

# Прохождение узких лазерных пучков в резонансно поглощающей среде

Ю.В.Петрушевич, А.Н.Старостин

*Рассмотрено прохождение узкого лазерного пучка в резонансно поглощающей среде. В результате численного моделирования в реальных условиях трехмерной геометрии и нестационарности получены качественно различные (в зависимости от условий задачи) картины динамики импульса излучения при его прохождении в среде. Наблюдалось дифракционное расплывание пучка, его сжатие в результате самофокусировки и хаотическое разбиение пучка вследствие развития и проявления неустойчивости. Результаты моделирования сравниваются с опубликованными экспериментальными исследованиями, получено качественное согласие с наблюдениями и выводами, сделанными ранее.*

**Ключевые слова:** резонансное поглощение, лазерный пучок, динамика импульса.

## Введение

Известно, что неустойчивость световой волны, распространяющейся в резонансной среде, может наблюдаться в виде самофокусировки, при которой световой луч может распадаться на тонкие световые пучки-нити. Интересна дальнейшая эволюция таких световых нитей в среде, резонансно взаимодействующей с излучением. Отметим, что линейная стадия развития неустойчивости, приводящей к самофокусировке, проявляется в виде искажения первоначально гладкого фронта импульса лазерного излучения в направлении, поперечном направлению светового пучка.

Как отмечено в работе [1], усиление слабых искажений фронта излучения происходит в результате четырехволнового взаимодействия (ЧВВ). В работе [2] исследованы связанные как с механизмом Джавана–Келли, так и с ЧВВ инкременты поперечной неустойчивости лазерной волны в резонансной среде и указано на возможность их различия. Важнейшим отличительным признаком этих неустойчивостей является частота усиливаемого сигнала. Если неустойчивость Джавана–Келли, которая, как правило, является причиной самофокусировки, происходит на частоте лазерного сигнала, то в ЧВВ-неустойчивости частота усиливающихся фотонов симметрично отстроена в обе стороны от частоты лазерного излучения. Интересно, что как неустойчивость Джавана–Келли, так и ЧВВ-неустойчивость могут быть описаны в рамках одной модели; таким образом, при моделировании могут проявляться обе неустойчивости.

На нелинейной стадии развития неустойчивости также может быть проведено разграничение, цель которого – выяснить, является ли какой-то из названных выше механизмов неустойчивости преобладающим или же в этот процесс вносят заметный вклад оба механизма. Механизм Джавана–Келли приводит к сжатию пучка или

даже к мелкомасштабной неустойчивости, к разбиению пучка на нити, а вклад ЧВВ вызывает появление компоненты излучения с отстройкой от лазерного пучка частотой; кроме того, наблюдается рассеяние части лазерного пучка в конус, возможно даже в несколько конусов.

Имеются многочисленные экспериментальные наблюдения развития ЧВВ-неустойчивости, которая прежде всего проявляется в рассеянии лазерного пучка, резонансно взаимодействующего со средой, в конус [3]. Существуют работы, в которых проведено численное моделирование распространения лазерного пучка в резонансной среде [4, 5]. Если самофокусировка излучения наблюдается только при отстройке частоты излучения от линии резонансного поглощения в коротковолновую область, то ЧВВ имеет место при отстройке как в коротковолновую, так и в длинноволновую область. В работе [3] отмечено, что рассеяние пучка света в конус наблюдается, как правило, при разбиении пучка на нити. Учитывая, что слабые искажения фронта усиливаются при ЧВВ [1], а также результаты работы [2], можно отметить, что эти процессы достаточно сильно связаны друг с другом.

В условиях распространения излучения в виде узких световых пучков механизм неустойчивости Джавана–Келли приводит не к разбиению светового пучка на нити, а к его сжатию, компенсирующему дифракционную расходимость. При численном моделировании распространения излучения, выполненном в [5], использовалась достаточно общая модель, однако сжатия импульса не наблюдалось. Это связано с тем, что рассматривалась малая длина пути светового пучка в резонансной среде. Кроме того, рассматривался импульс малой длительности, когда значительную роль играет когерентное взаимодействие излучения со средой.

В работе [3] насыщение поглощающей среды в условиях реальных экспериментов при длительности входного импульса  $\sim 3$  нс не позволяет проводить оценки наблюдаемых в эксперименте явлений с помощью стационарных моделей. Несмотря на это анализ наблюдаемых явлений проводился с помощью численной модели, представленной в [6], где использовалась стационарная модель, и для различных начальных условий получены

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142092 Троицк Моск. обл.

Поступила в редакцию 21 июля 1999 г.

средние характеристики излучения, такие как средний радиус пучка на выходе из среды. Использование стационарной модели оправдывается хорошим согласием с экспериментом. В ряде случаев применимость стационарной модели для исследования распространения импульса в резонансной среде можно подтвердить оценками, однако в [6] представлены также наблюдения динамики импульса излучения в условиях, когда стационарная теория неприменима.

В настоящей работе численно моделируется распространение импульса лазерного излучения в условиях, близких к условиям эксперимента [3]. С учетом проделанных в [3] теоретических исследований рассматриваемых процессов, в настоящей работе использовалась наиболее общая модель, позволяющая рассматривать нестационарную задачу в реальном трехмерном пространстве.

### Используемая модель и результаты расчетов

Рассматривались модель двухуровневой поглощающей среды, динамическая модель матрицы плотности атомов поглотителя, а также нестационарная модель распространения излучения в поглощающей среде в реальных условиях трехмерной пространственной геометрии. Такая общая постановка задачи позволила провести численное моделирование прохождения излучения в резонансно поглощающей среде в условиях нестационарного поглощения. Система уравнений, используемая при численном моделировании, выполненном в настоящей работе, имеет вид [7]

$$\begin{aligned} \dot{P}_{21} &= -\frac{P_{21}}{\tau_{21}} + \frac{i}{\hbar} \mu_{21} E \left( \frac{P_{11}}{g_1} - \frac{P_{22}}{g_2} \right), \\ \dot{P}_{11} &= -\frac{P_{11} - P_{11}^0}{\tau_{11}} + \frac{i}{\hbar} \mu_{21} (E^* P_{21} - E P_{12}), \\ \dot{P}_{22} &= -\frac{P_{22} - P_{22}^0}{\tau_{22}} - \frac{i}{\hbar} \mu_{21} (E^* P_{21} - E P_{12}), \\ \dot{E} + cE' + i\sigma \Delta_{\perp} E &= -2\pi i N \mu_{21} \omega_{21}^{(0)} P_{21}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $E$  – огибающая поля излучения;  $P_{12}$  – огибающая недиагонального элемента матрицы плотности;  $P_{11}$ ,  $P_{22}$  – огибающие диагональных элементов матрицы плотности;  $\tau_{21}^{-1} = T_{21}^{-1} + i\Delta_{21}$ ;  $T_{21} = 2 \cdot 10^{-10}$  с – время жизни возбужденного диполя;  $\Delta_{21}$  – отстройка лазерного излучения от резонанса;  $\Delta_{21} = \omega_L - \omega_{21}^{(0)}$ ;  $\omega_{21}^{(0)}$  – частота перехода между уровнями;  $\omega_L = 4.09 \cdot 10^{15}$  рад/с – несущая частота излучения;  $\sigma = c^2/2\omega_L$ ;  $\mu_{21} = 8.1 \cdot 10^{-18}$  СГСЭ – дипольный момент перехода с учетом усреднения по ориентации диполей;  $g_i$  – статистический вес  $i$ -го уровня;  $g_2/g_1 = 3$ ;  $P_{ii}^0$  – равновесная населенность  $i$ -го уровня;  $\Delta_{\perp}$  – двумерный лапласиан в плоскости, перпендикулярной лазерному пучку;  $N$  – концентрация поглощающих частиц.

Следует отметить, что в условиях, при которых проводилось моделирование, неоднородное уширение линии достаточно велико (одного порядка с однородным уширением), однако мы рассматриваем большие отстройки частоты излучения от центра линии. В этом случае возможно использование приведенной модели, причем как однородное, так и неоднородное уширение линии учитываются константой времени жизни  $T_{21}$ . Все выше-

приведенные константы соответствуют характеристикам поглощающей среды – паров Sr – при температуре  $100^\circ\text{C}$ , для которой проводилось моделирование.

Начальные условия соответствуют отсутствию света в среде и равновесному распределению населенности атомов по уровням с учетом того, что температура среды много меньше энергии возбуждения уровня 2. Эти условия могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} E(t=0, \mathbf{r}) &= 0, P_{11}(t=0, \mathbf{r}) = 1, \\ P_{12}(t=0, \mathbf{r}) &= P_{22}(t=0, \mathbf{r}) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

На боковых поверхностях пучка для поля задавались нулевые граничные условия

$$E(t, \mathbf{r}) = 0. \quad (3)$$

Рассматривалось прохождение лазерного излучения в парах Sr, линия поглощения которого соответствует длине волны 460.7 нм, частота лазерного излучения при численном моделировании, как правило, была отстроена в коротковолновую область от линии резонансного поглощения, однако ряд расчетов проведен и при длинноволновой отстройке.

В соответствии с поставленной задачей было рассмотрено прохождение лазерного пучка, который на входе в ячейку с поглощающей средой задавался гауссовым пучком с радиусом  $R = 25$  мкм. Следует отметить, что для пучка столь малого поперечного сечения дифракция проявляется уже при прохождении им расстояния порядка 1 см. Для оценки влияния дифракции на форму импульса необходимо разложить гауссову функцию, которой аппроксимируется входной пучок, в ряд по функциям Бесселя нулевого порядка, являющимся собственными функциями четвертого уравнения системы (1). Наибольшая компонента этого ряда соответствует функции, собственное число которой определяется из условия

$$\lambda_1 = \frac{\gamma_1}{R},$$

где  $\gamma_1$  – первый нуль функции Бесселя нулевого порядка. Временная зависимость этой компоненты ряда определяется частотой, равной  $\sigma \lambda_1^2$ , что соответствует изменению вклада компоненты при прохождении пути  $\sim 1$  см. Другие компоненты разложения входного импульса в ряд имеют частоты, отличные от указанной частоты для первого члена. Вклад этих компонент достаточно велик, в чем можно убедиться, проделав разложение гауссиана в ряд по функциям Бесселя нулевого порядка. Таким образом, дифракция проявляется как заметное искажение первоначальной формы импульса при его движении по трассе длиной  $\sim 1$  см.

Это замечание является существенным, т. к. при моделировании мы рассматриваем изменение формы импульса в резонансной среде для различных начальных условий. Описанная выше динамика формы импульса в эксперименте может наблюдаться в виде осцилляций среднего диаметра пучка.

В работе [3] обращается внимание на то, что при распространении узкого пучка радиусом  $\sim 50$ – $100$  мкм возможно достижение режима, при котором самофокусировка света будет компенсирована дифракционной расходимостью пучка, что в результате приведет к увеличению пути распространения излучения в резонансно по-

глощающей среде. В работе [3] экспериментально изучалось распространение пучка и его устойчивость в зависимости от начальных условий.

Аналогичные исследования предприняты и в настоящей работе, при этом имелось в виду, что численное моделирование позволит более детально изучить динамику различных параметров пучка. В первой серии расчетов рассматривалось прохождение излучения в среде при концентрации паров Sr  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и длине пути излучения в активной среде 5 см. Длительность импульса излучения задавалась равной  $\sim 6$  нс по полувысоте, длительность переднего фронта импульса составляла  $\sim 1$  нс.

Варьировались входная энергия пучка и отстройка частоты излучения от линии поглощения. Точная временная зависимость импульса излучения не существенна, т. к. при достижении максимума импульса довольно быстро устанавливается стационарная картина, слабо изменяющаяся во временном диапазоне 1–2 нс вблизи максимума. В связи с этим приведенные ниже рисунки расчетного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка неизменны в указанном диапазоне времени.

Понятно, что при увеличении отстройки частоты излучения от линии резонансного поглощения взаимодействие света со средой ослабевает. Однако даже при отстройке  $\Delta = 500$  ГГц можно наблюдать искажение поля сигнала на выходе из кюветы с активной средой. Картина распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, как показано на рис.1,*а*, довольно близка к дифракционной картине, которая возникает в отсутствие поглощающей среды. Однако видны и отличия в интенсивности колец. Особенно заметно это на рис.1,*б*, где представлен пространственно-временной спектр выходящего излучения. Видно, что интенсивности колец, которым соответствуют пики на трехмерной спектральной

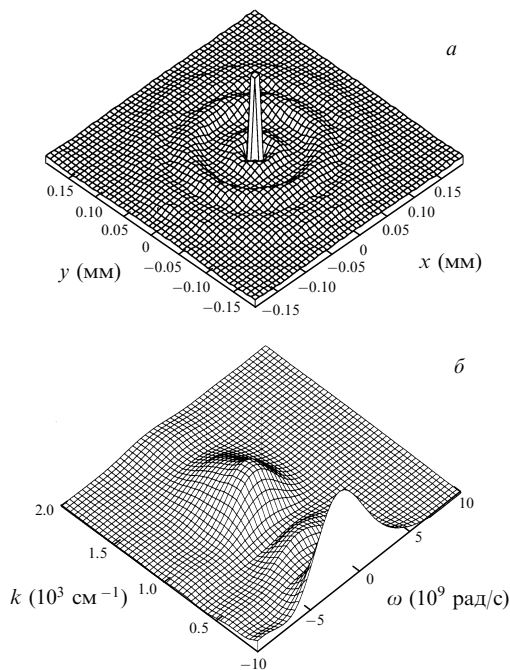


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (*а*) и пространственно-временной спектр излучения на выходе из среды (*б*) при  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , энергии импульса 0.3 мкДж и отстройке частоты излучения от линии поглощения  $\Delta = 500$  ГГц в синюю сторону.

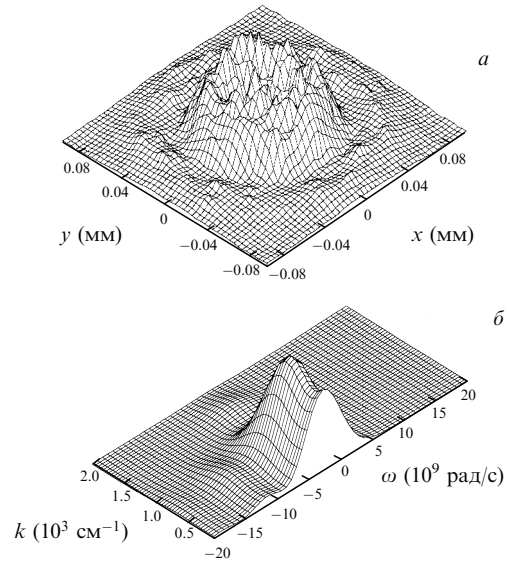


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (*а*) и пространственно-временной спектр излучения на выходе из среды (*б*) при  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , энергии импульса 0.3 мкДж и отстройке  $\Delta = 100$  ГГц в синюю сторону.

картине, не убывают, как это должно наблюдаться при свободной дифракции; кроме того, частотный спектр излучения уширен и несколько сдвинут относительно нуля – максимума спектра входного излучения.

При уменьшении отстройки входного излучения картина еще более искажается. На рис.2,*а* представлено полученное в результате моделирования распределение интенсивности излучения на выходе из резонансной среды при  $\Delta = 100$  ГГц в коротковолновую область спектра. Видно, что излучение сосредоточено в области с поперечным диаметром  $\sim 100$  мкм, при этом распределение интенсивности в поперечном сечении сильно искажено. Пространственно-временная спектральная картина поля выходного излучения представлена на рис.2,*б*. В этом случае интенсивность компоненты излучения, рассеянного в конус, превышает интенсивность компоненты в направлении лазерного пучка; имеется также компонента, отстроенная от лазерной частоты в длинноволновую область и направленная под углом к оси пучка. Таким образом, наблюдается картина, характерная для развитой ЧВВ-неустойчивости. Эти расчеты были проведены при энергии входного импульса 0.3 мкДж, что соответствует интенсивности в максимуме импульса  $\sim 2 \text{ МВт/см}^2$ .

Проведено моделирование прохождения импульса, энергия которого была в 100 раз большей (30 мкДж). Распределение интенсивности излучения на выходном торце кюветы при такой же отстройке (100 ГГц) представлено на рис.3,*а*, соответствующая спектральная картина – на рис.3,*б*. Как видно из рис.3, форма импульса на выходе кюветы в этом случае не искажена, в поперечном сечении пучка основной пик импульса диаметром  $\sim 100$  мкм окружен широким кольцом. На спектральной картине видно, что спектр имеет далеко отстоящие от лазерной частоты компоненты; это связано со значительным увеличением частоты Раби по сравнению с вариантами, представленными на рис.1, 2. Однако интенсивность этих компонент значительно меньше, чем компоненты на лазерной частоте. Кроме того, ясно видно рассеяние излучения в конус с максимумом при  $k = 1000 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует углу рассеяния  $\sim 0.7^\circ$ .

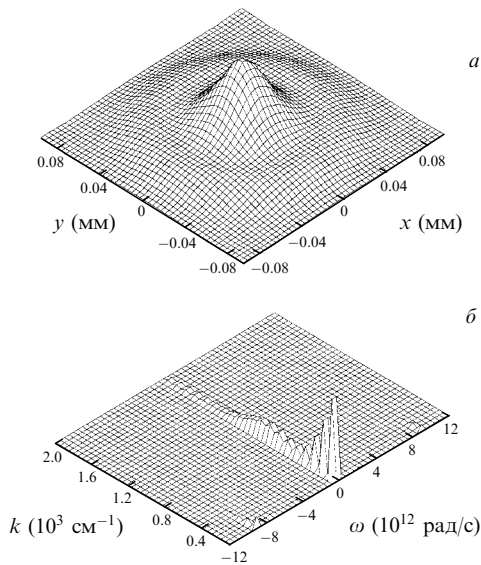


Рис.3. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (а) и пространственно-временной спектр излучения на выходе из среды (б) при  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , энергии импульса 30 мкДж и отстройке  $\Delta = 100 \text{ ГГц}$  в синюю сторону.

Численно исследовалось также прохождение импульса, энергия которого была в 10 раз меньше, чем в варианте, представленном на рис.2,а. В этих условиях самофокусировки пучка не происходит, распределение поля на выходном торце кюветы подобно тому, которое может быть получено при свободной дифракции. Одновременно можно наблюдать картину развитой неустойчивости, связанной с ЧВВ. Поле излучения на выходе из активной среды содержит спектральные компоненты, соответствующие излучению на частоте, отличной от лазерной, отстроенной от нее в длинноволновую спектральную область, и рассеянному в конус. При этом доля энергии рассеянных компонент в общей энергии выходного излучения значительно превышает долю энергии, полученную в условиях рис.2.

Интересны результаты моделирования прохождения излучения в среде при энергии импульса 0.3 мкДж, такой же, как в вариантах рис.2, но при отстройке 50 ГГц. В этом случае поле в поперечном сечении импульса, как показано на рис.4,а, изменилось незначительно по сравнению с полем рис.2,а. В то же время существенно изменилась спектральная картина, что можно видеть при сравнении рис.4,б и 2,б. В отличие от прежнего варианта, спектр рис.4,б лишь уширен, отсутствуют значительное рассеяние в конус, а также отстроенные от лазерной частотные компоненты. Было проведено также моделирование распространения импульса при отстройке частоты излучения от линии поглощения на 50 ГГц в длинноволновую область спектра. В этом случае отсутствует самофокусировка, но ЧВВ должно проявляться.

Интересно сравнение двух вариантов, имеющих одинаковую отстройку от линии поглощения, но в разные стороны. Распределение поля в поперечном сечении на выходе кюветы в случае красной отстройки такое же, как и для синей, но спектральная картина, представленная на рис.4,в, качественно иная – весь спектр смещен в область с волновым числом  $k \approx 800 \text{ см}^{-1}$ . Это означает, что почти вся энергия излучения рассеивается в конус с углом  $\sim 0.5^\circ$ , причем доля излучения, направленного вдоль оси пучка, незначительна.

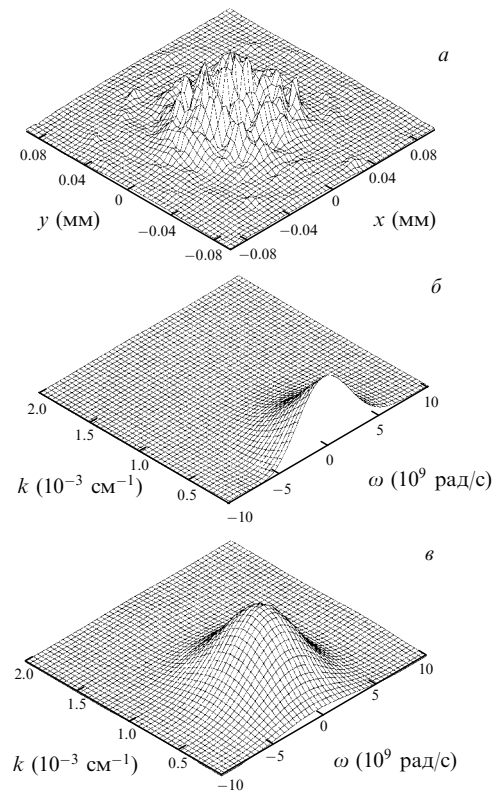


Рис.4. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (а) и пространственно-временной спектр излучения на выходе из среды при отстройке частоты излучения от линии поглощения  $\Delta = 50 \text{ ГГц}$  в синюю (б) и красную (в) стороны;  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , энергия импульса 0.3 мкДж.

При концентрации паров поглощающей среды  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , длине пути больше 5 см и отстройке 50 ГГц происходит заметное поглощение излучения, поэтому было проведено моделирование прохождения излучения в менее плотной среде, что позволило увеличить длину пути. Концентрация паров была уменьшена до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , длина пути увеличена до 10 см, отстройка частоты излучения от линии поглощения составляла 50 ГГц в коротковолновую область спектра. Для удобства сравнения полученных на выходе кюветы параметров пучка энергия излучения в импульсе оставалась неизменной – 0.3 мкДж.

Результаты моделирования представлены на рис.5, где показано распределение поля излучения в поперечном сечении пучка после прохода 7 см пути в активной среде и на выходном торце кюветы; в этом случае длина пути составила 10 см. Из рис.5 видно, как формируется профиль выходного пучка. На выходном торце пучок достаточно компактен, при этом его форма не искажена. Радиусы образовавшихся вокруг центрального пика колец значительно меньше радиуса первого дифракционного кольца в режиме свободной дифракции. Внешнее кольцо, видимое на рис.5,а, при движении импульса в среде расширилось и уже не представлено на рис.5,б, а внутреннее кольцо, наоборот, несколько уменьшилось в диаметре и поджалось к центральному пику.

Отметим, что хотя рассматривался нестационарный импульс, т. е. амплитуда входного импульса зависела от времени, представленные на рис.5 распределения оставались неизменными в течение времени, равному длительности импульса, т. е. при изменении амплитуды входного импульса в 2–3 раза. Кроме того, следует также отме-

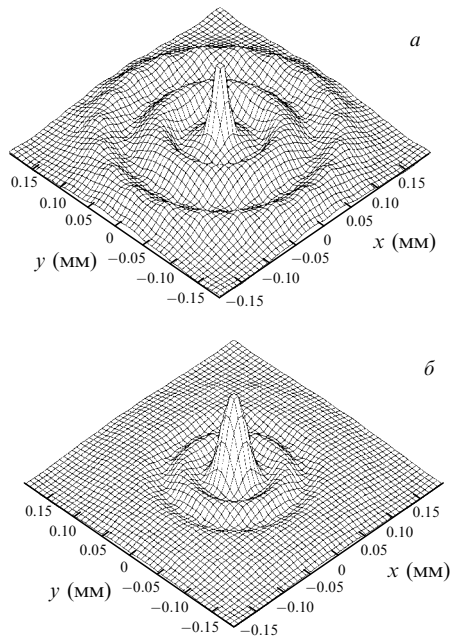


Рис.5. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка при концентрации поглощающих паров  $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии 7 (а) и 10 см (б) от входного торца кюветы. Энергия импульса 0.3 мкДж.

тить, что интенсивность излучения на выходе среды была равна не менее 80 % входной интенсивности. Для этого варианта также было проведено моделирование прохождения излучения в среде при красной частотной отстройке. В отличие от варианта, представленного на рис.4, самофокусировка импульса не компенсировала неустойчивость, связанную с ЧВВ, и в обоих случаях в дальней зоне наблюдалось рассеяние пучка в конус.

## Заключение

В результате численного моделирования получены качественно различные картины поля излучения, прошедшего кювету с парами металла, резонансно взаимодействующего с лазерным излучением. При этом рассматривалась зависимость полученных картин от различных параметров, таких как плотность паров поглощающей среды, отстройка, энергия входного лазерного излучения. Характерной особенностью проведенных исследований является малый ( $\sim 50 \text{ мкм}$ ) диаметр пучка излучения, что приводит к проявлению дифракционных эффектов уже на пути  $\sim 1 \text{ см}$ . Имелась возможность проследить динамику поля при прохождении импульса в среде. Были промоделированы варианты слабого взаимодействия излучения со средой, когда отстройка лазерной частоты от линии поглощения была велика (500 ГГц), и варианты, когда в среде пучок терял свою первоначальную форму, а распределение поля в поперечном сечении становилось хаотичным (рис.2, 4).

В результате численного моделирования удалось найти такие условия, при которых пучок с небольшой входной энергией рассеивается в конус на выходе кюветы, что обусловлено ЧВВ-неустойчивостью; кроме того, при таких условиях наблюдается отстройка частоты выходного излучения только в красную область, причем самофокусировка не проявляется. При такой же отстройке, но в

1000 раз большей входной энергии излучения лазерный пучок распространяется в среде без заметного искажения формы; при этом в пространственно-временном спектре поля излучения наблюдаются незначительные по энергии компоненты, соответствующие развитой неустойчивости, связанной с ЧВВ. Наблюдаются частотные компоненты выходного излучения, отстроенные в обе стороны от лазерной частоты. Доля рассеянного излучения оказывается малой по сравнению с общей выходной энергией. В этом варианте моделирования отмечено заметное сжатие пучка на выходе из среды по сравнению со случаем свободной дифракции.

Наконец, в результате численного моделирования при уменьшении отстройки входного лазерного излучения от линии поглощения получен такой вариант прохождения излучения в среде, в котором самофокусировка пучка компенсирует дифракцию и рассеяние пучка излучения в конус в результате ЧВВ, а выходящий пучок направлен вдоль оси входного пучка (рис.4) в достаточно узкий конус. В этом случае выходная форма пучка довольно сильно искажена, пучок выглядит в значительной степени разрушенным, хотя общая выходная энергия превышает 50 % входной.

Удалось промоделировать случай, когда при уменьшении концентрации паров до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  самофокусировка сжимала пучок при его распространении в среде, однако в дальней зоне на выходе из кюветы пучок рассеивался в конус под малым углом (рис.5).

Из результатов моделирования следует, что наложенные неустойчивостей двух видов, которое, как правило, наблюдается при распространении излучения, резонансно взаимодействующего со средой, заметно усложняет самофокусировку, поэтому, строго говоря, нельзя ввести, например, понятие длины самофокусировки. Это согласуется с выводами, полученными в работе [3].

А.Н.Старостин выражает благодарность профессору А.Галлахеру за прием, оказанный в университете Колорадо, профессору Дж.Куперу и доктору Б.Д.Полу за стимулирующее обсуждение вопросов, отраженных в настоящей статье.

1. Nagasaki E.M., Boyd R.W., Agarwal G.S. *Phys.Rev.A*, **55**, 1412 (1997)
2. Пантелеев А.А., Росляков В.А., Старостин А.Н., Таран М.Д. *ЖЭТФ*, **97**, 1777 (1990).
3. Dowell M.L., Hart R.C., Gallagher A., Cooper J. *Phys.Rev.A*, **53**, 1775 (1996).
4. Greshow M.E., Cantrel M.E. *Phys.Rev.A*, **39**, 126 (1984).
5. Старостин А.Н., Пантелеев А.А., Лебедев В.И., Ротин С.В., Леонов А.Г., Чехов Д.И. *ЖЭТФ*, **108**, 1203 (1995).
6. Dowell M.L., Paul B.D., Gallagher A., Cooper J. *Phys.Rev.A*, **52**, 3244 (1995).
7. Петрушевич Ю.В., Старостин А.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 642 (1996).

**Yu.V.Petrushevich, A.N.Starostin. Propagation of narrow laser beams in a resonantly absorbing medium**

The propagation of a narrow laser beam in a resonantly absorbing medium is analysed. The numerical simulation made for the real three-dimensional nonstationary medium gave qualitatively different patterns of the dynamics of a radiation pulse travelling in a medium (depending on conditions of the problem). The diffraction spreading of a pulse, its compression due to self-focusing, and chaotic beam disintegration caused by the development of instability were observed. The simulation results are compared with the experimental data published in the literature. A qualitative agreement is obtained with the observations and conclusions made earlier.