

Исследование оптических неоднородностей, возникающих в рабочей среде иодного фотодиссоционного лазера с ламповой накачкой, методом фокального пятна

© Г.Н. Качалин, Д.Н. Пивкин, А.А. Полозов, А.С. Сафронов, Н.М. Худиков

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: KachalinGrigorij@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 марта 2012 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований оптических неоднородностей, возникающих в рабочей среде иодного фотодиссоционного лазера в режиме накопления инверсии и в режиме свободной генерации излучения. Экспериментально исследована динамика развития оптических неоднородностей в режиме свободной генерации.

Введение

Оптические неоднородности существенным образом влияют на качество лазерного излучения [1]. Рабочая среда иодного лазера в невозмущенном состоянии обладает хорошей оптической однородностью, однако под действием импульса накачки в ней возникают неоднородности показателя преломления, которые ухудшают расходимость излучения.

Выбором газовых компонентов рабочей смеси обеспечивается минимизация оптических неоднородностей, а также достигается однородное распределение интенсивности по поперечному профилю лазерного пучка [2].

В настоящей работе проведены исследования различных газовых смесей в качестве рабочей среды фотодиссоционного иодного лазера и, в частности, экспериментально исследована динамика развития оптических неоднородностей с описанием имеющихся результатов. Исследовано шесть газовых смесей: 1 — $\text{CF}_3\text{I} + \text{Xe}$, 2 — $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$, 3 — $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$, 4 — $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$, 5 — $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$, 6 — $n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$.

1. Описание методики регистрации оптических неоднородностей

Реакция фотодиссоциации и сопровождающие ее вторичные процессы приводят к изменению химического состава рабочего вещества, а следовательно, и показате-

ля преломления [1]. Изменение показателя преломления, которое может быть локальным и меняться во времени, оказывает существенное воздействие на диаграмму направленности и временные характеристики излучения лазера.

Для регистрации оптических неоднородностей показателя преломления в различных работах применялись теневой метод, метод расфокусированных нитей, интерферометрический метод [3, 4]. В настоящей работе применялся метод фокального пятна [5]. Суть метода состоит в том, что из-за оптических неоднородностей, возникающих в активной среде лазера, ухудшается направленность проходящего зондирующего излучения. В качестве источника зондирующего излучения использовался твердотельный лазер с диодной накачкой и удвоением частоты $\lambda = 532 \text{ nm}$. Ухудшение расходимости зондирующего излучения приводит к увеличению размеров фокального пятна и уменьшению освещенности на диафрагме d , расположенной в фокальной плоскости собирающей линзы (рис. 1). За диафрагмой был установлен фотоприемник с выводом сигнала на осциллограф, на экране которого регистрировалось уменьшение сигнала с фотоприемника в момент времени $t_{0.9}$.

При высокой степени пространственной когерентности угол расходимости лазерного излучения ограничивается дифракционным пределом, который определяется выражением [3]:

$$\Theta_{\text{dif}} = 2.44 \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения лазера, D — диаметр светового пучка на выходе лазера.

В фокальной плоскости линзы диаметр дифракционной картины определяется выражением [3]

$$d = 2.44 \frac{\lambda}{D} f, \quad (2)$$

т. е.

$$d = \Theta_{1f}, \quad (3)$$

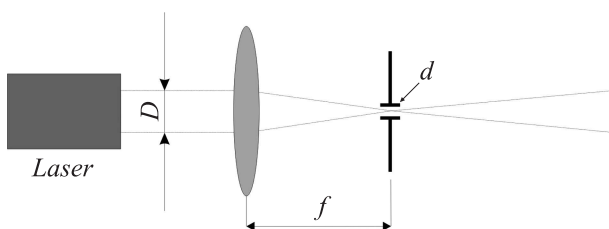


Рис. 1. Сфокусированный лазерный пучок.

где f — фокусное расстояние линзы, D — диаметр светового пучка на выходе лазера, Θ_1 — угловая ширина пучка после линзы, или

$$\Theta_1 = \frac{d}{f}. \quad (4)$$

Газовая рабочая среда йодного фотодиссоционного лазера в невозмущенном состоянии обладает хорошей оптической однородностью. Под воздействием света накачки в ней возникают неоднородности показателя преломления, которые определяют расходимость излучения йодного лазера. Расходимость излучения можно определить выражением, характеризующим оптическую однородность активной среды [6]

$$\Theta = 2L \text{grad } n(r, t), \quad (5)$$

где L — длина активной среды, $n(r, t)$ — показатель преломления среды, r_D — радиус пучка,

$$n(t) = \frac{1}{r_D} \int_0^{r_D} n(r, t) dr, \quad (6)$$

где $n(t)$ — эффективный по всему сечению кюветы показатель преломления среды, D — диаметр светового пучка на выходе лазера (элемент 8 на рис. 2).

Из выражений (1)–(6) найдем эффективный градиент показателя преломления среды в момент времени $t_{0,9}$, когда начальная интенсивность зондирующего излучения I_0 за диафрагмой d , уменьшенная до значения $0.9I_0$,

$$2L \text{grad } n(t_{0,9}) = \Theta_1 - \Theta_{\text{dif}}, \quad (7)$$

где Θ_{dif} — дифракционная расходимость лазерного излучения, L — длина активной среды, или

$$\text{grad } n(t_{0,9}) = \frac{d}{2Lf} - \frac{2.44\lambda}{2LD}. \quad (8)$$

В момент времени $t_{0,9}$ регистрируется уменьшение интенсивности зондирующего излучения при увеличении угловой расходимости, заданной диафрагмами d и D . Согласно (8), меняя диафрагму d в опытах с рабочими смесями, можно получить фиксированные значения $\text{grad } n(t_{0,9})$, которые соотносятся со своими временными моментами, регистрируемыми в экспериментах.

Согласно описанной методике, наличие оптических неоднородностей регистрировалось по уменьшению интенсивности зондирующего лазерного излучения, проходящего через лазерную кювету. Схема регистрации оптических неоднородностей представлена на рис. 2.

Через кювету с активной средой пропускалось непрерывное излучение зондирующего лазера (с расходимостью $1.25 \cdot 10^{-5}$ рад и диаметром 60 мм), затем оно фокусировалось линзой 12 на диафрагмах 21 и 23, выполняющих роль угловых селекторов, разделяясь на 2 пучка в первых максимумах дифракционной решетки 20.

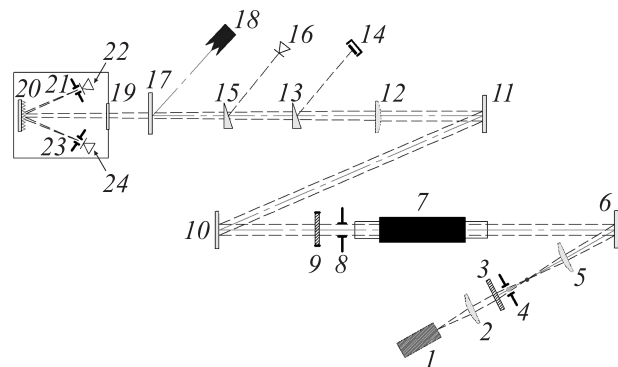


Рис. 2. Схема регистрации оптических неоднородностей рабочей среды: 1 — юстировочный лазер $\lambda = 532$ nm (elite); 2, 5, 12 — собирающие линзы ($f_2 = 1$ м, $f_5 = 8$ м, $f_{12} = 7.74$ м); 3, 9 — зеркала резонатора ($R_3 \approx 99\%$, $R_9 \approx 50\%$); 4, 8, 21, 23 — диафрагмы ($d_{\text{df}} = 3$ мм, $D = 60$ мм, $d_s = 2$ мм, $d_b = 4$ мм); 6, 10, 11 — поворотные плоские зеркала; 7 — лазерная кювета; 13, 15 — стеклянные клинья; 14 — калориметр; 16, 22, 24 — фотодиоды ($P_{16} = \text{Pin}$, $P_{22,24} = \text{PD-256 Si}$); 17 — плоское зеркало ($R_{1,315} \approx 99\%$); 18 — ловушка лазерного излучения; 19 — интерференционный светофильтр ($\lambda = 532$ nm), 20 — дифракционная решетка ($d = 1200$ gg/mm).

За диафрагмами устанавливались 2 кремниевых фотодиода 22, 24. Сигналы, снятые с фотодиодов и пропорциональные интенсивности излучения, прошедшего через диафрагмы 21, 23, регистрировались осциллографом.

Зеркало 17 было установлено для предотвращения попадания основного излучения йодного лазера с $\lambda = 1.315$ мкм на дифракционную решетку 20 и отражало его в лазерную ловушку 18. Элементы оптической схемы (20–24) были помещены в замкнутый бокс для уменьшения фоновой засветки. На торце бокса располагалось отверстие, в котором был установлен интерференционный светофильтр 19 на длину волны $\lambda = 532$ nm с шириной полосы пропускания по полувысоте 5 nm.

В режиме генерации в области фокусировки лазерного излучения с $\lambda = 1.315$ мкм реализуются высокие лучевые нагрузки, которые могут приводить к образованию лазерной плазмы из материала диафрагмы 4, что ухудшит расходимость и направленность излучения зондирующего лазера 1. Эта диафрагма представляет собой медную пластину с отверстием диаметром 3 мм. Оценка плотности мощности лазерного излучения, падающего на селектор, проводилась в соответствии с формулами, представленными в работе [7]. Полученное значение составляет 1.8 MW/cm^2 для энергии генерации 15 J и длительности импульса $130 \mu\text{s}$, что не превосходит значения порога оптического пробоя для чистой меди $4\text{--}10 \text{ MW/cm}^2$ [8]. Следует также учитывать тот факт, что оптический пробой на диафрагме 4 приводил бы к срыву регистрации полезной информации, однако в экспериментах этого не наблюдалось.

Таблица 1. Экспериментальные значения времени $t_{0,9}$ для исследуемых смесей в режиме накопления инверсии

№	Исследуемая смесь	Соотношение компонент	P , Torr	$\theta_{ds} = 2.6 \cdot 10^{-4}$ rad	$\theta_{db} = 5.2 \cdot 10^{-4}$ rad
				$t_{0,9}^s, \mu s$	$t_{0,9}^b, \mu s$
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	55	92 ± 3	105 ± 3
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	82.7	99 ± 3	106 ± 3
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	101	99 ± 3	111 ± 3
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	70 ± 2	85 ± 3
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	66 ± 2	78 ± 2
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	65 ± 2	80 ± 2
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	55	82 ± 2	87 ± 3
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	82.7	83 ± 2	86 ± 3
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	101	84 ± 2	87 ± 3
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	68 ± 3	78 ± 2
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	73 ± 2	83 ± 2
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	72 ± 2	81 ± 2
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	94 ± 3	96 ± 3
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	85 ± 3	88 ± 3
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	86 ± 3	97 ± 3
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	63 ± 2	76 ± 2
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	62 ± 2	70 ± 2
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	59 ± 2	66 ± 2

Оптические неоднородности рабочей среды иодного лазера регистрировались для двух случаев: 1 — в режиме накопления инверсии и 2 — в режиме свободной генерации.

2. Регистрация оптических неоднородностей в режиме накопления инверсии

Известно [9,10], что оптическая неоднородность среды оказывает существенное влияние на расходимость лазерного излучения. Для определения минимально достижимых значений расходимости излучения необходимо знать величину оптических неоднородностей активной среды. Причины возникновения неоднородностей подробно исследованы в работах [1,6,11]. В настоящей работе регистрация оптических неоднородностей проводилась методом фокального пятна. Авторами регистрировалось увеличение расходимости лазерного излучения, связанное с приходом волны неоднородностей в момент времени $t_{0,9}$, в виде снижения уровня сигнала фотоприемника на экране осциллографа.

Рассмотрим случай, когда генерация в активной среде лазера отсутствует. Для этого в схеме регистрации неоднородностей, представленной на рис. 2, зеркала резонатора 3 и 9 были разъюстированы на углы более 3° . Фотодиод (элемент 16 на рис. 2) предназначался для регистрации импульса генерации, которая появлялась бы в случае самовозбуждения. По отсутствию импульса генерации контролировалось отсутствие самовозбуждения в активной среде.

В эксперименте на экране осциллографа наблюдается кривая спада сигнала фотоприемника. Для измерений

важна не амплитуда сигнала, а момент появления изгиба кривой, т.е. появление неоднородностей. Момент изгиба фиксировался по уровню 0.9 от предшествующего уровня сигнала, принятого за единичный (рис. 3). Таким образом, проведя серию измерений, можно вычислить среднюю величину регистрируемого момента $t_{0,9}$. Момент времени $t_{0,9}$ вычислялся от момента начала накачки активной среды.

Характерные осциллограммы интенсивности прошедшего через активную среду зондирующего лазерного излучения и светового импульса ламп накачки при

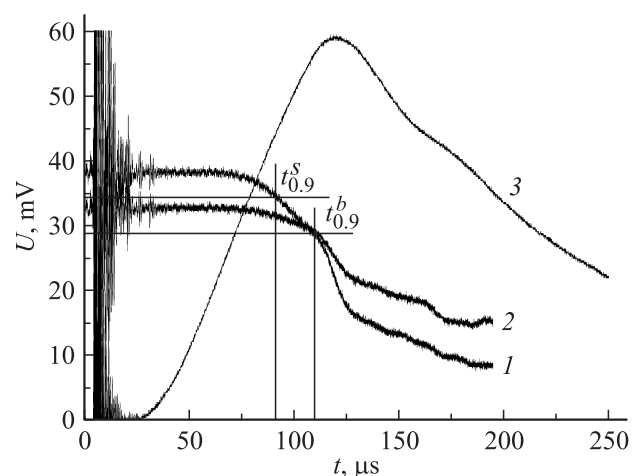


Рис. 3. Характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения и светового импульса ламп накачки (состав рабочей смеси в лазерной кювете: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5 : 50$ Torr); 1 — уровень сигнала в диафрагму $d_s = 2$ mm ($t_{0,9}^s = 63$ μs), 2 — уровень сигнала в диафрагму $d_b = 4$ mm ($t_{0,9}^b = 76$ μs), 3 — световой импульс ламп накачки.

отсутствии генерации излучения в лазерной кювете представлены на рис. 3.

Таким образом, в опыте для различных углов регистрации наблюдаются моменты времени $t_{0,9}$, при которых начинается резкое ухудшение расходимости излучения. Для разных смесей момент времени $t_{0,9}$ различен. Диафрагмами $d_s = 2 \text{ mm}$ и $d_b = 4 \text{ mm}$ обеспечивается регистрация расходимости $2.6 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ и $5.2 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ в соответствующие моменты времени $t_{0,9}^s$ и $t_{0,9}^b$ для смеси $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5:50 \text{ Torr}$.

В настоящей работе оценивался эффективный по сечению кюветы градиент показателя преломления среды, обусловленный следующими факторами: возникновением волны неоднородности, изменением локальной плотности газа, изменением химического состава смеси. Аналогичным образом из выражения (8) для указанных диафрагм вычисляются фиксированные величины эффективных градиентов $0.6 \cdot 10^{-6}$ и $1.2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, которые соотносятся со своими временными моментами, регистрируемыми в экспериментах. В табл. 1 приведены экспериментально полученные значения времени $t_{0,9}$ для исследуемых смесей при различных давлениях P в режиме накопления инверсии.

Проанализировав полученные результаты, можно сделать вывод о том, что время появления волны неоднородностей ($t_{0,9}^s$ для $d = 2 \text{ mm}$ и $t_{0,9}^b$ для $d = 4 \text{ mm}$) различно для каждой исследуемой смеси. При давлении рабочей смеси 55 Torr время $t_{0,9}^s$ является наибольшим для смеси № 5, а при 82.7 и 101 Torr для смеси № 1. Время $t_{0,9}^b$ при давлениях 55, 82.7, 101 Torr наибольшее для смеси № 1. Отличие времени $t_{0,9}^s$ и $t_{0,9}^b$ для исследуемых смесей, по всей видимости, связано с различной скоростью распространения волны неоднородностей в исследуемых рабочих средах, а также кинетикой химических реакций, происходящих при фотодиссоциации иодидов.

3. Регистрация оптических неоднородностей в режиме свободной генерации

Величина оптических неоднородностей, возникающих в рабочей среде иодных фотодиссоционных лазеров с ламповой накачкой, преимущественно связана с результатом развития в их среде следующих трех процессов [6,10,11]:

1 — изменением поляризуемости молекул в результате фотохимических процессов,

2 — газодинамическими возмущениями среды из-за неоднородности нагрева в процессе накачки,

3 — ударными волнами, зарождающимися у стенок кюветы и распространяющимися с околосвуковыми скоростями.

Теневым методом [4] было получено интегральное изображение оптических неоднородностей, возникающих в рабочей среде йодного фотодиссоционного ла-

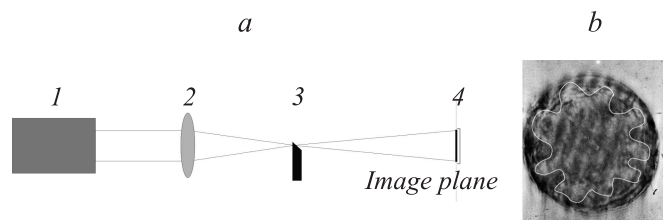


Рис. 4. *a* — схема регистрации оптических неоднородностей, *b* — картина излучения в ближней зоне. 1 — иодный лазер, 2 — собирающая линза ($f_2 = 7.74 \text{ m}$), 3 — нож Фуко, 4 — кассета с фото пленкой.

зера. Схема регистрации оптических неоднородностей (ОН) представлена на рис. 4. Лазерное излучение фокусируется линзой 2 на непрозрачной пластинке с острой кромкой 3 (нож Фуко), которая находится в фокальной плоскости линзы 2. Изображение апертуры лазера в ближней зоне излучения перестраивается этой линзой на фото пленку в кассете 4. Меняя положение оптического ножа, была получена интегральная картина оптических неоднородностей в рабочей среде лазера в углах регистрации от 0.2 до 0.4 mrad.

На рис. 4,*b* видна волна неоднородностей (ВН), возникающая в рабочей среде иодного фотодиссоционного лазера, которая движется от боковых стенок лазерной кюветы по направлению к ее центру. Передняя поверхность волны неоднородностей согласуется с геометрией расположения ламп накачки.

На рис. 5 представлены характерные осциллограммы интенсивности прошедшего через рабочую среду зондирующего лазерного излучения ($\lambda = 532 \text{ nm}$), лазерного импульса и светового импульса ламп накачки в режиме свободной генерации излучения по методике, описанной

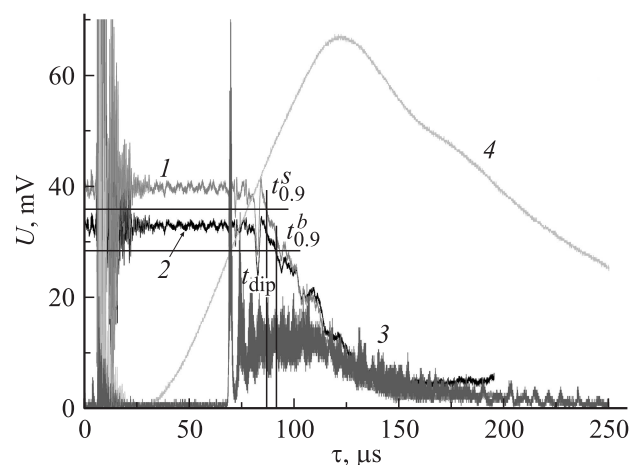


Рис. 5. Характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения, импульса генерации и светового импульса ламп накачки (состав рабочей смеси в кювете $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5:50 \text{ Torr}$); 1 — уровень сигнала в диафрагму $d_s = 2 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^s = 66 \mu\text{s}$), 2 — уровень сигнала в диафрагму $d_b = 4 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^b = 72 \mu\text{s}$), 3 — импульс генерации, 4 — световой импульс ламп накачки.

Таблица 2. Экспериментальные значения времени $t_{0,9}$ и E_{las} для исследуемых смесей в режиме свободной генерации

№	Исследуемая смесь	Соотношение компонент	P , Torr	$\theta_{ds} = 2.6 \cdot 10^{-4}$ rad	$\theta_{db} = 5.2 \cdot 10^{-4}$ rad	E_{las} , J
				$t_{0,9}^s, \mu\text{s}$	$t_{0,9}^b, \mu\text{s}$	
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	55	70 ± 2	73 ± 2	10.8
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	82.7	69 ± 2	70 ± 2	14.0
1	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Ar}$	(1 : 10)	101	78 ± 2	81 ± 2	19.1
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	63 ± 2	68 ± 2	11.0
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	58 ± 2	62 ± 2	11.8
2	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	58 ± 2	62 ± 2	13.6
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	55	62 ± 2	66 ± 2	13.7
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	82.7	64 ± 2	68 ± 2	16.8
3	$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Kr}$	(1 : 10)	101	63 ± 2	65 ± 2	15.3
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	59 ± 2	67 ± 2	10.7
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	65 ± 2	66 ± 2	11.5
4	$n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	63 ± 2	66 ± 2	12.6
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	62 ± 2	64 ± 2	14.5
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	62 ± 2	64 ± 2	16.4
5	$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	70 ± 2	72 ± 2	16.8
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	55	66 ± 2	72 ± 2	10.9
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	82.7	65 ± 2	68 ± 2	11.8
6	$n\text{-CF}_3\text{I} + \text{Xe}$	(1 : 10)	101	60 ± 2	66 ± 2	14.0

в разд. 1. Момент времени $t_{0,9}$ вычислялся от момента начала накачки.

На рис. 5 можно наблюдать момент времени $t_{0,9}$, при котором начинается резкое ухудшение расходимости излучения. Качественное отличие, наблюдаемое в распределении интенсивности сигнала за диафрагмами при наличии лазерного поля, заключается в появлении характерного провала (dip) в распределении интенсивности сигнала на осциллографе, который наблюдался во всех исследованных смесях. Характерная длительность провала составляет 4–15 μs в зависимости от состава исследуемой смеси.

Появление такого провала в режиме свободной генерации, вероятно, можно объяснить влиянием следующих процессов: изменением поляризуемости молекул в результате фотохимических процессов и нестационарными газодинамическими возмущениями, возникающими в режиме свободной генерации. Влияние этих процессов приводит к образованию областей локального изменения показателя преломления n [2].

При обработке экспериментальных результатов для нахождения времени $t_{0,9}$ по осциллограмме проводилась интерполяционная кривая, сглаживающая провал. В табл. 2 приведены экспериментально полученные значения времени $t_{0,9}$, а также энергии генерации (E_{las}) для различных смесей с различными давлениями в режиме свободной генерации. Значения $t_{0,9}$ были получены по методике, описанной в разд. 1.

Таким образом, время появления волны неоднородностей $t_{0,9}^s$ и $t_{0,9}^b$ при давлении рабочей смеси в лазерной кювете 55, 82,7 и 101 Torr являются наибольшими для смеси № 1. Время $t_{0,9}$ в данном случае связано не только с различной скоростью распространения волны неоднородностей

в исследуемых активных средах, но также может быть связано с наличием химической (Δn_{chem}) и газодинамической (Δn_{gd}) составляющих показателя преломления.

4. Экспериментальные способы уменьшения оптических неоднородностей рабочей среды йодного лазера в режиме свободной генерации

Глубина и длительность провала на рис. 5, а также момент времени $t_{0,9}$ различны для каждой исследуемой смеси. Предполагается, что это происходит в основном из-за двух факторов: различной скорости распространения волны неоднородностей и влияния Δn_{chem} и Δn_{gd} .

Скорость распространения волны неоднородностей минимальна в чистом веществе ($n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$, $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$, $n\text{-C}_4\text{F}_9\text{I}$ и др.) и увеличивается при добавлении буферного газа с меньшим молекулярным весом. В работе [12] сообщается, что величина изменения показателя преломления может быть связана с тем, что это изменение не прямо связано с актом диссоциации, а, например, обусловлено вторичными химическими процессами, связанными с поглощением тепла, и „замораживанием“ энергии поглощенных квантов в колебательных степенях свободы и медленной релаксацией между колебательной температурой и температурой поступательного движения молекул. Как известно [12,13], применение буферного газа SF_6 способно повысить теплоемкости рабочей смеси, что приводит к уменьшению $\text{grad } n$ уже в начальные моменты времени. Авторами была исследована возмож-

Таблица 3. Экспериментальные значения $t_{0,9}$ и t_{dip} при использовании SF₆

Состав рабочей смеси в лазерной кювете	без SF ₆			с SF ₆		
	$t_{0,9}^s$, μs	t_{dip} , μs	$t_{0,9}^b$, μs	$t_{0,9}^s$, μs	t_{dip} , μs	$t_{0,9}^b$, μs
$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} + \text{SF}_6 = 5 : 50 : 50 \text{ Torr}$	63	3	68	83	8	94

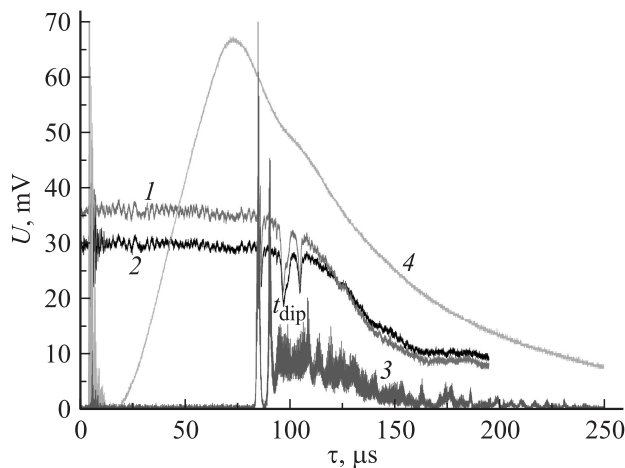


Рис. 6. Характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения, импульса генерации и светового импульса ламп накачки (состав рабочей смеси в кювете: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} + \text{SF}_6 = 5 : 50 : 50 \text{ Torr}$); 1 — уровень сигнала в диафрагму $d_s = 2 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^s = 83 \mu\text{s}$), 2 — уровень сигнала в диафрагму $d_b = 4 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^b = 94 \mu\text{s}$), 3 — импульс генерации, 4 — световой импульс ламп накачки.

ность уменьшения оптических неоднородностей путем добавления SF₆ к исследуемой смеси. Отметим, что на „аномальное“ поведение (по сравнению с Ar) $\text{grad } n(t)$ в смесях с SF₆ указывалось в работе [2]. В качестве исследуемой смеси была выбрана смесь $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$. На рис. 6 представлены осциллограммы интенсивности прошедшего через активную среду зондирующего излучения ($\lambda = 532 \text{ nm}$) и светового импульса ламп накачки при использовании добавки SF₆.

Момент времени $t_{0,9}$ вычислялся от момента начала накачки.

Как видно из рис. 6, применение буферной добавки SF₆ позволило увеличить время $t_{0,9}$ для обеих диафрагм. При увеличении давления рабочей смеси наблюдается дальнейшее увеличение времени $t_{0,9}$, а также происходит увеличение длительности провала t_{dip} на рис. 6. В табл. 3 представлены экспериментальные значения $t_{0,9}$ и t_{dip} при использовании буферной добавки SF₆.

Экспериментально установлено, что изменение величины порога энергии генерации влияет на время возникновения волны неоднородностей в активной среде фотодиссоционного лазера. Величиной порога энергии генерации можно управлять, изменяя коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.

В оптической схеме на рис. 2 зеркало резонатора № 9 с коэффициентом отражения $R_{\text{out}} \approx 50\%$ было заменено на стеклянную пластину $R_{\text{out}} \approx 8\%$. В качестве исследуемой смеси была выбрана смесь $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe}$. Результат представлен на рис. 7.

Момент времени $t_{0,9}$ вычислялся от момента начала накачки.

Как видно из рис. 5 и 7, время начала генерации, значение сечения усиления (σ), а также моменты изгиба кривых в обоих случаях практически совпадают (привязка сделана к полувысоте переднего фронта импульса накачки). Имеется отличие пороговой энергии генерации (табл. 2), связанное с изменением коэффициента отражения выходного зеркала.

В случае с применением буферного газа SF₆ (рис. 6) ситуация радикально меняется: происходит смещение момента начала генерации и момента появления неоднородностей за максимум накачки, т.к. существенно уменьшено сечение усиления, а значит, увеличена пороговая энергия (добавлен газ SF₆). Во всех случаях изгиб кривых синхронно следует за моментом начала генерации, косвенно отображая все перечисленные процессы образования волны неоднородностей.

На рис. 8 представлены характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения и светового

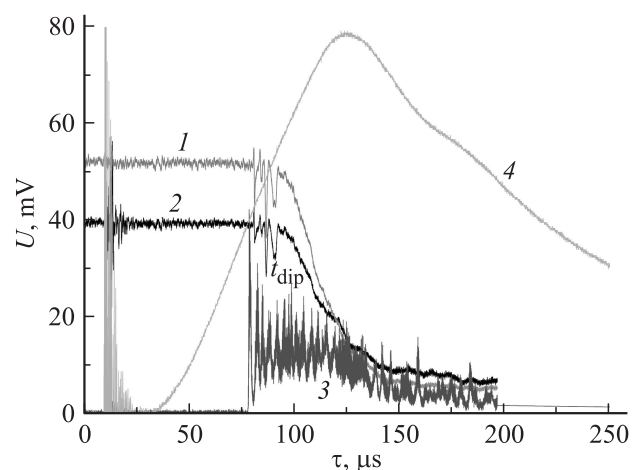


Рис. 7. Характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения, импульса генерации и светового импульса ламп накачки (состав рабочей смеси в кювете: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5 : 50 \text{ Torr}$); 1 — уровень сигнала в диафрагму $d = 2 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^s = 78 \mu\text{s}$), 2 — уровень сигнала в диафрагму $d = 4 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^b = 80 \mu\text{s}$), 3 — импульс генерации, 4 — световой импульс ламп накачки.

Таблица 4. Экспериментальные значения E_t , $t_{0,9}^s$, $t_{0,9}^b$, t_{dip} для различных R_{out}

Состав смеси	$R_{\text{out}} (\sim 8\%)$				$R_{\text{out}} (\sim 50\%)$				$R_{\text{out}} (\sim 99\%)$			
	E_t^* , J	$t_{0,9}^s$, μs	t_{dip} , μs	$t_{0,9}^b$, μs	E_t^* , J	$t_{0,9}^s$, μs	t_{dip} , μs	$t_{0,9}^b$, μs	E_t^* , J	$t_{0,9}^s$, μs	t_{dip} , μs	$t_{0,9}^b$, μs
$n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5:50 \text{ Torr}$	1.6	78	2	80	0.7	63	3	68	0.3	50	—	55

* Порог энергии генерации вычислялся по формуле (9).

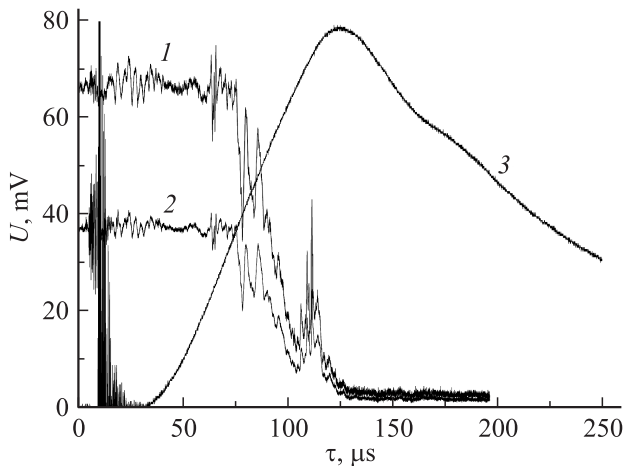


Рис. 8. Характерные осциллограммы интенсивности зондирующего излучения и светового импульса ламп накачки (состав рабочей смеси в кювете: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{Xe} = 5:50 \text{ Torr}$); 1 — уровень сигнала в диафрагму $d = 2 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^s = 50 \mu\text{s}$), 2 — уровень сигнала в диафрагму $d = 4 \text{ mm}$ ($t_{0,9}^b = 55 \mu\text{s}$), 3 — световой импульс ламп накачки.

импульса ламп накачки, полученные в опыте с резонатором, выходное зеркало которого имело коэффициент отражения $R_{\text{out}} \approx 99\%$.

В последнем случае излучение заперто в резонаторе ($R_{\text{out}} \approx 99\%$), и инверсная населенность сбрасывается сразу. Процессы, связанные с поляризацией радикалов рабочего вещества, а следовательно, и с образованием волны неоднородностей, идут интенсивно, о чем и говорят формы кривых.

Результаты представлены в табл. 4.

Значение порога энергии генерации можно определить согласно выражению (9) [7]:

$$E_t = \frac{h\nu}{\sigma} S \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 T}}\right),$$

где σ — сечение усиления (вычислялось по формулам, описанным в работе [14]), энергия кванта генерации $h\nu$, S — площадь поперечного сечения активной среды, R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора, T — пропускание элементов, находящихся в резонаторе.

В нашем случае (рис. 2) $\sigma = 4.24 \cdot 10^{-18} \text{ J}$, $S = 28.3 \text{ cm}^2$, длина волны $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$, соответствующая энергия кванта $h\nu_{\text{gen}} \approx 1.51 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Коэффициенты отражения зеркал резонатора составляют $R_1 = 50\%$ (9),

$R_2 = 8, 50, 99\%$ (9), суммарный коэффициент пропускания элементов внутри резонатора $T = 73\%$ (5, а также окна кюветы).

Заключение

Методом фокального пятна исследованы оптические неоднородности различных составов активной среды йодного фотодиссоционного лазера с ламповой накачкой в режиме накопления инверсии и в режиме свободной генерации излучения.

Определено время появления волны неоднородностей в разных углах регистрации (время $t_{0,9}^s$ и $t_{0,9}^b$). Экспериментально обнаружено появление резкого провала (dip) в уровнях сигнала зондирующего излучения за диафрагмами d_s и d_b , через 8–12 μs после начала генерации для всех исследованных смесей.

Проведены исследования оптических неоднородностей в режиме свободной генерации излучения. Исследованы влияние буферной добавки газа SF_6 , а также величины порога энергии генерации на время возникновения волны ОН в активной среде йодного лазера с ламповой накачкой. Экспериментально установлено, что увеличение порога энергии генерации приводит к смещению (увеличению) времени возникновения волны неоднородностей ($t_{0,9}$), которая регистрируется всегда после начала генерации.

Список литературы

- [1] Зуев В.С. Газовые лазеры с оптической накачкой. Труды ФИАН. 1980. Т. 125. С. 66–69.
- [2] Алехин Б.В., Боровков В.В., Бродский А.Я., Лажинцев Б.В., Суханов Л.В. // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 7. С. 1516–1522.
- [3] Дитчберн Р. Физическая оптика. М.: Наука, 1965. 636 с.
- [4] Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
- [5] ГОСТ 26086-84 РФ. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2001. 13 с.
- [6] Зарецкий А.И., Зыков Л.И., Кириллов Г.А. и др. // Квант. электрон. 1979. Т. 6. Вып. 6. С. 1278.
- [7] Качалин Г.Н., Шкапа А.Ф. // Сб. докл. 4-й научнотехнической конференции „Молодежь в науке“. Саров, 2005. С. 335–346.
- [8] Конишина Е.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 59–66.
- [9] Данилов О.Б., Новоселов Н.А. // Опт. и спектр. 1975. Т. 39. В. 4. С. 680.

- [10] Белоусова И.М., Данилов О.Б., Синецкина И.А., Спиридонов В.В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 5. С. 1481–1485.
- [11] Голубев Л.Е., Зув В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю. // Квант. электрон. 1973. № 6. С. 23–30.
- [12] Борович Б.Л., Зув В.С., Катулин В.А. и др. // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 6. С. 1282–1294.
- [13] Зув В.С., Нетемин В.И., Носач О.Ю. // Квант. электрон. 1979. Т. 6. № 4. С. 875–878.
- [14] Митчел А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М.-Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1937. С. 280.