

07

## **О формировании "обратного" кинка в оптически бистабильных системах на основе возрастающего поглощения**

© О.А. Гуназе, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 21 марта 1997 г.

Используя известное свойство фокусировки трубчатых пучков, показано, что возможна реализация домена высокого поглощения в конце кюветы. Результаты могут служить одним из способов записи информации в объеме среды. Реализация такого домена может служить новым механизмом развития автоволновых процессов изменения выходной интенсивности светового пучка.

Оптическая бистабильность на основе возрастающего поглощения изучается в литературе достаточно давно. По-видимому, данное обстоятельство обусловлено относительно простой ее реализацией в физических экспериментах и многообразием нелинейных сред (например, полупроводников, химически активных газовых смесей, различных стекол), в которых она наблюдалась [1]. Интерес же к проблеме оптической бистабильности вызван перспективой построения новых оптических способов обработки информации и оптических компьютеров [1].

Среди различных явлений, сопровождающих оптическую бистабильность на основе возрастающего поглощения, отметим, в частности, формирование продольных кинков, наблюдавшихся в полупроводниках [2,3]. Аналогичные пространственные структуры в химически активной газовой смеси при поглощении световой энергии продуктом реакции получены также в [4]. Важно подчеркнуть, что область высокого значения характеристики среды располагалась вблизи ее входного сечения при воздействии коллимированных световых пучков. Формирования же, например, температурных кинков вблизи выходного сечения полупроводника можно достичь за счет фокусировки оптического излучения на заднюю грань кристалла [5–7]. Заметим, что в указанных работах для этой цели использовался первоначально гауссов пучок.

В настоящей работе, учитывая дифракцию оптического излучения, на примере оптической бистабильности на основе химически активной газовой смеси показано, что при воздействии первоначально трубчатого коллимированного светового пучка формируется "обратный" кинк концентрации продукта реакции. Слово "обратный" подчеркивает, что он образуется у задней стенки кюветы: область высокой концентрации продукта располагается вблизи выходного сечения среды и ей предшествует область его низкой концентрации. Обсуждается также механизм развития пульсаций домена высокого поглощения и прошедшей интенсивности оптического излучения, основанный на описываемом механизме формирования кинков при воздействии коллимированных трубчатых пучков.

Заметим, что необходимость учета дифракции и самовоздействия оптического излучения при его распространении в оптически бистабильной безрезонаторной системе появляется не только с уменьшением начального радиуса пучка, так как в процессе взаимодействия его дифракционная длина сокращается как из-за уменьшения его поперечных размеров вследствие поглощения световой энергии, так и из-за его разбиения на части, вызванного выеданием его энергии в области с максимальной интенсивностью. Поэтому влияние дифракции может быть существенным, даже если первоначально дифракционная длина в несколько раз превышает длину нелинейной среды.

Исследуемый нами процесс распространения осесимметричного коллимированного трубчатого пучка описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}A + \delta_0NA = 0, \quad 0 < z < 1, \quad 0 < r < R,$$

$$\varepsilon \frac{\partial T}{\partial t} = \chi\Delta_{\perp}T + qN|A|^2 + \gamma f, \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_N\Delta_{\perp}N + f, \quad f = (1 - N) \exp\left(-\frac{1}{T}\right) - kN \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right)$$

с начальными и граничными условиями

$$A_{z=0} = A_0(r)(1 - \exp(-10t)), \quad A_0(r) = \frac{r^2}{a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (2)$$

$$A|_{r=R} = \frac{\partial A}{\partial r}|_{r=0} = \frac{\partial N}{\partial r}|_{r=0,R} = \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=0} = 0,$$

$$\chi \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=R} = -\eta(T - T_0), \quad T|_{t=0} = T_0, \quad f|_{t=0} = 0.$$

Описание параметров (1), (2) подробно дано в [8]. Поэтому здесь отметим лишь, что  $A$  — нормированная комплексная амплитуда пучка,  $N$  — безразмерная концентрация продукта реакции,  $T$  — нормированная температура среды,  $T_0$  —  $z$  — продольная координата, нормированная на дифракционную длину;  $q$  характеризует входную мощность пучка,  $a$  — нормированный начальный радиус пучка, оставленный так же, как и коэффициент  $D$ , для удобства проведения расчетов.

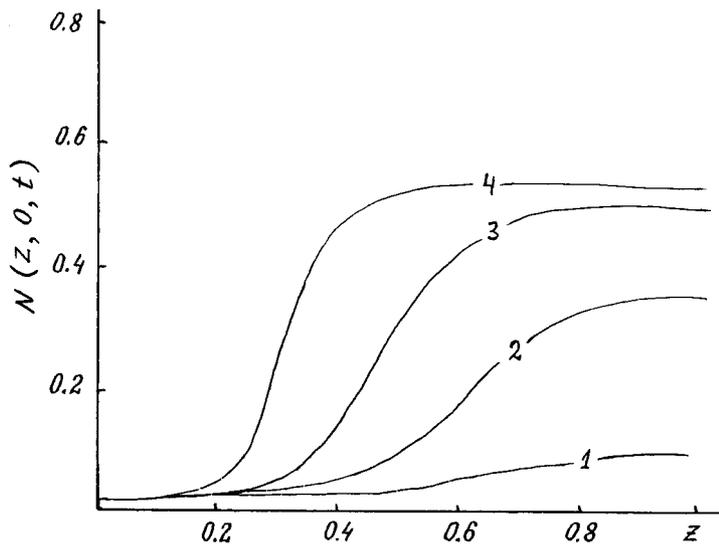
Рассмотрим взаимодействие оптического излучения в условиях слабой диффузии и теплопроводности среды со следующими параметрами:

$$R + 1, \quad \eta = 2\chi, \quad D = 0.0025, \quad \varepsilon = 1, \quad D_N = \chi = 10^{-7}, \quad T_c = 0.375,$$

$$T_0 = 0.125, \quad a = 0.1, \quad k = 0.5, \quad \gamma = 0, \quad q = 0.5, \quad \delta_0 = 4. \quad (3)$$

Относительно значений параметров в (3) сделаем несколько замечаний. Во-первых, для них реализуется бистабильная зависимость концентрации и температуры от входной интенсивности оптического излучения. При больших, чем в (3), значениях  $q$ ,  $\chi$ ,  $D_N$ ,  $D$  закономерности реализации оптической бистабильности изучались в [9], где показана возможность формирования многодоменных структур. Во-вторых, значение начальной мощности  $q$  таково, что вблизи входного сечения кюветы область высокой концентрации не формируется.

Как известно, трубчатый пучок на определенном расстоянии (в зависимости от положения его максимума и размера области с отличной от нуля интенсивностью) трансформируется в гауссов. При этом его максимальная интенсивность может превосходить ее входное значение. Используя это свойство трубчатого пучка, нетрудно реализовать вблизи выходной грани кюветы его интенсивность, достаточную для переключения системы химическая среда—лазерный пучок в верхнее состояние, что и приводит здесь к формированию области высокой концентрации ("обратного" кинка). Время его существования и продольный размер зависят от многих параметров, в частности от коэффициентов диффузии, теплопроводности и поглощения. В качестве иллюстрации на рисунке приведена динамика формирования "обратного" кинка на оси



Продольное распределение концентрации продукта реакции на оси пучка в моменты времени  $t = 35$  (1), 55 (2), 80 (3), 150 (4) для  $\delta_0 = 4$ ,  $\gamma = 0$ ,  $q = 0.5$ ,  $a = 0.1$ ,  $D = 0.0025$ ,  $D_N = \xi = 10^{-7}$ .

пучка. Как видно из рисунка, зарождение кинка происходит в конце кюветы. Причина этого заключается в фокусировке на выходную грань кюветы дифрагирующего трубчатого пучка. Затем кинк формируется в пределах некоторой области среды. Граница этой области определяется диффузией, теплопроводностью и скоростью обратной реакции. В частности, возможна ситуация, когда волна переключения останавливается. Именно этот случай представлен на рисунке. Подчеркнем, что для его реализации необязательно иметь малые значения коэффициентов диффузии и теплопроводности.

Если процессы продольной и поперечной диффузии или теплопроводности достаточно развиты, то в течение некоторого времени область высокой концентрации или температуры достигнет входного сечения. В результате здесь возрастет коэффициент поглощения, интенсивность в конце кюветы уменьшится и кинк исчезнет. Так как вблизи входного сечения значение интенсивности недостаточно для поддержания системы

в верхнем бистабильном состоянии, то при отсутствии притока продукта реакции либо тепла коэффициент поглощения вблизи входного сечения уменьшится. Из-за этого в конце кюветы интенсивность возрастает, что приведет вновь к формированию здесь кинка. Затем этот процесс будет повторяться. Как следствие этого, выходная интенсивность пучка и прошедшая кювету мощность будет осциллировать. Отметим, что механизм этих процессов был предсказан в [10]. Таким образом, изложенный механизм осцилляций выходной интенсивности подобен описанному в [5] и экспериментально реализованному в [6,7] механизму выходной мощности при фокусировке оптического излучения на заднюю грань полупроводника.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 95-02-04448).

## Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 520 с.
- [2] Gibbs H.M. et al. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. N 1. P. 692–694.
- [3] Lindberg M., Koch S.W., Haug H. // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. N 1. P. 407–415.
- [4] Калиниченко М.И., Трофимов В.А. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. В. 1. С. 182–184.
- [5] Rozanov N.N., Fedorov A.V., Khodova G.V. // Phys. Stat. Solid. B. 1988. V. 150. N 2. P. 545–555.
- [6] Esipov S.E., Stadnic V.A. // Phys. Stat. Solid. B. 1988. V. 150. N 2. P. 501–505.
- [7] Стадник В.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 12. С. 3571–3578.
- [8] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. № 6. С. 65–74.
- [9] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 16. С. 1–6.
- [10] Gunaze O.A., Trofimov V.A. // BRAS Physics/Supplement Physics of Vibrations. 1993. V. 57. N 4. P. 193–200.