

Dirk Michaelis, Henrike Trompeter*, Ulrich Streppel, Ulf Peschel*,
Thomas Pertsch*, Andreas Bräuer, Falk Lederer*
*Friedrich-Schiller-Universität Jena



Dirk Michaelis

Einleitung

Die rasante Entwicklung der optischen Datenübertragung erfordert zunehmend optische Bauelemente mit erhöhter Qualität, Zuverlässigkeit und Funktionalität. Allerdings beschränkt die Verwendung herkömmlicher optischer Materialien diese optischen Elemente in ihrer Leistungsfähigkeit. Der Fortschritt in Strukturierungstechnologien ermöglicht die Herstellung so genannter Metamaterialien mit problemangepassten, optimierten Eigenschaften.

Das vielleicht bekannteste Beispiel eines solchen Metamaterials ist ein photonischer Kristall, also ein im Subwellenlängenbereich periodisch strukturiertes Medium, in welchem Beugung, Brechung, Gruppengeschwindigkeitsdispersion etc. in weiten Bereichen variiert werden können. Ein Wellenleiterarray (Abb. 1) stellt ein weiteres Beispiel eines Metamaterials mit steuerbaren optischen Eigenschaften dar [1]. Eine Lichtverteilung in einem Array besteht aus den durch evaneszente Schwänze gekoppelten Moden der Einzelwellenleiter. Die Dynamik optischer Felder wird somit einerseits durch die Eigenschaften der Einzelwellenleiter als auch andererseits durch

das Koppelverhalten der Wellenleiter untereinander bestimmt. Im Folgenden wird demonstriert, dass neuartige lokalisierte Zustände an Defekten bzw. Inhomogenitäten in Wellenleiterarrays existieren, die kein Analogon in der konventionellen integrierten Optik besitzen.

Wellenleiterarrays auf Polymerbasis

Die Arrays bestanden aus 101 Polymerwellenleitern ($n_{co} = 1,547$) auf einem thermisch oxidierten Siliziumwafer ($n_{sub} = 1,457$) mit einem Polymercladding ($n_{cl} = 1,544$) (Abb. 1). Diese Proben wurden mittels UV-Lithographie auf 4 Zoll-Wafern hergestellt, so dass optische Propagationslängen von bis zu 7 cm möglich waren. Die Wellenleiterhöhe betrug $3,5 \mu\text{m}$. Hingegen wurden Arrays mit verschiedenen Wellenleiterbreiten zwischen $2,5$ und $4,5 \mu\text{m}$ und Wellenleiterabständen zwischen 4 und $5 \mu\text{m}$ untersucht. Die jeweilige Konfiguration garantiert Monomodigkeit der dämpfungsarmen ($< 0,1 \text{ dB/cm}$) Einzelwellenleiter, die miteinander über Nächste-Nachbar-Wechselwirkung gekoppelt sind. Durch eine lokale Variation der Wellenleiterbreite bzw. der Wellenleiterabstände können Defekte in ein ansonsten homogenes Array eingebracht werden.

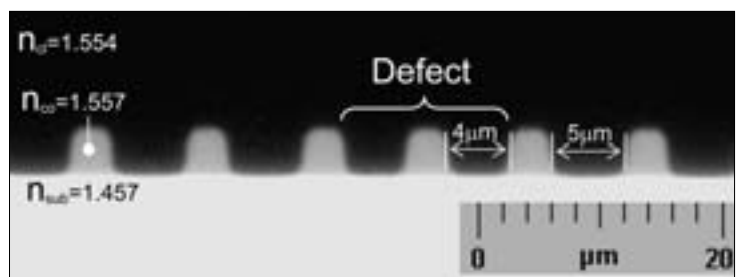


Abb. 1:
Querschnitt eines Polymerwellenleiterarrays mit Defekt.

Fig. 1:
Cross section of a polymer waveguide array with a defect.

Tailoring Guided Modes in Waveguide Arrays

Dirk Michaelis, Henrike Trompeter*, Ulrich Streppel, Ulf Peschel*,
Thomas Pertsch*, Andreas Bräuer, Falk Lederer*
*Friedrich Schiller University Jena

Introduction

With the advance of optical data transfer the requirements for quality, reliability and functionality of integrated optics devices have increased. However, the sole use of conventional materials severely constrains the performance of optical elements. More sophisticated fabrication technologies now permit the manufacture of optimized metamaterials.

Photonic crystals as periodic sub-wavelength structures are probably the most prominent example of a metamaterial where, for example, refraction, diffraction and group velocity dispersion can to a large extent be varied. A waveguide array is another prominent example of a metamaterial with controllable optical characteristics [1]. In the array, waves are confined to individual guides (Fig. 1). The evolution of this virtually discretized light is restricted to energy transfer via the evanescent tails of the modes of the corresponding guides. Hence, the dynamics of optical arrays are determined by the characteristics of the guides together with the coupling characteristics between those guides. Here we demonstrate that new types of localized states bound at defects or inhomogeneities in waveguide arrays exist which have no analogon in conventional integrated optics.

Polymer Waveguide Arrays

The investigated arrays consist of 101 waveguides made of an inorganic-organic polymer ($n_{co}=1.547$) on thermally oxidized silicon wafers ($n_{sub}=1.457$) with a polymer cladding ($n_{cl}=1.544$) (see Fig. 1). The samples are fabricated by UV lithography on 4 inch wafers providing propagation lengths of up to 7 cm. All waveguides are $3.5 \mu\text{m}$ high. Waveguides with a width varying between 2.5 and $4.5 \mu\text{m}$ provide low-loss single mode waveguiding ($< 0.1 \text{ dB/cm}$) for a HeNe-laser light source at $\lambda = 633 \text{ nm}$. A waveguide spacing of between 4 and $5 \mu\text{m}$ ensures an efficient evanescent coupling of the nearest neighboring guides. Defects and inhomogeneities are easily incorporated by locally varying either the width of an individual guide or the spacing around a site.



Henrike Trompeter



Ulrich Streppel



Ulf Peschel



Thomas Pertsch



Andreas Bräuer



Falk Lederer

Defektmoden in Wellenleiterarrays

Als erstes wurde die Möglichkeit des herkömmlichen Wellenleitungsmechanismus in Arrays an einem Defekt mit vergrößerter Propagationskonstante überprüft. Der Defekt bestand aus einem Wellenleiter mit einer größeren Breite ($3,5 \mu\text{m}$) als die der restlichen Wellenleiter ($3 \mu\text{m}$) des Arrays. In Analogie zur integrierten Optik kommt es zur Konzentration von eingestrahlttem Licht in Bereichen höheren, effektiven Brechungsindex – eine geführte Defektmode wurde angeregt (Abb. 2b). Solche lokalisierten Zustände werden „unstaggered“ Moden genannt, da das zugehörige Modenfeld eine konstante Phase aufweist (Abb. 2a).

Als nächstes wurde nach Abweichungen vom klassischen Wellenleitungsmechanismus gesucht, indem die Breite des Defektwellenleiters ($3 \mu\text{m}$) im Vergleich zum Rest des Arrays ($3,5 \mu\text{m}$) verringert wurde. Tatsächlich konnten auch in diesem Fall des verringerten effektiven Indexes des Defektwellenleiters geführte Wellen gefunden werden (Abb. 2d). Allerdings ist das Modenprofil dieser neuen, so genannten „staggered“ Moden im Gegensatz zu den ursprünglichen „unstaggered“ Zuständen durch die Eigenschaft ausgezeichnet, dass die Felder in benachbarten Wellenleitern einen Phasenunterschied von π besitzen (Abb. 2c). Somit wurde hier der herkömmliche Führungsmechanismus der Totalreflexion („unstaggered“) durch den der Bragg-Reflexion („staggered“) ersetzt.

Eine nahezu ausschließliche Vergrößerung der Kopplung eines Defekts zum Rest des Arrays kann durch eine Verringerung des Abstandes des Zentrumswellenleiters ($4 \mu\text{m}$ bei ansonsten $5 \mu\text{m}$ Wellenleiterabstand) zu den Nachbarwellenleitern erreicht werden. In diesem Fall können sowohl „unstaggered“ als auch „staggered“ Moden gleichzeitig existieren. An der Endfacette des Arrays entsteht ein Interferenzmuster, welches vom Phasenunterschied beider gebundener Zustände abhängt. Der Phasenunterschied zwischen der „staggered“ und „unstaggered“ Mode ändert sich um π , falls der Anregungsstrahl vom Defektwellenleiter ($n = 0$) zu einem der Nachbarwellenleiter ($n = \pm 1$) verschoben wird. Somit kann durch die Wahl des Anregungswellenleiters von konstruktiver zu destruktiver Interferenz im Defekt oder in den Nachbarwellenleitern übergegangen werden (Abb. 3a, b, c). Besonders hervorzuheben ist, dass keine antisymmetrischen Moden existieren, obwohl der Defekt mehrmodig ist.

Im Falle einer verringerten Kopplungskonstante des Defektwellenleiters infolge einer Vergrößerung des Abstandes des Zentrumswellenleiters zu seinen Nachbarn treten keine geführten Wellen auf. Auch dieser Umstand lässt sich schwerlich im herkömmlichen Bild gebundener Moden erklären, da hier zu erwarten wäre, dass die Führungseigenschaften des Defekts durch eine stärkere Entkopplung zum Rest des Arrays verbessert werden sollten.

Allerdings wird Licht im Defekt verstärkt an Blochmoden mit einer großen transversalen Geschwindigkeit ankoppeln, so dass dieser Defekt lichtabstoßend wirkt (Abb. 4a, b). Im Gegensatz zur Beugung in einem homogenen Array (Abb. 4c, d) entstehen zwei symmetrische Beugungskeulen, zwischen denen kaum Licht vorhanden ist.

Danksagung

Diese Arbeiten wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter der Projektnummer Br 1263/5-1 gefördert.

Literatur:

- /1/ Pertsch, T.; Zentgraf, T.; Peschel, U.; Bräuer, A. and Lederer, F.: „Anomalous Refraction and Diffraction in Discrete Optical Systems“, Phys. Rev. Lett. 83 (2002) 093901.

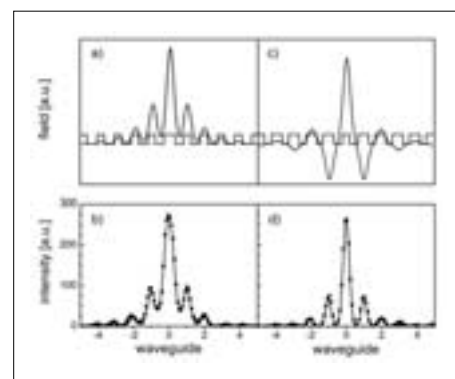


Abb. 2: Feld und Intensität einer „staggered“ (c, d) und „unstaggered“ (a, b) Mode bei dominanter Verkleinerung (c, d) bzw. Vergrößerung (a, b) des effektiven Brechungsindex des Defekts. Linien: Theorie, Punkte: Experiment.

Fig. 2: Field and intensity of a staggered (c, d) and unstaggered (a, b) mode for a dominant decrease (c, d) or increase (a, b) of the propagation constant of the defect. solid line: theory, dots: experiment.

Defect Modes in Waveguide Arrays

First we checked conventional waveguiding mechanism in an array. To this end a defect is created which consists of a single guide with an increased width of $3.5 \mu\text{m}$ compared to $3 \mu\text{m}$ for the rest of the array. As a consequence the propagation constant of the defect guide is increased, whereas the coupling is slightly decreased. Similar to conventional integrated optics, light concentrates around the region of higher effective index and a bound defect mode is born (Fig. 2b). Since the modal fields of such localized states have a flat phase (see Fig. 2a), such localized states are called unstaggered modes.

Next, we investigated deviations from classical waveguiding mechanisms by decreasing the width of the defect waveguide ($3 \mu\text{m}$ compared with

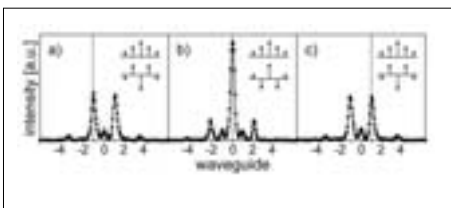


Abb. 3: Interferenzmuster einer „staggered“ und „unstaggered“ Mode bei vergrößerter Kopplungskonstante des Defekts. Propagationslänge: $59,95 \text{ mm}$, Punkte: Experiment, Linien: Theorie, Gestrichelt: Anregungsposition, (b) Anregung des Defekts, (a, c) Anregung des nächsten Nachbarwellenleiters zum Defekt.

Fig. 3: Interference pattern of a staggered and an unstaggered defect mode for dominant increase of the coupling constant of the defect at a propagation distance of 59.95 mm . dots: experiment, lines: theory, dashed line: position of the excitation (b) excitation of the defect waveguide. (a) and (c) excitation of the left and right nearest neighbor waveguide of the defect.

$3.5 \mu\text{m}$ in the rest of the array). Again, the resulting decrease of the propagation constant of the defect is accompanied by only a small increase of the coupling constant. In fact we also observe a guided mode (Fig. 2d) the shape of which differs considerably from that of an unstaggered one. Because fields in adjacent guides are now π out of phase (Fig. 2c) the intensity of this mode becomes zero between the waveguides due to destructive interference from the different modal fields. Hence in contrast to the unstaggered mode, which is bound by internal reflection, the guiding mechanism of this new, so-called staggered state relies on Bragg-reflection within the periodic structure of the array.

An increase of the coupling constant of the defect can almost exclusively be achieved by decreasing the spacing between the center waveguide and its neighbors (spacing: $4 \mu\text{m}$ compared with $5 \mu\text{m}$ in the rest of the array). In this case both unstaggered and staggered modes usually exist simultaneously. An input beam centered on a single waveguide always excites both modes. At the end facet of the array an interference pattern is observed depending

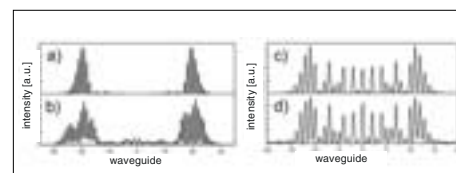


Abb. 4: Beugungsbild bei Anregung eines abstoßenden Defekts ([a] Theorie, [b] Experiment) mit reduzierter Kopplung und in einem homogenen Array ([c] Theorie, [d] Experiment).

Fig. 4: Diffraction pattern for an excitation of a repulsive defect ([a] theory, [b] experiment) with reduced coupling and in a homogeneous array ([c] theory, [d] experiment).

on the current phase difference between the two bound states. If the exciting beam is shifted from the defect guide ($n = 0$) towards its neighbor ($n = \pm 1$) the phase difference between the staggered and unstaggered modes changes by π . Hence by varying the waveguide of excitation we can switch between destructive and constructive interference in the defect guide or in the neighboring waveguide at the output facet (compare Figs. 3a, b, c). Even if the initial excitation is asymmetric with respect to the defect guide, we never observe an asymmetric guided field at the output. Thus, no asymmetric mode exists, although the defect is multi-mode.

If the coupling constant of the defect waveguide is decreased by increasing the spacing between the center waveguide and its neighbors, no bound states occur. This is somehow counter-intuitive. Because the defect tends to be isolated due to the reduced coupling, one might even expect improved guiding properties. Again, the simple classical understanding of mode guiding fails. Light from the defect predominantly couples into Bloch modes with a high transverse velocity. Hence, the excitation will leave a defect with reduced coupling very quickly (Fig. 4a, b). In contrast to an excitation in the homogeneous array (Fig. 4c, d) the defect repels the light causing a dark region around it.

Acknowledgement

The work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (Br 1263/5-1).

Reference:

- /1/ Pertsch, T.; Zentgraf, T.; Peschel, U.; Bräuer, A. and Lederer, F.: „Anomalous Refraction and Diffraction in Discrete Optical Systems“, Phys. Rev. Lett. 83 (2002) 093901.