

УДК 535.2

## ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ РАССЕЙАНИИ В ГАЗЕ

*Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И.*

Экспериментально исследованы коэффициенты отражения и параметры обращения ( $b$ ) при ОВФ пространственно неоднородных и пучков с дифракционной расходимостью в поглощающих газах. Нестационарное ВТР возбуждалось сфокусированным излучением неодимового лазера ( $t_n=13$  нс) в кювете длиной 5 см, заполненной газовой смесью окислов азота и ксенона с коэффициентом поглощения  $0.18 \text{ см}^{-1}$ . Пороговая энергия накачки была примерно на порядок ниже порога возбуждения ВТР в жидкостях и составляла  $8 \cdot 10^{-4}$  Дж для пучков накачки с дифракционной расходимостью. Коэффициент отражения дифракционного пучка превосходил 0.6 во всем исследованном диапазоне превышения энергии накачки над пороговой ( $W/W_{\text{пор}} \sim 10^3$ ), а в интервале  $W/W_{\text{пор}}$  от 3 до 100 был 0.9 при качестве обращения, близком к предельному ( $b=0.8 \div 0.9$ ). В случае ОВФ пространственно неоднородных пучков коэффициенты отражения и параметры обращения также достигали высоких значений, однако в более узком диапазоне энергий накачек. Рассмотрены факторы, ограничивающие величины коэффициентов отражения и параметров обращения при ВТР интенсивных световых пучков.

Обращение волнового фронта (ОВФ) при вынужденном температурном рассеянии (ВТР) по сравнению с другими механизмами рассеяния имеет определенные преимущества, связанные, в частности, с малой величиной частотного сдвига излучения рассеянной волны, и изучалось в [1-3], где в качестве сред с тепловым механизмом нелинейности использовались поглощающие жидкости. Вместе с тем, как было показано в [4], значительно более эффективными средами с такой нелинейностью являются газы, которые отличаются большей восприимчивостью к действию излучения и высокой оптической однородностью. В данной работе исследована структура поля при обратном ВТР в поглощающем газе (ВТР-2) и показана возможность эффективного ОВФ с высоким качеством обращения как пучков с дифракционной расходимостью, так и пространственно неоднородных пучков.

В качестве источника излучения использовался одномодовый лазер на неодимовом стекле с длительностью импульса  $t_n=13$  нс, спектральной шириной линии излучения  $\Delta\nu \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  и линейной поляризацией пучка. Лазерный луч диаметром 0.6 см фокусировался линзой с  $F=10$  см в середину кюветы длиной 5 см, заполненной рабочим газом — ксеноном (Xe) при парциальном давлении  $p=42$  атм и поглощающей газовой смесью окислов азота (ОА) при  $p=1 \div 2$  атм. При указанных парциальных давлениях данных газов свыше 90% поглощенной ОА энергии, согласно [4], передается за время импульса рабочему газу через столкновения молекул, что обеспечивает термализацию поглощенной световой энергии ксеноном. Прозрачность смеси ОА на длине волны 1.06 мкм составляла 40% (коэффициент поглощения  $\alpha=0.18 \text{ см}^{-1}$ ). Кювета располагалась на расстоянии  $\sim 6$  м от источника излучения, что обеспечивало отсутствие обратной связи между нелинейной средой и лазером. Для создания пространственно неоднородных пучков перед линзой устанавливались травленые фазовые пластинки двух типов, уширившие угловой спектр накачки по половинному уровню интенсивности до  $6 \cdot 10^{-4}$  рад ( $\sim 3 \theta_{\text{дифр}}$ ) и  $1.4 \cdot 10^{-2}$  рад ( $50 \div 70 \theta_{\text{дифр}}$ ). Вынужденное рассеяние в условиях экспериментов носило нестационарный характер, так как время релаксации отражательных тепловых решеток составляло 43 нс и заметно превосходило длительность лазерного импульса.

В экспериментах измерялись энергетический коэффициент отражения от ВТР-зеркала  $R=W_{\text{отр}}/W_{\text{пак}}$  (где  $W_{\text{пак}}$  — энергия пучка накачки на входе

кюветы,  $W_{\text{отр}}$  — энергия отраженного пучка, измеренная в пределах угловой апертуры ( $\approx 1^\circ$ ) и параметры обращения  $b_{1,2} = (W_{\theta_{1,2}}/W)_{\text{отр}} / (W_{\theta_{1,2}}/W)_{\text{нак}}$  (где  $W_{\theta_{1,2}}$  — энергии, заключенная в заданных углах  $\theta_1 = 2.4\lambda/d$  и  $\theta_2 = 1.2\lambda/d$  соответственно). Коэффициенты отражения и параметры обращения измерялись путем регистрации калориметрами энергии пучков, прошедших через калиброванные диафрагмы, задававшие углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , и установленные в фокальной плоскости линзы с  $F=2$  м, а также путем фотометрирования с последующим интегрированием распределений интенсивности в дальней зоне, зарегистрированных на фотопленке одновременно для накачки и отраженной волны с использованием светоделительного клина. Фотографический метод определения  $R$  и  $b$  применялся в диапазоне величин  $W_{\text{нак}}$  до 10—20 мДж, свыше этих значений величины  $R$  и  $b$  определялись одновременно по двум указанным методам и давали достаточно близкие результаты.

С целью контроля теплового характера вынужденного рассеяния в ряде экспериментов регистрировались одновременно спектры накачки и обращенной волны. Анализ спектрограмм, полученных на интерферометре Фабри—Перо с базой 3 см, показал, что во всем исследованном диапазоне превышения энергии накачки над пороговой в рассеянном пучке реализуется антистоксов частотный сдвиг на величину  $< 5 \cdot 10^{-3}$  см $^{-1}$ , находившийся в пределах ширины лазерной линии, и отсутствуют стоксовы компоненты, соответствующие рассеянию Манделъштама—Бриллюэна с  $\Delta\nu \approx 2 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ . Этот результат согласуется с оценками критического коэффициента поглощения по методике [5] ( $\alpha_{\text{кр}} = 3.6 \cdot 10^{-3}$  см $^{-1} \ll \alpha$ ) и свидетельствует о тепловом механизме ОВФ, связанном с поглощением излучения использовавшейся в экспериментах газовой смеси.

Результаты измерения коэффициентов отражения  $R$  и параметров обращения приведены на рис. 1, из которого следует, что величины  $R$  пучков с дифракционной расходимостью превосходят 0.6 во всем исследованном диапазоне энергий накачек ( $W/W_{\text{пор}} \sim 10^3$ ), а в интервале от 3 до 100  $W/W_{\text{пор}}$  превышают 0.8 (рис. 1, а, кривая 1). Это существенно выше коэффициентов отражения, достигнутых в известных работах по обратному ВТР в газах и жидкостях [6, 1], и превышает пропускание среды. Последнее, согласно [7], объясняется сильным отражением накачки в тонком слое поглощающей среды у входного окна кюветы, препятствующим проникновению излучения в глубь среды. Величины  $R \geq 0.8$  были реализованы и в случае отражения пучка, прошедшего через фазовую пластинку с узкой индикатрисой рассеяния (рис. 1, а, кривая 2), однако в более узком диапазоне энергий накачек по сравнению со случаем возбуждения ВТР дифракционно ограниченным пучком. При использовании в пучке накачки пластинки с  $\theta = 50 \div 70$   $\theta_{\text{дифр}}$  коэффициент отражения в исследованном диапазоне накачек не превосходил 0.15—0.20 (рис. 1, а, кривая 3).

Исследование параметров обращения и картины поля в дальней зоне излучения обратного ВТР показало, что качество обращения, близкое к предельному ( $b_1 \geq 0.9$ , рис. 1, б, кривая 1), наблюдалось при фокусировке пучков с дифракционной расходимостью в диапазоне  $W/W_{\text{пор}}$  от 1.5 до 30. При этом снижение величины параметра сопровождалось примерно симметричным уширением наиболее интенсивной части картины распределения поля (рис. 2, кривые 1—4, а также ход кривых  $b_1$  и  $b_2$  на рис. 1, б, в, кривая 1). Введение рассеивающей пластинки с узкой индикатрисой приводило к заметному снижению качества обращения рассеянной волны (рис. 1, б, в, кривая 2). В отличие от пучков с дифракционной расходимостью здесь наряду с выделенным по интенсивности компонентом в спектре пространственных частот отраженного излучения уже при сравнительно небольших превышениях накачки над пороговой начинало формироваться поле с нерегулярным распределением интенсивности, которое примерно повторялось как от импульса к импульсу в одинаковых условиях экспериментов, так и при изменении энергии накачки вплоть до 20—30-кратного превышения над порогом (рис. 2, кривые 6, 7). Дальнейший рост накачки приводил к подавлению выделенных компонентов, расходимость отраженного излучения при этом заметно возрастала и при  $W/W_{\text{пор}} > 150$  превосходила расходимость пучка накачки (рис. 2, кривая 8), а картина рассеянного поля от импульса к импульсу не повторялась. В случае использова-

ния пластинки с  $\theta = 50 \div 70 \theta_{\text{дифр}}$  параметр обращения не превышал единиц процентов, хотя на фотопленке выделенный компонент отчетливо наблюдался во всем исследованном в эксперименте диапазоне энергии накачки (рис. 2, кривая 9).

Для объяснения причин наблюдаемых зависимостей коэффициентов отражения и параметров обращения в области больших значений энергий накачки

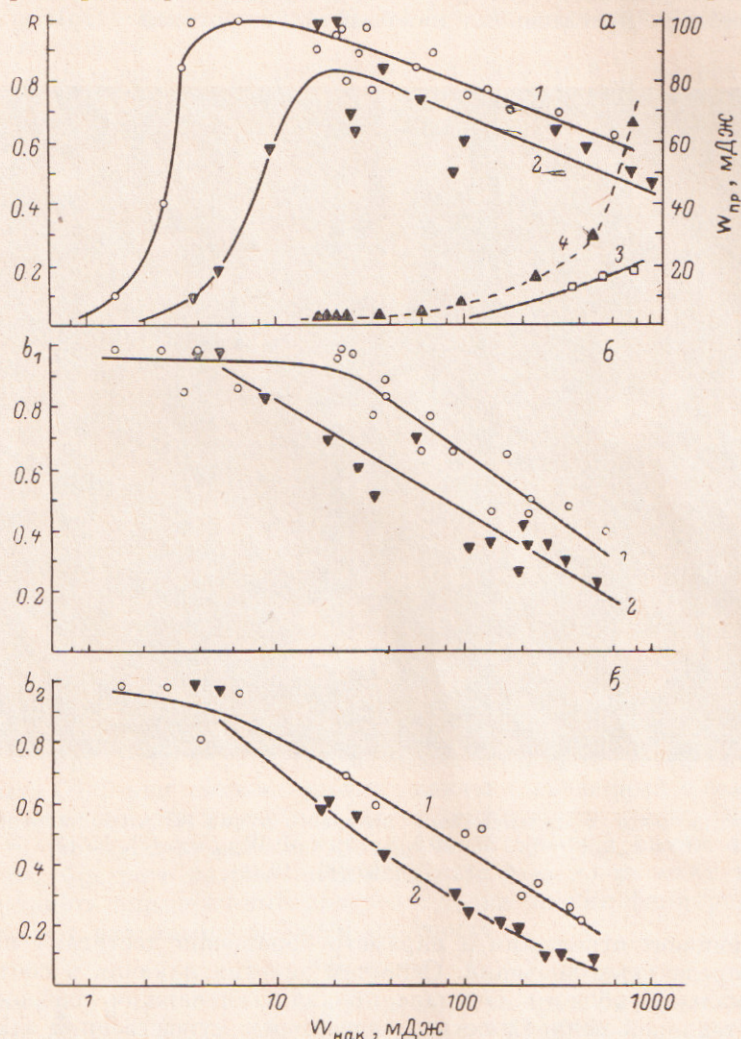


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения (а), параметров обращения (б, в) и прошедшей через кювету энергии (штрихи) от энергии накачки при  $\theta_{\text{нак}} = \theta_{\text{дифр}}$  (1, 4),  $3\theta_{\text{дифр}}$  (2),  $50-70 \theta_{\text{дифр}}$  (3).

обратимся к выводам [8]. Эффективное нестационарное отражение пучка накачки возникает, согласно [8], если восприимчивости среды к взаимодействию излучения накачки с рассеянным пучком ( $\chi$ ) значительно превосходят восприимчивости к взаимодействию пространственных компонентов неоднородной накачки между собой ( $\chi'$ ) и самовоздействию пучков как целого ( $\chi''$ ). Величины отношений  $|\chi''/\chi|$  и  $|\chi'/\chi|$  в случае тепловых сред зависят от того, успевает ли звук за время импульса пробежать поперечный размер неоднородности поля накачки — радиус спеклов ( $r_{\text{сп}}$ ) в случае пространственно неоднородных пучков или же радиус фокальной перегажки ( $r_{\text{ф}}$ ) при фокусировке в кювету пучка с дифракционной расходимостью (в условиях наших экспериментов средний радиус спеклов был близок к  $r_{\text{ф}}$  и составлял  $\sim 15$  мкм). При выполнении условия  $r_{\text{сп}}, r_{\text{ф}} \leq v_{\text{зв}} t_{\text{и}}$  [9], где  $v_{\text{зв}}$  — скорость звука,  $\chi', \chi''$  становятся сравними с  $\chi$ , вследствие чего резко падает усиление антистоксова излучения [8].

В экспериментах по возбуждению ВТР пучками с дифракционной расходимостью при небольшом нагреве газа в фокальной плоскости, когда скорость звука в рабочем газе была близка к значению в отсутствие нагрева ( $\sim 150$  м/с), среда не успевала расширяться в пределах пространственной неоднородности излучения ( $v_{\text{ан}} t_{\text{п}} = 2$  мкм  $\ll r_{\text{ф}}$ ) и нестационарное ВТР развивалось в наиболее благоприятных условиях ( $\chi \gg \chi''$ ). Эта ситуация наблюдалась при сравнительно небольших превышениях накачки над пороговой ( $W/W_{\text{пор}} < 15 \div 20$ ),

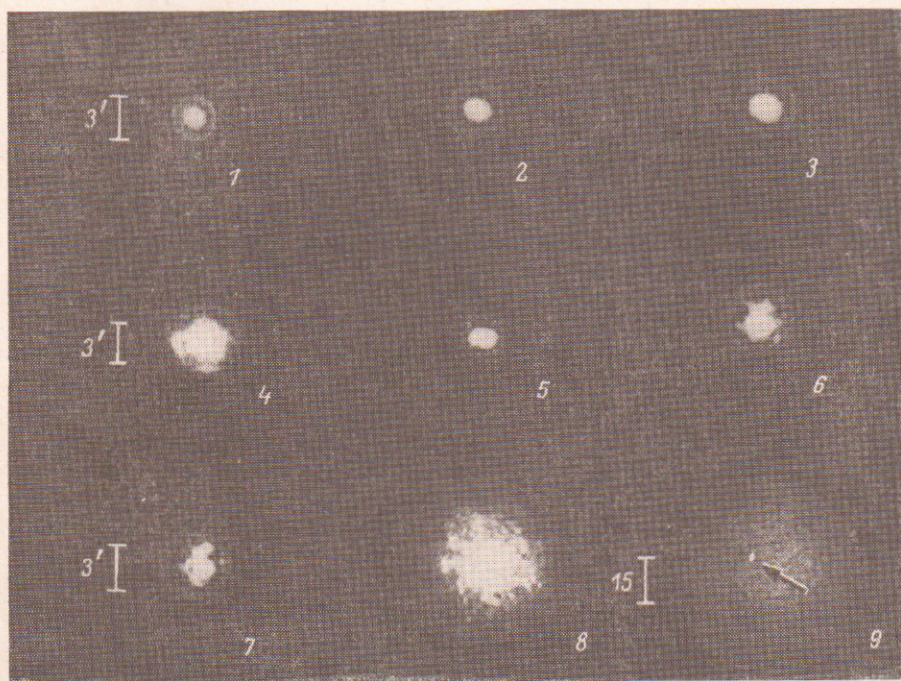


Рис. 2. Картина поля в дальней зоне лазерного пучка (1) и обращенной волны при  $\theta_{\text{пак}} = \theta_{\text{дифр}}$  (2—4),  $3\theta_{\text{дифр}}$  (5—8),  $50-70\theta_{\text{дифр}}$  (9) и  $W/W_{\text{пор}} = 5$  (2), 25 (3), 90 (4), 3 (5), 9 (6), 12 (7), 260 (8), 10 (9).

когда коэффициент отражения и параметр обращения достигают наибольших близких к предельным значений. С ростом энергии накачки и соответственно нагрева фокальной области начинала проявляться важная особенность газов как сред с тепловой нелинейностью, связанная с существенной зависимостью скорости распространения звука от температуры:  $v_{\text{ан}} \sim \sqrt{T}$  [10]. Действительно, оценки изменения температуры рабочего газа в каустике фокусирующей линзы с учетом известных теплофизических параметров газообразного ксенона и измеренных в экспериментах значений энергий прошедшего через кювету излучения (рис. 1, а, 4) в пренебрежении тепловой дефокусировкой и другими побочными процессами показывают, что при  $W_{\text{пак}} = 0.1$  Дж нагрев газа может достигать  $1.7 \cdot 10^4$  К. При указанном нагреве  $v_{\text{ан}}$  возрастает почти на порядок, и расширение нагретой зоны каустики становится возможным. Такое «ускорение» звуковой волны излучением накачки должно приводить к росту абсолютных значений  $(\partial n / \partial T)$  в неоднородно нагретых участках среды от  $(\partial n / \partial T)_{\text{г}}$  к  $(\partial n / \partial T)_{\text{р}}$ , тем самым к выравниванию  $\chi''$  и  $\chi$  и, как следствие, к падению эффективности отражения от ВТР-зеркала, а также к усилению тепловой дефокусировки пучка накачки, что объясняет наблюдавшееся с ростом накачки быстрое уширение углового распределения рассеянного излучения.

Усиление влияния указанного эффекта на качество обращения при использовании рассеивающих пластинок становится понятным, если принять во внимание неоднородность распределения интенсивности по отдельным пятнам

структуры пучка. Действительно, эффективность преобразования и коэффициент усиления отраженного излучения с ростом накачки будут убывать, согласно рассмотренному механизму, в первую очередь в наиболее интенсивных пятнах, что приведет к их преимущественному подавлению в структуре отражаемой волны и, как следствие, к ускорению срыва ОВФ и падению коэффициента отражения. Таким образом, в газах в отличие от жидкостей деградация энергии отдельных спеклов в структуре накачки по отношению к нестационарному ВТР-преобразованию зависит не только от размеров спеклов [8], но и от их интенсивности.

В случае использования рассеивателя с  $\theta = 50 \div 70 \theta_{\text{дифр}}$  нагрев газа был более равномерным по длине кюветы, среднее изменение его температуры не превышало  $\sim 10^3$  К и скорость звука возрастала не столь значительно (в  $1.5 \div 2$  раза). Однако, как показал анализ картин спеклов, наблюдавшихся в различных сечениях кюветы, диаметр пятен в отличие от пучков с  $\theta \sim 3\theta_{\text{дифр}}$  по мере перехода от фокальной плоскости к выходному окну кюветы не возрастал, а убывал в 2—3 раза, так что подавление наиболее интенсивных пятен возникло и в этом случае.

Следует отметить, что рассмотренный механизм снижения эффективности и качества обращения с ростом интенсивности накачки, хотя и позволяет объяснить наблюдаемые особенности ОВФ при ВТР в газе, однако, вообще говоря, не является единственно возможным. Наряду с изменением скорости звука вследствие нагрева смеси газов, как показывают оценки, основанные на использовании известных из литературы констант равновесия и скоростей химических реакций [11], могут протекать и другие процессы, способные вызвать изменение поглощения нелинейной среды в результате, например, диссоциация молекул ОА (просветление среды), а также образование плазмы (затемнение). Кроме того, в экспериментах с дифракционно ограниченными пучками возможно также образование плазмы вследствие оптического пробоя газа, поскольку плотности мощности в фокальной плоскости достигают величин  $\geq 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, сравнимых с пороговыми значениями пробоя [12].

Таким образом, в данной работе показана возможность достаточно высококачественного и эффективного ОВФ при ВТР в газах пучков с дифракционной расходимостью, а также пространственно неоднородных пучков в определенном диапазоне их мощностей и обсужден механизм снижения коэффициента отражения и срыва ОВФ при высоких уровнях накачки, связанный с зависимостью скорости распространения звука в газах от температуры среды. Вместе с тем отмеченная в работе возможность «ускорения» звуковой волны излучением накачки путем быстрого нагрева поглощающего газа до высоких температур может представить определенный интерес с точки зрения формирования акустических волн с заданным профилем плотности.

#### Литература

- [1] Белоусов В. Н., Большов Л. А., Ковальский Н. Г., Ниженко Ю. К. — ЖЭТФ, 1980, т. 79, в. 6, с. 2119—2125.
- [2] Кривошеков Г. В., Струц С. Г., Ступак М. Ф. — Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 7, с. 428—431.
- [3] Кривошеков Г. В., Ступак М. Ф. — Квант. электрон., 1983, т. 10, № 10, с. 2071—2075.
- [4] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. — Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 15, с. 905—909.
- [5] Herman R. M., Gray M. A. — Phys. Rev., 1969, v. 181, N 1, p. 374—379.
- [6] Wiggins T. A., Cho C. W., Dietz D. R., Foltz N. D. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, N 16, p. 831—834.
- [7] Грозный А. В., Духовный А. М., Лещев А. А., Сидорович В. Г., Стаселько Д. И. — В кн.: Оптическая голография. Л., 1979, с. 92—122.
- [8] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. — ЖТФ, 1983, т. 53, в. 10, с. 1986—1994.
- [9] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. — ЖТФ, 1983, т. 53, в. 3, с. 499—507.
- [10] Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1953. 788 с.
- [11] Дикерсон Р., Грей Г., Хейт Дж. Основные законы химии. Т. 2. М., 1982. 620 с.
- [12] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., 1974. 307 с.

Поступило в Редакцию 5 мая 1986 г.