

03

Эффект вынужденного радиального рассеяния в оптических средах с возбуждением в них сходящихся акустических волн при накачке мощными наносекундными импульсами с широким спектром

© Н.Е. Быковский

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

e-mail: bykovskijne@lebedev.ru

Поступила в редакцию 25.10.2020 г.

В окончательной редакции 02.04.2020 г.

Принята к публикации 06.04.2020 г.

Рассмотрен механизм вынужденного радиального рассеяния и вызванные им специфические разрушения в поверхностных слоях оптических сред, наиболее ярко проявляющиеся в средах с низким порогом фазового перехода. Эти разрушения являются результатом пластической деформации поверхности под действием сходящихся акустических волн, образующихся в результате радиального рассеяния. Показано, что вынужденное радиальное рассеяние может быть ответственно за лазерное разрушение интерференционных зеркал, и предложен механизм его возбуждения в тонких слоях.

Ключевые слова: вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, вынужденное комбинационное рассеяние, ударные волны.

DOI: 10.21883/OS.2021.07.51079.266-20

1. Введение

С появлением лазеров и ростом интенсивности их излучения на поверхности и в объеме оптических сред, подвергшихся воздействию этого излучения, стали наблюдаться различного рода разрушения. Несмотря на огромное число работ, посвященных исследованию механизмов лазерных разрушений, многие виды разрушений до сих пор не получили своего объяснения. В данной работе сделана попытка объяснить поверхностные разрушения в конденсированных оптических средах, образующихся при воздействии на них наносекундных лазерных импульсов с широким спектром за счет предложенного эффекта вынужденного радиального рассеяния. Механизм вынужденного радиального рассеяния достаточно полно был рассмотрен еще в работе [1], а в последующих работах [2–9] рассматривался только механизм возбуждения периодической последовательности ударных волн и их воздействие на различные оптические среды. В данной работе на основе углубленного анализа экспериментальных данных из работы [1] и описанного нами механизма пластической деформации [7–9], предлагается механизм возбуждения вынужденного радиального рассеяния и возбуждаемых при этом сходящихся радиальных акустических волн, воздействие которых объясняет дополнительный спектр поверхностных и объемных разрушений.

2. Экспериментальная установка

Экспериментальные результаты, о которых пойдет речь, были получены на экспериментальной установке,

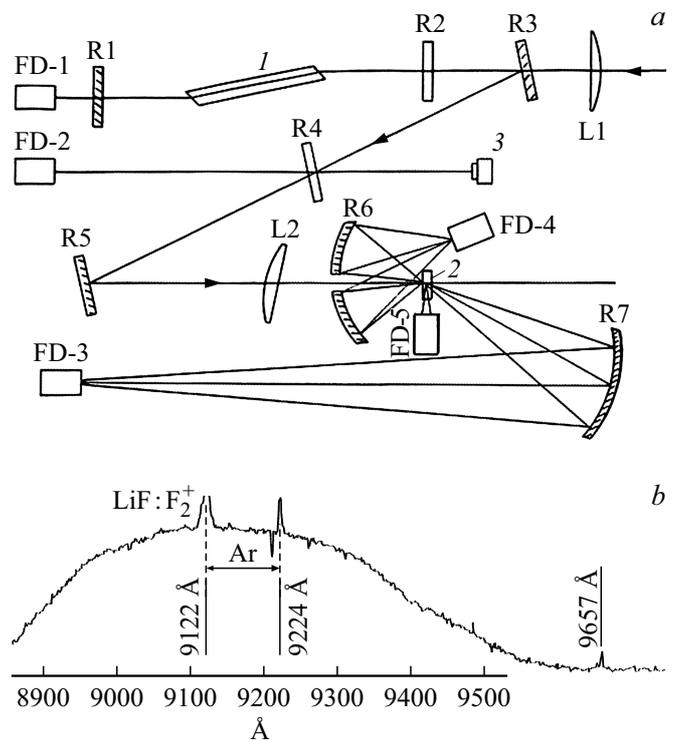


Рис. 1. a) Схема экспериментальной установки. R — зеркала, L — линзы, FD — фотоприемники, 1 — активный элемент генератора (LiF:F₂⁺), 2 — накачиваемый образец, 3 — калориметр. b) Спектр генератора. Накачка активного элемента генератора производилась рубиновым лазером через линзу L1.

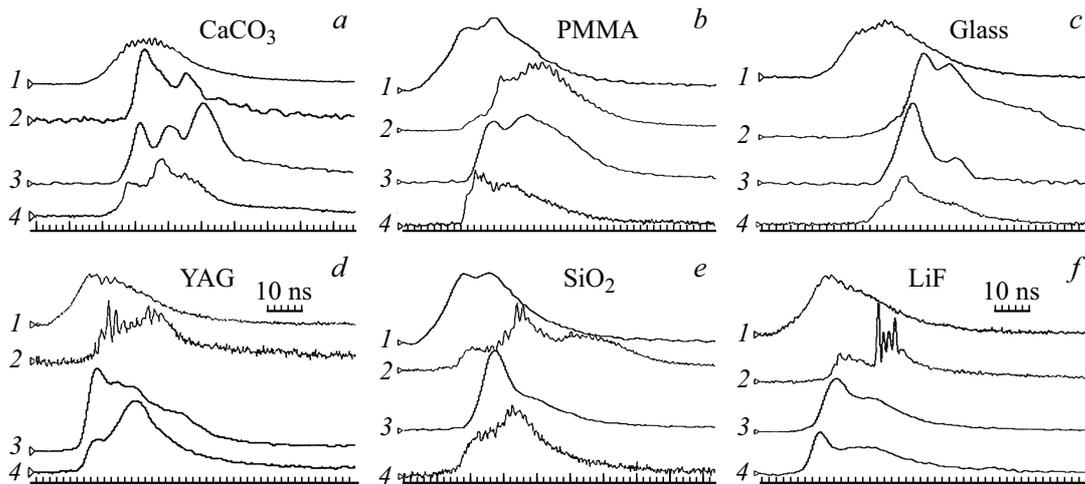


Рис. 2. Осциллограммы регистрируемых сигналов от образцов CaCO_3 (a), PMMA (b), стекла (c), YAG (d), SiO_2 (e), LiF (f): импульс накачки (1), сигнал рассеяния в поперечном направлении (2), сигнал антистоксова (3) и стоксова (4) комбинационного рассеяния.

показанной на рис. 1 и частично описанной в работах [1–6]. В качестве активной среды лазера накачки 1 использовался LiF с центрами окраски F_2^+ , который, в свою очередь, через линзу L1 накачивался рубиновым лазером с модуляцией добротности. Резонатор лазера на центрах окраски (ЛЦО) был образован 100% зеркалом R1 на длине волны $\lambda = 0.92 \mu\text{m}$ и плоскопараллельной пластинкой R2. Лазер излучал импульс длительностью $\tau \sim 25 \text{ ns}$, который практически повторял импульс накачки с задержкой 6–7 ns, что составляло около 3х обходов света по резонатору. Спектр излучения простирался от ~ 0.89 до $\sim 0.95 \mu\text{m}$. Так как за несколько проходов света по резонатору с большим усилением модовый состав излучения сформироваться не успевает, так же как не успевает, несмотря на брестеровские срезы активного элемента, сформироваться четкая поляризация, то излучение этого лазера можно назвать частично когерентным и частично поляризованным. Понятно, что за время развития генерации эта „частичность“ уменьшается. Излучение лазера, отразившись зеркалами R3, R5 фокусируется линзой L2 с фокусным расстоянием 120 mm (повернутой на $\sim 10^\circ$ к оси для исключения отражения назад) на образец, который в разных экспериментах устанавливался как перпендикулярно оси, так и под углами, вплоть до брестеровского. В качестве образцов 2 использовали: кварц кристаллический ($10 \times 10 \times 20 \text{ mm}$); YAG кристаллический ($4.5 \times 30 \times 30 \text{ mm}$); кальцит (пластинки $\sim 2 \text{ mm}$ толщиной, откальываемые от природного кристалла); LiF (диск 5 mm толщиной и $\varnothing 40 \text{ mm}$); оргстекло (полиметилметакрилат, PMMA) — кусочки $\sim 2 \text{ mm}$ толщиной, и стеклянный кубик из стекла K-8 ($20 \times 20 \times 30 \text{ mm}$). Энергии излучения, которые использовались для накачки, находились в диапазоне от ~ 50 до $\sim 120 \text{ mJ}$. Для регистрации сигналов применялись полупроводниковые фотоприемники FD с временами разрешения $\tau \approx 1 \text{ ns}$

и 2х-канальные осциллографы с разрешением $\tau_1 \approx 1 \text{ ns}$ и $\tau_2 \approx 3 \text{ ns}$, что сглаживало модуляцию на двух из одновременно регистрируемых четырех осциллограммах. Частично это компенсировалось чередованием каналов регистрации. FD1 использовался для регистрации импульса накачки, FD2 — стоксова сигнала вынужденного Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния (ВРМБ), FD3 — антистоксова сигнала вынужденного комбинационного (рамановского) рассеяния (ВКР), FD4 — стоксова сигнала ВКР, и FD5 — рассеяния в перпендикулярном направлении. Одновременно осуществлялся визуальный контроль поверхностных разрушений. Спектральные наблюдения в данной работе, из-за широкого спектра генерации и сложности с регистрацией в данном диапазоне, не проводились.

Так как рассеяние происходило в широком диапазоне углов, который при наблюдении через электронно-оптический преобразователь (ЭОП) превышал 30° , то для максимального его перехвата использовались сферические зеркала. При этом зеркало R6 перехватывало излучение в пределах от ~ 6 до $\sim 40^\circ$ от оси, а R7 от ~ 5 до $\sim 25^\circ$.

Типичные осциллограммы, полученные для различных используемых нами образцов, приведены на рис. 2.

Быстрое развитие генерации при коротком импульсном возбуждении инверсии в резонаторе приводит к ее модуляции с периодом обхода света по резонатору ($T \approx 2 \text{ ns}$), которую мы наблюдаем на осциллограммах. В результирующем импульсе генерации эта модуляция из-за случайных фаз составляющих ее субимпульсов проявляется слабо, но при вынужденном нелинейном рассеянии она существенно возрастает, особенно при рассеянии в бок. Эта модуляция присутствует в разной степени во всех каналах регистрации излучения, но из-за того, что двухканальные осциллографы были с

различным разрешением ($\tau_1 \approx 1$ ns, а $\tau_2 \approx 3$ ns), в двух каналах она замывается.

Иногда, кроме модуляции с периодом 2–2.5 ns, связанной с периодом резонатора, наблюдается модуляция с периодом ~ 6 ns, вызванная обратной связью стоковского бриллюэновского рассеяния с резонатором. Кроме того, иногда мы смотрели сигнал с FD2 — стоковский сигнал ВРМБ в малый угол назад. На осциллограммах заметно взаимовлияние стоковского и антистоковского сигналов ВКР и их влияние на развитие радиального рассеяния.

В предыдущих работах [7–9] было показано, что при воздействии широкополосным излучением на кристаллы YAG на его поверхности образуются кратеры не в результате ее испарения или проплавления зоны фокусировки и последующего ее разбрызгивания, а в результате продавливания поверхности с образованием кратеров, обусловленного реконструктивным фазовым переходом в YAG по схеме $Y_3Al_5O_{12}(YAG) \rightarrow 3YAlO_3(YAP) + Al_2O_3$, вызванным высокими давлением и температурой, который происходит с уменьшением объема среды на $\sim 10\%$.

Но во многих случаях на поверхности кратера и вокруг него появлялось большое количество микрократеров — лунок диаметром $\sim 5 \mu m$ с небольшим бортиком выдавливания вокруг (рис. 3, *a*). На рис. 3, *b* (вид кратера с обратной стороны) видны мелкие, от ~ 3 до $\sim 10 \mu m$, микровыступы с вершиной в виде полусферы. Такие лунки на просвет работают как отрицательные линзы, и при подсвете сзади светятся как яркие точки (рис. 3, *c*).

На рис. 4 показана профилограмма одной из относительно крупных лунок. Подобные микролунки на поверхности различных сред наблюдались и в других работах, но механизм их образования до сих пор оставался неизвестен. В работе [1] было высказано предположение, что они образуются в результате вынужденного радиального рассеяния на микро-неоднородностях в подповерхностном слое.

3. Формирование периодической последовательности ударных волн

Так как развитие микролунок, показанных на рис. (3–4), происходит на фоне кратеров продавливания, образованных периодической последовательностью ударных волн и тоже образующихся в результате продавливания поверхности, то рассмотрим вкратце механизм формирования этих волн.

В работах [1–9] было показано, что при накачке оптических сред наносекундными импульсами с широким спектром в них, за счет вынужденного бриллюэновского рассеяния, возбуждается не гармоническая акустическая волна, а периодическая последовательность ударных волн с тем же периодом, воздействие которых на среду во много раз более сильное.

Механизм формирования ударных волн при бриллюэновском рассеянии в среде мощного широкополосного

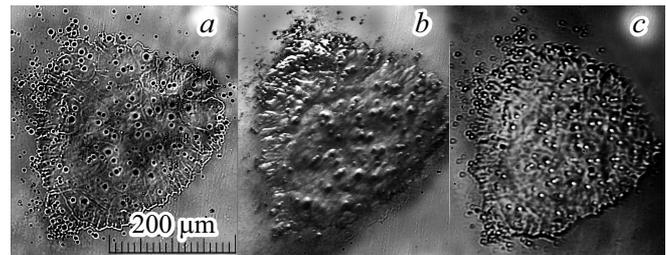


Рис. 3. Микролунки на поверхности кратера кристалла YAG и вокруг него: поверхность со стороны накачки (*a*), та же поверхность кратера продавливания, но с противоположной стороны (*b*), поверхность кратера с подсветкой сзади (*c*).

излучения ($\Delta\lambda \approx 600 \text{ \AA}$) связан с наличием в импульсе накачки хаотического набора различных импульсов, длительность которых простирается вплоть до $t_{sp} \approx 10^{-14}$ s (субимпульсов, пиков — spikes), которые при рассеянии на любых, даже неподвижных, неоднородностях возбуждают в среде акустические волны. Эти волны за счет широкого спектра возбуждаемых фононов, в первую очередь акустических, содержащих в себе высокочастотные гармоники, при воздействии на них многочисленных субимпульсов, следующих с интервалами много меньшими времени затухания колебаний, развиваются в периодическую последовательность ударных волн. При движении в среде ударных волн на их фронтах происходят резкие относительные смещения атомов, что сопровождается возбуждением на них широкого спектра короткоживущих акустических колебаний — фононов, рассеяние на которых волны накачки приводит к возбуждению стоковых и антистоковых комбинационных волн. И так как рассеяние стоковых волн происходит навстречу накачке на фронтах ударных волн, то это, за счет передачи атомам дополнительного намного большего импульса, приводит к еще большему обострению фронтов ударных волн. Периодическое воздействие на среду бегущих по ней ударных волн, приводящее к ее последовательным растяжениям и сжатиям, происходит со скоростью движения ударных волн, способствуя быстрому перемещению по ней генерируемых на фронтах ударных волн междоузельных атомов и встречающихся на их пути дислокаций. Быстрому перемещению междоузельных атомов способствует то, что при вынужденном рассеянии на фронтах ударных волн максимальный периодический импульс получают именно междоузельные атомы, энергия связи которых с атомами кристаллической решетки минимальная, что приводит к пресыщению ими среды в области их повышенной концентрации и, как следствие, к росту давления и температуры, приводящему, как в случае с кристаллом YAG [7–9], к реконструктивному фазовому переходу. В результате происходит продавливание поверхности, чему способствует встречный выход на поверхность образующихся в этом процессе вакансий. Избыток перемещаемой ударными волнами среды выдавливается из

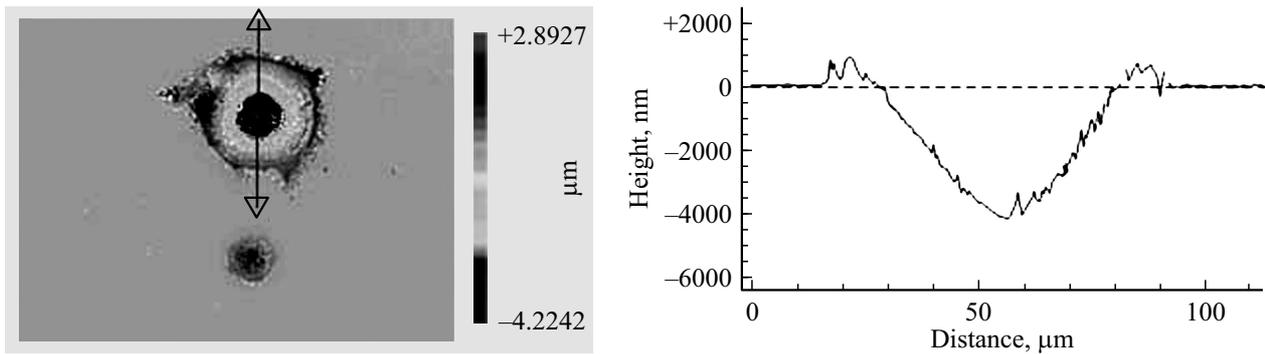


Рис. 4. Слева: микролинки на поверхности 1 mm образца YAG допированного Yb, справа: профилограмма одной из них.

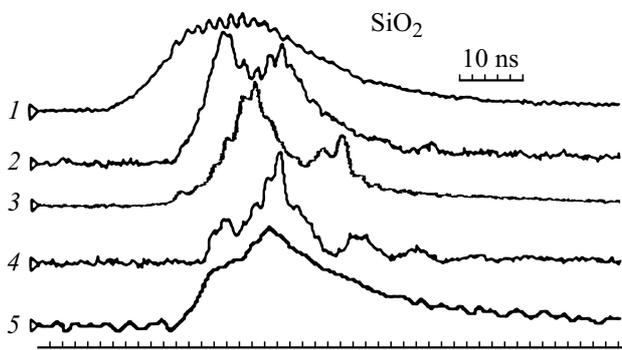


Рис. 5. Сигналы: накачки (1), вынужденного бриллюэновского рассеяния назад (2), радиального рассеяния (3), антистоксова (4) и стоксова (5) комбинационного рассеяния.

зоны их воздействия вбок, образуя по краю кратера бортик.

Таким образом, пластическая деформация поверхности кристалла, которая происходила при воздействии на образец лазерного импульса длительностью 20–30 ns с широким спектром, была обусловлена совместным действием бриллюэновского и рамановского рассеяния накачки. Захват дефектов бегущими вдоль кристалла волнами сжатия и разряжения, и импульсы, передаваемые им фотонами при рамановском рассеянии, приводили к ускоренной пластической деформации кристалла.

Так как время жизни молекулярных колебаний много меньше периода акустических волн, то вынужденное комбинационное рассеяние происходит только на фронтах этих волн. О том, что доля вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в энергобалансе взаимодействия импульса ЛЦО с образцом была значительна, можно судить по осциллограммам (рис. 5). На представленном рисунке добавлена осциллограмма стоксова сигнала ВРМБ, который инициирует развитие ударных волн (рис. 5, b). Заметна сильная корреляция между этим сигналом и сигналами ВКР (рис. 5, d, f), которое происходит на фронтах ударных волн. Видно, что с развитием стоксова ВКР (возбуждения оптических фононов) резко падала амплитуда ВРМБ, т. е. ВКР заби-

рало значительную долю накачки. Всплеск ВКР и спад ВРМБ указывает на быстрый рост рассеивающих центров (оптических фононов) на фронтах ударных волн, рассеяние на которых преобладало над рассеянием от акустических волн. Из-за большого стоксова сдвига стоксово рассеяние будет развиваться под большими углами к волне накачки, навстречу ей, передавая свой почти удвоенный импульс фронтам периодической последовательности ударных волн ($\mathbf{p} = \hbar(\mathbf{k}_p + \mathbf{k}_{st})$, где \mathbf{k}_p — волновой вектор волны накачки, а \mathbf{k}_{st} — стоксовой волны), еще сильнее обостряя их. Видно, что антистоксов сигнал комбинационного рассеяния в значительной степени отслеживает изменение амплитуды стоксова сигнала ВРМБ, не подавляя его, в то время, как стоксов сигнал ВКР находится с ним в противофазе, ослабляя его. Это объясняется тем, что антистоксов сигнал ВКР, как это видно на схеме (рис. 6), излучается в результате рассеяния волны накачки фронтами ударных волн, также как и стоксов сигнал, но в последующем, в отличие от стоксова сигнала, воздействия на фронты ударных волн не оказывает. Если стоксова комбинационная волна, последовательно взаимодействуя с фронтами ударных волн, приводит к вынужденному на них рассеянию, то антистоксова из-за своей малой длины волны на это не способна. Поэтому антистоксово рассеяние в данном случае является, скорее всего, не вынужденным, а синхронизированной суперлюминесценцией фронтов периодической последовательности ударных волн.

Антистоксово рассеяние развивается в направлении волны накачки тоже под большими углами к ней, как показано на рис. 6, передавая акустическим волнам гораздо меньший обратный импульс ($\mathbf{p} = \hbar(\mathbf{k}_{as} - \mathbf{k}_p) = \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_{st})$, где \mathbf{k}_{as} — волновой вектор антистоксовой волны), притормаживая их.

Как видно из представленной схемы развития стоксовой и антистоксовой волн на периодической последовательности ударных волн, антистоксово рассеяние происходит под двумя различными углами к оси (β и β'), о чем говорится в монографии И.Р. Шена [10].

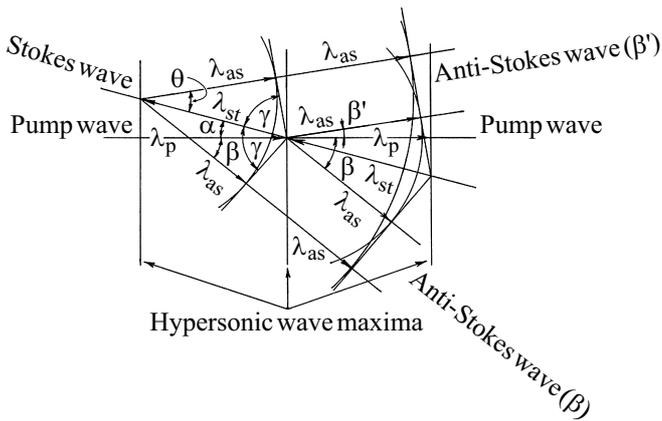


Рис. 6. Возбуждение стоксова (λ_{st}) и антистоксова (λ_{as}) рассеяния на ударных акустических волнах. λ_p — длина волны накачки, α — угол между направлением стоксовой волны и волны накачки, β и β' — углы между направлением антистоксовой волны и волны накачки. При этом $n_{st}\lambda_0/n_0\lambda_{st} = \cos\alpha$; $n_{st}\lambda_{as}/n_{as}\lambda_{st} = \sin\gamma = \cos\theta$; $\theta - \alpha = \beta'$ и $\beta = 90^\circ - (\gamma - \alpha)$, а $\beta' = 90^\circ - (\gamma + \alpha)$.

4. Радиальные волны

Наличие кратеров с радиальной симметрией, образующихся на поверхности образцов в области воздействия пучка накачки при отсутствии плавления, говорит о каком-то нетепловом механизме их образования (без плавления и испарения). А то, что вокруг них иногда образуются симметричные кольца, состоящие из более мелких кратеров, подобно радиальному разбиению пучка накачки с образованием такой же картины нитей самофокусировки при превышении ее порога в несколько раз [11], говорит о том, что в его основе лежит радиальное силовое воздействие. Видимо, затравками для развития такого воздействия служат какие-то микроскопические дефекты среды на пути излучения. То есть радиальное вынужденное рассеяние развивается на мелких неоднородностях внутри оптической среды, которыми могут быть дефекты кристаллической решетки. Но при когерентной накачке стационарные неоднородности не могут приводить к вынужденному рассеянию. Для возбуждения вынужденного рассеяния необходимо либо наличие молекул, колеблющихся на резонансной для данной среды частоте, либо другая волна, частота которой сдвинута на резонансную частоту колебаний от волны накачки. В нашем случае такой волной является стоксова волна, рассеиваемая на фронтах ударных волн. Взаимодействие этой волны, рассеянной на неоднородностях среды в поперечном направлении, с волной накачки в точках совпадения их фаз может привести к возбуждению радиального рассеяния. Этот процесс, в отличие от продольного рассеяния, не зависящего от расстояния, идет с меньшим усилением из-за уменьшения интенсивности в радиальном направлении как $\frac{1}{r}$, но в нашем случае это компенсируется рассея-

нием в плоскости фронтов ударных волн, на которых возбуждается широкий спектр колебаний (фононов) и происходит стоксово рассеяние. Фактически стоксово рассеяние на фронтах ударных волн происходит в 2π , но в отсутствие неоднородностей волнового фронта рассеяние в плоскости фронта не развивается, так как на нем всегда найдутся точки, отстоящие на $\lambda/2$, излучение из которых взаимно гасится. Поэтому рассеяние в поперечном направлении возможно только на неоднородностях волнового фронта.

Периодическое взаимодействие стоксовой волны с волной накачки в их максимумах приводит к передаче находящимся там атомам направленных разностных импульсов $p = \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_{st})$. Так как результирующие импульсы направлены под углом $\sim 45^\circ$ к волне накачки, то эти волны отрываются от возбуждающих их неоднородностей, и в виде акустических конусов, вложенных друг в друга, начинают двигаться в продольно-радиальном направлении. При своем движении они периодически, с периодом волны накачки, взаимодействуют с новыми фронтами волны накачки, возбуждая при этом рассеяние новых стоксовых волн, которые рассеиваясь в радиальной плоскости на периодической системе радиальных волн, передают им новые радиальные импульсы, а рассеиваясь в продольном направлении создают такую же систему кольцевых волн, сдвинутую на половину длины волны накачки. Таким образом, образуется периодическая последовательность вложенных друг в друга акустических конусов сходящихся на ось, и при этом прорастающих навстречу накачке.

Но так как взаимодействует стоксова волна с волной накачки, которая имеет меньшую длину, то направления, в которых происходит рассеяние стоксовых волн, определяются углами $\alpha = \arccos \frac{\lambda_p n_p}{\lambda_{st} n_{st}}$ и $\frac{\pi}{2} + \alpha$, где λ_p, λ_{st} — длины падающей волны и рассеянной стоксовой волны, а n_p и n_{st} — показатели преломления для этих волн. Под углом α распространяются продольные стоксовы волны ВРМБ и ВКР, а под углом $\frac{\pi}{2} + \alpha$ — стоксовы радиальные волны рассеяния на кольцевых структурах. В дальнейшем для простоты изложения из-за малости будем считать угол $\alpha = 0$.

Вынужденное рассеяние на такой периодической радиальной структуре с расстоянием между кольцами $d = \lambda/2n$ происходит как в направлении к центру, так и от него. Рассеяние к центру увеличивает интенсивность излучения на оси по Бесселю, увеличивая в осевой зоне показатель преломления. Так как здесь пересекаются встречные волны, то передаваемые ими среде импульсы в радиальном направлении обнуляются, но за счет взаимодействия с волной накачки молекулам среды передается продольный импульс в направлении накачки. Рост интенсивности на оси способствует увеличению радиального рассеяния из центра, волны которого передают в своих максимумах атомам среды как продольные, так и радиальные импульсы $\hbar\Delta\mathbf{k}$, направленные к центру, формируя таким образом сходящиеся

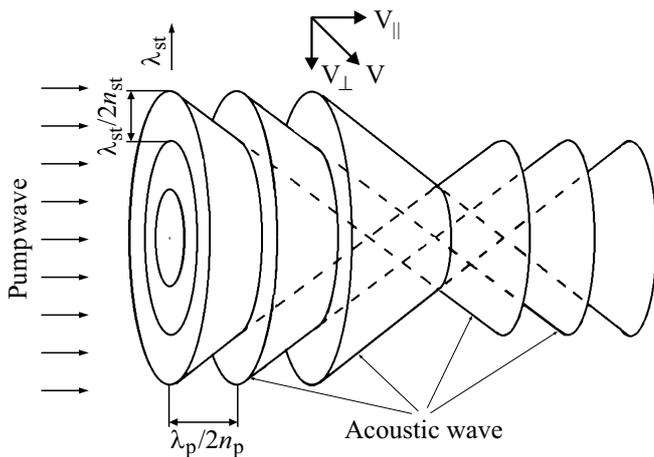


Рис. 7. Система продольно-радиальных акустических волн. λ_p — длина волны накачки, λ_{st} — длина стоксовой волны рассеяния в перпендикулярном направлении, n_p и n_{st} — показатели преломления волны накачки и стоксовой волны, V — скорость распространения возбуждаемых акустических волн.

к центру продольно-радиальные акустические волны и способствуя значительному повышению давления и температуры в приосевой зоне.

Комбинация рассеяния в продольном и радиальном направлениях образует периодическую систему продольно-радиальных сходящихся акустических волн, которые, как было показано в работе [1], приводят к особому классу поверхностных и объемных разрушений в оптических средах. Образующая структура продольно-радиальных акустических волн показана на рис. 7.

Так как максимальным импульсом обладают стоксовы волны комбинационного рассеяния, то именно они задают радиальный период $\lambda_{st}/2n_{st}$ кольцевых зон, в то время как продольный период задается длиной волны накачки $\lambda_p/2n_p$. Именно поэтому стоксово комбинационное рассеяние играет основную роль в развитии радиальных волн и рассеяния на них.

Сходящиеся к оси акустические волны есть результат сложения распространяющихся под углом $\sim \pi/2$ друг к другу сфазированных продольных и радиальных волн, фазовая скорость которых равна скорости звука V_s , и поэтому распространяются с групповой скоростью, равной $V = \frac{V_s}{\cos(\pi/4)} = \sqrt{2}V_s$.

Так как радиальные акустические волны идут под углом 45° к волнам накачки, то какая-то их часть всегда оказываются в фазе с ней, способствуя образованию периодической системы вложенных друг в друга конусов.

Радиальные волны всегда привязаны к породившей их неоднородности, которая и задает ось их развития.

Развивающиеся от неоднородностей в среде радиальные волны привязаны к бегущим фронтам ударных волн, поэтому их нельзя назвать стоячими. Они развиваются (прорастают) от породившей их неоднородности навстречу накачке со скоростью, определяемой ее

интенсивностью, от которой зависит скорость развития резонансных колебаний среды, сами при этом перемещаются со скоростью звука (со скоростью ударных волн, на фронтах которых генерируются стоксовы волны) по направлению накачки, непрерывно перекачивая от нее энергию за счет стоксова рассеяния назад и вбок.

То, что стоксово комбинационное рассеяние от микрон неоднородностей в оптической среде является спусковым механизмом, запускающим радиальное рассеяние, показано в серии экспериментов с различными образцами, результаты которых представлены на следующем рисунке (рис. 8).

Как видно из этих осциллограмм, имеется прямая корреляция между развитием радиального рассеяния и стоксовым комбинационным рассеянием.

Скорее всего, это связано с тем, что комбинационное рассеяние приводит к дополнительному сжатию фронтов акустических волн за счет передачи молекулам среды гораздо большего импульса, и способствует росту стоксова рассеяния в радиальном направлении, стимулируя развитие радиальных волн.

Судя по размерам лунок, радиус возбуждаемых радиальных волн достигает нескольких десятков микрометров. Эффективное время схождения радиальных акустических волн со скоростью звука на ось составляет порядка 10^{-8} s, после чего сходящиеся волны превращаются в расходящиеся и, получая противоположные импульсы, гасятся, уменьшая амплитуду сигнала радиального рассеяния, пока вновь из них не начнется формирование радиальных волн и формирования их нового максимума, отстоящего от первого примерно на 15 ns. Но уменьшение амплитуды может быть связано и с выделением энергии на оси при прохождении через нее радиальных акустических волн. На осциллограммах рис. 2 и 5, как правило, радиальные волны имеют два максимума, за исключением кварца, у которого иногда наблюдается третий колоколообразный максимум, что, возможно, связано с меньшим коэффициентом затухания в нем акустических волн. Но так как развитие радиальных волн привязано к фронтам периодической последовательности ударных волн, то рост интенсивности радиальных волн приводит к уменьшению интенсивности ударных волн, а следовательно к интенсивности стоксова рассеяния Мандельштама–Бриллюэна от них, что мы видим на рис. 5.

Наличие длинных, медленно спадающих хвостов у импульсов радиального рассеяния в кристаллах; YAG, SiO₂ и стекле с образованием дополнительных горбов, видимых на рис. 2 и 8, затухание которых происходит значительно позже затухания импульса накачки, говорит об интенсивной люминесценции, вызванной разрывами связей в кристаллической решетке под действием гигантских сдвиговых напряжений в результате сходящихся на ось радиальных акустических волн, приводящих к возбуждению атомов.

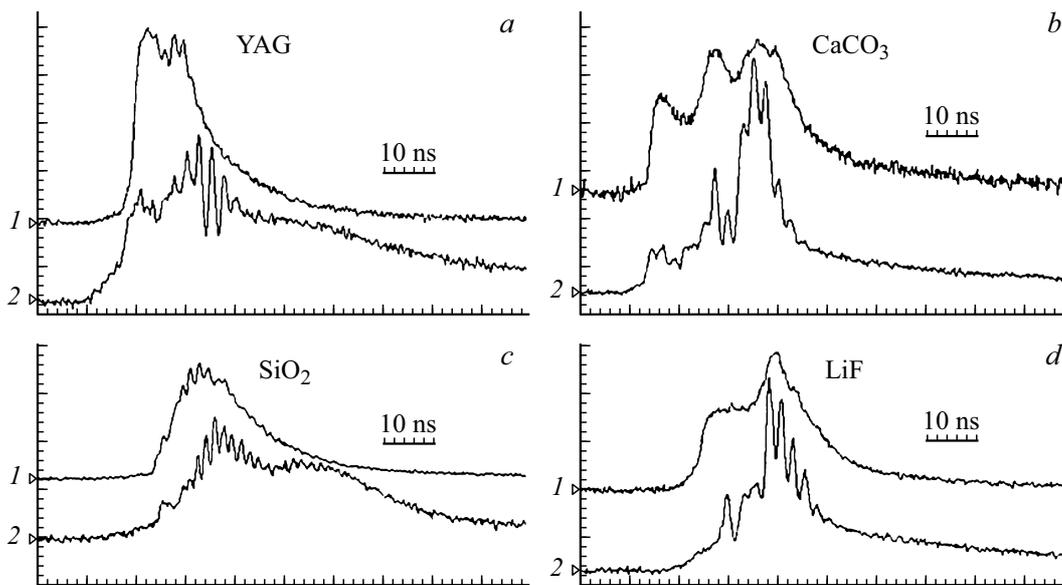


Рис. 8. Сигналы стоксова комбинационного рассеяния (1) и радиального рассеяния (2) на YAG (a), CaCO_3 (b), SiO_2 (c), LiF (d).

5. Микролунки

Как правило, наблюдаемые на поверхности некоторых сред микролунки (рис. 3) связаны с развитием в них радиальных акустических волн и происходящем в их центрах фазовом переходе, приводящем к уменьшению объема среды. Схождение акустических волн под углом 45° задает конусную форму лунок. Кроме кристаллов YAG, низкими параметрами фазового перехода, происходящего с уменьшением объема среды, также обладают кристаллы кремния (Si) и германия (Ge), на поверхности которых тоже наблюдались подобные кратеры. Подобные кратеры можно обнаружить и на поверхности GaAs при воздействии на нее наносекундными импульсами рубинового лазера [12]. Все эти среды имеют очень высокий показатель преломления, который для Ge достигает $n = 4$. О существовании такого перехода в этих средах говорится в работе [13], в которой рассматривается механизм такого фазового перехода в кристаллах $\text{Ge}(\text{Si})\text{I} \rightarrow \text{Ge}(\text{Si})\text{III}$, сопровождающийся малыми перемещениями атомов, и происходящий с большой скоростью при относительно низких температурах ($T \leq 0.2T_{fus}$), где T_{fus} — температура плавления, с уменьшением объема на $\sim 8.7\%$ (Si). При этом давление перехода резко снижается при сдвиговых напряжениях, которые, как показано в наших предыдущих работах [7–8], сопровождают процесс развития продольно-радиальных акустических волн.

То, что фазовый переход при лазерном воздействии наблюдается в средах с высоким показателем преломления, в значительной мере объясняется тем, что с ростом показателя преломления среды в ней возрастает плотность энергии возбуждаемых акустических волн, вызванных ВРМБ, которые приводят к росту температуры и давления.

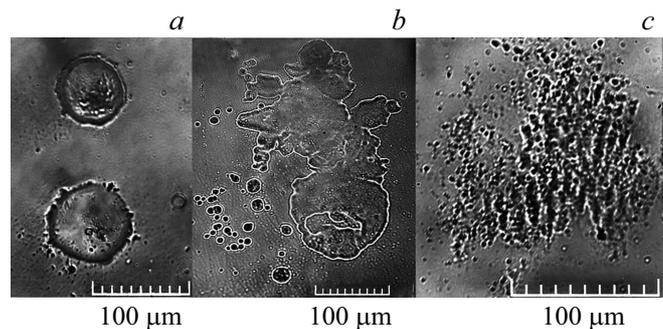


Рис. 9. Пятна продавливания на поверхности YAG:Yb толщиной 1 mm (a), YAG:Yb толщиной 2 mm (b), YAG толщиной 4.5 mm (c).

Мелкие ($\varnothing \approx 5 \mu\text{m}$) микролунки, образуемые на поверхности YAG (рис. 3), возникают как на краях кратера продавливания, так и на поверхности самого кратера. Так как это происходит при достаточно высокой температуре и высоком давлении, но без расплавления поверхностного слоя [7–9], то силы поверхностного натяжения не могут сгладить образовавшиеся лунки, но могут сгладить их вершины, преобразовав их в полусферы. Этому же способствует и ускоренный выход на них вакансий. Если радиальные волны развиваются от неоднородностей, находящихся на малых глубинах ($h = 1 \text{ mm}$, YAG:Yb), что не позволяет развиваться мощным продольным акустическим волнам, то их амплитуды будут недостаточно для разбиения их волнового фронта на около поверхностных неоднородностях и возбуждения новых радиальных волн, и мы наблюдаем одиночные радиально симметричные кратеры на поверхности диаметром от ~ 15 до $\sim 85 \mu\text{m}$ от глубоко расположенных затравок (рис. 9, a).

Если предположить, что в данном случае развитие радиальных волн произошло от затравки, расположенной на противоположной стороне образца (толщина образца $h = 1$ мм), то конус, в котором развиваются радиальные волны от одиночных затравок, составляет угол $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ rad, что в нашем случае (линза с $f \sim 120$ мм, диаметр пучка $\varnothing \approx 6$ мм) равно углу схождения волны накачки. С увеличением глубины затравочных неоднородностей амплитуда радиальных акустических волн вблизи поверхности возрастает, что способствует возбуждению радиального рассеяния на неоднородностях ближе расположенных к поверхности с разбиением сплошного волнового фронта, и мы на фоне больших кратеров наблюдаем большое число мелких кратеров ($\varnothing \approx 3-10 \mu\text{м}$, рис. 9, *b*). Иногда, при увеличении толщины кристалла до 4.5 мм, разбиение становится настолько сильным, что мы на фоне перекрывающихся мелких лунок не наблюдаем основного кратера (рис. 9, *c*).

Но если угол, под которым формируются и развиваются радиальные волны, равен $5 \cdot 10^{-2}$ rad, то зная внешний диаметр лунки можно, в случае одинаковых интенсивностей, оценить глубину неоднородностей в среде, которые послужили затравками для образования этих лунок. Например, для лунок диаметром $5 \mu\text{м}$ эта глубина равна $\sim 100 \mu\text{м}$.

То, что в случае широкополосного импульса накачки стоково бриллюэновское рассеяние наиболее эффективно развивается от неподвижных границ, при отражении от которых возникают стоячие волны, продемонстрировано в работе [1]. В ней было показано, что при фокусировке в кристалл YAG толщиной 4.5 и 40 мм (в поперечном и продольном направлении), в первом случае время развития стокова сигнала сдвигалась в начало, его длительность сокращалась вдвое, а амплитуда возрастала в 2.5 раза. При этом существенно возрастал размер кратера на входной поверхности. Понятно, что при возбуждении стокова рассеяния от различных неоднородностей на задней поверхности при приближении стоковых волн к входной поверхности их волновые фронты перекрываются, образуя единый волновой фронт, амплитуда которого отображает начальные условия их развития. Так как амплитуда стоковой волны, а следовательно, и амплитуда акустических волн при приближении к входной поверхности возрастает, то это возбуждает рассеяние от все более мелких неоднородностей, для которых превышен порог. От каждой из них в направлении поверхности развиваются радиальные волны. В результате на входной поверхности кристалла образуется большое число оспинок (лунок) как в кратере, так и вокруг него (рис. 3). Подобное происходит при самофокусировке, когда на пороге у нас развивается одна длинная нить, а при многократном превышении порога лазерный пучок разбивается на огромное число мелких нитей, что позволяет предположить взаимосвязь этих процессов.

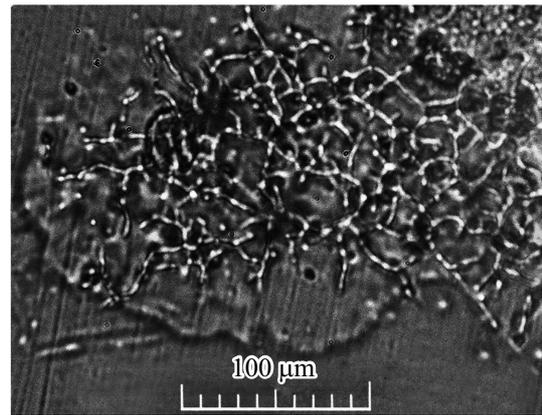


Рис. 10. Узкие перешейки на фоне кратера продавливания, как результат интерференции радиальных волн.

Развитию вынужденного рассеяния на таких коротких расстояниях способствует то, что используемый импульс состоял из огромного числа хаотической последовательности различных импульсов, длительность которых простиралась до $\tau \approx 10^{-14}$ с, а следовательно, скачки интенсивности могли на порядки превосходить усредненную интенсивность импульса ($I \sim 10^9-10^{10}$ W/cm²), что и привело к скачкам усиления вынужденного рассеяния.

Увеличение глубины массового формирования радиальных волн может привести к нерегулярной картине продавливаний (рис. 10) с узкими ($\sim 3 \mu\text{м}$) перешейками, покрывающими практически всю поверхность кратера продавливания. Подобная картина есть результат интерференции радиальных акустических волн от нерегулярно распределенных центров их возбуждения. Можно сказать, что перешейки являются границами, на которых радиальные волны, развивающиеся от близко расположенных рассеивающих центров, противоположно направлены и имеют одинаковые амплитуды, что обнуляет их воздействие на среду. Но именно на эти границы происходит выдавливание среды при ее продавливании в центрах радиального рассеяния.

6. Фрактальный характер разрушений

Картина разрушений (продавливаний) выделенного фрагмента центральной части одного из кратеров на поверхности YAG (рис. 11 справа) имеет сходство с картинами, наблюдаемыми в ходе автокаталитических реакций, известных под названием реакций Белоусова–Жаботинского и описанных в работе [14], которым присуща экстремальная чувствительность к начальным условиям. Подобные самоорганизующиеся гексагональные ячеистые структуры — ячейки Бенара, образуются на поверхности тонких слоев жидкости в результате упорядочивания конвективных потоков за счет неоднородности поверхностного натяжения [15].

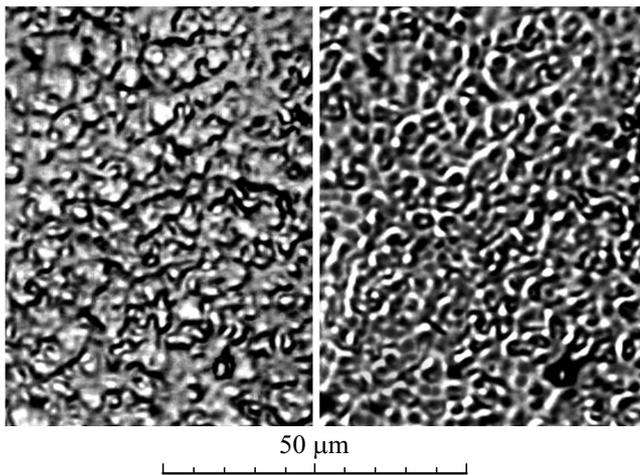


Рис. 11. Поверхность кристалла YAG снятая цифровым фотоаппаратом в зеленом (слева) и синем (справа) каналах.

Объединяет эти реакции флуктуационный механизм появления очагов (зародышей).

Так же как и в химических реакциях и конвективных потоках, механизм возбуждения радиальных волн также флуктуационный, зависящий от пороговой интенсивности для возбуждения радиальных волн на данной неоднородности. Высокая интенсивность излучения и его широкий спектр делает эти волны ударными, вызывающими наблюдаемое продавливание. Образование фрактальной картины в нашем случае можно объяснить таким образом. Если вынужденное рассеяние развивается в глубине среды не из одного, а из многочисленных центров, то преимущество в развитии получают акустические волны, находящиеся в фазе и образующие единый волновой фронт, что подразумевает их взаимовлияние через стоксово рассеяние в радиальном направлении. Но если радиальное рассеяние развивается из многочисленных центров вблизи поверхности при значительном превышении порога, то в зависимости от их продольного смещения они могут развиваться с различными фазами, что и приводит к их хаотической интерференции, приводящей к образованию фрактальных картин продавливания поверхности с ячеистой структурой, как на рис. 11. Эти ячейки могут располагаться очень близко друг к другу (расстояние между ними определяется эффективным радиусом радиальных волн, зависящем от их интенсивности, при котором они не гасят друг друга) и образовывать очень узкие перешейки, что делает поверхность образца в виде хаотической сетки. Более крупная сетка на рис. 10 является промежуточным случаем развития радиальных волн от центров рассеяния находящихся на больших глубинах.

На рис. 11 слева приведено изображение поверхности кристалла YAG, полученное с использованием цифрового фотоаппарата в синем канале, а справа тот же участок при использовании зеленого канала. Такая кардинальная разница в изображении объясняется тем,

что ударные радиальные волны при ВРМБ-ВКР, вызывающие продавливание поверхности за счет фазового перехода и движения дислокаций с поверхности вглубь, имеют период $\Lambda = \lambda_p/2n$, и для $\lambda_p \approx 920 \text{ nm}$ (длина волны накачки в максимуме распределения) $\Lambda \approx 460 \text{ nm}$, что приблизительно равно максимуму чувствительности синего канала регистрации. Неоднородности на поверхности с таким продольным периодом (с такой разницей высот) обеспечивают максимум отражения на этой длине волны. Длины волн зеленого и красного каналов менее чувствительны к этому периоду и несут информацию о продольных неоднородностях большего размера под поверхностью в пределах глубины фокусировки (при таком увеличении это порядка нескольких микрон). Если присмотреться к этой картине, то мы увидим чешуйчатую картину на левом рисунке, чешуйки которых расположены на разных уровнях, которые не перекрываются, а заходят одна под другую под углами определяемыми наклоном поверхности кристалла к волновому фронту волны накачки, и ветвящиеся линии на правом, которые организованы в локальные кольцевые структуры с максимумом в центре, указывающие на сходящийся характер радиальных волн.

Подобные картины описаны в работе [16]. Они наблюдались на поверхности Ge при облучении неодимовым лазером ($\lambda \approx 1.06 \mu\text{m}$) с круговой поляризацией, наряду с поверхностными решетками, которые возникали при линейной поляризации. Образование таких картин на поверхности объяснялось неоднородным нагревом с последующим испарением рельефа, вызванным интерференцией падающего и отраженного от шероховатой поверхности света. Но более вероятно, что это результат описанного в работе [13] фазового перехода, подобного переходу в кристалле YAG, который приводит к продавливанию поверхности под действием продольно-радиальных волн. К тому же в средах с высоким порогом фазового перехода ничего подобного не наблюдается.

7. Микронеднородности среды как затравки для развития вынужденного рассеяния

В большинстве рассмотренных случаев вынужденное рассеяние развивается при взаимодействии волны накачки с микронеднородностями оптической среды. Рассмотрим механизм этого взаимодействия.

Атомы (молекулы) в однородных оптических средах имеют одинаковые энергии связи и колеблются на своих резонансных для данной среды частотах, амплитуда колебаний которых определяется температурой среды. При прохождении через эту среду световой волны фотоны, взаимодействуя с хаотически ориентированными колебаниями атомов, получают различные частотные и фазовые сдвиги. Но так как в среде доли атомов с различной ориентацией колебаний с большой долей

вероятности равны, а атомы, колеблющиеся в противофазе, дают противоположные сдвиги частоты, то и суммарные частотные сдвиги прошедших среду фотонов равны нулю. Фазовый же сдвиг в однородной среде определяется только длиной пути.

Если же среда неоднородна, то полной компенсации частотных и фазовых сдвигов прошедших через неоднородность фотонов не происходит, и фотоны получают различные частотные и фазовые сдвиги, обмениваясь с атомами среды своей энергией и импульсами. Это связано с тем, что любая неоднородность среды характеризуется своим набором энергий связи образующих ее атомов, что заставляет их колебаться на своих индивидуальных частотах. Частотный и фазовый сдвиги, получаемые фотонами при рассеянии на этой неоднородности, не компенсируются при дальнейшем прохождении однородной среды, и разница энергий концентрируется на атомах этой неоднородности, увеличивая амплитуду их колебаний. Но чем выше энергия колебаний атомов, тем больший сдвиг получают следующие рассеиваемые на них фотоны из волны накачки, и тем большая энергия выделяется на этой неоднородности. Передача энергии от этой неоднородности окружающим ее атомам увеличивает и их амплитуду колебаний, но уже на резонансных для данной среды частотах. И так как их энергия начинает превосходить их среднюю энергию, то и рассеяние на этих атомах тоже начинает давать нескомпенсированные сдвиги частоты, приводящее к росту выделяемой энергии во все больше увеличивающемся объеме. Но при этом рассеивающиеся на них фотоны получают уже фиксированный, резонансный для данной среды стоксов сдвиг частоты. С каждым следующим актом рассеяния энергия резонансных колебаний (фононов) вокруг неоднородности возрастает, а сама эта область расширяется. При достаточной интенсивности стоксова рассеяния оно может перейти в вынужденное рассеяние в направлениях, в которых возможен его фазовый синхронизм с волной накачки.

Таким образом, неоднородность много меньшей длины волны при достаточной интенсивности волны накачки может привести к развитию вынужденного рассеяния и объемному выделению энергии. Но в качестве затравочных неоднородностей могут выступать атомы возбужденные и даже ионизованные в результате многофотонного поглощения. В этом случае также изменяются их энергии связи с окружающими атомами.

8. Радиальное рассеяние в тонких пленках. О механизме разрушения интерференционных покрытий лазерным излучением

До сих пор рассматривалось вынужденное радиальное рассеяние в неограниченных средах, в которых формировались продольно-радиальные бегущие акустические волны.

Но вынужденное рассеяние возможно не только в виде продольных или продольно-радиальных волн, но и в виде радиальных, если неоднородность, вызвавшая радиальное рассеяние, находится в тонком слое расположенном перпендикулярно волне накачки и ограниченном с обеих сторон слоями с другим показателем преломления, что имеет место в интерференционных зеркалах и просветляющих покрытиях. Так как продольная длина слоя (толщина слоя) мала и составляет половину или четверть длины волны, и вынужденное рассеяние в этом направлении невозможно, то остается возможность его развития в радиальном направлении, а малые потери из-за ограничивающих сбоку слоев при рассеянии в бок обеспечивают низкие пороги его возбуждения. Таким образом, внутри этого слоя при превышении порога развиваются радиальные волны, формирующиеся вокруг неоднородности в виде стоячих волн внутри слоя. В тонких пленках, оптическая толщина которых равна половине или четверти длины волны, основное рассеяние происходит в радиальном направлении практически без потерь, а интенсивность убывает как $I = I_0/2\pi r$, в то время как внутри неограниченной среды рассеяние идет во всех направлениях, и его интенсивность убывает с расстоянием как $I = I_0/4\pi r^2$. Это означает, что порог вынужденного радиального рассеяния в зеркальных слоях должен быть гораздо ниже, чем в толстых образцах. Кроме того, в зеркальных слоях при отражении падающей волны у нас возникает стоячая волна с удвоенной амплитудой, что дополнительно должно снижать порог возбуждения радиального стоксова рассеяния, которое, в свою очередь, формирует радиальные волны. Подобное снижение потерь на рассеяние из-за узкой его направленности в тонких световых волокнах, также значительно снижает пороги развития в них продольного комбинационного рассеяния. Как показано выше, рассеяние волны на неоднородности происходит с изменением частоты, что создает условия для возбуждения вынужденного рассеяния. Но так как радиальные волны формируются в тонких слоях и не могут сместиться относительно затравочной неоднородности ни в продольном, ни в радиальном направлении, то они образуют стоячую в радиальном направлении волну, в максимумах которой и происходит выделение энергии. Т.е. образуется периодическая радиальная структура, в максимумах которой генерируются фононы все возрастающих энергий. Увеличивающаяся к центру энергия фононов приводит к разрушению кристаллической решетки, вплоть до ионизации атомов, что способствует еще большему выделению в нем энергии и локальному разрушению периодичности этих слоев. Эти разрушения имеют вид радиально симметричных пятен, и наблюдаются при высоких интенсивностях воздействия на слои как излучения неодимового лазера ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\tau \approx 10 \text{ ns}$), так и лазера на CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $\tau \approx 1 \text{ mks}$). Размер этих пятен варьируется от нескольких микрон до сотен микрон [17]. Для сравнения на рис. 12. представлены мелкие

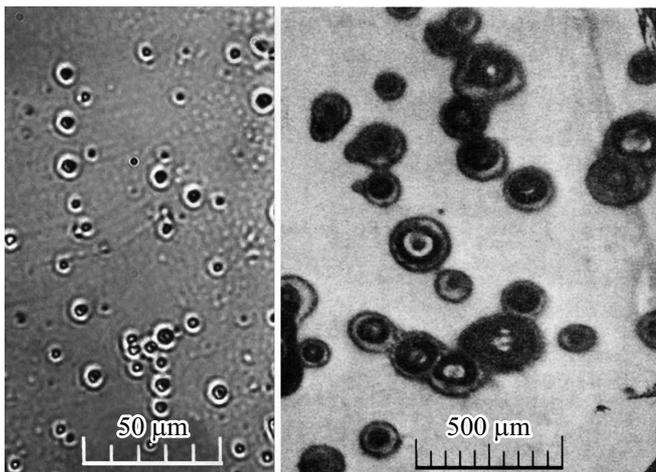


Рис. 12. Слева пятна радиального продавливания на поверхности YAG, а справа пятна прогорания поверхности зеркала (CdTe/ThF₄) под действием CO₂ лазера. ($\tau \approx 1 \mu\text{s}$, $I \approx 10 \text{ J/cm}^2$).

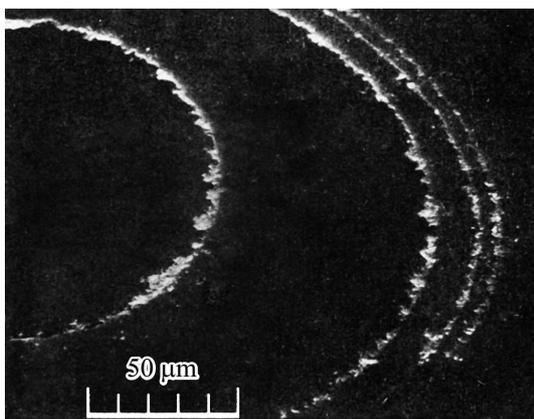


Рис. 13. Картина послойного прогорания зеркальных слоев ZrO₂:SiO₂ при воздействии лазерным импульсом ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\tau = 20 \text{ ps}$, $I \approx 1.8 \text{ J/cm}^2$).

лунки продавливания на поверхности YAG, образованные продольно-радиальными волнами при воздействии нашего импульса, и пятна прогорания на поверхности зеркала под действием CO₂ лазера. Заметно их внешнее сходство и одинаковая радиальная симметрия.

Близкие по размеру пятна прогорания зеркальных слоев и их радиальная симметрия позволяют предположить, что в основе механизма прогорания зеркал лежит вынужденное радиальное рассеяние на затравочных неоднородностях, которое приводит к радиальному разрастающемуся разрушению зеркал.

Как видно из следующего рисунка (рис. 13 из работы [18]), прогорание происходит в плоскости слоев, что лишним раз подчеркивает радиальный характер выделения энергии. В данном случае прогорание происходит без образования бортика и одновременно в нескольких параллельных слоях, в которые проникает

излучение накачки. Стоксово излучение, из которого и состоят радиальные волны рассеяния, возбужденное на одном дефекте внутри слоя, проникая в соседние слои, возбуждает и в них радиальные волны, если интенсивность проникающего в них излучения накачки для этого достаточна. Так как потери стоксова рассеяния внутри слоя малы, то это приводит к снижению порога его развития, что способствует увеличению диаметра области развития радиальных волн (при импульсе 20 ps и длине волны 1.06 μm размер области прогорания внешних слоев превышал 300 μm).

Вся поглощаемая энергия при развитии радиального рассеяния за счет передачи радиальных импульсов атомам среды сосредотачивается в возбуждаемых при этом по радиусу фонах. По мере приближения к центру возрастает амплитуда радиальных волн, приводящая к дополнительному разогреву среды.

В случае коротких лазерных импульсов, как на предыдущем рисунке ($\tau \approx 20 \text{ ps}$), радиальное рассеяние вокруг дефекта в одинаковых слоях возникнуть успевают, так же как и передать атомам в них энергию, но из-за малого времени произойти перераспределение этой энергии на соседние слои не успевают. В этом случае в области, в которой плотность выделившейся энергии в слоях превысила пороговую, происходит их послойное испарение, которое мы наблюдаем на рисунке (рис. 13). Так как разделительные слои, в которых не происходит развития радиальных волн, остаются холодными, то их прорыв за счет повышенного давления испаряющихся внутренних слоев сопровождается отгибанием их краев наружу. Так как выделение энергии происходит в тонких слоях, вдоль которых ее распределение за счет теплопроводности практически не работает, то объяснить прогорание зеркал выделением энергии за счет поглощения накачки на микровключениях без возбуждения вокруг них радиальных волн неразумно.

За время действия наносекундных импульсов успевает произойти проплавление соседних слоев, и мы наблюдаем разрушение в виде симметричного кратера с образованием бортика (рис. 12), подобное описанному выше разрушению на поверхности кристалла YAG.

На следующем рисунке (рис. 14) из работы [19] видны темные размытые полосы между соседними центрами рассеяния, являющиеся границами, на которых интенсивность противоположно направленных радиальных волн от этих двух источников равна и передаваемые ими атомам импульсы обнуляются, препятствуя выделению вдоль границ энергии. В случае других механизмов выделения энергии при сложении интенсивностей от различных центров образования границ между ними не происходит. Подобный механизм ответственен и за образование перешейков на рис. 10 и, в значительной степени, за фрактальную картину разрушений на рис. 11.

Образование трещин расходящихся из центров рассеяния означает, что разогрев происходит в подповерхностном слое, в котором происходит развитие радиальных волн с выделением в нем энергии. Если выделившейся

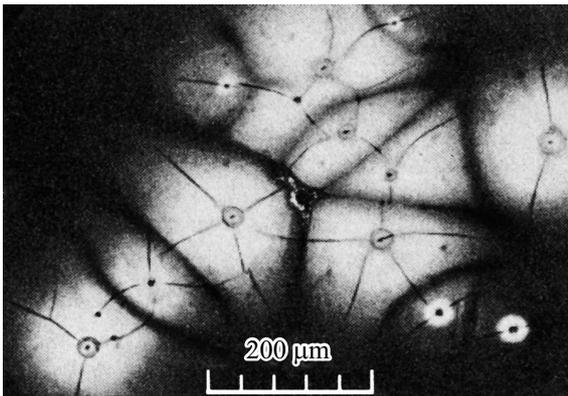


Рис. 14. Область взаимосвязанных центров развития радиальных волн от различных центров на двухслойном покрытии $\text{MgF}_4:\text{SiO}_2$, образованная воздействием излучения лазерного импульса ($\tau \approx 30 \text{ ns}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$).

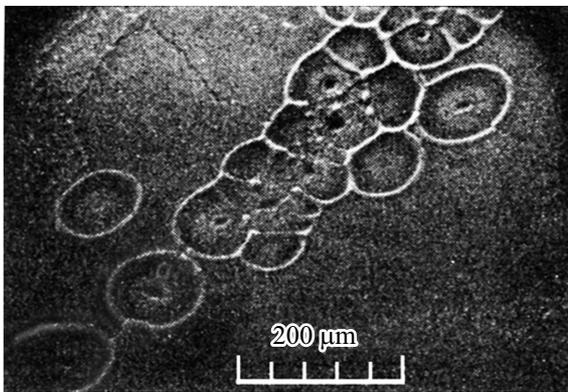


Рис. 15. Область прогорания трехслойного покрытия из $\text{ZnS}:\text{ThF}_4$ во взаимосвязанных центрах развития радиальных волн при воздействии 30 ns лазерного импульса с $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$.

энергии недостаточно для испарения внутреннего и наружного слоев, но достаточно для повышения давления во внутреннем слое, то происходит растрескивание наружного слоя, наблюдаемое на этом рисунке (рис. 14).

В процессе выделения энергии во внутреннем слое, происходит частичное проплавление соседних слоев, приводящее к изменению коэффициента их отражения, которое мы наблюдаем в виде светлых областей вокруг центров их возбуждения. Мелкие кольцевые зоны вокруг центров рассеяния, наблюдаемые на рисунке, являются областями проплавления наружного слоя.

Так как область распространения радиальных волн внутри слоя, возбужденных вокруг одного центра, достаточно большая, то если в нее попадает другой дефект, на котором возможно радиальное рассеяние, то радиальные волны от первого источника в виде стоксовых волн служат затравкой для развития радиального рассеяния и от этого центра. Наличие близко расположенных дефектов в слое значительно увеличивает область, захватываемую радиальным рассеянием всего от одного

первоначального центра, что мы видим на рис. 14 и 15 из работы [19].

В результате у нас образуется кластер взаимосвязанных центров развития радиальных волн, что значительно увеличивает площадь вызываемых ими разрушений.

Как правило, интенсивности, при которых происходит прогорание многослойных зеркал, находятся в пределах $1-5 \text{ GW/cm}^2$ [20,21].

9. Заключение

В данной работе в результате анализа поверхностных разрушений в оптических средах при воздействии на них мощных наносекундных лазерных импульсов с широким спектром, и сопоставления их с сопутствующими этому воздействию сигналами рассеяния в различных направлениях, сделан вывод о существовании вынужденного радиального рассеяния и описан механизм его воздействия на оптически среды.

Показано, что затравками для развития радиального рассеяния служат микронеоднородности в оптических средах, а спусковым механизмом, вызывающим развитие вынужденного радиального рассеяния, является стоксово комбинационное рассеяние. В результате объяснен механизм образования на поверхности некоторых оптических сред с низким порогом фазового перехода микролунок, являющихся следствием локального воздействия радиально сходящихся акустических волн, возникающих в результате радиального рассеяния на микронеоднородностях вблизи поверхности.

Анализ рассеяния интенсивного излучения на микронеоднородностях в тонких интерференционных слоях показал, что в них возможно развитие радиального рассеяния с выделением энергии в слое, что объясняет причину прогорания интерференционных покрытий

Список литературы

- [1] Быковский Н.Е. // Препринт ФИАН № 16. 2005. С. 40.
- [2] Быковский Н.Е. // Препринт ФИАН № 36. 2006. С. 42.
- [3] Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 9. Р. 813; Bykovsky N.E., Senatsky Yu.V. // Quantum Electronics. 2008. V. 38. N 9. P. 813.
- [4] Bykovsky N.E., Senatsky Yu.V. // Acoustic waves — from microdevices to helioseismology / Ed. by Beghi M.G. Rijeka, Croatia: In Tech, 2011, Cg. 17. 369.
- [5] Bykovsky N.E., Senatsky Yu.V. // Laser Phys. Lett. 2008. V. 5. N 9. P. 664.
- [6] Bykovsky N.E., Senatsky Yu.V. // Laser Physics. 2010. V. 20. N 2. P. 478.
- [7] Быковский Н.Е., Заведеев Е.В., Сенатский Ю.В. // Препринт ФИАН № 20. 2014. С. 18.
- [8] Bykovsky N.E., Zavedeev E.V., Ralchenko V.G., Senatsky Yu.V. // Laser Phys. Lett. 2015. V. 12. 056102.
- [9] Быковский Н.Е., Заведеев Е.В., Сенатский Ю.В. // ФТТ. 2015. Т. 57. № 4. С. 778; Bykovskii A N.E., Zavedeev E.B., Senatskii Yu.V. // Physics of the Solid State 2015. V. 57. N 4. P. 798.

- [10] *Шен И.Р.*, Принципы нелинейной оптики, М.: Наука, 1989, С. 560; *Shen Y.R.* The Principles of Nonlinear Optics, John Wiley & Sons, 1984, P. 576.
- [11] *Campillo A.J., Shapiro S.L., Suydam B.R.* // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. P. 628.
- [12] *Smith J. Linn* // Spec. Publ. 1972. V. 372. P. 70.
- [13] *Бланк В.Д., Эстрин Э.И.* Фазовые превращения в твердых телах при высоком давлении, М.: Физматлит, 2011, 412 с.
- [14] *Вавилин В.А.* // Кинетика и катализ. 1971. V. 12. P. 1045.
- [15] *Ван-Дайк М.*, Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986.
- [16] *Коротеев Н.И., Шумай И.Л.*, Физика мощного лазерного излучения, М.: Наука, 1991. С. 155
- [17] *Wang V., Braunstein A.I., Braunstein M., et al.* // NBS Spec. Pub. 1972. V. 372. P. 183.
- [18] *Blies E.S., Milam D.* // NBS Spec. Pub. 1972. V. 372. P. 108.
- [19] *Austin R.R., Michaud R.C., Guenther A.H., et al.* // NBS Spec. Pub. 1972. V. 372. P. 135.
- [20] *Храмов В.Ю., Гагарский С.В., Сергеев А.Н. и др.* // Изв. Вузов. Приборостроение. 2019. V. 62. N 2. P. 142.
- [21] *Зверев Г.М., Колодный Г.Я., Порядин Ю.Д.* // Квантовая электроника. 1978. V. 5. N 1. P. 44; *Zverev G.M., Kolodny G.Ya., Poryadin Yu.D.* // Quantum Electron. 1978. V. 8. N 1. P. 20.