

Solitonenähnliche Strukturen in einem photorefraktiven Bi₁₂TiO₂₀-Kristall

Evelin Weidner, Katsiaryna Pismenaya, Armin Kießling, Richard Kowarschik

Institut für Angewandte Optik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

evelin.weidner@uni-jena.de

In diesem Beitrag werden experimentelle Resultate zur Selbstfokussierung in optisch aktiven BTO-Kristallen vorgestellt. Wir zeigen, daß es mit einem parallel zur [1-11]-Achse angelegten elektrischen Feld möglich ist, stationäre solitäre Strukturen zu erzeugen. Außerdem untersuchen wir deren Abhängigkeit von der Polarisation, der Lichtintensität und dem elektrischen Feld.

1 Einführung

Räumliche photorefraktive Solitonen werden gebildet, indem die Selbstfokussierung, verursacht durch die nichtlineare Änderung der Brechzahl, die Beugung eines Gaußschen Bündels kompensiert. Hierzu liegen zahlreiche theoretische [1] und experimentelle Arbeiten vor, mit Schwerpunkt auf dem ferroelektrischen SBN [2]. Wichtige Untersuchungen zu den Silleniten (BTO, BSO) finden sich u. a. in [3]-[5].

In diesem Beitrag dokumentieren wir erstmals, nach unserem Wissen, eine zeitlich stabile Selbstfokussierung in einem optisch aktiven Bi₁₂TiO₂₀-Kristall bei zirkularer Polarisation des Signalbündels.

2 Theoretische Grundlagen

Die Propagation räumlicher photorefraktiver Solitonen in z-Richtung bei vorhandener optischer Aktivität wird durch

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + ik_0 \hat{\delta}n - \frac{I_d}{I_d^2 + |\vec{A}|^2} \right) \vec{A} + i\rho [\vec{e}_z \vec{A}] = 0 \quad (1)$$

beschrieben. Hierin sind k_0 die Wellenzahl, n_0 der ungestörte Brechungsindex, ρ die spezifische Rotation des Materials, I_d die Hintergrundintensität, x die transversale Dimension, $\vec{A}(x, z)$ die langsam variierende Amplitude des Lichtfeldes und $\hat{\delta}n$ die Brechungsindexmodulation durch den Pockelseffekt, $\hat{\delta}n = -\frac{1}{2}n_0^3(\hat{r}\vec{E}_0)$, mit dem elektrooptischen

Tensor \hat{r} und dem angelegten elektrischen Feld \vec{E}_0 . \vec{A} kann im Kristallkoordinatensystem repräsentiert werden, indem normierte Amplituden u und v eingeführt werden [6]. Die Propagationsgleichung (1) führt dann zu gekoppelten Differentialgleichungen für die beiden Polarisationsrichtungen u und v . Die optische Aktivität führt demnach zur Umkopplung von Energie zwischen

beiden Komponenten, wovon nur eine eine positive Nichtlinearität erfährt, und stört den Prozeß der Selbstfokussierung.

Wichtige Existenzkriterien für die Solitonenbildung sind das elektrische Feld E_0 und das Intensitätsverhältnis $r = I/I_d$ mit der Bündelintensität I und der Hintergrundintensität I_d . Sie bestimmen die zeitliche Entwicklung der Bündelweite, die Stärke der Selbstfokussierung sowie die Existenz quasistationärer Zustände [3].

3 Experiment

Für unsere Experimente verwenden wir den in Abb. 1 gezeigten Aufbau mit Bi₁₂TiO₂₀-Kristallen in zwei verschiedenen Schnitten: das elektrische Feld liegt an der [001]-(Schnitt 2) bzw. [1-11]-Achse (Schnitt 1) an, das Bündel propagiert jeweils in [110]-Richtung. Deshalb werden verschiedene effektive elektrooptische Koeffizienten wirksam.

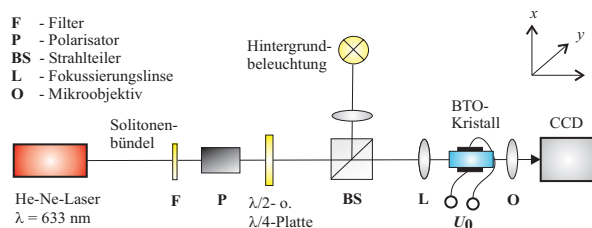


Abb. 1 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung solitonenartiger Strukturen.

Die zirkularen (für Schnitt 1) und linearen (Schnitt 2) Polarisationen des Bündels werden mit den Phasenplatten eingestellt. Aufgenommen und ausgewertet wird jeweils das Wellenfeld an der Austrittsfläche des Kristalls mittels Mikroobjektiv und CCD-Kamera.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Zirkulare Polarisation

In allen Experimenten wird rechtszirkulare Polarisation eingesetzt. Ist sie linkszirkular, findet eine geringe, nicht meßbare Defokussierung statt. Die gemessenen zeitlichen Entwicklungen der Bündel-

weite $w(t)$ in Abhängigkeit von r und E_0 (Abb. 2) zeigen eine relative gute Übereinstimmung mit numerischen Berechnungen (s. [3]). Es sind lediglich die ersten Minuten gezeigt, in

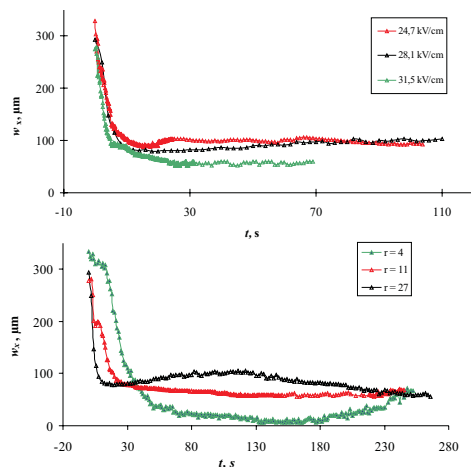


Abb. 2 $w(t)$ für die Parameter E_0 und r . (Die Kurve für $r=4$ ist zur besseren Sichtbarkeit um $40 \mu\text{m}$ nach unten versetzt.)

denen für bestimmte Parameter ein quasistationärer Zustand existiert, in dem die Bündelweite ein absolutes Minimum erreicht, bevor sie einen stationären Wert annimmt. Bei konstantem Intensitätsverhältnis r (Abb. 2 links) tritt der quasistationäre Zustand für alle Felder E_0 zur gleichen Zeit ein. Bei konstantem elektrischen Feld wird er für größeres r früher erreicht (Abb. 2 rechts). Für kleine r tritt kein quasistationärer Zustand auf, wobei die Schwelle mit größerem Feld ansteigt. In unserem Fall liegt diese Schwelle unterhalb von $r = 4$. In Abb. 3 ist eine komplette Messung der horizontalen und vertikalen Bündelweiten sowie

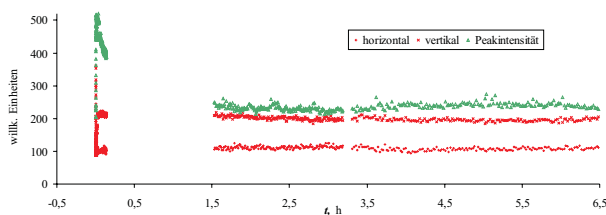


Abb. 3 Beispiel für die zeitliche Entwicklung der Peakintensität und Bündelweite parallel und senkrecht zum äußeren Feld.

der Peakintensität über 6,5 h für $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$, $I = 9 \text{ mW/cm}^2$ und $r = 27$ dargestellt. Nach Durchlaufen des quasistationären Zustands bleibt die Selbstfokussierung über mehrere Stunden stabil; erst gegen Ende nimmt die Peakintensität leicht ab bzw. die Bündelweite zu.

4.2 Lineare Polarisation

Bei linearen Polarisationen verschiedener Winkel bezüglich des äußeren Feldes lassen sich eine Reihe interessanter Effekte beobachten. Wie auch bei zirkularer Polarisation wird bei angelegter

Spannung das Bündel parallel zum Feld stärker fokussiert als senkrecht dazu. Jedoch sind die Achsen je nach Polarisationswinkel geneigt, Abb. 4 links. Nach der quasistationären Selbstfokussierung folgt eine Aufspaltung des Bündels in zwei Teilbündel. Für die Eingangspolarisation senkrecht zum äußeren Feld findet die geringste Fokussierung statt.

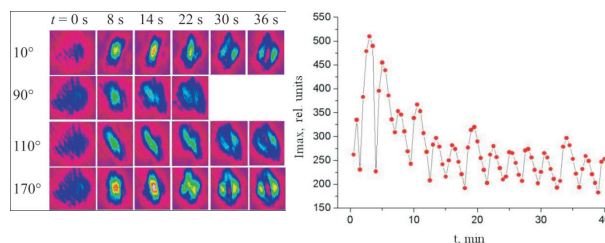


Abb. 4 Links: Bilder der Kristallendfläche bei verschiedenen Winkeln der linearen Eingangspolarisation (0° entspr. parallel zum Feld). $E_0 = 24 \text{ kV/cm}$, $I = 41 \text{ mW/cm}^2$, $r = 10^7$. Rechts: Typische Oszillation der maximalen Peakintensität bei 45 kV/cm , $I = 3,0 \text{ mW/cm}^2$, $r = 6$.

Bei sehr großen elektrischen Feldern ($E_0 > 40 \text{ kV/cm}$) und starker Hintergrundbeleuchtung ($r \approx 6$) oszillieren die gemessenen Peakintensitäten periodisch, Abb. 4 rechts. Dies ist auf einen Kondensatoreffekt zurückzuführen, bei dem das innere elektrische Feld periodisch auf- und abgebaut wird.

5 Fazit

Wir haben gezeigt, daß es trotz der optischen Aktivität in BTO möglich ist, durch Verwendung zirkularer Polarisation und intensiver Hintergrundbeleuchtung, solitonenähnliche Strukturen zu erzeugen, die über ca. 7 h stabil existieren. Bei linearer Polarisation treten zahlreiche störende Effekte wie Filamentierung und Oszillation der Intensität auf.

Nächste Schritte sind die Untersuchung der Stabilität der eingeschriebenen Indexstruktur ohne Feld und Beleuchtung in Dunkelheit sowie bei Führung von Licht größerer Wellenlängen darin.

Literatur

- [1] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, A. Yariv, Phys. Rev. Lett. **73**, 3211 (1994)
- [2] M. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garret, G. Salamo, G. C. Valley, Opt. Lett. **21**, 324 (1996)
- [3] N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, Phys. Rev. E **54**, 6866 (1996)
- [4] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, G. Kugel, J. Appl. Phys. **85**, 2062 (1999)
- [5] W. Ramadan, E. Fazio, A. Mascioletti, F. Inam, R. Rinaldi, A. Bosco, V. I. Vlad, A. Petris, M. Bertolotti, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5**, S432 (2003)
- [6] W. Królikowski, N. Akhmediev, D. R. Andersen, B. Luther-Davies, Opt. Commun. **132**, 179 (1996)