

01;03;07

## Лазероиндуцированные пространственные структуры в газофазной химически активной среде при воздействии дифрагирующих трубчатых пучков

© О.А. Гуназе, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 18 апреля 1996 г. В окончательной редакции 26 ноября 1996 г.)

На основе компьютерного моделирования исследуются закономерности распространения дифрагирующих пучков в двухкомпонентной газовой смеси. Обнаружено формирование нескольких областей высокой концентрации продукта реакции; движение фокуса пучка как вдоль, так и навстречу направлению его распространения (в том числе скачкообразное изменение его положения). Показано, что с течением времени вблизи входного сечения среды в ее центральной неосвещенной области достигается высокое значение концентрации продукта реакции из-за его диффузии (диффузионный рост концентрации). Она же приводит к формированию динамического максимума концентрации в этой области среды.

### Введение

Один из эффективных способов управления скоростью химических реакций реализуется при воздействии лазерного излучения и селективном поглощении его энергии одной из компонент газовой смеси [1–8]. Из-за неравновесного и локального вклада световой энергии в среде при определенных условиях реализуется сложное пространственное распределение продукта реакции (или исходного вещества), которое, в частности, является следствием неоднозначной (как правило, бистабильной) зависимости концентрации вещества от входной интенсивности оптического излучения.

Многообразие происходящих при воздействии лазерного излучения на химически активную газовую смесь физико-химических процессов объясняет отчасти постоянный интерес различных авторов к данной проблеме. Другая причина интереса обусловлена многими практическими приложениями получаемых при исследованиях результатов, а также возможностью реализации различных нелинейных оптических процессов самоорганизации, которые относятся к интенсивно развивающемуся направлению лазерной физики — нелинейной оптической динамике.

В настоящей работе, продолжающей [8], анализируется эффективность воздействия дифрагирующего светового импульса, имеющего на входе в кювету со смесью газов трубчатое распределение интенсивности. Следует подчеркнуть, что дифракция оптического излучения, как будет показано ниже, принципиально изменяет пространственное распределение концентрации продукта реакции по сравнению со случаем воздействия слабодифрагирующих пучков. Поэтому ее учет необходим для получения результатов, адекватных физическому эксперименту в случае примерного равенства дифракционной длины пучка и продольного размера кюветы.

### Постановка задачи

Распространение вдоль координаты  $z$  лазерного пучка в химически активной двухкомпонентной газовой смеси в присутствии буферного газа и при поглощении оптической энергии продуктом реакции в предположении локальной связи компонент газовой смеси (следствием этого является равенство коэффициентов диффузии исходного вещества и продукта реакции) описывается системой безразмерных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}A + i\varepsilon_{\text{нл}}A + \delta_0NA &= 0, & 0 < z \leq 1, \\ \varepsilon \frac{\partial T}{\partial t} &= \chi\Delta_{\perp}T + qN|A|^2 + \gamma f, & t > 0, \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= D_N\Delta_{\perp}N + f, & \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \\ f &= (1 - N) \exp\left(-\frac{1}{T}\right) - kN \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right), \\ \varepsilon_{\text{нл}} &= \alpha T + \beta(N - N_0) \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} A|_{z=0} &= A_0(x)\sqrt{I_0(t)}, \\ A|_{x=0,L_x} &= 0, \quad T|_{t=0} = T_0, \quad f|_{t=0} = 0, \\ \frac{\partial N}{\partial x}|_{x=0,L_x} &= 0, \quad \chi \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0,L_x} = \pm\eta(T - T_0). \end{aligned} \quad (2)$$

В (1), (2) комплексная амплитуда  $A(z, x, t)$  нормирована на ее максимальное входное значение;  $N(z, x, t)$  — концентрация продукта реакции;  $T(z, x, t)$  — температура среды, нормированная на энергию активации прямой реакции, выраженную в единицах температуры;  $z$  измеряется в единицах дифракционной длины  $l_d = 2\kappa a_0^2$ ,  $\kappa$  — волновое число,  $a_0$  — начальный радиус пучка

и поперечная координата  $x$  измеряются в единицах  $a_0$ ;  $D$  — коэффициент, равный при выбранной нормировке 1, однако оставленный в (1) для удобства анализа влияния дифракции пучка на пространственное распределение температуры, концентрации и распределение интенсивности светового пучка. Параметр  $\delta_0$  характеризуется коэффициентом поглощения по амплитуде всеми молекулами, относящимися к продукту реакции. Время  $t$  измеряется в единицах характерного времени реакции. Параметр  $\varepsilon$  характеризует скорость изменения температуры по отношению к скорости изменения состава смеси газов. Коэффициенты  $\chi$  и  $D_N$  равны соответственно отношению характерного времени реакции к характерным временам теплопроводности и диффузии. Параметр  $q$  — отношение начальной мощности пучка к мощности, затрачиваемой на изменение состава смеси от исходного газа к продукту реакции. Параметр  $\gamma$ , пропорциональный слагаемому  $(T_c - 1)$ , характеризует тепловой эффект реакции,  $T_c$  — отношение энергии активации обратной реакции к прямой,  $k$  — отношение предэкспоненты обратной реакции к прямой.

Самовоздействие оптического излучения описывает слагаемое с  $\varepsilon_{\text{нл}}$  в (1), в котором  $\alpha$  — отношение входной мощности пучка  $P_0$  к мощности теплового самовоздействия ( $\alpha < 0$  соответствует дефокусировке пучка),  $\beta$  пропорционален разности показателей преломления продукта реакции и исходного вещества. Он положителен, если исходное вещество менее плотное, чем продукт реакции, и отрицателен для противоположной ситуации,  $L_x$  — граница области по оси  $x$ ,  $I_0(t)$  описывает форму импульса оптического излучения. В численных экспериментах она выбиралась в виде

$$I_0(t) = (1 - \exp(-t/\tau))^2, \quad \tau = 0.1 \quad (3)$$

и соответствует быстрому выходу импульса на стационар.

Заметим, что граничные условия относительно концентрации продукта реакции соответствуют замкнутой по массообмену кювете. При этом через боковую поверхность происходит теплообмен с окружающей средой, температура которой  $T_0$ . Скорость теплообмена определяется безразмерной константой  $\eta$ .

В соответствии с поставленной в данной работе целью начальный профиль пучка выбирался в виде

$$A_0(x) = \frac{(x - L_x/2)^2}{a^2} \exp\left(-\frac{(x - L_x/2)^2}{a^2}\right). \quad (4)$$

Относительно формулы (4) следует сделать 2 замечания. Во-первых, в (4) введен безразмерный параметр  $a$  для удобства представления получаемых в численных экспериментах результатов. Его можно опустить, сделав замену  $D \rightarrow D/a^2$ ,  $\chi \rightarrow \chi/a^2$ ,  $D_N \rightarrow D_N/a^2$ ,  $L_x \rightarrow L_x/a$ , что соответствует выбранной нормировке. Во-вторых, под термином "трубчатые пучки", вынесенным в название работы, в дальнейшем будем подразумевать оптическое излучение, имеющее провал на оси

в начальном распределении интенсивности. Как известно, приближение (4) справедливо, если радиусы пучка по поперечным координатам существенно различаются. Необходимость анализа распределений (4) обусловлена также и тем обстоятельством, что моделировать нестационарные нелинейные процессы, описываемые системой (1), в пространстве трех переменных сложно из-за большого временного интервала (несколько десятков и сотен безразмерных единиц), на котором развиваются исследуемые процессы.

## Результаты расчетов

Учитывая результаты [8], в дальнейшем зафиксируем некоторые параметры

$$T_c = 0.375, \quad k = 0.5, \quad T_0 = 0.125,$$

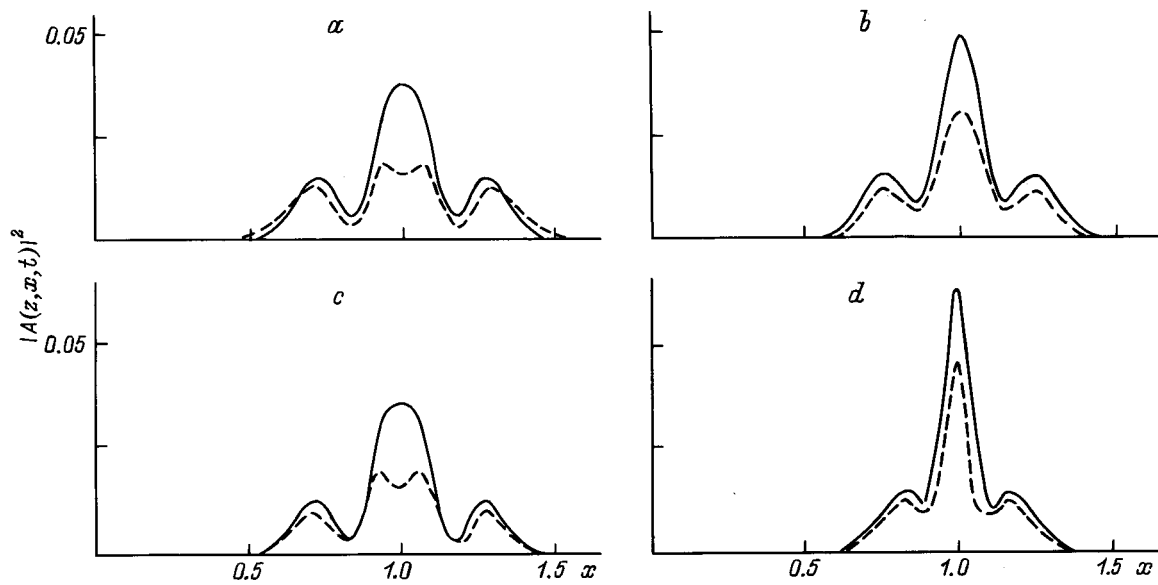
$$\eta = 2, \quad \varepsilon = 1, \quad L_x = 2,$$

$$D_N = \chi = 10^{-5}, \quad D = 0.01, \quad q = 5, \quad a = 0.1. \quad (5)$$

Заметим, что данный выбор значений  $D_N$ ,  $\chi$  связан с анализом влияния чисто дифракционных эффектов на кинетику химических реакций. На практике данные значения безразмерных коэффициентов при прочих равных условиях могут быть обеспечены как за счет начального радиуса пучка, так и длительности воздействия оптического излучения. Отношение  $D/a^2 = 1$ , что соответствует проявлению действия дифракции на длине кюветы.

Подчеркнем, что эффективные коэффициенты диффузии и теплопроводности определяются отношениями  $D_N/a^2$  и  $\chi/a^2$  и равны 0.001, так как  $a$  представляет собой характерный размер пространственных неоднородностей при воздействии гауссова пучка. В анализируемом в данной работе случае распространения трубчатых пучков характерный масштаб индуцированных ими неоднородностей будет еще меньше (по крайней мере, в 4 раза). Поэтому влияние диффузии будет еще более сильным по сравнению с гауссовыми пучками. Кроме этого, из-за поглощения световой энергии и часто реализуемого разбегания в среде светового пучка на субпучки вследствие дифракционных эффектов возможно дальнейшее возрастание действия диффузии и теплопроводности среды на температурный и концентрированный профили.

Проведенные численные эксперименты позволяют выделить следующие общие закономерности взаимодействия дифрагирующего пучка с химически активной газовой смесью в случае слабой диффузии ее компонент. Прежде всего следует подчеркнуть, что из-за дифракции пучка его профиль интенсивности при распространении вдоль  $z$  преобразуется в распределение, имеющее максимум на оси (рис. 1). Природа такой трансформации обусловлена интерференцией двух субпучков. Аналогичная картина, как известно, реализуется при дифракции оптического излучения на двух щелях. В нашем случае переход в область геометрической тени пучка осуществляется плавно и поэтому интенсивность между



**Рис. 1.** Распределения интенсивности в сечении  $z = 0.5$  в моменты времени  $t = 25$  (сплошная кривая),  $30$  (штриховая).  $\delta_0 = 4$ ,  $\gamma = 0$ ;  $\alpha = -5, \beta = 0$  (a);  $\alpha = \beta = 0$  (b);  $\alpha = 0, \beta = -10$  (c);  $\alpha = 0, \beta = 10$  (d).

субпучками не обращается в нуль, как это имеет место в распределении интенсивности после прохождения оптическим излучением двух щелей.

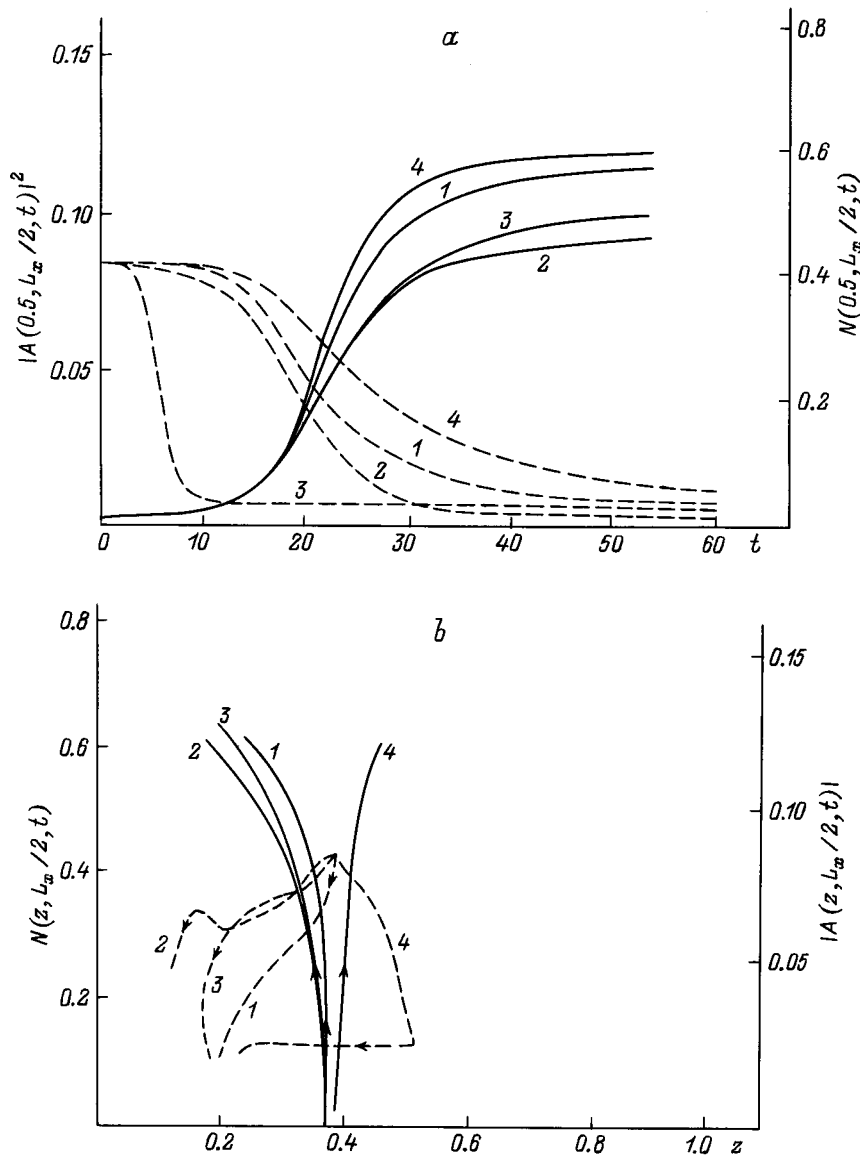
В динамике взаимодействия лазерного излучения с химической смесью четко выделяются несколько этапов. Как и при воздействии широкоапертурных пучков, присутствуют первоначальный медленный этап роста концентрации продукта реакции, быстрый ее рост в течение некоторого промежутка времени, затем опять ее медленный рост. Аналогично изменяется и интенсивность пучка. Однако рост концентрации соответствует уменьшению интенсивности оптического излучения. При этом скорость изменения концентрации определяется координатами рассматриваемой точки кюветы. Существенно, что пространственное перераспределение концентрации продукта реакции происходит двояким образом: за счет диффузии и трансформации профиля пучка из-за дифракции.

Дифракция оптического излучения приводит к неоднородному вдоль продольной координаты изменению концентрации продукта реакции на оси пучка. Так, для широкоапертурных пучков вследствие диффузии компонент смеси в плоскости  $x = L_x/2$  (центр пучка) имело бы место монотонное уменьшение  $N$  с ростом расстояния от входного торца кюветы. В исследуемом нами случае стимулирования химических реакций узкоапертурными пучками ситуация принципиально изменяется из-за трансформации начального профиля интенсивности (рис. 1). Максимальное значение концентрации на оси пучка сначала достигается в сечении  $z_m$ , которое определяется дифракцией пучка в прозрачной среде (на начальном этапе поглощение мало). Затем со временем  $z_m$  уменьшается и стремится к входному сечению кюве-

ты. Это происходит вследствие двух причин: в начале взаимодействия за счет трансформации профиля пучка в гауссовское распределение на более короткой трассе (из-за уменьшения его размеров, например, вследствие поглощения), а в дальнейшем при достижении достаточно высоких значений  $N$ , за счет диффузии газовых компонент (здесь заметную роль играет скорость диффузии тепла). С течением времени вблизи входного сечения концентрация продукта реакции возрастает, и ее значение становится равным максимальному значению концентрации в точке достижения пиковой интенсивности. Это новый (четвертый) этап взаимодействия трубчатых пучков с химически активной газовой смесью. Ранее данный режим для широкоапертурных пучков не был получен [5] из-за анализа взаимодействия лазерного пучка с химически активной средой как на более коротком временном интервале, так и для более высоких значений коэффициентов диффузии и теплопроводности.

Описанные закономерности справедливы для всех рассмотренных нами соотношений параметров  $\alpha = 0, -5$ ;  $\beta = 0, \pm 10$ ;  $\gamma = 0, -2$ ;  $\delta_0 = 4, 8$ ; но в каждом конкретном случае имеются свои отличия, которые обсудим ниже.

Распространение световых пучков в условиях слабого самовоздействия. Данный тип взаимодействия  $\alpha = \beta = 0$  реализуется, если длина кюветы много меньше характерных нелинейных длин тепловой дефокусировки и рефракции за счет изменения состава смеси. Прежде всего рассмотрим случай, когда несущественно влияние теплового эффекта ( $\gamma = 0$ ). Сформировавшаяся в начальный момент распространения (линейный предвестник) структура трех субпучков с ярким центральным максимумом сохра-



**Рис. 2.** *a* — эволюция интенсивности света (штриховые кривые, левая вертикальная ось) и концентрации продукта реакции (сплошные кривые, правая вертикальная ось) на оси пучка:  $\delta_0 = 4, \gamma = 0$ ; 1 —  $\alpha = \beta = 0$ ; 2 —  $\alpha = -5, \beta = 0$ ; 3 —  $\alpha = 0, \beta = -10$ ; 4 —  $\alpha = 0, \beta = 10$ ; *b* — изменение во времени продольной координаты достижения максимальной интенсивности (штриховые кривые, правая вертикальная ось) и концентрации продукта реакции (сплошные кривые, левая вертикальная ось) и их значения на оси пучка для параметров взаимодействия, соответствующих рис. 1, *a* (стрелкой указано направление изменения).

няется во всем рассмотренном интервале ( $t \leq 150$ ) (рис. 1, *b*). Однако с течением времени интенсивность в максимумах выравнивается до одинакового значения. Профиль концентрации продукта реакции также имеет пространственное распределение с тремя максимумами, но с ростом времени значения  $N$  в центральной части области достигает существенно больших величин, чем у боковых максимумов. В качестве иллюстрации на рис. 2, *a* представлены эволюция концентрации  $N$  (сплошная кривая 1) и интенсивности пучка (штриховая кривая 1) в сечении  $z = 0.5$  на оси пучка ( $x = L_x/2$ ), а также положения их максимумов на оси пучка (кривые 2 на рис. 2, *b*) вдоль  $z$ . Отметим, что временной интервал,

на котором процесс взаимодействия приобретает черты стационарного по значению пиковой интенсивности и максимальной концентрации продукта реакции, ограничен примерно 50 единицами.

При заметном влиянии теплового эффекта реакции на эволюцию процесса взаимодействия (например  $\gamma = -2$ ) основные черты предыдущего случая сохраняются. Однако скорость изменения температуры и концентрации продукта реакции уменьшается, а также снижается значение концентрации в конце кюветы.

При анализе трансформации сложного пространственного распределения концентрации  $N$  вдоль  $z$  (рис. 3) важно подчеркнуть интересную деталь. Первоначально

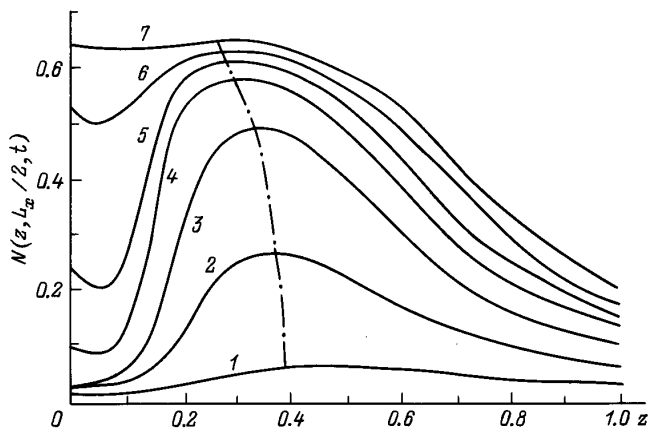


Рис. 3.

вблизи  $z = 0$  на оси пучка  $N$  имеет меньшее значение, чем в соседних точках по  $z$ . Затем с течением времени ее значение увеличивается быстрее, чем в области, расположенной ближе к основному максимуму по  $z$ , и профиль концентрации трансформируется к распределению с двумя локальными максимумами вдоль  $z$ , которое наблюдалось во всех анализируемых случаях. Затем концентрация продукта реакции на оси пучка вблизи входного сечения медленно возрастает, достигая значения, практически равного ее значению в первоначальном максимуме по  $z$ . В дальнейшем такое распределение существует длительное время.

Формирование и реализация распределения концентрации продукта реакции с несколькими локальными максимумами зависит от соотношения характерных времен диффузии продукта реакции, теплопроводности, скоростей прямой и обратной реакции. Существенно, что скорости реакций экспоненциально зависят от температуры. Как результат этого, различие предэкспонент реакций сказывается при достаточно большой температуре, когда экспоненциальный множитель становится порядка единицы.

Исходя из сказанного, в формировании пространственной структуры, представленной на рис. 3, можно выделить несколько стадий ее развития. Сначала реакция эффективно протекает в области пучка. Из-за диффузии и теплопроводности волна концентрации продукта реакции распространяется в область, не занятую световым излучением, в частности к центру пучка. Это первоначально приводит к росту концентрации и температуры вблизи области пучка. Из-за дальнейшей диффузии концентрация продукта реакции продолжает расти в центре кюветы вблизи  $z = 0$ . Однако температура здесь остается низкой по следующей причине. Вблизи области, освещенной оптическим излучением, температура среды первоначально повышается, что приводит к активизации процесса обратной реакции и поглощения тепла для прямой реакции (так как  $\gamma < 0$ ). Результатом этого являются прекращение распространения температурной

волны по поперечной координате, практически полное прекращение обратной реакции на оси пучка и появление еще одной области с высоким значением концентрации у входного сечения.

Данное распределение существует длительное время и поддерживается за счет диффузии продукта реакции из области, освещенной оптическим излучением. Она же является и причиной формирования однородного распределения концентрации продукта реакции вдоль  $z$  вблизи входной грани кюветы. Резюмируя, можно назвать происходящий процесс диффузионным режимом стимулирования лазерным излучением обратимых химических реакций.

Заметим, если боковая поверхность кюветы будет находиться на расстоянии порядка расстояния от максимума трубчатого пучка до его центра, то и в этом направлении будут происходить аналогичные процессы. Следовательно, воздействие на химически активную газовую смесь трубчатых пучков открывает, вообще говоря, возможность формирования практически однородного по поперечной координате распределения концентрации продукта реакции в пределах части области вдоль оси распространения, которая определяется начальной мощностью пучка.

Резюмируя данный пункт, можно сделать вывод о принципиальном изменении кинетики стимулирования дифрагирующим лазерным излучением обратимых химических реакций в случае сравнимых вкладов в изменение температуры вследствие теплового эффекта реакции и нагрева за счет оптического излучения по сравнению со случаем широкоапертурных пучков.

Влияние самовоздействия светового пучка на кинетику реакции. Если длина кюветы сравнима с характерной длиной самовоздействия, то необходимо учитывать нелинейную рефракцию пучка. Отметим, что тепловое самовоздействие проявляется в виде дефокусировки оптического излучения, а рефракция за счет изменения состава смеси может иметь знак как фокусирующей, так и дефокусирующей линзы в зависимости от оптических свойств среды. Как будет показано ниже, самовоздействие оптического излучения может принципиально изменить как динамику взаимодействия среды и пучка, так и результирующее пространственное распределение концентрации продукта реакции.

а) Тепловая дефокусировка ( $\alpha = -5$ ,  $\beta = \gamma = 0$ ). Рассмотрим сначала действие тепловой дефокусировки. Оно проявляется, в частности, в трансформации пространственного распределения пучка: начиная с некоторого момента времени центральный (дифракционный, т.е. сформированный на начальном, практически линейном этапе взаимодействия  $t < 25$ ) максимум интенсивности пучка из-за тепловой дефокусировки, например, в сечении  $z = 0.25$  приобретает трубчатую структуру (рис. 1, а). Как следствие этого, на выходе из кюветы профиль интенсивности оптического излучения имеет лишь два максимума (отсутствует дифракционный центральный максимум).

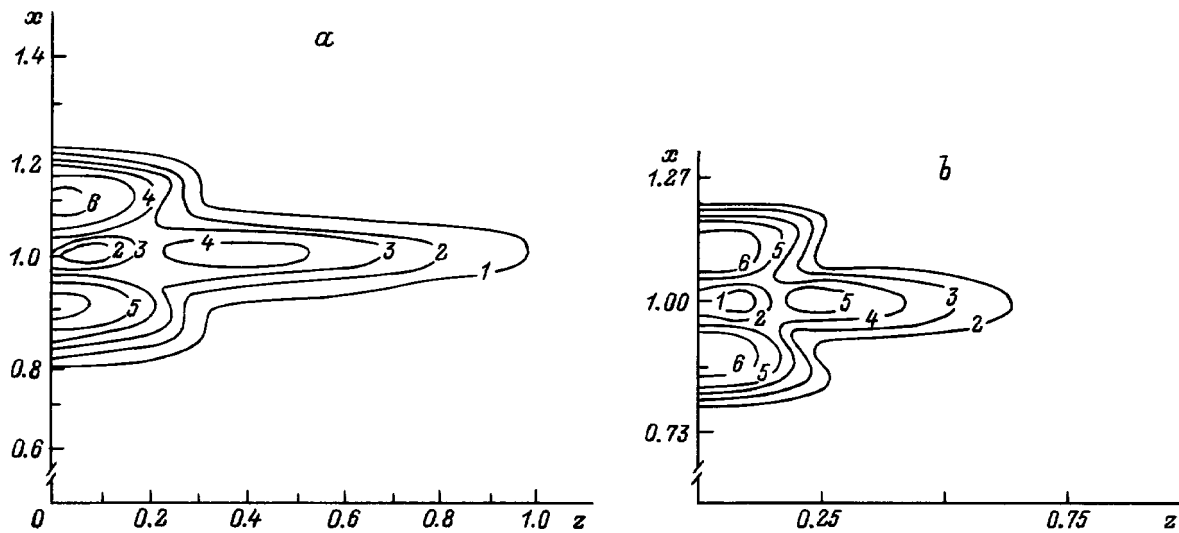


Рис. 4. Линия уровней концентрации продукта реакции.  $\delta_0 = 8$ ,  $\alpha = 0$ ;  $\beta = 10$  (a),  $-10$  (b);  $\gamma = 0$ ;  $N$ : 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.4, 5 — 0.5, 6 — 0.6.

Иллюстрацией этому может служить рис. 2 (кривая 2). Сравнение эволюции интенсивности пучка на его оси ( $x = L_x/2$ ) в сечении  $z = 0.5$  для случаев  $\alpha = 0, -5$ , показывает, что с ростом времени из-за увеличения силы дефокусирующей линзы интенсивность света здесь уменьшается. Основной ее спад приходится именно на интервал времени возрастания скорости реакции. Перераспределение интенсивности оптического излучения в поперечном сечении приводит и к снижению концентрации продукта реакции на оси пучка (рис. 2, кривая 2).

Тепловая дефокусировка приводит к двухкратному снижению концентрации продукта реакции вблизи выходного сечения кюветы. Координата достижения продольного максимума в плоскости  $x = L_x/2$  смещается к входному сечению кюветы (рис. 2, b, сплошная кривая 2). Это свидетельствует о фокусировке оптического излучения на более короткой трассе по сравнению со случаем его слабого самовоздействия. Отметим, что основным механизмом, поддерживающим в данном случае достаточно высокое значение концентрации продукта реакции на оси, также является диффузия. Именно из-за низких скоростей теплооттока и диффузии в области кюветы  $z > 0.4$  на рассматриваемом нами промежутке времени поддерживается достаточно высокое значение продукта реакции.

В заключение данного раздела обратимся к анализу эволюции интенсивности пучка по  $z$  на его оси ( $x = L_x/2$ ). На рис. 2, b штриховой кривой 2 показано временное изменение продольной координаты максимальной интенсивности. Здесь можно выделить участок, соответствующий быстрому смещению положения максимума вдоль оси  $z$ . В этот промежуток времени увеличивается сила тепловой линзы. В результате происходят

резкое смещение максимума интенсивности в центре области и даже возрастание его значения здесь (рис. 2).

б) Дефокусировка пучка из-за изменения состава смеси ( $\alpha = \gamma = 0$ ,  $\beta = -10$ ). Дефокусировка пучка из-за изменения состава вещества приводит в целом к аналогичным случаю теплового самовоздействия результатам (рис. 1, c), но ее действие более слабое. Это подтверждают на рис. 2, b сплошная кривая 3, а на рис. 2, a — сплошная кривая 3 и штриховая 3. Однако имеются и существенные различия в эволюции профиля интенсивности пучка по сравнению с тепловой дефокусировкой. Так, за интервалом времени, в течение которого на оси пучка в сечении  $z = 0.5$  формируется провал в распределении интенсивности, следует формирование центрального максимума в этом сечении. В результате на выходе из среды формируется структура четырех субпучков примерно равной интенсивности (вместо трех, реализуемых для  $\alpha = \beta = 0$ , и двух, реализуемых для предыдущего случая).

По новому сценарию изменяется с течением времени и продольная координата достижения максимума интенсивности в сечении  $x = L_x/2$  (рис. 2, b, штриховая кривая 3). Так, если сначала она смещается к входной грани кюветы, то затем движется в противоположном направлении. При этом значение интенсивности в этой точке монотонно уменьшается (в отличие от случая тепловой дефокусировки).

в) Самофокусировка пучка, обусловленная изменением состава смеси ( $\alpha = \gamma = 0$ ,  $\beta = 10$ ). Самофокусировка светового пучка по сравнению со случаем слабого самовоздействия приводит к увеличению значения интенсивности на оси пучка (например, в сечении  $z = 0.5$ ; рис. 1, a, 2, a штриховая кривая 4), к более быстрому росту концентрации продукта реакции в этой области (рис. 2, a сплошная

кривая 4). Максимум концентрации продукта реакции (рис. 2, *b*, сплошная кривая 4) достигается дальше от входного сечения кюветы и в отличие от предыдущих случаев со временем смещается вдоль направления распространения оптического излучения. В установившемся режиме высокое значение концентрации продукта реакции реализуется в области пучка на более протяженном участке трассы распространения.

Сложным образом эволюционирует и продольная координата достижения максимальной интенсивности в сечении  $x = L_x/2$ . Сначала ее значение возрастает с течением времени (фокус движется вдоль оси  $z$ ). Затем существует момент времени, когда максимальное значение интенсивности достигается на некотором интервале по  $z$ , после чего имеет место быстрое уменьшение величины координаты максимума интенсивности. После этого она практически остается постоянной. Такая временная эволюция координаты достижения максимальной интенсивности обусловлена самофокусировкой пучка, которая на начальном этапе взаимодействия возрастает из-за роста концентрации, а затем уменьшается вследствие поглощения световой мощности продуктом реакции.

Обсуждаемый нами выше эффект можно назвать скачущим фокусом, когда за очень короткий промежуток времени фокус пучка смещается на расстояние порядка  $0.6ka_0^2$ . В отличие от известного механизма движущегося фокуса при возрастании входной интенсивности импульса с гауссовым пространственным профилем в данном случае смещение фокуса происходит навстречу направлению распространения оптического излучения.

В заключение остановимся на еще одном явлении, которое наблюдается для любого знака самовоздействия (и при его отсутствии): существование малодоменных структур. Так как причиной их возникновения является дифракция пучка на двух щелях, то будем их называть дифракционными многодоменными структурами. В качестве иллюстрации приведем рис. 4, на котором представлены линии уровней концентрации продукта реакции в момент времени  $t = 50$  для  $\delta_0 = 8$ ,  $\beta = 10$  (*a*),  $-10$  (*b*),  $\alpha = \gamma = 0$ . На рисунке хорошо видна реализация трех поперечных, а также двух продольных областей высокой концентрации. Подчеркнем еще раз, что такие структуры реализуются независимо от знака самовоздействия и, следовательно, имеют дифракционную природу.

## Заключение

В данной работе исследовано влияние дифракции и нелинейной рефракции оптического излучения на стимулирование обратимых химических реакций в газовых смесях. Показано, что дифракция пучка может принципиально изменить пространственно-временную эволюцию области высокой концентрации продукта реакции, в частности, привести к формированию нескольких доменов высокого поглощения, диффузионного режима стимулирования обратимых химических реакций лазерным

излучением в неосвещенной им области. Отметим, что аналогичные процессы будут иметь место и в других оптически бистабильных системах, основанных на возрастающем поглощении, например на основе полупроводников. На наш взгляд, данные исследования могут быть отнесены к новому направлению в рамках изучения оптически бистабильных систем: дифракционной оптике ОБ безрезонаторных систем. Как следует из результатов данной работы, рефракция световых пучков принципиально изменяет характер распространения оптического излучения и формирование областей высокого поглощения по сравнению со случаем воздействия на среду широкоапертурных пучков.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-0448-а).

## Список литературы

- [1] Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1104–1118.
- [2] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1150–1169.
- [3] Калинин М.И., Трофимов В.А. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 99–105.
- [4] Калинин М.И., Трофимов В.А. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 8. С. 195–198.
- [5] Калинин М.И., Трофимов В.А. // Хим. физика. 1990. Т. 9. № 7. С. 901–914.
- [6] Gunaze O.A., Trofimov V.A. // BRAS Physics / Supplement Physics of Vibrations. 1993. Vol. 57. N 4. P. 193–200.
- [7] Trofimov V.A., Troshin V.V. Comput. Math. & Modelling. 1990. Vol. 1. N 3. P. 251–256.
- [8] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. № 6. В печати.