

Роль локального отклика фоторефрактивной среды в формировании пространственного экранированного солитона

С.А.Ассельборн, Н.Д.Кундикова, И.В.Новиков

Исследовано распространение промодулированного по интенсивности лазерного излучения в кристалле ниобата-бария-натрия во внешнем переменном электрическом поле. Продемонстрирована возможность управления нелинейным локальным откликом среды. Экспериментально показано, что изменение нелинейного локального отклика кристалла позволяет менять условия формирования одномерного пространственного солитона.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, пространственный солитон, самовоздействие света.

Исследование различных проявлений эффекта самовоздействия света в фоторефрактивных средах (таких как самофокусировка, самодефокусировка, самоискривление [1], самомодуляция и солитонный режим) активно ведется на протяжении последних десяти лет [2]. Эти явления лежат в основе работы оптических переключателей, логических элементов, мультиплексоров и демultipлексоров [3], используются для передачи, хранения и обработки информации. Для наблюдения всех перечисленных явлений в фоторефрактивных кристаллах требуются интенсивности ~ 100 мВт/см², в то время как для наблюдения нелинейных эффектов в керровских средах необходимо излучение с существенно большей интенсивностью – примерно 1 МВт/см².

Обычно различают несколько видов солитонов в зависимости от механизма их формирования: квазистационарные [4], экранированные [5], фотовольтаические [6], композитные [7], а также солитоны в центросимметричных средах [8]. Наиболее активно в настоящее время исследуются экранированные солитоны [9] в фоторефрактивных средах.

В большинстве случаев формирование солитонного режима изучается в присутствии постоянного электрического поля, а в присутствии переменного поля явления самовоздействия до конца не исследованы. Использование переменного внешнего поля имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием постоянного поля: позволяет избежать влияния внутренней неоднородности проводимости кристалла и неоднородности его фоновой засветки на экранировку внешнего поля, при синхронной модуляции интенсивности и внешнего поля приводит к увеличению нелинейных откликов среды.

Пространственная фазовая самомодуляция света в фоторефрактивном кристалле, к которому приложено

внешнее переменное поле, впервые была экспериментально обнаружена в кристалле ниобата-бария-натрия ($\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, BNN) [10]. Рассмотрим качественно возможный механизм пространственной фазовой самомодуляции света в фоторефрактивном кристалле [10]. Пусть к кристаллу приложено внешнее переменное электрическое поле. Промодулируем интенсивность излучения так, чтобы свет попадал на кристалл только в те моменты времени, когда направление вектора внешнего электрического поля положительно. Фотоэлектроны, возникающие под действием света, будут двигаться в направлении, противоположном направлению приложенного внешнего электрического поля. В результате захвата электронов ловушками в кристалле произойдет разделение зарядов, и в его объеме возникнет поле пространственно-неоднородного заряда E_{sc} . За счет линейного электрооптического эффекта показатель преломления кристалла n изменится на величину $\Delta n \sim E_{sc}$. В следующий полупериод поле направлено в противоположную сторону, и кристалл не освещается, поэтому можно ожидать постепенного накопления эффекта, т.е. увеличения Δn . Солитонный режим может быть реализован только при условии, что Δn положительно, а его знак при прочих равных условиях зависит от того, в фазе или противофазе изменяются внешнее электрическое поле и интенсивность падающего на кристалл излучения. В работе [10] зарегистрировано как уменьшение, так и увеличение показателя преломления n в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, в этом же кристалле обнаружена самофокусировка излучения [11] и впервые наблюдался одномерный пространственный солитон [12].

В работе [13] теоретически описан механизм пространственной фазовой самомодуляции света в фоторефрактивном кристалле, качественно рассмотренный в [10], определены условия формирования одномерного фоторефрактивного солитона, а также получено выражение для поля пространственно-неоднородного заряда E_{sc} в случае, когда интенсивность излучения и амплитуда внешнего электрического поля изменяются синфазно:

$$E_{sc} = E_{sc}^{\text{loc}} + E_{sc}^{\text{nloc}} = -E \frac{mI}{I + I_d} - \frac{EL_c}{I + I_d} \frac{dI}{dx}. \quad (1)$$

С.А.Ассельборн, Н.Д.Кундикова, И.В.Новиков. Вузовско-академический отдел нелинейной оптики Института электрофизики УрО РАН и Южно-Уральского государственного университета, Россия, 454080 Челябинск, просп. Ленина, 76; e-mail: igor_n@physicon.susu.ac.ru

Здесь E – амплитуда внешнего переменного электрического поля, направленного вдоль оси x (оптическая ось кристалла также направлена вдоль оси x); I – интенсивность пучка; I_d – «темновая» освещенность; L_e – дрейфовая длина электрона; $m = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ – глубина модуляции интенсивности пучка; I^+ и I^- – максимальная и минимальная интенсивности в промодулированном пучке [13]. Из выражения (1) видно, что при временной модуляции интенсивности света, синхронной с приложенным к кристаллу переменным электрическим полем, вместе с локальной составляющей E_{sc}^{loc} присутствует и нелокальная компонента отклика E_{sc}^{nloc} , определяемая градиентом интенсивности светового поля dI/dx . Присутствие локальной компоненты нелинейного отклика E_{sc}^{loc} приводит к изменению эффективности самофокусировки пучка, а нелокальной компоненты E_{sc}^{nloc} – к самоискривлению пучка в направлении внешнего поля [13].

Таким образом, изменяя величину локального отклика, можно управлять условиями формирования пространственного экранированного солитона во внешнем переменном электрическом поле при распространении светового пучка, промодулированного синхронно с внешним полем. Из выражения (1) следует, что локальный отклик при постоянной интенсивности определяется внешним электрическим полем E и глубиной модуляции интенсивности излучения m , однако изменение поля E приводит к изменению и нелокального отклика. Изменение последнего может быть незначительно, если мала дрейфовая длина электрона L_e .

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование возможности управления условиями формирования пространственного экранированного солитона в фоторефрактивном кристалле, к которому приложено внешнее переменное электрическое поле, при распространении в кристалле светового пучка, промодулированного по интенсивности синхронно с внешним полем.

Для проведения экспериментальных исследований был выбран кристалл $Ba_2NaNb_5O_{15}$, в котором впервые наблюдался одномерный пространственный солитон [12]. В исследуемом кристалле произведение подвижности μ и времени рекомбинации τ_r носителей заряда $\mu\tau_r = 2.7 \times 10^{-13}$ м²/В [14]. В соответствии с результатами работы [13] можно ожидать, что при таком значении $\mu\tau_r$ сдвиг пучка в поперечном сечении кристалла либо будет незначительным, либо будет отсутствовать. Длина кристалла в направлении распространения лазерного пучка составляла 3.5 мм, а в направлении, в котором приложено внешнее электрическое поле, – 3 мм.

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. Излучение

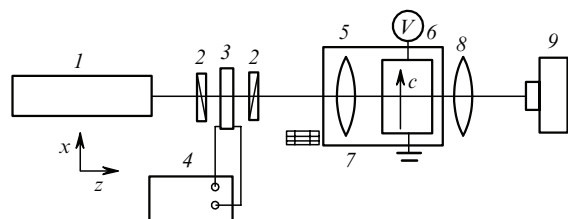


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – He-Ne-лазер; 2 – скрещенные поляризаторы; 3 – жидкокристаллическая ячейка; 4 – генератор низких частот; 5 – короткофокусная линза; 6 – фоторефрактивный кристалл, расположенный на подвижном столике; 7; 8 – объективы; 9 – ПЗС-матрица; c – оптическая ось кристалла.

He-Ne-лазера с длиной волны 633 нм и мощностью 12 мВт проходило через жидкокристаллическую ячейку, помещенную между двумя скрещенными поляризаторами. Жидкокристаллическая ячейка подключалась к генератору низких частот, формирующему меандр с частотой 50 Гц. Это позволяло модулировать интенсивность проходящего через ячейку излучения с данной частотой. Для синхронизации фазы модуляции излучения He-Ne-лазера с фазой внешнего переменного электрического поля уменьшалась задержка на генераторе низких частот. Пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием 47 мм на фоторефрактивный кристалл. На боковые грани кристалла наносилось проводящее покрытие с приклеенными к нему проводящим клеем электродами, с помощью которых к кристаллу прикладывалось переменное электрическое поле. Фокусирующая линза и кристалл находились на платформе, которая могла двигаться в направлении распространения пучка (ось z). Лазерный пучок фокусировался линзой на кристалл так, чтобы перетяжка совпадала с передней (входной) гранью кристалла, диаметр перетяжки $D_1 = 21$ мкм. Если внешнее поле отсутствовало, то на выходе из кристалла диаметр пучка $D_2 = 30$ мкм. Диаметр пучка определялся как ширина пучка на полувысоте его интенсивности, погрешность измерения обеспечивалась разрешением используемой ПЗС-матрицы и составляла не более 5 %.

Система отображения, которая позволяла получать изображение сечения пучка в любой плоскости сечения кристалла с шестикратным увеличением, состояла из неподвижно установленных объектива и ПЗС-матрицы. Оптическая ось кристалла (ось c) совпадала с направлениями внешнего электрического поля и поляризации падающего излучения. Выбранная поляризация падающего излучения при прочих равных условиях обеспечивала максимальное изменение показателя преломления Δn [14].

При включении внешнего переменного электрического поля с частотой 50 Гц, синфазного с модуляцией интенсивности, и увеличении его амплитуды пучок начинал сжиматься в направлении приложенного поля. В перпендикулярном направлении изменений размеров пучка не наблюдалось (одномерный случай). При достижении определенного значения амплитуды внешнего переменного электрического поля размеры сечения пучка на входной и выходной гранях кристалла оказывались равными, т. е. формировался солитонный режим. При дальнейшем увеличении амплитуды электрического поля пучок становился сходящимся, т. е. самофокусировка начинала преобладать над дифракцией. Смещения центра пучка в направлении, в котором приложено переменное электрическое поле, не наблюдалось. Если переменное электрическое поле включалось в противофазе с модуляцией интенсивности, то наблюдалось уширение пучка в указанном направлении, т. е. в соответствии с результатами работы [10] изменение показателя преломления меняло знак.

Для определения степени самофокусировки пучка вводился параметр $\alpha = D_1/D_2$. Очевидно, что если $\alpha < 1$, то дифракция преобладает над самофокусировкой, если $\alpha = 1$, то реализуется солитонный режим, а если $\alpha > 1$, то самофокусировка преобладает над дифракцией. Диаметр пучка на входе в кристалл D_1 оставался неизменным, диаметр пучка на выходе из кристалла D_2 определялся при различных значениях амплитуды внешнего поля и глубины модуляции интенсивности излучения. Амплитуда внешнего переменного электрического поля

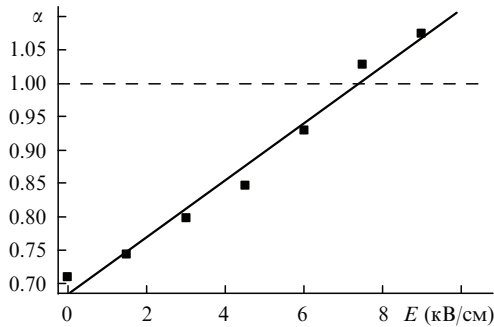


Рис.2. Зависимость степени самофокусировки $\alpha = D_1/D_2$ от амплитуды внешнего поля E при глубине модуляции интенсивности $m = 0.91$.

E варьировалась от нуля до 9 кВ/см с шагом 1.5 кВ/см, а глубина модуляции интенсивности m выбиралась произвольно и равнялась 0.73, 0.78, 0.86, 0.91 и 1. Проведенные измерения позволили получить зависимость степени самофокусировки пучка α от амплитуды внешнего поля E при различных глубинах модуляции m .

На рис.2 показана зависимость степени самофокусировки пучка α от амплитуды внешнего поля E при глубине модуляции интенсивности $m = 0.91$. Видно, что при увеличении амплитуды электрического поля наблюдается увеличение степени самофокусировки, которое можно аппроксимировать линейной зависимостью $\alpha = \alpha(E)$.

На рис.3 приведена зависимость степени самофокусировки пучка от глубины модуляции его интенсивности при амплитуде внешнего поля 4 кВ/см (при других амплитудах наблюдается похожая зависимость). Видно, что увеличение глубины модуляции интенсивности m при фиксированной амплитуде внешнего поля E приводит к увеличению степени самофокусировки пучка.

Таким образом, экспериментально показано, что увеличение локального нелинейного отклика, обусловленного в соответствии с выражением (1) увеличением как глубины модуляции m интенсивности пучка, так и амплитуды E внешнего электрического поля ($E_{sc}^{loc} \sim Em$), приводит к увеличению степени самофокусировки пучка. Это соответствует теоретическим результатам работы [13] и дает возможность экспериментального управления условиями формирования солитонного режима.

Для всех глубин модуляции m из зависимости $\alpha = \alpha(E)$ (рис.2) определялась амплитуда поля E_s , при которой достигается солитонный режим ($\alpha = 1$). На рис.4

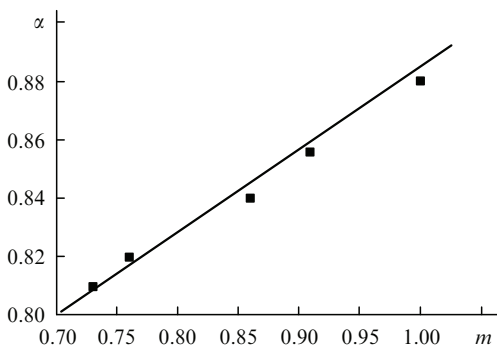


Рис.3. Зависимость степени самофокусировки пучка α от глубины модуляции интенсивности излучения m при амплитуде внешнего поля $E = 4$ кВ/см.

приведена зависимость амплитуды внешнего поля E_s , необходимого для достижения солитонного режима, от величины $1/m$. Видно, что уменьшение величины $1/m$ приводит к линейному уменьшению амплитуды внешнего поля E_s , необходимого для достижения солитонного режима. Результаты, приведенные на рис.4, позволяют определить амплитуду внешнего переменного электрического поля, при которой для заданной глубины модуляции достигается солитонный режим.

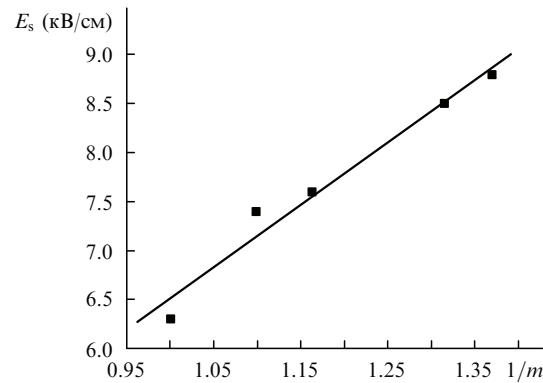


Рис.4. Зависимость амплитуды внешнего поля E_s , необходимого для достижения солитонного режима, от обратной глубины модуляции интенсивности излучения m .

Таким образом, в настоящей работе экспериментально показано, что увеличение локального отклика фоторефрактивного кристалла (ниобата-бария-натрия) приводит к увеличению степени самофокусировки пучка. Это дает возможность управления условиями формирования солитонного режима за счет изменения амплитуды внешнего переменного поля и глубины модуляции излучения.

- Petter J., Weilnau C., Denz C., Stepken A., Kaiser F. *Opt. Commun.*, **170**, 291 (1999).
- Pettazzi F., Lehau G., Alonzo M., Sada C., Bazzan M., Argiolas N., Mazzoldi P., Chauvet M., Vlad V., Petris A., Fazio E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6183**, 618319 (2006).
- Garcia-Quirino G., Iturbe-Castillo M., Vysloukh V., Sanchez-Mondragon J., Stepanov S., Lugo-Martinez G., Torres-Cisneros G. *Opt. Lett.*, **22**, 154 (1997).
- Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fischer B. *Phys. Rev.*, **68**, 923 (1992).
- Shin M., Leach P., Segev M., Garrett M., Salamo G., Valley G. *Opt. Lett.*, **21**, 324 (1996).
- Jinsong L., Zhonghua H. *Phys. Lett. A*, **285**, 377 (2001).
- Kristian M., Friedmann K., Carsten W., Denz C., McCarthyc G., Krolkowski W., Desyatnikov A., Kivshar Y. *Opt. Commun.*, **209**, 501 (2002).
- Del Re E., Crosignani B., Tamburrini M., Segev M., Mitchell M., Refaeli E., Agrat A. *Opt. Lett.*, **23**, 421 (1998).
- Sheu F., Shih M. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **9**, 271 (2007).
- Зельдович Б.Я., Катаевский Н.Г., Кундикова Н.Д., Наумова И.И. *Квантовая электроника*, **22**, 1116 (1995).
- Аникеев В.В., Большаков М.В., Кундикова Н.Д., Лобачев А.В., Наумова И.И. *Труды конф. «Фундаментальные проблемы оптики»* (С.-Петербург, 2000, с. 130).
- Ассельборн С.А., Кундикова Н.Д., Новиков И.В. *Письма в ЖТФ*, **34**, 50 (2008).
- Фролова М.Н., Шандаров С.М., Бородин М.В. *Квантовая электроника*, **32**, 45 (2002).
- Гольцер И.В., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Наумова И.И. *Квантовая электроника*, **20**, 817 (1993).