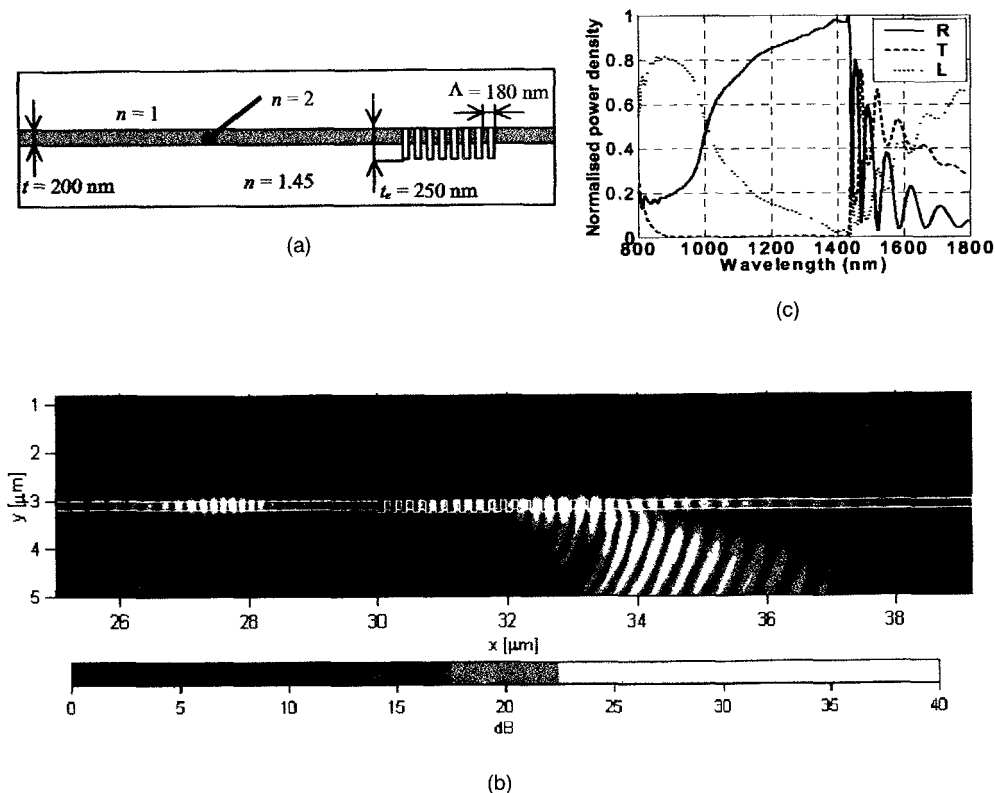
Quasi-2D fotonisch kristal vrijhangend siliciumnitride membraan met luchtgaten [7]

wordt met een techniek die we Laser Interferentie Lithografie (LIL) noemen in fotolak op het metaal een periodiek patroon (de latere gaatjes) aangebracht door middel van een belichting met meerdere bundels ultraviolet laserlicht. Na ontwikkelen van de fotolak en etsen van het metaal hebben we een gaatjespatroon in het metaal. Daarna kunnen we selectief weer gaatjes dichtmaken door heel lokaal weer metaal te deponeren met behulp van een gefocuseerde ionenbundel (FIB). Vervolgens wordt het gaatjespatroon overgebracht in het nitride door te etsen met een middel dat het metaal niet aantast maar het nitride wel. Het metaal heeft dan dienst gedaan en kan verwijderd worden. Tenslotte kan het nitridemembraan nog vrijhangend gemaakt worden door het onderliggende materiaal (siliciumoxide) gedeeltelijk weg te etsen (met een nat chemisch proces), o.a. door de gaatjes die zojuist in het nitride zijn gemaakt.

Vroege experimenten met dit type fotonische kristallen hebben geleerd dat de derde dimensie bepaald niet verwaarloosd mag worden in de berekeningen. Als we een vlakke golf laten invallen op een grensvlak met een ideaal, zuiver 2D fotonisch kristal, dan zal die golf volledig gereflec-

teerd worden voor alle frequenties in de bandgap van het kristal. Intuïtief zou je verwachten dat hetzelfde gebeurt als je een geleide golf in een membraan laat invallen op het grensvlak met een quasi-2D fotonisch kristal (dus op de grens tussen een gebied met en zonder gaatjes in het membraan). Uit het experiment bleek dat dit maar zeer ten dele het geval is: het overgrote deel van het lichtvermogen bleek verstrooid te worden uit het vlak van het membraan. We kunnen dus niet zonder meer de berekende resultaten van 2D

structuren vertalen naar het quasi-2D geval. De berekeningen moeten dan in 3 dimensies worden uitgevoerd. Helaas stuit dit op het praktische bezwaar dat met de huidige algoritmen 3D berekeningen zeer veel computertijd en geheugen vergen. Een idee van wat er gebeurt kan echter wel worden verkregen met een 2D berekening in een vlak loodrecht op het membraanvlak, zoals aangegeven in figuur 6. Figuur 6b toont een momentopname (berekend met FDTD) van de interactie van een zeer korte puls met een quasi-1D fotonisch kristal. Bepaalde frequentiecomponenten van die puls worden gereflecteerd als een geleide modus in de membraangolfgelei-



Figuur 6

Optische verschijnselen, berekend in een 2D doorsnede van een dunne siliciumnitridelaag op siliciumoxide, waarin een aantal diepe groeven is aangebracht. Dit is een simulatie van de inval van een geleide golf op een quasi-eendimensionaal fotonisch kristal: (a) de structuur met afmetingen en waarden van de brekingsindex; (b) interactie van een korte puls (enkele fs) met de periodieke structuur; (c) berekende spectra van reflectie (R) en transmissie (T) van de geleide golf en verstrooiingsverlies (L) naar wegstralende golven.

der (dit is wat oorspronkelijk verwacht werd voor alle frequenties in de bandgap), maar andere frequentiecomponenten blijken verstrooid te worden (diffractie) uit het vlak van de golfgeleider in diverse richtingen afhankelijk van de frequentie. Tenslotte is ook te zien dat een deel, frequenties buiten de bandgap, wordt doorgelaten als geleide modus. Het is heel verhelderend om het hele interactieproces van de puls met de

structuur als computeranimatie te bekijken, zie op het internet [6]. Een en ander is ook op andere wijze weergegeven in de spectra in figuur 6c. Er is duidelijk een brede transmissiestopband te zien van 900-1430 nm. Totale reflectie blijkt alleen op te treden aan de langgolvrand van de stopband (1430 nm).

Naarmate de frequentie dieper in de stop-

band ligt blijkt de reflectiecoëfficiënt af te nemen en het diffractieverlies toe te nemen

De quasi-1D structuur is natuurlijk een vereenvoudiging van het interessantere quasi-2D geval. Toch geven berekeningen aan structuren zoals in figuur 6a een idee van wat er kan gebeuren als een geleide golf in een golfgeleidend kanaal in een quasi-2D fotonisch kristal aankomt bij een haakse bocht. De kunst wordt nu om deze structuren zo te ontwerpen dat de diffractieverliezen minimaal worden. Dat probleem is nog niet opgelost, o.a. doordat 3D berekeningen nog niet praktisch zijn. Een indicatie is er al dat een in verticale zin symmetrische structuur gunstig is; daarom is het membraan in figuur 5 ook vrijhangend gemaakt. Op dit terrein valt nog veel werk te doen, zowel op het vlak van een slimme analytische aanpak van de verschijnselen als op het vlak van efficiënte numerieke methoden. Daarnaast is ook nog veel experimenteel werk nodig om de geldigheid van de modellen te verifiëren.

Conclusies

Fotonische kristallen zijn veelbelovende structuren die uitzicht bieden op de realisatie van bijzondere componenten zoals microresonatoren en zeer efficiënte lasers, en die wellicht tot een toename kunnen leiden van de integratiedichtheid in de geïntegreerde optica met vele grootteordes. Voor deze toepassingen zullen de eerste praktische resultaten vermoedelijk met quasi-tweedimensionale structuren gerealiseerd worden. Hoewel er de afgelopen jaren grote vooruitgang is geboekt zijn er nog volop uitdagingen, zowel op het terrein van de vervaardigingstechniek, de theorievorming en de ontwerpstechnieken.

Referenties

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] E. Ozbay, E. Michel, G. Tuttle, R. Biswas, K.M. Ho, J. Bostak, and D.M. Bloom, "Double-etch geometry for millimeterwave photonic band-gap crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 1617, 1994
- [3] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn: *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press., 1995.
- [4] A. Taflov: *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Boston: Artech House Inc., 1995.
- [5] R. Stoffer, H.J.W.M. Hoekstra, R.M. de Ridder, E. van Groesen, F.P.H. van Beckum, "Numerical studies of 2D photonic crystals: waveguides, coupling between waveguides and filters", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 32, pp. 947-961, 2000.
- [6] http://www.el.utwente.nl/tdm/ldg/research/pc_dev/
- [7] L. Vogelaar, W. Nijdam, H.A.G.M. van Wolferen, R.M. de Ridder, F.B. Segerink, E. Flück, L. Kuipers, N.F. van Hulst, "Large scale photonic crystal slabs for visible light with waveguiding defect structures: fabrication with FIB-assisted laser interference lithography", *Advanced Materials*, Vol 13, *in print*, 2001.