

УДК 535.373.5

Н. Г. БАСОВ, В. С. ЗУЕВ, К. С. КОРОЛЬКОВ, О. Ю. НОСАЧ
и Е. П. ОРЛОВ**НОВЫЙ ВИД ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПАРЦИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СРЕДЫ
ЗА СЧЕТ ЭНТАЛЬПИИ ЛАЗЕРОУПРАВЛЯЕМЫХ ПРОЦЕССОВ**

Явление, о котором пойдет речь, представляет собой новый вид вынужденного рассеяния света. Оно возникает в термодинамически неравновесных средах, если в них скорости процессов зависят от интенсивности света, и отличается от известных типов вынужденного рассеяния прежде всего тем, что в процессе рассеяния света энергия, необходимая для раскачки внутренних колебаний среды, а следовательно, и для усиления вариаций интенсивности света, черпается главным образом не из светового поля, а из самой термодинамически неравновесной среды, по которой распространяется свет.

В силу этого порог рассеяния может быть очень низким и может происходить весьма эффективное попутное рассеяние света под малыми углами. Поэтому исследование данного вынужденного рассеяния особенно важно с точки зрения расходимости излучения лазеров, активные среды которых, как известно, являются термодинамически неравновесными и в них, как правило, протекает множество различных процессов, скорости которых зачастую зависят от интенсивности лазерного поля. Такими процессами могут быть химические реакции (например, в иодных лазерах), VT-релаксация (например, в CO_2 -лазерах), диссоциация эксимеров при переходе в разлетное состояние в эксимерных лазерах и т. д.

Впервые данное явление было обнаружено в иодных фотодиссоционных лазерах [1] при исследовании расходимости лазерного излучения. Поэтому сущность происходящих при вынужденном рассеянии процессов рассмотрим на примере лазеров этого типа.

Рабочая газовая смесь иодных лазеров состоит из паров подсодержащего вещества типа $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ при давлении в сотые доли атмосферы и буферного газа, например углекислого газа, благородных газов и т. д., при давлении, близком к атмосферному. При облучении рабочей смеси ультрафиолетовым излучением с длиной волны в области, лежащей около 270 нм, происходит фотолиз молекул $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ с образованием возбужденных атомов иода I*. Возбужденные атомы иода излучают на длине волны $\lambda = 1,315$ мкм.

При исследовании расходимости лазерного излучения было обнаружено, что при увеличении удельных энергоъемов до величины, большей чем $30 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1}$, когда интенсивность лазерного поля достигает $\sim 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, расходимость резко увеличивается с 10^{-3} до 10^{-2} рад. При этом в области генерации наблюдается возникновение мелкомасштабных оптических неоднородностей с поперечным размером менее одного миллиметра при поперечном размере области генерации в несколько сантиметров [2].

Как выяснилось, мелкомасштабные оптические неоднородности обусловлены возбуждением в области генерации мощных ультразвуковых волн мегагерцевого диапазона, которые распространяются поперек лазера. На рис. 1 приведена фотохронограмма развития ультразвуковых волн. Она получена в свете рубинового лазера в интерферометре Маха — Цендера. Поперечное сечение иодного лазера проектировалось на вертикальную щель скоростного фоторегистратора так, чтобы щель проходила через

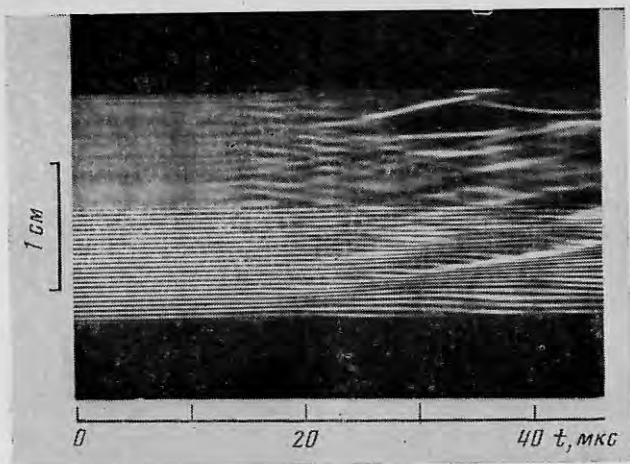


Рис. 1. Фотохронограмма возникновения ультразвуковых волн в иодном лазере с накачкой ксеноновыми лампами. Смесь: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ (0,02 ат) + SF_6 (0,78 ат). Энергия генерации 0,77 Дж

центр изображения. Накачка иодного лазера осуществлялась импульсными ксеноновыми лампами. Длительность импульса накачки ~ 50 мкс. В верхней половине фотохронограммы луч сравнения перекрыт, поэтому одновременно можно наблюдать развитие как амплитудных, так и фазовых искажений излучения рубинового лазера, обусловленных возмущениями показателя преломления в активной области иодного лазера. Видно, что возмущения показателя преломления Δn зарождаются одновременно по всей области генерации и содержат периодические структуры, распространяющиеся со скоростью звука, т. е. обусловлены изменением плотности газа в ультразвуковой волне. Возбуждение ультразвука происходит, как правило, через 1–3 мкс после начала генерации.

Аналогичная картина имеет место и в иодных лазерах с накачкой УФ-излучением открытых сильнооточных разрядов, которые инициируются непосредственно в рабочей газовой смеси. Это показано на рис. 2 (луч сравнения здесь полностью перекрыт). Мы видим расширяющийся канал разряда (1), окруженный прослойкой ударно-сжатого газа (2). УФ-излучение разряда, пройдя сквозь прослойку ударно-сжатого газа, поглощается в области толщиной 1–2 см, в которой и возникает генерация, сопровождающаяся возбуждением ультразвука (3).

Интенсивность ультразвука весьма велика. Как следует из измерений Δn , относительное изменение плотности газа в ультразвуковой волне $\delta\rho/\rho$ достигает 10^{-2} . Характерным для этих опытов было то, что ультразвук не возбуждался, если генерация в иодном лазере каким-либо образом подавлялась [3, 4]. Значит, можно предположить, что наблюдаемое явление обусловлено взаимодействием лазерного поля с нелинейной средой лазера.

Так как известно, что возбуждение ультразвука имеет место при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) [5], а также при вынужденном рассеянии, обусловленном поглощением света (ВРП) [5, 6], то естественно возникает вопрос, нельзя ли объяснить возбуждение ультразвука и увеличение расходимости лазерного излучения развитием в активной среде иодных лазеров ВРМБ и ВРП. Оказывается нет. В самом деле, поглощения лазерного излучения в активной области иодных лазеров не обнаружено [7], а в газовой среде при давлении, близком к атмосферному, электрострикция настолько мала, что коэффициент усиления ВРМБ $G_{\text{МБ}} \sim 10^{-4}$ см·МВт $^{-1}$.

Наблюдаемое же явление возникает при интенсивности лазерного поля I_L всего лишь 10^4 Вт·см $^{-2}$. Инкремент $G_{\text{МБ}} I_L$ составляет при этом очень малую величину, равную $\sim 10^{-6}$ см $^{-1}$. Но если даже допустить, что в резонаторе инкремент 10^{-6} см $^{-1}$ достаточно для развития ВРМБ, то все же найденное из эксперимента отношение интенсивности ультразвука

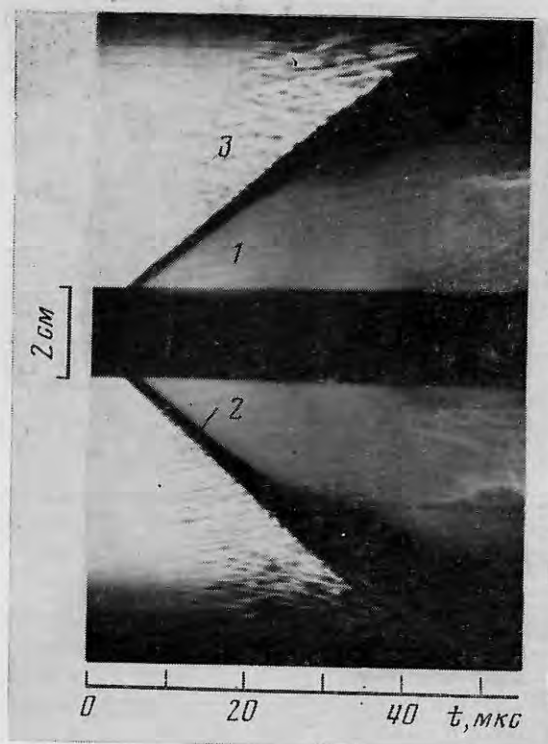
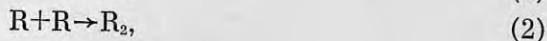


Рис. 2. Фотохронограмма возникновения ультразвуковых волн в иодном лазере с накачкой открытым разрядом. Смесь: изо- C_2F_7I (0,03 ат) + CO_2 (0,47 ат)

$I_{zv} \sim 0,1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ к интенсивности рассеянного поля I_s , близкое к 10^{-5} , на много порядков больше того предела, который следует из соотношения Мэнли — Роу. Этот предел равен лишь 10^{-15} . Таким образом, в количественном отношении наблюдаемое в иодных лазерах явление не может быть объяснено ни развитием ВРМБ, ни развитием ВРП.

Объяснить возбуждение столь мощного ультразвука оказалось возможным [3, 8], лишь приняв во внимание, что наряду с фотодиссоциацией в активной области иодных лазеров идет множество сопутствующих фотохимических процессов. Наиболее быстрыми из них являются экзотермические реакции



где I — невозбужденные атомы иода, а R — радикалы типа C_2F_7 . Энтальпия реакции (1) $\Delta H^0 = -54 \text{ ккал} \cdot \text{моль}^{-1}$, а реакции (2) $\Delta H^0 = -96 \text{ ккал} \cdot \text{моль}^{-1}$ [9]. Значит, энергия, выделяющаяся при рекомбинации атома иода с радикалом, при постоянном давлении $q_1 = 3,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, а при рекомбинации двух радикалов $q_2 = 6,7 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Важным является то, что возбужденные атомы иода рекомбинируют гораздо медленнее невозбужденных. Значит, если в активной области возникнут неоднородные по объему вариации интенсивности лазерного поля, то даже при однородной по объему накачке в областях, где интенсивность поля возросла, атомы иода будут быстрее переходить в невозбужденные состояния и реакция (1) ускорится. В результате в этих областях скорость тепловыделения возрастает, вещество начнет выталкиваться, а показатель преломления уменьшится и возникнет дефокусирующее самодействие света. Может показаться, что это должно приводить к выравниванию распределения интенсивности лазерного поля и что, уменьшая каким-либо способом первоначальные вариации интенсивности поля, можно значительно ослабить интенсивность ультразвука. Однако это не так. Дело в том, что между возмущениями интенсивности лазерного излучения

и газодинамическими возмущениями среды возникает положительная обратная связь и происходит одновременный рост доли рассеянного лазерного поля и интенсивности ультразвука, т. е. возникает вынужденное рассеяние света [8].

Чтобы это показать, обратимся к линейризованному уравнению гидродинамики

$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \rho, \quad (3)$$

в котором плотность газа ρ удобно представить зависящей от давления p и энтропии S , так как в результате тепловыделения при реакциях (1) и (2) происходит рост энтропии газа. Член с Γ в (3) описывает затухание звука.

Подставляя в (3) приращение плотности газа в виде

$$\delta \rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \delta p + \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_p \delta S, \quad (4)$$

получим уравнение

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - v^2 \nabla^2 p - \Gamma \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p = -v^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_p \left(\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial S}{\partial t} \right), \quad (5)$$

где $v = (\partial p / \partial \rho)_s$ — фазовая скорость звуковой волны. Вторым членом в правой части (5) можно пренебречь, так как время затухания звука много больше периода звуковой волны.

Поскольку реакции (1) и (2) являются сильно экзотермическими, то возникновение энтропии обусловлено практически только тепловыделением при реакциях (1), (2). Так как δS в (4), (5) берется при постоянном давлении, то и тепловыделение будем вычислять при постоянном давлении. Скорость тепловыделения в единице объема

$$\dot{Q} = q_1 W_1 + q_2 W_2, \quad (6)$$

где W_1, W_2 — скорости реакций (1), (2). Тогда производство энтропии, отнесенное к единице объема, т. е. энтропия, возникающая в единицу времени в единице объема, будет

$$\sigma = \frac{1}{T} \dot{Q} = \frac{1}{T} (q_1 W_1 + q_2 W_2). \quad (7)$$

В силу адиабатичности ультразвука $\partial S / \partial t \approx \sigma$, а $\partial^2 S / \partial t^2 \approx \partial \sigma / \partial t$.

Так как скорости реакций $W_1 = K_1 [R] [I]$, $W_2 = K_2 [R]^2$, где K_1 и K_2 — константы скоростей реакций (1) и (2), $[R]$ и $[I]$ — концентрации радикалов и невозбужденных атомов иода, то $\partial \sigma / \partial t$ зависит, вообще говоря, как от $\partial [I] / \partial t$, так и от $\partial [R] / \partial t$. Однако концентрация радикалов может меняться только вследствие реакций. Эти изменения в типичных для иодных лазеров условиях происходят за время, много большее чем 10^{-5} с, в то время как пространственно-неоднородные вариации концентрации невозбужденных атомов иода $\delta [I]$ определяются главным образом вариациями интенсивности лазерного поля, которые при возбуждении звука мегагерцевого диапазона происходят за время, много меньшее чем 10^{-5} с. Поэтому концентрация радикалов в течение периода ультразвуковой волны практически постоянна, в результате чего

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} \approx \frac{q_1 K_1 [R]}{T} \frac{\partial}{\partial t} \delta [I]. \quad (8)$$

По этой же причине, т. е. в силу медленности химических реакций, суммарная концентрация возбужденных и невозбужденных атомов иода постоянна в течение периода ультразвуковой волны: $\delta[I] = -\delta[I^*]$. Тогда, если пренебречь диффузией атомов иода и влиянием колебаний плотности газа на их концентрацию, уравнение для $\delta[I]$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta[I] + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \sigma_L I_L \delta[I] = \sigma_L \Delta_0 \delta I_L, \quad (9)$$

где σ_L — сечение лазерного перехода; g_2/g_1 — отношение статистических весов верхнего и нижнего лазерных уровней; δI_L — вариации интенсивности лазерного поля; Δ_0 — инверсия, усредненная по периоду вариаций.

Из уравнения (9) видно, что если атомы иода живут на лазерных уровнях много дольше периода звуковой волны, а при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^4$ Вт·см⁻² так оно и есть, то

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta[I] \approx \sigma_L \Delta_0 \delta I_L. \quad (10)$$

Вычислим с помощью (10) и (8) $\partial^2 S / \partial t^2$ и преобразуем (5) к виду

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - v^2 \nabla^2 p - \Gamma \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p = -v^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_{\rho} \frac{q_1 K_1 [R] \sigma_L \Delta_0}{T} \delta I_L, \quad (11)$$

откуда видно, что за счет энтальпии химических реакций пространственно-неоднородные вариации интенсивности лазерного поля должны приводить к газодинамическим возмущениям лазерной среды.

Покажем, что между вариациями интенсивности лазерного поля и газодинамическими возмущениями возникает положительная обратная связь и развивается процесс вынужденного рассеяния света. Это можно сделать, не вдаваясь в физические и математические детали процесса, путем сопоставления с ВРМБ. В случае ВРМБ правая часть уравнения для давления в отличие от (11) равна $-v^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho} \frac{1}{2cn} \nabla^2 (\delta I_L)$ [5], где ϵ — диэлектриче-

ская проницаемость среды, $n = \sqrt{\epsilon}$. При синусоидальной зависимости δI_L от пространственной координаты, когда, например, плоская волна лазерного излучения интерферирует с плоской волной рассеянного излучения, $\nabla^2 (\delta I_L) \propto -\delta I_L$. А так как в (11) $(\partial \rho / \partial S)_{\rho} < 0$, то функциональная связь давления с δI_L в обоих случаях одинаковая. Значит, можно утверждать, что и явление, наблюдаемое в иодных лазерах, должно представлять собой вынужденное рассеяние света.

Из сопоставления с ВРМБ видно, что усиление данного вынужденного рассеяния реализуется на стоксовой частоте. Максимум усиления при рассеянии под углом θ к направлению распространения лазерной волны достигается, когда сдвиг частоты рассеянного поля равен частоте ультразвука с волновым числом $q = 2k \sin(\theta/2)$, где k_s — волновое число рассеянного поля. Максимальное значение стационарного коэффициента усиления

$$\max \{G_{зв}\} = k_s (n-1) \frac{q_1}{\hbar \omega_L} \frac{K_1 [R] \sigma_L \Delta_0}{\rho C_p T} \frac{1}{\Omega_{зв} \delta \Omega}, \quad (12)$$

где $\hbar \omega_L$ — энергия кванта лазерного поля, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\Omega_{зв} = vq$, $\delta \Omega = \frac{1}{2} \Gamma q^2$ — ширина теплового рассеяния. Величина $G_{зв}$ при $\theta \sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад (что соответствует увеличению расходимости лазерного излучения до 10^{-2} рад) может достигать величины > 10 см·МВт⁻¹. Это в 10^5 раз больше, чем при ВРМБ, а за счет энтальпии химических реакций на один рассеянный фотон происходит рождение не одного,

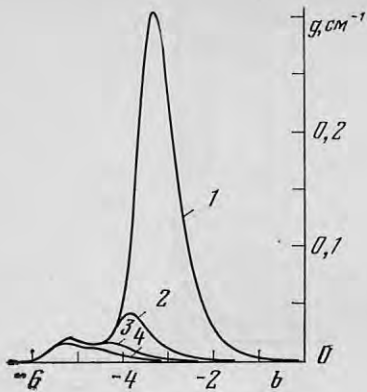


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость инкремента ЭВР $G_T I_L$ от сдвига частоты рассеянного поля при $I_L = 2 \cdot 10^4$ Вт·см² и $\theta = 2,5 \cdot 10^{-3}$ (1), $5 \cdot 10^{-3}$ (2), $7,5 \cdot 10^{-3}$ (3) и 10^{-2} рад (4). По оси абсцисс $b = (\Omega/|\Omega|) \lg(1+|\Omega|)$ так, что для $|\Omega| \ll 1$ имеем линейную ($\sim \Omega/\ln 10$), а для $|\Omega| \gg 1$ — логарифмическую по частоте шкалу

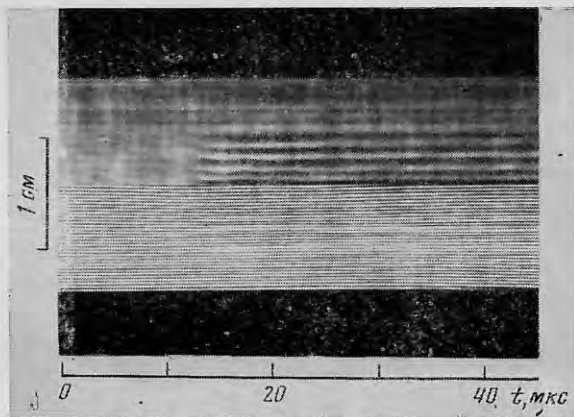


Рис. 4

Рис. 4. Фотохронограмма возникновения температурных волн в подном лазере с накачкой ксеноновыми лампами. Смесь: $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ (0,02 ат.) + CO_2 (0,78 ат.). Энергия генерации 0,03 Дж

как в случае ВРМБ, а многих фононов: в типичных условиях до 10^4 фононов [10].

Таким образом, несмотря на сопоставление с ВРМБ, что, кстати, возможно только если период ультразвуковых колебаний много меньше времен химических реакций и продолжительность жизни атомов юода на лазерных уровнях, мы видим, что рассмотренное вынужденное рассеяние не только в количественном, но и в качественном отношении принципиально отличается от ВРМБ и других видов вынужденного рассеяния света. Из сказанного выше понятно, что возбуждение внутренних колебаний среды в процессе вынужденного рассеяния происходит не за счет энергии светового поля, как в известных видах вынужденного рассеяния, а за счет энтальпии управляемых светом химических реакций. Поэтому мы назвали этот тип вынужденного рассеяния света энтальпийным или сокращенно ЭВР.

Поскольку при ЭВР свет управляет выделением тепла, то кроме ультразвуковых могут возбуждаться и температурные волны. Для описания ЭВР на температурных волнах необходимо использовать уравнение теплопроводности, в котором мощность источника тепла задается с помощью (6). Анализ показывает [11], что усиление ЭВР на температурных волнах реализуется в антистоксовой области, в результате чего в непоглощающей среде суммарная энергия возбуждающего и рассеянного полей возрастает за счет непосредственного преобразования энергии химических реакций в электромагнитную энергию.

Коэффициент усиления ЭВР на температурных волнах при $\theta \sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад может достигать величины > 100 см·МВт⁻¹. На рис. 3 показана типичная зависимость $g = G_T I_L$ от сдвига частоты рассеянного поля при разных θ в случае насыщения усиления лазерного поля. Здесь следует отметить, что, хотя коэффициент усиления G_T выше, чем $G_{зв}$, в экспериментах наблюдается, как правило, развитие лишь ультразвуковых волн, на фоне которых температурные волны не видны. Развитие температурных волн удается зарегистрировать лишь при низких уровнях накачки, когда ультразвук не возбуждается, что коррелирует с соотношением коэффициентов усиления ЭВР на температурных и ультразвуковых волнах.

На рис. 4 показана фотохронограмма развития температурных волн. Поскольку скорость движения температурных волн на много порядков

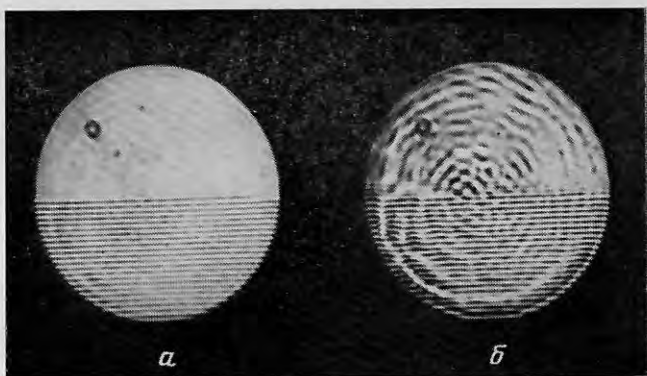


Рис. 5. Мгновенные снимки выходного торца подного лазера с круглой диафрагмой в резонаторе, снятые в той же схеме, что и рис. 1, на 2-й (а) и 6-й мкс (б) после начала генерации

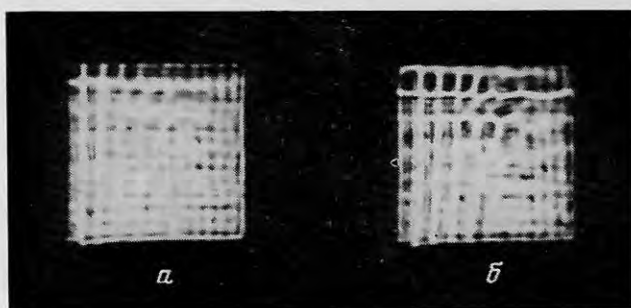


Рис. 6. Мгновенные снимки выходного торца подного лазера с квадратной диафрагмой в резонаторе, снятые в той же схеме, что и рис. 1, на 2-й (а) и 6-й мкс (б) после начала генерации

ниже, чем ультразвуковых, на фотохронограмме они видны как полосы, параллельные оси времени.

Чтобы убедиться, что наблюдаемое в подных лазерах явление действительно представляет собой вынужденное рассеяние света, были проведены эксперименты, в которых были исключены интерференционные эффекты внутри резонатора и паразитно-рассеянное излучение, а плоскопараллельный резонатор настраивался с точностью $\sim 0,1$ дифракционного угла. Все эти меры были предприняты для того, чтобы уменьшить первоначальные вариации интенсивности лазерного поля до минимального уровня. Несмотря на это, происходило возбуждение мощного ультразвука.

Если внутри резонатора помещались круглые или квадратные диафрагмы, наблюдалось возникновение ультразвуковых волн с волновыми фронтами в виде концентрических колец (рис. 5) или прямоугольных решеток (рис. 6). При этом в дальней зоне наблюдалась картина, похожая на дифракционную (рис. 7), но ее угловой размер был намного больше, чем у картины дифракции на круглом или квадратном отверстии.

Измерения показали, что угловые размеры дополнительных максимумов соответствуют 23-й, 32-й, 45-й и т. д. угловым модам резонатора с квадратными зеркалами, т. е. именно тем модам, для которых возможно выполнение условий синхронизма излучения моды с рассеянным на ультразвуковых волнах излучением осевой моды. Дифракционные потери для указанных мод хорошо известны. Предположив, что разница в потерях между осевой и возбужденными угловыми модами компенсируется за счет усиления рассеянного света при ЭВР, можно оценить величину этого коэффи-

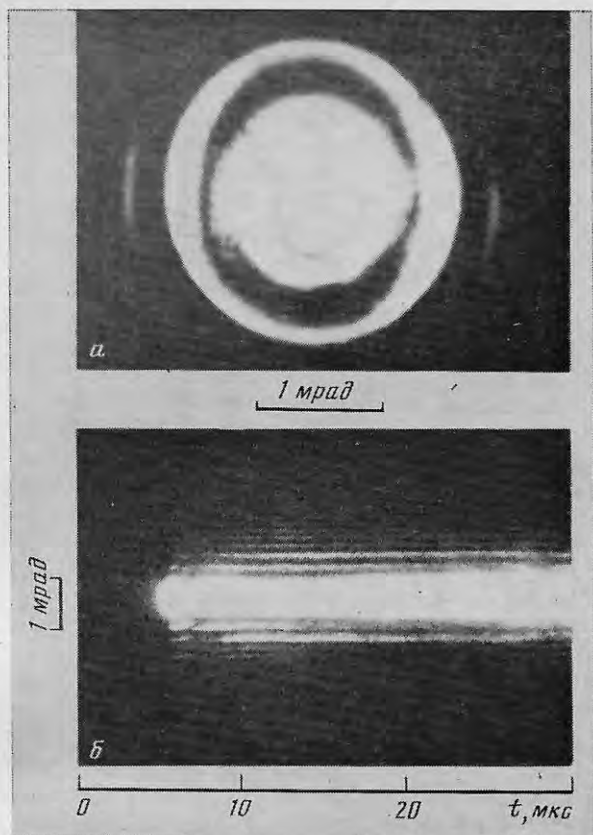


Рис. 7. Картины дальней зоны излучения иодного лазера: *а* — интегральная по времени картина, в резонаторе круглая диафрагма; *б* — развертка картины во времени, в резонаторе квадратная диафрагма

циента усиления. Оказалось, что, например, для 45-й угловой моды $G_{\text{эв}} \approx 0,3 \text{ см} \cdot \text{МВт}^{-1}$, а оценка по формуле (12) для конкретных условий эксперимента с учетом того, что в нестационарном режиме $\delta\Omega$ определяется не затуханием звука, а временем воздействия лазерного поля на нелинейную среду лазера, дает значение $\sim 0,35 \text{ см} \cdot \text{МВт}^{-1}$. Таким образом, экспериментальное и теоретическое значения хорошо согласуются.

Итак, на примере иодных лазеров мы видим, что в термодинамически неравновесных средах, когда в них скорости химических реакций зависят от интенсивности света, может возникать энтальпийное вынужденное рассеяние света. Поскольку химические реакции можно понимать в широком смысле, включая сюда, например, возбуждение или ионизацию атомов и молекул, то возможность возникновения ЭВР не исключена и в других лазерах. Например, в CO_2 -лазерах, как известно, нижний лазерный уровень не является основным. С этого уровня молекула углекислого газа переходит в основное состояние за счет VT-релаксации. При этом избыток энергии передается окружающей молекулу среде в форме тепла. Там, где интенсивность лазерного поля возросла, частота индуцированных переходов увеличивается и населенность нижнего лазерного уровня возрастает. Следовательно, скорость VT-релаксации в области возросшей интенсивности поля увеличивается. Таким образом, скорость тепловыделения зависит от интенсивности лазерного поля [3, 12, 13].

В эксимерных лазерах скорость тепловыделения также может зависеть от интенсивности лазерного поля. Обсудим, к примеру, лазер на связанно-свободном переходе молекулы XeF [14]. При использовании перехода C — A при каждом акте индуцированного перехода в форме тепла выделяется энергия $\sim 10^{-19}$ Дж. Понятно, что при этом скорость тепловыделения также будет зависеть от интенсивности лазерного поля. Можно привести

и другие примеры, на которых мы не будем останавливаться. Существенно, что для возникновения вынужденного рассеяния неважно, ускоряется или замедляется тепловыделение в максимумах интенсивности поля. От этого зависит, на какой частоте: на стоксовой или антистоксовой, реализуется усиление ЭВР.

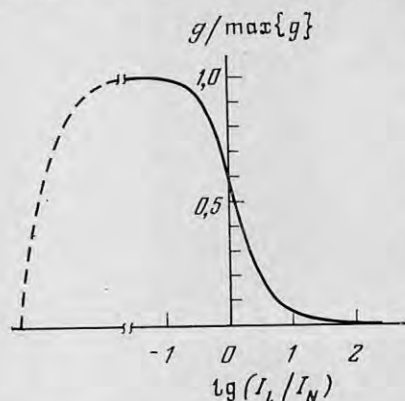


Рис. 8. Поведение инкремента ЭВР на ультразвуке в зависимости от I_L . Величина $I_N = \Omega_{эв} / \sigma_L (1 + g_2 / g_1)$

Итак, если в лазере возникает ЭВР света, то решить проблему улучшения направленности лазерного излучения можно только, научившись подавлять или управлять процессом ЭВР. В связи с этим представляет интерес проанализировать возможности воздействия на коэффициент усиления ЭВР. Было выяснено [15], что с ростом интенсивности лазерного излучения коэффициент усиления ЭВР сначала насыщается, что схематически показано пунктирной линией на рис. 8, а затем при сильном насыщении лазерного перехода, когда индуцированные переходы начинают происходить чаще, чем колебания плотности газа в ультразвуковой волне, резко падает.

Этот вывод подтвержден экспериментально [3, 4]. Так, при постоянной накачке, увеличение добротности резонатора или увеличение сечения лазерного перехода путем снижения общего давления смеси приводило к срыву ЭВР. Теоретически были также проанализированы зависимости коэффициента усиления ЭВР для различных смесей от их состава. Показано, что, изменяя состав смеси, можно изменять коэффициент усиления почти на три порядка.

В заключение отметим, что ЭВР, как и другие виды вынужденного рассеяния, может быть использовано для преобразования световых полей, например обращения волнового фронта света. Кроме того, ЭВР, по-видимому, можно использовать для исследования кинетики процессов в термодинамически неравновесных средах.

Физический институт им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР

Литература

1. Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А., Носач В. Ю., Носач О. Ю., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю. Квантовая электроника, 1975, т. 2, с. 1282.
2. Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А., Михеев Л. Д., Николаев Ф. А., Носач О. Ю., Розанов В. Б. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: Изд-во ВИНТИ, 1978, т. 15, с. 218.
3. Зуев В. С., Нетемин В. Н., Носач О. Ю. Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 875.
4. Алехин Б. В., Боровков В. В., Лажинцев Б. В., Нор-Армян В. А., Суханов Л. В., Устищенко В. А. Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1948.
5. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. Успехи физ. наук, 1969, т. 98, с. 441.
6. Зельдович Б. Я., Собельман И. И. Успехи физ. наук, 1970, т. 101, с. 3.
7. Зуев В. С., Корольков К. С., Носач О. Ю., Орлов Е. П. Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 2604.
8. Басов Н. Г., Зуев В. С., Носач О. Ю., Орлов Е. П. Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 2614.
9. Гурвич Л. В., Карачевцев Г. В., Кондратьев В. Н., Лебедев Ю. А., Медведев В. А., Попанов В. К., Ходеев Ю. С. Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. М.: Наука, 1974, с. 72, 91.
10. Зуев В. С., Орлов Е. П. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1978; Препринт ФИАН, № 158, 1981.
11. Зуев В. С., Орлов Е. П. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1968; Препринт ФИАН, № 145, 1981.
12. Бункина М. В., Морозов В. В., Фирсов К. Н. Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 2026.
13. Диханский В. В., Напартович А. П. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 170.
14. Басов Н. Г., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Стойлов Ю. Ю. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1517.
15. Зуев В. С., Носач О. Ю., Орлов Е. П. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2699.