

Н.Е. БЫКОВСКИЙ

ПРЕПРИНТ



ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРОДОЛЬНЫХ УДАРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН И СХОДЯЩИХСЯ РАДИАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВРМБ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ, ВОЗБУЖДЕНИЕ ВКР НА НИХ И ВЫЗВАННЫЕ ИМИ НАРУШЕНИЯ СТРУКТУРЫ ДИЭЛЕКТРИКОВ В данной работе рассматриваются особенности ВРМБ в прозрачных диэлектриках при их облучении частично когерентным лазерным излучением с широким спектром. На основании экспериментальных данных делается вывод о генерации в них периодической последовательности продольных ударных акустических волн и, за счёт их поперечной неустойчивости, возбуждение радиальных сходящихся акустических волн. Говорится о возможной связи проплавления области ВРМБ с шириной спектра возбуждаемых акустических волн. Выдвигается гипотеза о возможности использования этих эффектов для возбуждения реакций термоядерного синтеза.

Содержание

- **1.** Механизм взаимодействия акустических волн с электромагнитными волнами накачки (3). 1.1. Когерентные волны накачки (3).
 - 1.1.1. Возбуждение радиальных акустических волн (7).
 - 1.2. Частично когерентная накачка (10).
 - 1.2.1. ВКР спусковой механизм возбуждения радиальных акустических волн (12).
- 2. Постановка эксперимента и объяснение его результатов (15).
 - 2.1. Экспериментальная установка (15). 2.2. Движение активной зоны ВРМБ (17). 2.3. Взаимовлияние ВРМБ и ВКР, а также их влияние на генерацию акустических радиальных волн (19). 2.4. Растрескивание ещё один механизм возбуждения радиальных акустических волн? (23). 2.5. Самофокусировка. Новый механизм образования нитей?(25).
 2.6.Зависимость порога проплавления от спектра возбуждемых акустических частот (28).
 2.7. Растрескивание поверхности LiF результат возбуждения ВРМБ (29). 2.8. Поперечная неустойчивость возбуждаемых акустических волн и вызванные ею очаги повышенной концентрации дислокаций (30). 2.9. Пузыри результат воздействия радиальных акустических волн (32). 2.10. Застывшие пузыри, и как они образуются (34).
- 3. О возможности использования радиального акустического сжатия для осуществления лазерного термоядерного синтеза (35).
- 4. Заключение (36).
- 5. Приложение (дополнительные рисунки) (37).

Список литературы (40).

1. Механизм взаимодействия акустических волн с электромагнитными волнами накачки

1.1. Когерентные волны накачки

Прежде чем рассматривать влияние когерентности на вынужденное рассеяние Мандельштама - Бриллюэна (ВРМБ), рассмотрим процесс развития ВРМБ в случае когерентной накачки (здесь не рассматривается рассеяние, обусловленное флуктуациями температуры и флуктуациями анизотропии, которые могут внести свой вклад в уширение спектра рассеяния, но их вклад не сравним с вкладом, вносимым рассматриваемыми явлениями). При взаимодействии электромагнитной волны со средой, за счёт эффекта электрострикции, возбуждается огромный спектр колебаний кристаллической решётки. Возбуждение колебаний происходит за время t < T/2, где T – период колебаний волны накачки и, для $\lambda \sim 1\mu$, t < 1,5 фсек. Эти колебания, интерферируя, гасят друг друга не только под углом к направлению распространения оптической волны (как электромагнитные волны), но и при распространении вдоль (при условии, что электромагнитная волна не поглощается). Частота и скорость оптических волн намного больше возбуждаемых акустических, и, так как каждая следующая возбуждаемая волна накладывается на предыдущую, то при набеге фаз в π , волны гасятся. И для того, чтобы возбудить акустические волны, необходимо создать временную неоднородность, за время существования которой не успеют погаситься волны с этим периодом. Для того, что бы возбудить акустическую волну с периодом $T = \Lambda/V_{3B}$, где Λ –длина волны, а V_{3B} –скорость звука в среде, необходимо нарушить условия интерференции для волны накачки, а, следовательно, благодаря эффекту электрострикции, и для акустических волн, на время t ~ T/2. Один из возможных вариантов этого нам предоставила сама природа – это флуктуации плотности возникающие в однородной среде, приводящие к локальному рассеянию волн накачки на время существования флуктуации. Другой вариант может быть реализован на стационарных (неподвижных) рассеивающих центрах (дислокациях, включениях и т.д.) при флуктуациях интенсивности самой волны накачки. Во втором варианте возникшая акустическая волна будет "привязана" к конкретному рассеивающему центру. Но флуктуации интенсивности - это уже нарушение когерентности, и этот случай будет рассмотрен во второй части. Подобные флуктуации часто описываются гаусовской функцией ошибок $\omega(t) = (A/\tau)(2\pi)^{-1/2}$ $exp(-t^{2}/2\tau^{2})$, где A – амплитуда возмущения, а τ – длительность возмущения на уровне е. Всё это, в равной степени, справедливо и для комбинационного рассеяния, при учёте того, что комбинационные частоты на порядки выше частот Мандельштама-Бриллюэна, а следовательно, и длительность флуктуаций должна быть во столько же раз короче. Возникшие же волны сами со своим периодом возмущают волновой фронт, усиливая, тем самым, взаимодействие с электромагнитными волнами. Если длительность импульса накачки т_{нак.}~ т_{оптим}≅ λ/4nV_{зв}≈ 35псек (для кристаллов)¹, то именно она будет длительностью флуктуации, а в случае $\tau_{\text{нак}} <<$ τ_{оптим}, необходимые для возбуждения ВРМБ акустические частоты будут на спаде максвеловского распределения, и потребуется намного большая интенсивность накачки для достижения порога ВРМБ, если это вообще возможно, так как за эти

¹ Так как длина акустической волны вдвое меньше световой в среде, то добавляется двойка.

времена не успевает сформироваться акустическая волна. Но рассмотрение флуктуаций не является целью этой работы.

Возникшие колебания очень малой амплитуды и, в зависимости от частоты, затухают за очень малые времена (от $\sim 10^{-13}$ до $\sim 10^{-8}$ сек). "Выжить" могут только те колебания, которые имеют возможность периодически подкачиваться при этом, и время жизни которых больше периода подкачки. «Акустическая волна модулирует диэлектрическую проницаемость среды, что может привести к обмену энергией между электромагнитными волнами, частоты которых отличаются на величину, равную частоте акустической волны»[1]. Так как скорость распространения колебаний определяется упругими свойствами среды, и есть величина постоянная (при постоянных внешних условиях), то наибольшую вероятность "выжить" имеют колебания, максимумы которых совпадают с максимумами световой волны накачки, то есть $\Lambda = \lambda/2n$. Эти моменты возникают с периодичностью $T = \lambda/2nV_{3B} \sim 50$ ÷70псек, следовательно, отражённое (стоксово) излучение должно быть промодулировано с этим периодом. Этому условию удовлетворяют акустические колебания с этой длиной волны, движущиеся в пртивоположенных направлениях. Если время жизни этих акустических волн намного больше периода подкачки, то амплитуда этих колебаний начинает (квантованно) возрастать и, наконец, достигает величины, при которой существенно возрастает вероятность их взаимодействия с фотонами накачки, или, переходя на язык фононов развитый в физике твёрдого тела, которые характеризуют минимальную энергию колебаний кристаллической решётки на данной частоте, можно сказать, что увеличение числа фононов приводит к увеличению вероятности фотон - фононных взаимодействий, приводя к экспоненциальному росту их числа. С этого момента амплитуда колебаний движущихся в направлении волны накачки начинает резко возрастать за счёт энергии переданной колебаниям в результате стоксова сдвига. Амплитуда же колебаний, распространяющихся навстречу накачке, в результате антистоксова взаимодействия (энергия отнимается у волны - доплеровский сдвиг на встречной волне) резко убывает. «Акустическая энергия появляется в результате работы, производимой над акустической волной давлением излучения падающей световой волны, причём для удаляющейся акустической волны эта работа положительна» [1]. Поэтому остаётся только одна акустическая волна с периодом $\Lambda = \lambda/2n$ движущаяся в направлении волны накачки и усиливающаяся при этом. Если у нас амплитуда волны накачки мала, то усиление не компенсирует потери. К рассеянию на флуктуациях плотности, возникших за счёт биения различных акустических волн, а именно к этому случаю относится всё выше сказанное по поводу длительности флуктуаций, необходимо добавить рассеяние на самих акустических волнах. Как правило, в среде имеется огромный спектр тепловых акустических колебаний описываемый распределением Максвела, максимум которых сдвигается в высокочастотную сторону при повышении температуры. Среди этого многообразия всегда найдутся те колебания, которые распространяются вдоль накачки, имеют длину свободного пробега больше длины электромагнитной волны накачки и собственную длину волны равную половине электромагнитной длины волны в среде. Именно на этих волнах происходит максимальное рассеяние, в результате чего они начинают усиливаться. В этом случае длительность импульса накачки не столь существенна, так как рассеяние происходит уже на готовой волне. Если же волна накачки имеет круговую поляризацию, то в возбуждении ВРМБ участвует последовательно весь набор векторов поляризации, но в каждый, отдельно взятый момент взаимодействие осуществляется с определённым направлением вектора. При этом, в случае короткого импульса накачки t < λ/2nV_{3в}, стоксово рассеяние будет иметь случайную линейную поляризацию, зависящую от условий фазировки в момент взаимодействия. То есть, в случае очень короткого импульса (т_{нак} << т_{оптим}) необходимо совпадение фаз колебаний оптической и акустической волн. Естественно, при понижении температуры и смещении максимума распределения в сторону длинных волн, вероятность найти такую волну снижается, и приходится увеличивать область взаимодействия, о чём говорится в работе [2]. Вполне возможно, что именно этот механизм является определяющим в возбуждении ВРМБ в большинстве случаев. Этот процесс взаимодействия, практически, одинаков как для ВРМБ, так и для ВКР. Единственно, что их отличает, так это то, что при ВРМБ у нас возбуждаются, в основном, продольные акустические волны, и фотон - фононное взаимодействие происходит при прохождении максимума акустической волны (со скоростью звука) через максимумы волны накачки, а при ВКР у нас, в основном (вдали от границы между оптической областью колебаний и акустической), возбуждаются поперечные волны, и взаимодействие не связано с движением акустических волн. Длина их свободного пробега на много меньше длины электромагнитной волны накачки, поэтому сфазированные колебания в максимумах волны накачки возможны только за счёт её взаимолействия с рассеянной волной, с периодом поперечных колебаний решётки. То есть, происходит постоянная подкачка колебаний, которая не даёт им затухнуть. При возбуждении ВКР в точках, где поле создаваемое электромагнитной волной совпадает с полем вызванным разделением зарядов за счёт поперечных колебаний, возникает антистоксов сдвиг рассеянной волны, а где направление полей противоположеное, там стоксов. То есть, суммарное поле, действующее на переизлучающий атом, в первом случае, за счёт суммирования, увеличивается, а во втором уменьшается. Колеблюшийся атом, переизлучивший квант, изменяет напряжённость поля в кристаллической решётке в зависимости от фазы своего колебания в момент излучения, а. следовательно, квантованно, и амплитуду колебаний, что равносильно рождению или поглощению фонона. Подобное происходит и при рассеянии на наночастицах, только в этом случае частотный сдвиг определяется модами собственных колебаний частицы. При увеличении ширины спектра накачки каждая из частот (при превышении порога ВКР) будет действовать независимо, просто сдвигая свой спектр в сторону стоксовых волн на $\Delta \omega = \omega_s - \omega_o$. Что касается ВРМБ, то при увеличении ширины спектра (при когерентной накачке), вначале, развивается акустическая волна "настроенная" на максимум спектральной линии, на которой начинает усиливаться длинноволновая часть спектра (так как на акустической волне облегченные условия возбуждения), отклоняясь на углы соответсвующие фазовому синхронизму $\lambda_{sno}/\lambda_{ons}$ =соsa. Коротковолновая же часть спектра взаимодействует с передним фронтом акустической волны и имеет меньший коэффициент усиления (в зависимости от расстояния до спектрального максимума), отклоняясь на всё меньшие и меньшие углы.

Коэффициент усиления для ВРМБ, при комнатной температуре, существенно выше чем для ВКР, и ситуация кардинально меняется при понижении температуры [2]. Вероятно, это связано с увеличением времени жизни, а также длины свободного

пробега резонансных для ВКР высокочастотных колебаний, и увеличении вероятности их взаимодействия с волнами накачки. Для ВРМБ ситуация обратная; - с понижением температуры уменьшаются тепловые флуктуации плотности, являющиеся затравочными для возбуждения ВРМБ.

Качественная картина, показывающая эволюцию развития акустических волн в случае когерентной накачки, показана на рис.1, где верхняя синусоида (рис.1а) - это напряжённость поля волны накачки в зависимости от расстояния, а нижняя (рис.1б), показывает распространение акустической волны (в случае установивше-гося режима), в разные моменты времени. Сплошная кривая соответствует моменту to, когда максимумы акустической волны совпадают с максимумами напряжённости поля волны накачки, а пунктирные - промежуточным моментам.



Рис.1. Эволюция развития акустической волны в случае когерентной накачки. На pucla показана напряжённость электромагнитного поля волны накачки от расстояния, puc.16 – возбуждаемая акустическая волна в зависимости от расстояния. Пунктиром обозначены промежуточные положения акустической волны.

Что касается модуляции рассеянного излучения, возникшей за счёт прохождения максимумов акустической волны через максимумы световой, то я не встречал работ, в которых их наблюдали. Для их наблюдения мало пригодна двухфотонная методика (корреляционная) из-за малого контраста. Гораздо лучше электроннооптическая регистрация. Но можно наблюдать не саму модуляцию, а периодическую генерацию ВКР или ВРК (рассеяние в крыле линии Релея) при одновременном их развитии с ВРМБ. В этом случае ВРМБ модулирует диэлектрическую проницаемость со своим периодом, создавая облегчённые условия для развития ВКР или ВРК, имеющих более высокий порог генерации, и вблизи максимумов развивается

их генерация. При этом, естественно, происходит уширение их спектра обратно пропорциональное их длительности. Эта генерация будет иметь вид отдельных пикосекундных импульсов, длительность которых будет, в значительной мере, зависеть от превышения над порогом. Но их период не равен T = $\lambda/2nV_{3B}$. Из-за размывания акустической волны ВРМБ во время генерации (возбуждение поперечных колебаний в случае генерации ВКР, или ориентационных колебаний молекул при генерации ВРК, с шириной спектра обратно пропорциональной длительности генерации), он, оставаясь кратным этому периоду, увеличится на время восстановления акустической волны, зависящее от интенсивности накачки. Именно это, без должного объяснения, наблюдалось в работе [3]. Подобное же наблюдалось при генерации ВКР в работе [4]. Уширение спектра объясняется тем, что в отличие от независимого от ВРМБ развития процессов, когда в максимумах волн накачки образуются стационарные (на всё время генерации), сфазированные рассеянной волной колебания, время жизни которых много больше периода оптической волны (~ единицы фемтосекунд), которые и обеспечивают узкий спектр генерации, а при одновременном развитии ВРМБ эти колебания возбуждаются только во время превышения порога генерации, который достигается при прохождении максимумов акустической волны через максимумы волны накачки. Этим временем определяется, как длительность генерации, так и (обратной величиной длительности) ширина спектра генерации.

1.1.1. Возбуждение радиальных акустических волн

До сих пор мы рассматривали процесс возбуждения продольных акустических волн, и продольное стоксово рассеяние на них. Но рассеяние на флуктуациях направлено во все стороны, и в перпендикулярном направлении оно вызывает модуляцию в амплитудной плоскости волны накачки с периодом λ/n , увеличивая напряжённость поля там, где вектора Е совпадают, и уменьшая, где они противоположенно направлены. Возбуждение колебаний, за счёт эффекта электрострикции. происходит как в продольном, так и в поперечном направлениях. Но поперечные волны могут возникнуть лишь в случае, если поперечный размер флуктуации << λο/n, либо на рассеивающих центрах при флуктуациях интенсивности. В последнем случае ограничение на поперечный размер единственное - меньше диаметра пучка накачки. Если рассмотреть взаимодействие волновых векторов (они перпендикулярны и, практически, равны), то увидим, что направление волнового вектора акустической волны, возбуждённой в результате взаимодействия волны накачки и волны рассеянной в перпендикулярном направлении, будет направлено под углом 45° к направлению волны накачки в сторону флуктуации. При этом у нас возбуждаются стоксовы волны в перпендикулярном направлении (в амплитудной плоскости волны накачки). Стоксов сдвиг частоты описывается формулой Доплера $v_s = v_0 (1 - v^2/c_1^2)^{1/2} (1 - (v/c) \cos \alpha)^{-1}$, где α - угол между направлением движения источника и наблюдателем. За время своего возникновения (t ~ $T/2 = \lambda/2nV_{3B}\cos\alpha$, где α угол распространения волны равный ~ 45°, и t $\simeq \lambda/nV_{_{3B}}\sqrt{2} \sim 70\div100$ псек.), поперечная волна успевает пройти почти половину своей длины в продольном направлении (то есть, до следующего максимума волны накачки), и, за счёт продольного рассеяния МБ, её фронт, при рассеянии, достраивается до сплошного, образуя вложеные друг в друга конусы с периодом λ/n , которые сжимаются со скоростью V₁ = V_{зв}соsа, концентрируя энергию акустических колебаний на оси проходящей через точку возникновения флуктуации. Так как их скорость в продольном направлении меньше скорости звука (V_{||} = V_{зв}sinα), то продольные волны свободно проходят сквозь них. Если рассмотреть случай симметричного рассеяния в перпендикулярной плоскости (хотя бы в две стороны), то легко убедиться, что взаимодействие акустических волн со стоксовыми и антистоксовыми волнами, по обе стороны от рассеивающего центра, обязательно приведёт к сходяшимся волнам, даже если первоначально от него шли расходящиеся. Коэффициент усиления этих волн определяется: - шириной плоского волнового фронта волны накачки учавствующего в образовании радиальных волн, временем жизни акустических волн и интенсивностью накачки. На рисунке 2 показан (в представлении автора) вид радиальных акустических волн, в случае их аксиальной симметрии, и характер их движения. Эта картина нарисована в предположении естественной поляризации света. В случае линейной поляризации она будет возможна только за счёт анизотропии молекул, при этом амплитуда акустических волн будет различна в зависимости от азимутального угла.



Рис.2. Система радиальных акустических волн. $\lambda_{s\perp}$ - стоксова волна рассеяния в перпендикулярном направлении, λ_0 – волна накачки, п – показатель преломления среды, V- скорость распространения акустической волны

Видимо оптимальным, для возбуждения поперечных акустических волн, является излучение лазера генерирующее на продольной моде с индексом TEM_{01q} . За счёт сложения различных ортогонально поляризованных типов колебаний TEM_{01q} , для случая круглых плоских зеркал, получается излучение с направлением поляризации по кольцу, которое, на мой взгляд, идеально подходит для этого, или же излучение с поляризацией направленной по радиусу [5.6]. Рассеиваться же назад, на радиальных акустических волнах, будет излучение с поляризацией, на которой про-

исходит максимальное рассеяние, и, в случае существования обратной связи с генератором (если ему не навязывается определённая поляризация), рассеянное радиальными волнами в апертуру лазера излучение (обращение волнового фронта на ВРМБ) усиливается и возвращается в зону взаимодействия с оптимальной для возбуждения радиальных волн поляризацией. В принципе, если у нас имеется периодическая кольцевая структура в прозрачном диэлектрике (изменение показателя преломления по кольцам или просто кольцевые ступеньки на плоскости), то при облучении её пучком с линейной поляризацией, рассеянное (как вперёд, так и назад) излучение, в результате дифракции, будет, как в случае с аксиконом, фокусироваться в линию, с углом при вершине определяемом из условия $sin\alpha/2 = m\lambda/(nd)$, где α - угол фокусировки; m = 1;2;...; n – показатель преломления; d – расстояние между кольцами. Рассеяние же назад будет определяться френелевским отражением, которое можно свести на нет просветлением, и, если эта структура периодическая по длине (акустические волны при ВРМБ), то и стоксовым излучением назад. В случае, если падающее излучение поляризовано симметрично вдоль колец (тангенциально = азимутально), то из-за противоположенно направленного вектора напряжённости поля излучения рассеянного диаметрально расположенными участками кольца, все сходящиеся к центру лучи гасятся, и остаются лучи идущие перпендикулярно кольцевой структуре, а вклад в увеличение интенсивности на оси вносит излучение с другими поляризациями (в случае радиальной поляризации вектор напряжённости поля будет направлен вдоль оси). А следовательно, рассеянное излучение с тангенциальной поляризацией и будет усиливаться в генераторе за счёт обратной связи, а это, в свою очередь, должно способствовать возбуждению радиальных акустических волн, что ещё больше увеличит коэффициент отражения с нужной поляризацией. Кольцевые структуры в виде ступенек уже используются [7] для получения излучения поляризованного по радиусу. Разделение поляризаций (радиальной и тангенциальной), при этом, можно осуществить за счёт того, что тангенциальная составляющая интенсивности рассеивается молекулами симметрично в плоскости перпендикулярной вектору напряжённости поля, а радиальная как $\cos^2 \alpha/2$, и если угол дифракции велик, то начинает проявляться разница в интенсивности дифрагированных волн в радиальном направлении. Угол же дифракции определяется шагом ступенек, и при d ~ λ он равен $\alpha/2 = 45^{\circ}$. Так как от кольцевой структуры с периодом λ/n, полученной изменением показателя преломления в кольцах, при толщине колец $\leq \lambda/2n$, должно отражаться излучение как с радиальной поляризацией, так и с поляризацией направленной по кольцу, то при этом, в случае подходящей по длительности (см. выше) флуктуации интенсивности, должны возбуждаться радиальные акустические волны.

Вообще, возбуждение радиальных акустических волн затруднено, так как рассеяние в бок, в случае неполяризованного излучения, согласно формуле Релея, описывается как I ~ $I_o(1 + \cos^2\theta)$. То есть, интенсивность рассеяния вдоль в 2 раза выше рассеяния в бок. Кроме того, из-за меньшей продольной скорости, выше затухание акустических волн в промежутках между взаимодействиями с максимумами волн накачки. И, кроме того, интенсивность рассеяния в бок спадает пропорционально г (для цилиндрического случая), а интенсивность рассеяния назад от расстояния, практически, не зависит.

1.2. Частично когерентная накачка

Но что произойдёт, если наше возбуждающее излучение частично когерентно? В этом случае его можно представить когерентной электромагнитной волной с высоким уровнем фона, который создают волны с различными амплитудами и случайными фазами. Если при этом ширина спектра очень большая и никакой синхронизации волн не осуществляется, то происходит ещё большая хаотизация амплитуд и фаз фона. Как и в предыдущем случае, при превышении амплитудой когерентной волны порога, у нас возбуждается акустическая волна и стоксово излучение идущее в малый угол. Но при этом, взаимодействие волн не прекращается в промежутках между областями максимумов волны накачки, а продолжается, хоть и с меньшей интенсивностью (в зависимости от уровня фона), непрерывно. А это означает, что у нас создаются благоприятные условия для возбуждения высокочастотных колебаний в среде, которые имеют малые времена релаксации. Возбуждение этих колебаний приводит к соответствующему стоксову сдвигу отражённой волны, которая отражается уже под большим углом. Возбуждение высокочастотных колебаний происходит вблизи максимума первоначальной акустической волны (возникшей на когерентной составляющей волны накачки). Так как скорость распространения у них одинакова – скорость звука, то это приводит к их фазировке и, как следствие, росту амплитуды волны и обострению её переднего фронта. Это похоже на процесс самосинхронизации мод в генераторе с нелинейным поглотителем. Следовательно, при превышении уровнем фона порогового значения, происходит сфазированное усиление высокочастотных колебаний. В результате, у нас возникает периодическая последовательность ударных волн.² Резкое повышение давления на фронтах ударных волн приводит к сильному изменению показателя преломления, что ещё более интенсифицирует процесс их взаимодействия с волнами накачки. Если я прав в своих рассуждениях, то, если не брать во внимание ширину спектра, подобный эффект можно получить и с когерентным излучением с эллиптической поляризацией. При этом, степень эллиптичности будет играть ту же роль, что и степень когерентности в рассмотренном случае. Уширение же спектра, при когерентной накачке, обратно пропорционально сокращает длительность импульса, что, при переходе к ультракоротким импульсам, уменьшает вероятность развития ВРМБ из-за уменьшения длины взаимодействия с акустической волной ($l_{\text{взаим}} \cong \tau_{\text{имп}} \cdot c/2n$). Кроме того, из-за отсутствия флуктуаций интенсивности, которая играет определяющую роль при некогерентной накачке, порог ВРМБ будет существенно выше и при большой длительности накачки.

Качественная картина, показывающая эволюцию развития акустических волн в случае частично когерентной накачки, в зависимости от степени когерентности, показана на рис.3, где верхняя сплошная синусоида (рис.3а) - когерентная составляющая волны накачки, а пунктиром обозначены; усреднённый уровень фона и две, случайно выбранные, синусоиды, создающие этот фон. На рис.36 и 3в показана эволюция акустической волны в зависимости от степени когерентности (уровня фона $E_{\phi o \mu}$), при этом когерентность уменьшается от б к в. Сплошными кривыми показаны акустические волны при прохождении ими максимумов напряжённости

² Недавно я обнаружил, что ещё в 1966 - 1968 годах в работах [8,9] предсказывалась возможность возбуждения последовательности ударных акустических волн при ВРМБ в кристаллах при низких температурах и когерентной накачке.



волны накачки, а пунктиром в промежуточных положениях.

Рис.3. **а** – представление частично когерентной волны накачки (сплошная кривая), уровня фона ($E_{\phi_{0h}}$), и случайных волн (пунктирные синусоиды) создающих фон. **б** и **в** – акустические волны в зависимости от степени когерентности (степень когерентности растёт от **б** к **в**). Пунктирные кривые – промежуточные положения акустических волн.

Повышение диэлектрической проницаемости среды на фронтах ударных волн приводит к тому, что начинают возбуждаться нижние комбинационные уровни, что, при достижении ими пороговой амплитуды, включает механизм комбинационного усиления как стоксовых, так и антистоксовых частот. При этом порог усиления антистоксовых частот может достигаться почти одновременно со стоксовыми. В случае накачки излучением лазера с быстрым развитием генерации без развязки с образцом и большой шириной спектра, наиболее быстрое развитие комбинационного рассеяния будет происходить на начальном этапе генерации, когда степень когерентности минимальна из-за черезвычайно малого числа проходов по резонатору, и должна замедляться к концу генерации, когда начинает формироваться модовый состав излучения. Но, даже в этот момент, степень некогерентности будет оставаться достаточно высокой, в случае очень большой ширины спектра.

1.2.1. ВКР – спусковой механизм возбуждения радиальных акустических волн

Так как стоксовые частоты усиливаются на фронтах ударных волн, то их рассеяние назад происходит под большими углами. С одной стороны это приводит к ещё большему сжатию ударных волн, а с другой появлению значительной поперечной составляющей импульса отдачи. А это означает, что у акустичуской волны появляется поперечная неустойчивость. Если в центре пучка она компенсируется за счёт разнонаправленности рассеяния относительно оси, то по краям этот импульс не скомпенсирован и направлен к центру (рис.4), способствуя возбуждению радиаль-



Рис.4. Показывает влияние краевых эффектов на возбуждение стоксовых и антистоксовых импульсов. Индексы Λ и Π показывают направление рассеяния стокс – антистоксовых волн относительно направления волн накачки. Индекс \bot означает поперечную составляющую импульса. α и β - углы рассеянияя, соответственно, стоксовых (s) и антистоксовых (as) волн.

ных волн. Во время нарастания стоксовой компоненты ВКР процесс развития ради-

альных волн заторможен, так как стоксово рассеяние на большие углы замывает любые неоднородности в предшествующих акустических волнах, но по мере спада усиления ВКР эти неоднородности, за счёт узконаправленного стоксова усиления ВРМБ, начинают «прорастать» вдоль всей последовательности акустических волн, которые в результате становятся продольно-радиальными акустическими волнами. Этому же способствует и развитие антистоксовой волны ВКР. Антистоксовая волна, на начальном этапе, развивается, почти, одновременно со стоксовой. Её рассеяние происходит, почти, под теми же углами, что и у стоксовой, но она не замывает неоднородностей в последующих акустических волнах, так как у неё меньшая чем у акустических длина волны, и взаимодействие с акустическими фронтами однократное, в то время как стоксова волна взаимодействует со многими последовательно расположенными фронтами, при этом точки взаимодействия расположены на одной прямой, составляющей угол с осью накачки равный агс соs ($\lambda_0 n_s/\lambda_s n_0$) - (отношение длины волны накачки к стоксовой длине волны). В этой формуле дли-



максимумы акустических волн

Рис. 5. Возбуждение стоксового (λ_s) и антистоксового (λ_{as}) рассеяния на ударных акустических волнах. α - угол между направлением стоксовой волны и волны накачки, β и β' - углы между направлением антистоксовой волны и волны накачки. При этом $n_s\lambda_0/n_0\lambda_s = \cos\alpha; n_s\lambda_{as}/n_{as}\lambda_s = \sin\gamma = \cos\theta;$ θ - $\alpha = \beta'$ и $\beta = 90^0 - (\gamma - \alpha), a \beta' = 90^0 - (\gamma + \alpha)$

волны накачки на определена достаточно точно, это длина волны соответствующая центру когерентной составляющей волны накачки, в то время как стоксова длина волны у нас изменяется в пределах полосы генерации волн накачки, что приводит к значительному разбросу углов отражения стоксовых волн. Понятно, рассеяния что углы стоксовых И антистоксовых волн, в рассматриваемом случае,

достаточно большие, и вкладом дисперсии при расчёте углов можно пренебречь. Ha рис.5 показаны углы рассеяния стоксовых и антистоксовых волн. Так рассеянные как антистоксовые волны

усиливаются симметрично, по обе стороны, относительно стоксовых, то это определяет два угла фазового синхронизма, под которыми они и будут распространяться. Естественно, под меньшими углами они ближе подходят к фронтам ударных волн, и их усиление должно быть более эффективным. Антистоксова волна, за счёт противоположенно направленного импульса отдачи, немного уширяет фронт ударной волны. Что касается радиальной акустической волны, то она подстраивается под наиболее интенсивную когерентную волну накачки со своим периодом между волнами равным $T = \lambda_{cT}/nV_{3B}$, где λ_{cT} определяется по формуле Доплера в 1.1.1.

Возникновение радиальных акустических волн при частично когерентной накачке облегчается центростремительным движением волн плотности, возникших на периферии пучка, за счёт поперечной составляющей волнового вектора ВКР.

Кроме того, если при этом генерируются ультракороткие импульсы ВКР с периодом $T = \lambda/2nV_{_{3B}}$, (а этот период является близким к оптимальному для возбуждения радиальных акустических волн), то почему бы им и не возникнуть?

При возбуждении радиальных акустических волн наибольшая эффективность взаимодействия световой волны накачки с ними будет в случае, когда максимумы рассе-



Рис.6. Показывает возбуждение стоячих радиальных акустических волн и ВКР на них.

янной световой волны R радиальном направлении., прохождения после ИМИ центра, опять будут совпадать с максимумами радиальных акустических волн. То есть, при прохождении волн акустических через максимумы волн накачки их радиусы должны быть кратны длине волны накачки. Но если это так, то после прохождения центра волной (если взаимодействие в центре будет оставаться упругим, иначе амплитуда волны уменьшится) она будет совпадать С максимумами сходящейся волны, удваивая её амплитуду в моменты прохождения ею максимумов волны накачки³. Необходимо только иметь в виду, что вектор направления

скорости акустических волн направлен под углом 45[°] к волне накачки, и прошедшая центр волна и волна идущая к центру образуют между собой угол в 90[°]. Следовательно образуется стоячая радиальная акустическая волна с удвоенной амплитудой. При этом облегчаются условия как для усиления этих волн, так и для возбуждения ВКР в радиальном направлении. На рисунке 6 показана (в представлении автора) описанная выше картина.

Образование периодической последовательности радиальных стоячих акустических волн, на которых возможно развитие ВКР, происходит на этапе, когда акусти-

³ Распространение цилиндрических звуковых волн рассмотрено в [10]. В данной же работе рассматриваются конусные волны, и взаимодействие сходящихся и расходящихся волн происходит под углом 90⁰, что должно существенно повлиять на результаты расчётов их амплитуд.

ческие волны свободно (без потерь) проходят сквозь центральную область (фокус). В случае, когда амплитуда акустической волны превышает критическую для разрыва связей кристаллической решётки (критическая амплитуда определяется упругими свойствами кристаллической решётки и спектральным составом акустических волн. В работе [11] говорится, что это происходит, когда среднеквадратичная амплитуда смещения молекул или атомов кристаллической решётки, в результате действия акустической волны, превышает некоторую ($\sim 5\%$) часть от её периода), значительная доля её энергии будет передаваться решётке, ослабляя прошедшую волну и увеличивая количество дислокаций в области окружающей центр фокусировки радиальных акустических волн (увеличивая область проплавления). Следовательно, исчезновение мощных импульсов рассеянного излучения в бок (в плоскости перпендикулярной волне накачки) укажет на интенсивное образование дислокаций в зоне фокусировки радиальных акустических волн. Это не означает, что исчезают сами радиальные волны, их генерация продолжается ещё долго, за счёт обратной связи с лазером накачки, - просто исчезают условия для образования интенсивной стоячей волны.

Радиальная акустическая волна концентрирует энергию в центр. Наиболее интенсивно она развивается на спаде стоксова усиления ВКР, если же она возникает на точечной неоднородности внутри среды, то в этом случае поперечная волна «привязана» к этой неоднородности, и стоксово рассеяние не в состоянии «замыть» её.

Что произойдёт с сигналом ВРМБ при развитии сигнала ВКР? Сигнал ВРМБ резко уменьшится, так как значительная доля накачки будет рассеиваться в большие углы, на много превышающие апертурные углы лазера накачки. Это приведёт к уменьшению обратной связи составного резонатора, образованного 100% зеркалом генератора накачки и зеркалом ВРМБ, что, в свою очередь, приведёт к появлению модуляции генератора с периодом составного резонатора. Это отразится как на сигналах ВРМБ, так и на ВКР и на рассеянии в бок (перпендикулярно накачке) на радиальных акустических волнах. Так как термин «поперечная волна» уже занят для обозначения волн колеблющихся в перпендикулярной плоскости, то пришлось использовать термин «поперечная волна» больше подходит для обозначения как одних, так и других.

Из всего сказанного понятно, что акустическая волна может сформироваться и в случае полностью некогерентного излучения, за счёт флуктуационного выброса достаточно большой амплитуды, при рассеянии на постоянной неоднородности.

2. Постановка эксперимента и его результаты

2.1. Экспериментальная установка

Для проведения эксперимента была создана установка, показанная на рис.7. В качестве активной среды лазера накачки 1 использовался LiF с центрами окраски F_2^+ , который, в свою очередь, накачивался рубиновым лазером с модуляцией добротности. Резонатор лазера накачки был образован 100% зеркалом R1 на длине волны $\lambda = 0,92\mu$ и плоскопараллельной пластинкой R2. Лазер излучал импульс длительностью $\tau \sim 25$ нсек, который, практически, повторял импульс накачки с задержкой 6 \div 7нсек, что составляло около 3х обходов света по резонатору. Спектр излучения простирался от 0,89 μ до 0,95 μ . Импульс накачки, излучения, и спектр излучения



Рис.7. Схема экспериментальной установки. R – зеркала; L – линза; FD – фотоприёмники; 1 – активный элемент генератора ($LiF:F_2^+$); 2 – накачиваемый образец; 3 – калориметр; D – диафрагма. Накачка активного элемента генератора производится рубиновым лазером.



Рис.8. **а** - импульсы накачки: 1 – рубинового лазера, 2 – лазера LiF (сигнал рубинового лазера задержан относительно сигнала LiF на 5нсек). **б** – спектр генерации LiF с наложенным на него спектром аргоновой лампы.

показаны на рис.8. Так как за несколько проходов света по резонатору с большим усилением модовый состав излучения сформироваться не так успевает, же как не успевает, не смотря на брюстеровские срезы активного элемента, сформироваться чёткая поляризация, то излучение этого лазера можно назвать когерентным частично И поляризованным. частично Понятно, что со временем эта «частичность» уменьшается.

Излучение лазера, отразившись зеркалами R3,R5, фокусируется линзой L2 с фокусным расстоянием 120мм (повёрнутой на ~10⁰ к оси для исключения отражения назад) на образец, который в разных экспериментах устанавливался как перпендикулярно оси, так и под углами, вплоть до брюстеровского. В качестве образцов 2 применялись: кварц кристаллический $(10 \times 10 \times 20$ мм); YAG кристаллический (4,5×30×30мм); кальцит (пластинки ~ 2мм толщиной, откалываемые от природного кристалла); LiF (пластина 5мм толщиной и Ø40мм); оргстекло (полиметилметакрилат) – (кусочки ~ 2мм толщиной) и стеклянный кубик (20×20×30мм). Энергии излучения, которые использовались для накачки, простирались от ~ 50мДж. до ~ 120мДж. Для регистрации сигналов применялись полупроводниковые фотоприёмники FD с временами разрешения $\tau \sim 1$ нсек. и 2х канальные осциллографы с разрешением ~ 1нсек. и ~ 4нсек. FD1 – использовался для регистрации импульса накачки, FD2 – стоксова сигнала BPMБ, FD3 – прошедшего сквозь образец излучения в малый угол через диафрагму D, FD4 стоксова сигнала ВКР, FD5 - антистоксова сигнала ВКР, и FD6 - рассеяния в перпендикулярном направлении. Одновременно осуществлялся визуальный контроль треков растрескивания и проплавления поверхности. Спектральные наблюдения в данной работе, из-за широкого спектра генерации и сложности с регистрацией в данном диапазоне, не проводились. Единственно, что можно сказать, так это то, что в случае стрельбы по сборке с кристаллом Yb YAG [22], возникшая генерация на длине волны $\lambda \sim 1.03\mu$, при взаимодействии с широким спектром акустических волн возбуждённых накачкой, иногда возбуждала стокс ВКР, несколько периодов которого (~ 5 ÷7) наблюдалось на спектрографе в длинноволновой области (дальше чем $\lambda = 1.05\mu$) в виде сильно уширенных линий через ЭОП. Наблюдение рассеянного назад излучения (антистоксового), которое производилось мною также через ЭОП на экране установленном за исследуемым образцом, показало, что при пересчёте к углам внутри образца (при выходе из образца угол меняется) наиболее яркое свечение было под малыми углами ~ 5⁰, но оно продолжалось, ослабевая, до ~ 30⁰ (полный угол) и более. При этом надо учитывать, что интенсивность спадает пропорционально R^2 , где R – радиус пятна на экране. К сожалению, не было сделано измерений интенсивности прошедшего рассеянного излучения в зависимости от угла.

2.2. Движение активной зоны ВРМБ

На рис.9 представлены осциллограмы стоксова сигнала ВРМБ – а и сигнала прошедшего в малый угол – б через образец ҮАG. Первая – I осциллограма соответствует накачке вдоль образца (30мм), а вторая – II и третья – III поперёк образца, при наклонах, соответственно, ~ 5^0 и ~ 35^0 (угол Брюстера). Видно, что при фокусировке вдоль кристалла прошедший сигнал возникает только на начальной стадии роста ВРМБ. При поперечном расположении кристалла (4,5мм), при малом наклоне, наблюдается сильный рост сигнала ВРМБ с сильным подавлением прошедшего сигнала, что говорит о более быстром нарастании амплитуды акустической волны в малом объёме за счёт влияния задней поверхности. Об этом говорит цепочка растрескиваний, которая в случае продольного расположения кристалла была вытянута примерно на 9мм, с промежутками между растрекиваниями увеличивающимися с увеличением расстояния от входной поверхности, и размер растрескиваний был не очень большим. В случае поперечного расположения кристалла, растрескивания начинались на расстоянии 0,5мм от входа, и, увеличиваясь, шли сплошной цепочкой, резко заканчиваясь в 1мм от задней поверхности не разрушая её. При этом на



входной поверхности наблюдалось проплавление в обоих случаях. Можно предположить, что на пучностях стоячей волны, при отражении от задней поверхности, возникают акустические волны ВРМБ, от которых область активная взаимодействия (из-за сильного отражения назад) начинает перемещаться к входной поверхности (так же, как движется фокус при самофокусировке), достигая своего максимума в глубине образца, на каком то расстоянии ОТ задней поверхности (в данном случае 1мм). В случае длинного образца затравкой служит тепловая акустическая волна вблизи фокальной области, от которой область максимального взаимодействия так же начинает перемещаться назад. После чего это движение к входной поверхности продолжается до

Рис.9. Импульсы стоксова сигнала ВРМБ в YAG – **a**, и импульсы прошедшие через диафрагму- **б**, в зависимости от положения образца. **I** – накачка вдоль образца, **II** – перпендикулярно образцу, **III** – образец повёрнут на угол Брюстера.



Рис.10. Слева – фотография пятна проплавления при фокусировке на поверхность, справа – при фокусировке в глубь образца (7÷10µ). Масштаб ~ 11,7µ/дел. тех пор, пока не будет экранировано интенсивной областью возникшей у входной поверхности. Чем больше этот путь и меньше энергия накачки, тем длиннее им-

пульс ВРМБ (при накачке коротких образцов (~ 2мм) энергией ~ 100мДж, длительность стокса ВРМБ укорачивалась до ~ 8нсек.). Так как у входной поверхности активной области перемещаться дальше некуда, то здесь образуются акустические волны с максимальной амплитудой, вызывающей проплавление этой области. Эта область простирается от ~ $5\div7\mu$ от поверхности, до $30\div50\mu$ в глубь образца. Иногда проплавление выходит на поверхность (рис10). При сильном наклоне образца (угол Брюстера) амплитуда стокса ВРМБ падает, а прошедший сигнал возрастает, что, возможно, связано с меньшим отражением от задней поверхности из-за меньшей плотности накачки на ней.

2.3. Взаимовлияние ВРМБ и ВКР, а также их влияние на генерацию радиальных акустических волн

На рис.11 представлены типичные осциллограмы для различных образцов: первый – YAG; второй – кварц кристаллический; третий – LiF; четвёртый – кальцит; пятый оргстекло, и шестой – стекло. На всех картинках, **a** – сигнал накачки, **б** – сигнал рассеяния в перпендикулярном накачке направлении; **в** – сигнал излучения прошедшего образец и рассеянного в большой угол (угол перехвата сферическим зер-



Рис.11. Типичные картины рассеяния в различных образцах: I – YAG; II – кварц кристаллический. a – импульс накачки; б – рассеяние в перпендикулярном направлении; в – антистоксово рассеяние в большой угол в направлении накачки; г – стоксово рассеяние в большой угол в обратном направлении.

калом от $\sim 5^{\circ}$ до $\sim 25^{\circ}$); г – сигнал отражённый назад в большой угол (половинный угол перехвата сферическим зеркалом от ~ $6^{0}30^{\circ}$ до ~ 43°). Если принять во внимание написанное в первых двух частях, то б – это стоксов сигнал ВРМБ на акустических волнах перпенди-В кулярном направлении; в – это антистоксов сигнал ВКР в кристалле; г – это стоксов сигнал ВКР. Из рисунка видно, что поперечное рассеяние начинает развиваться одновременно с развитием стокса ВКР, но, как правило, максимальная скорость нарастания у него при росте антистокса И спаде стокса, как это И

предполагалось в 1.2. Видно так же, что рассеяние в поперечном направлении часто промодулировано с периодом резонатора. Это указывает на то, что радиальные

акустические волны развиваются в максимумах когерентной части волн накачки, которая имеет этот период.



Рис.11. III – LiF; IV – кальцит; V – оргстекло; VI – стекло. Обозначения те же.



На рис.12 показано влияние стоксового и антистоксового сигнала ВКР на стоксов сигнал ВРМБ отражённый в апертуру лазера. Видно, что развитие ВКР, из-за рассеяния в большие углы, резко «давит» сигнал ВРМБ. Иногда, на заднем фронте антистоксова сигнала (рис.12.**II-IIa**) были заметны затухающие колебания, период которых не совпадал с периодом составного резонатора. Наиболее отчётливо это наблюдалось в кристаллическом кварце, но это наблюдалось также и в кальците, и в YAGe, и в оргстекле. Одновременно эти колебания наблюдались (с меньшей амплитудой) в рассеянии в апертуру лазера (ВРМБ), и, как следствие, в сигнале генератора (сигнал генератора взят из другой подобной вспышки, так как используемый осциллограф был 2х канальным). При этом сигнал генератора затягивался. Всё это наблюдалось, если сигнал отражённый в большой угол (стокс ВКР) был сильно затянут и имел пологий, слабо спадающий, задний фронт. То, что сигнал антистокса может иметь несколько горбов, которые развиваются по мере возбуждения сре-



Рис.12. Картина рассеяния для YAG – I и в кристаллическом кварце – II, где а – стоксовый сигнал ВРМБ, б – рассеяние перпендикулярно накачке, в – антистоксово ВКР, г – стоксово ВКР. IIa – рассеяние в кристаллическом кварце, где а – накачка (взята из другого подобного импульса), б – стоксово ВРМБ, в – антистоксово ВКР, г – стоксово ВКР, д – рассеяние в перпендикулярном направлении.

ды за счёт стокса, можно наблюдать на рис.11(IV, V, VI). Возбуждение же колеба-

ний с периодом большим периода составного резонатора (рис.12. – **Па**), видимо, связано с обратной связью. Только модуляция излучения генератора не может сразу повлиять на модуляцию антистокса. Сначала необходимо, чтобы стокс ВКР возбудил колебания до порога возбуждения антистокса, на что требуется определённое время, которое и задаёт свой период модуляции антистокса. Так как обратная связь осуществляется из зоны взаимодействия, которая существенно меньше зоны накачки, а коэффициент отражения из неё существенно выше отражения от плоскопараллельной пластинки резонатора, то этим объясняется затягивание сигналов.



Просто сигнал ИЗ меньшей зоны снимает мало инверсии, но так как он весь фокусируется в зону (обращение эту волнового фронта), то её хватает надолго. Гораздо более сильную хвоста модуляцию генерации я наблюдал при накачке кристалла Yb YAG (Рис.13). Heсмотря на то, что в том

Рис.13. Сигнал генерации LiF при накачке кристалла YbYAG.

эксперименте я не смотрел сигналов антистокса ВКР, я думаю, что они вызваны тем же механизмом. Это же объясняет и длинные импульсы рассеянного излучения, намного превышающие длительности импульсов накачки, на радиальных акустических волнах в кристаллах YAG, кристаллическом кварце и оргстекле, показанные на рис.14.



Рис.14. Импульс генерации LiF – а, и импульсы рассеяния в перпендикулярном направлении: б – YAG; в – кристаллический кварц: г – оргстекло.

На осциллограме же (рис.15), быстрое нарастание сигнала антистокса способствует образованию ступеньки рассеяния в перпендикулярном направлении, а положительная обратная связь, через рассеяние в апертуру лазера (ВРМБ) и усиление в нём, увеличивают его амплитуду с периодом составного резонатора. Подобная картина наблюдалась и в оргстекле и в кристаллах YAG.



Рис.15. Влияние обратной связи, проявляющейся в модуляции генерации – а и рассеяния в бок – б, в результате резкого включения антистокса ВКР – в в LiF. г – стокс ВКР.(Сигналы а и г – взяты из другой подобной вспышки)

2.4. Растрескивание – ещё один механизм возбуждения радиальных акустических волн

Область взаимодействия волны накачки с акустической волной характеризуется высокой амплитудой акустических колебаний, которые, при частично-когерентной накачке, становятся ударными волнами с многократно возросшей амплитудой, способной вызвать растрескивание в среде за счёт гигантских сдвиговых напряжений. По мере перемещения этой области, образующаяся цепочка растрескиваний перемещается в направлении входной поверхности. Растрескивания внутри кристалла приводят к тому, что акустические волны отражаются от трещины назад, образуя стоячие волны с удвоенной амплитудой, на которых и возбуждается ВКР. Если возбуждение ВКР происходит в виде ультракоротких импульсов (УКИ), как в работе [4], с длительностями ~30 ÷ 50псек (длительность близкая к оптимальной для возбуждения радиальных волн), то, за счёт поперечного импульса, возбуждаются радиальные волны. Этим, на мой взгляд, и объясняется синхронное появление стокса ВКР и рассеяния в бок при растрескиваниях. То, что рассеяние в бок часто затухает сразу после появления (после чего может возникнуть вновь) несмотря на то, что импульс ВКР продолжается, можно объяснить несинхронностью генерации УКИ ВКР с положением радиальных максимумов акустической волны.

Измерение поляризации излучения рассеянного назад от радиальных акустических волн в работе не проводилось, так как одновременно с ним идёт мощное стоксово рассеяние от продольных акустических волн, на фоне которого выделить нужный сигнал черезвычайно сложно. Задача существенно облегчилась бы, если бы удалось возбудить только радиальные акустические волны (например, на микровключениях или дислокациях). Возможно это происходит в оргстекле, и будет происходить в жидкостях.

Удвоенная амплитуда стоячих волн приводит, так же, к образованию дислокаций вблизи поверхности трещины, которые вызывают их плавление (подробнее об этом в 2.10.). Образование дополнительных трещин, ближе к входной поверхности, приводит к дополнительным скачкам ВКР и рассеянию в бок. Подобные ступени в сто-

ксовом сигнале комбинационного рассеяния, при одновременном растескивании внутри, мы наблюдаем, практически, во всех исследуемых образцах. Наиболее чёт-ко они проявляются в кальците и оргстекле. Осциллограмы иллюстрирующие это представлены на рис.16, где **a** – это стоксов сигнал ВКР, а **б** – это сигнал рассеянный в перпендикулярном направлении.





Рис. 16а. Влияние стоксова сигнала ВКР – **a**, на сигнал рассеянный в перпендикулярном направлении – **б**. Слева (I,II,III)- оргстекло, справа (I,II) – кальцит.

Видно, что при растрескивании одновременно возникают не только продольные акустические волны, возбуждающие ВКР, но и волны в поперечном направлении за счёт скачка рассеяния в бок. Иногда рассеяние в бок имеет вид нескольких интенсивных импульсов с длительностями ~ 1нсек., следующих с периодом резонатора (рис.17). То, что их период соответствует периоду резонатора, говорит о том, что акустические волны развились на наиболее интенсивной когерентной составляющей волн накачки, но то, что их амплитуда во много раз превышает среднюю, скорее всего, говорит о возбуждении на максимумах акустических волн ВКР. Возможно оно так же состоит из ультракоротких пичков как в работе [4]. То, что их период не постоянный, а периодически сбивается, объясняется тем, что обратная связь с генератором, через стокс ВРМБ, сбивает фазу волны накачки, так как период составного резонатора не кратен периоду генератора. В результате, после каждых трёх импульсов, в поперечном направлении происходит сбой фазы волны накачки, акустическая волна размывается и интенсивность падает.



Рис. 166. Влияние стоксова сигнала ВКР(а) на рассеяние в перпендикулярном направлении (б). Слева LiF (на рисунке I растрескиваний не обнаружено), а справа I,II – кристаллический кварц, III – кристалл YAG.



Рис.17. Генерация коротких (~ Інсек.) импульсов в перпендикулярном направлении (б) в оргстекле. На рис.І. а – импульс накачки, а на рис.ІІ. – стокс ВКР.

2.5. Самофокусировка. Новый механизм образования нитей?

Ступеньки в стоксовом сигнале появляются одновременно с цепочкой растрескиваний⁴, которые, иногда, перемежаются с нитями самофоусировки, что говорит об их близкой связи. Так как с этими ступеньками связаны максимумы рассеяния в

⁴ Распределение давления в центре радиальных акустических волн определяется, в значительной мере, их ориентацией относительно кристаллографических осей, и если разность давлений превысит критическую, то происходит растрескивание вдоль плоскости с наименьшей энергией связи.

поперечном направлении, то напрашивается вывод, что проплавление нитей связано с перемещением в продольном направлении зоны возбуждения концентрических акустических волн возникших в результате растрескивания. Доказательством совместного воздействия на среду продольных акустических волн и концентрических волн может служить проплавление приосевой зоны растрескивания, которое наблюдается наиболее ярко в YAGe (рис.18), и проплавление продольных трещин образующихся вдоль нитей самофокусировки, которое возможно только за счёт концентрических волн (рис.19). Что касается механизма проплавления самих нитей



Рис.18. Вид растрескиваний на концах нитей самофокусировки в кристалле YAG. Видно проплавление «крыльев» вблизи приосевой зоны и проплавленные шарики на концах нитей. Масштаб ~ 11,8µ/дел. Излучение накачки шло слева направо.



Рис.19. Нить самофокусировки в стекле. Отчётливо видно проплавление приосевой зоны продольных трещин. Направление излучения – слева направо. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.20. Ещё один пример нитей самофокусировки в стекле. На нижнем рисунке кроме продольных проплавлений видны шарики проплавлавления на обоих концах нитей. Накачка – слева направо. Масштаб: верхний рисунок ~11,8µ/дел., и нижний ~ 50µ/дел.

самофокусировки, то, скорее всего, он связан с той же генерацией ударных акустических волн в малом фокальном сечении. При этом нет необходимости специально делать некогерентную накачку. За счёт нелинейной линзы лучи сами приходят в фокус с разным набегом фаз, что делает излучение в фокусе частично когерентным. Интенсивное ВКР из области самофокусировки как вперёд, так и назад, тоже говорит в пользу этой гипотезы. Проверить это можно наблюдая рассеяние в бок во время самофокусировки при когерентной накачке. Я не имел подобной возможности. Сам механизм проплавления нитей, на мой взгляд, мог бы выглядеть так: - в области самофокусировки, на возникших ударных акустических волнах, возбуждаются радиальные акустические волны, которые перемещаясь вместе с зоной эффективного взаимодействия навстречу накачке, проплавляют канал (в центре радиальных акустических волн за счёт ангармонизма и некогерентности волн накачки возбуждаются высокочастотные колебания с большой амплитудой). Этим же объясняются описанные в литературе [12] нитевидные проплавления в стекле состоящие из мелких проплавленных пузырьков. Но для образования тонких нитей радиус радиальных волн должен быть ограничен радиусом области самофокусировки. Так как нити самофокусировки, по мере движения навстречу накачке, утолщаются и прерываются звёздочкой растрескивания, после чего развиваются по новой, то это можно интерпретировать как усиление эффективности ВРМБ по мере удаления от источника рассеяния навстречу накачке. Растрескивание прерывает проплавление нитей, и радиальной акустической волне приходится развиваться сначала.

Если предположить, что в момент самофокусировки происходит возбуждение радиальных акустических волн, которые при линейной или круговой поляризации возбуждаются двумя узкими секторами в перпендикулярном вектору напряжённости поля направлении, то за счёт потерь на стоксово рассеяние назад и в перпендикулярном направлении, излучение прошедшее вперёд будет линейно поляризованным даже в случае накачки с круговой поляризацией, если самофокусировка происходит за время t < $\lambda/2nV_{3B}$. Обычно, это условие выполняется. О линейной поляризации импульсов самофокусировки, с другим объяснением причины, достаточно подробно написано в книге И.Р.Шена [13]. То, что формирование трека сопровождается коротким импульсом излучения ВРМБ назад упоминается в той же работе [13] на стр.307. У меня же нитевидная цепочка растрескиваний в LiF (нитей самофокусировки в виде проплавленного канала в нём и в кальците не возникало) тоже сопровождалась коротким импульсом рассеянным назад в большой угол (рис. 11(III),16б), который я отождествляю с ВКР, хотя спектральных измерений, как я уже упоминал, не проводил.

Описанный механизм, который действует при образовании нитей самофокусировки наносекундными импульсами, может работать и при фемтосекундных длительностях импульсов. Работает та же аберрационная нелинейная линза, уменьшающая когерентность, и приводящая к возбуждению продольных акустических волн. Это скорее ударные волны, которые формируются в максимумах волны накачки, и за время импульса успевают пройти всего несколько ангстрем. Но этого достаточно, чтобы за это время успели возникнуть (за счёт рассеяния в перпендикулярном направлении) радиальные акустические волны. Эти волны имеют очень широкий спектр (из-за малого времени формирования) и период $T = \lambda/n$. Все частоты быстро затухают, за исключением основной, определяемой этим периодом, передавая ей свой импульс. Время существования акустических волн с таким периодом в твёрдых телах ~ 10⁻⁸сек., и, следовательно, эффект их воздействия будет проявляться тогда, когда импульс накачки, их вызвавший, давно закончился. Косвенно на это указывают длинные хвосты импульсов рассеянного излучения, которые можно наблюдать на рисунках:14(б-г),16а(IIIб),16б(II,IIIб). Ну а кумуляция радиальных акустических волн приведёт к образованию дислокаций в своём фокусе, или (если это кому то больше нравится) проплавлению, а при достаточной энергии и образованию пузыря. Похоже, именно это наблюдалось в работе [14]. Не исключено, что этим механизмом объясняется возбуждение ударных акустических волн в оргстекле при аксиконной фокусировке в него фемтосекундного импульса в работе [15].

2.6. Зависимость порога проплавления от спектра возбуждаемых акустических частот

Из осциллограм (рис.12) видно, что нарастание стоксового сигнала ВРМБ ограничивается с развитием ВКР (как стокса, так и антистокса). То есть, ВКР за счёт сильного рассеяния в большие углы ограничивает амплитуду акустических волн на фронте ударных волн. Понятно, что чем меньше масса молекул (при одинаковой энергии связи) составляющих кристаллическую решётку, тем выше предельная частота акустических волн ω_m возбуждаемая в этом кристалле, и тем большее их число участвует в синхронизации на фронтах ударных волн. Так как возбуждение ВКР зависит от внутрикристаллических полей возникающих под действием ударных волн, то чем выше спектр частот участвующих в формировании ударных волн, тем раньше этот порог достигается. Это видно из этих же осциллограмм (v LiF – раньше, а у ҮАС – позже). Но это одновременно говорит о том, что чем ниже предельная частота акустических волн и уже спектр возбуждаемых колебаний, тем до больших амплитуд раскачиваются колебания, и тем больше вероятность под действием этих колебаний разрыва связей кристаллической решётки. Из эксперимента мы видим, что самый низкий порог проплавления наблюдается в YAGe, у которого самая крупная и тяжёлая молекула, и самый высокий в LiF и SiO₂. В аморфных средах (стёклах) спектр возбуждаемых колебаний ещё выше (из-за наличия разнородных и разнонаправленных молекул), поэтому проплавления наблюдаются ещё реже, и имеют очень малый размер (в Yb стекле ~ $5 \div 10\mu$).

2.7. Растрескивание поверхности LiF – результат возбуждения ВРМБ.

В кристалле LiF вокруг проплавлений на входной поверхности иногда наблюдалась большая зона растрескивания. Растрескивание было вдоль плоскостей спайности в виде мелкой сеточки. Размер зоны растрескивания был ~ 500µ, что примерно соответствовало области фокусировки. Шаг растрескивания изменялся от ~ 1µ вблизи проплавлений, до крупных фрагментов (~ 6×30µ) на периферии. Само пятно проплавления (общим размером ~ 120×200µ) имело форму состоящую из прямоугольников, продолжением которых и были прямоугольные фрагменты растрескивания.



Рис.21. Картина растрескивания поверхности кристалла LiF. Левая картина – масштаб ~ 5,7µ/дел, правая – масштаб ~ 11,8µ/дел.

На рис.21. представлена одна из зон растрескивания, которую удалось сфотографировать. Образование этой зоны растрескивания видимо связано с большим градиентом температуры вблизи поверхности, вызванным тепловыми фононами возбуждёнными в подповерхностном слое в результате ВРМБ. Ещё большее растрескивание наблюдалось, после каждой вспышки, в кальците (CaCO₃) не только в тонком поверхностном слое, как в LiF, а на всей глубине возбуждения ударных акустических волн (~ 50 ÷ 100µ). Скорее всего это связано с его очень низкой теплопроводность кальцита ~ 0,009кал/град.см.сек., а у LiF она ~



0,034кал/град.см.сек., при близких коэффициентах ~25град-1 теплового расширения И ~32град⁻¹ соответственно). Наблюдение подобной сеточки на описано в работе [15], где поверхности LiF растрескивание тоже объясняют термомеханическими напряжениями в тонком слое, нагрев которого происходил в результате микроволнового разряда на поверхности. Растрескивания в LiF наблюдались и в глубине в виде креста с проплавленной между лучами зоной, что связано с возбуждением ударных волн в узком канале при самофокусировке (рис.22).

Рис.22. Растрескивание кристалла LiF с проплавлением центральной зоны. Глубина фокусировки – десятки микрон. Масштаб ~ 11,8µ/дел.

2.8. Поперечная неустойчивость возбуждаемых продольных акустических волн и вызванные ею очаги повышенной концентрации дислокаций

Если за счёт поперечной неустойчивости вблизи поверхности возбуждаются радиальные акустические волны (с углом при вершине 90⁰ или 45⁰ к направлению накачки), то, за счёт образования в центральной области и движения в направлении акустических волн дислокаций, на входной поверхности кристалла должны образовываться ямки – «оспины». Подобную картину мы наблюдаем на поверхности YAG



Рис.23. Слева поверхность кристалла YAG, а справа онаже при перефокусировке объектива на ~ 10µ в глубь. Масштаб ~ 1,2µ/дел.

рис.23. Эти на «оспины», имеющие форму остроконечного конуса и поперечный размер $\sim 5\mu$. наблюдаются над местом образования внутренней локальной неоднородности имеющей тот же размер. Глубина ИХ образования, примерно, равна поперечному размеру «оспин». Так размер как $(~5\mu)$ «оспин» меньше дифракционного пятна

фоусировки (размер пучка D ~5мм, фокус линзы F ~120мм, и $1,22 \times \lambda \times F/D \cong 25\mu$), то их образование, с большой долей вероятности, связано с радиальными акустическими волнами. Если учесть, что эти лунки – «оспины» образовались за времена ~ 5нс., то следовательно скорость движения дислокаций, образовавших эти лунки, порядка скорости звука. Возвращаясь к разрушениям в YAGe вблизи поверхности можно увидеть на рисунках 24-25 неоднородности (как правило круглые, но иногда и в виде пересекающихся линий), которые выглядят как микролинзы. Подобное возможно лишь в случае, если показатель преломления в них выше чем в окружающих их областях, что можно объяснить повышенной плотностью среды в этих неоднородностях. В свою очередь повышенная плотность возникает в результате выхода дислокаций в зону фокусировки радиальных акустических волн, и говорит о высоких давлениях возникающих в их фокусе. Неоднородности возникающие в зоне действия продольных акустических волн (когда мала поперечная неоднородность накачки) менее заметны, так как они становятся видны на просвет только за счёт краевых неоднородностей, или за счёт интерференции акустических волн внутри, в глубине образца, в результате астигматизма волны накачки (Рис.26).



Рис.24. Вид проплавлений в YAG при фокусировке на 5÷10µ под поверхность. На правом рисунке видна размытая проплавленная зона, на фоне которой видны узкие проплавленные, пересекающиеся линии. Слева же на этом рисунке видны два пузыря. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.25. Ещё один вид разрушений в YAG. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.26. Пятно проплавления в YAG под поверхностью, отражающее астигматизм пятна накачки. Линии неоднородности на пятне вызваны интерференцией акустических волн в глубине образца. В правом верхнем и нижнем углах рисунка видны пузыри. Масштаб ~11,8 µ/дел.

2.9. Пузыри – результат воздействия радиальных акустических волн.

Часто в области появления этих неоднородностей, описанных выше, а иногда и вне этих областей, но в зоне фокусировки, наблюдаются шарики отражаюшие свет, похожие на воздушные пузыри, размерами ~ 3÷5µ. В других средах они наблюдаются в глубине образцов безо всяких неоднородностей. На рис.27. мы видим разрушение в глубине кристаллического кварца в виде сферы диаметром ~ 45мкм (максимальный размер был ~ 75µ), которое в отражённом свете (справа) выглядит как путоте-



Рис.27. Пузыри в кристаллическом кварце. Слева – на просвет, справа – в отражённом свете. Масштаб ~ 11,8µ/дел. лый воздушный шарик (пузырёк). Очень часто, в одной плоскости с этим разрушением, на расстоянии от него ~ 100мкм наблюдается одно или несколько более мелких сферических разрушений (~ 3÷5мкм). То, что они наблюдаются в одной плоскости, говорит о том, что ответственным за их возникновение, возможно, является рассеянное в перпендикулярной накачке плоскости излучение от центрального разрушения, которое вызывает вторичные радиальные акустические волны вокруг встретившихся дислокаций. Что касается проплавления области вокруг дислокаций (являющихся затравочными для ВРМБ), то они возникают, в основном, за счёт

концентрации энергии радиальных акустичеких волн, амплитуда которых с уменьшением радиуса возрастает пропорционально функции Бесселя. Подобное мы наблюдаем в кристалле LiF (рис.28). В LiF размер этих разрушений (проплавлений)



Рис.28. Характерные разрушения (пузыри) в LiF затравками для которых послужили различные виды дислокаций: точечные – шары, краевые – продольные линии и дислокационные стенки – прямоугольники. Масштаб ~ 11,8µ/дел.

существенно больше (до ~ 130µ), и встречаются они гораздо чаще (возможно это связано с конкретным образцом). Более того, видно, что с увеличением размеров разрушений их форма становится огранённой, приобретая форму «були» выращиваемого монокристалла. Одновременно на линейных дефектах (краевые дислокации) образуются цилиндрические проплавления в перпендикулярной накачке плоскости, а на плоских дефектах (дислокационные стенки) - тонкие проплавления в виде прямоугольников. За первые ответственны сходящиеся плоские акустические волны, а за вторые – продольные. Сходящиеся на точечный дефект радиальные волны, за счёт фокусировки, приводят к максимальным по размерам разрушениям (пузырям), плоские волны, на линейных дефектах, приводят к меньшим диаметрам разрушений (~ 4÷7µ), а продольные, на плоских дефектах, к очень тонким проплавлениям (порядка единиц микрона - точнее, за счёт перефокусировки микроскопа, померить не удалось). Ещё несколько типичных пузырей в LiF показано на рис.29-30.



Рис.29. Характерные для LiF виды пузырей. Масштаб ~ 11,8µ/дел. Накачка на рис.28-30 перпендикулярна изображению.



Рис.30. Пузыри в LiF при подсветке сбоку. Масштаб ~11,8µ/дел.

Разрушения в виде шариков наблюдались, также, В конусе фокусировки В оргстекле после каждой вспышки (но их сразу сфотографировать не удалось, а со временем они

исчезли). В оргстекле, в котором, практически, не наблюдаются поверхностные разрушения, такая картина типична. Это, возможно, связано с тем, что в нём достаточно низкий порог разрыва длинных полимерных молекул, которые и приводят к скачкам рассеяния. В результате образующихся концентрических акустических волн, вокруг этих разрывов, образуются разрушения в виде несимметричных шариков (количество которых зависит от энергии накачки) размерами от ~ 15µ, до ~ 3µ в фокальной области, которые описаны в работе [12]. Сферические микроразрушения в виде сфер наблюдались также в глубине образцов в YAGe (особенно много их возникало вблизи входной поверхности) и стекле, но их размер, в отличие от кварца и, тем более, LiF, не превышал нескольких микрон.

2.10. Застывшие пузыри, и как они образуются.

Понятно, что большинство проплавлений, о которых идёт речь в этой работе, и которые мы имеем возможность наблюдать благодаря пустотам образованным в образцах за счёт расширения испарённого в центре зоны проплавления вещества при ослаблении акустического давления, и последующего его быстрого остывания (затвердевания), связано с действием сходящихся ударных волн. Для образования пузырей внутри кристалла необходимо выполнение нескольких условий: во-первых – энергия фононов (в объёме, как минимум, равном объёму образуемой полости) должна превосходить энергию связи входящих первоначально в эту полость атомов. Во-вторых – кинетическая энергия образовавшихся ионов (температура плазмы) должна быть достаточной для их проникновения в кристаллическую решётку на достаточную, для образования полости, глубину. Из-за разной интенсивности ухода ионов из полости (различный радиус ионов – у электроотрицательных ионов $F^{-},O^{2^{-}},H^{-},$ он существенно больше) в ней происходит рост концентрации ионов газа, которые при прекращении нагрева рекомбинируют с образованием молекул, и своим давлением не позволяют полости схлопнуться (если размер полости превышает критический [17]). Полости в оргстекле заполнены, по-видимому, водородом, который со временем (несколько месяцев) уходит из неё за счёт диффузии, в результате чего они исчезают. Я считаю, что затравками для образования «пузырей» послужили точечные дислокации или микровключения, которые при воздействии на них продольных акустических волн (ударных), в результате их рассеяния, возбудили радиальную акустическую волну. То что радиальная волна в результате рассеяния на дислокации получается расходящейся, - не так важно. При взаимодействии с ней световой волны накачки возбуждаются и сходящиеся акустические волны, которые начинают усиливаться, в то время как расходящиеся, за счёт передачи своего импульса рассеянной в бок световой волне, затухают. Хотя, вполне возможно, что радиальные акустические волны возникают и просто за счёт рассеяния света на дислокациях. Наличие рассеивающего центра делает привязанную к нему радиальную акустическую волну независимой от каких либо поперечных флуктуаций волны



накачки, и позволяет достигать максимальных сжатий, о чём и говорят «воздушные пузыри». Если же радиальные акустические волны возбуждаются на поперечных неоднородностях накачки, то и их центр будет флуктуировать вместе с этими неоднородностями, не позволяя получить предельных сжатий. Это мы и видим на рисунке 31, где на фоне достаточно мелких (~ 10µ), но сглаженных

Рис.31. Виден пузырь в YAG на фоне оптических неоднородностей в виде линз. Масштаб ~ $1,2\mu$ /дел.

неоднородностей вблизи поверхности YAG, мы наблюдаем чёткие «пузыри» диаметром ~ $3\div5\mu$. Объяснение тому, что эта картина наблюдалась наиболее часто в YAGe и гораздо реже (только вблизи зоны растрескивания, где максимальные амплитуды ударных акустических волн) в кристаллическом кварце и стекле, я уже давал, и оно сводится к тому, что за счёт более высоких предельных акустических частот ω_m для этих сред не удаётся раскачать их амплитуду до критической, при которой происходит разрыв связей кристаллической решётки, из-за более раннего включения BKP. То что включение BKP резко ограничивает амплитуду BPMБ видно на рис.12.

3. О возможности использования радиального акустического сжатия для осуществления лазерного термоядерного синтеза

В свете всего выше сказанного можно попытаться представить себе установку, использующую эффект радиального акустического сжатия в средах содержащих дейтерий или их смесь с тритием, для термоядерного синтеза. Так как оптимальным для усиления радиальных акустических волн является излучение с тангенциальной (азимутальной) поляризацией, то необходим лазер с модуляцией добротности генерирующий на этой поляризации. Так как получить такую поляризацию с модуляцией добротности сложно (в работе [17] для этого использовалось угловое разделение поляризаций в расположенном вдоль главной оптической оси кристалле кальцита в резонаторе), то, скорее всего, придётся использовать обратную связь – обращение волнового фронта, которая позволит получить такую поляризацию автоматически, сфокусировав её, при этом, в нужную точку. Для получения максимальной области сжатия понадобится лазер с радиально симметричным распределением интенсивности и, наверное, с супергаусовым профилем. Для определения оптимальной степени когерентности и ширины спектра необходимы дополнительные исследования. Так как в твёрдых образцах (жидкости в экспериментах не использовались) «пузыри» образовывались на дислокациях, то возможно придётся создать микронеоднородность (например дополнительным фемтосекундным или пикосекундным лазером с линейной или круговой поляризацией, идущему одновременно по тому же пути) на глубине нескольких десятков микрон, хотя с радиально симметричным пучком это может и не понадобиться. Из-за того, что излучение с тангенциальной поляризацией не проходит в область сжатия (противоположено направленные вектора напряжённости поля зануляются в центре), то нагрев происходит только за счёт акустического сжатия. Для дополнительного нагрева в момент максимального сжатия (который определяется по максимальному рассеянию в бок) можно пустить по этому же пути излучение с радиальной или круговой поляризацией. Это излучение на кольцевых акустических волнах сфокусируется в продольную линию (радиальные акустические волны с постоянным шагом для этих поляризаций работают как аксикон), на пути которой и будет находиться область повышенного сжатия. Хотя вряд ли это дополнительное излучение сможет очень сильно повлиять на процесс, так как его интенсивность не может превосходить интенсивность лазера возбуждающего акустическую волну, иначе он её разрушит. С другой стороны, в работе [19] утверждалось, что термоядерные реакции наблюдались в дейтерий содержащих средах (ацетоне) в кавитационных пузырьках, и, возможно, второй лазер

и не понадобится.

Рассматриваемое здесь явление радиального акустического сжатия принципиально не отличается от однопузырьковой сонолюминесценции в жидкости, подробно описанной в работе [20], где кавитационный пузырёк возбуждался в цилиндрической или сферической акустической камере. Отличие рассматриваемого мною явления состоит лишь в том, что оно наблюдалось в твёрдых телах, а акустические частоты его вызывающие на 4+6 порядков выше используемых при изучении сонолюминесценции, и возбуждаются они не внешним генератором, а за счёт ВРМБ в поперечном направлении. Естественно, что ни о каких схлопывающихся с частотой акустических волн пузырьках, при таких частотах (~ 10¹⁰Гц), не может быть и речи. Да и образование самого пузырька становится возможным, скорее всего, только после затухания акустических волн за счёт «вздувания» разогретой зоны и последующего быстрого её остывания. Сам же разогрев центральной зоны осуществляется за счёт фокусировки в неё периодической последовательности ударных акустических волн и возбуждения в ней не только широкого спектра высокоэнергичных фононов, но и образования парогазовой фазы вещества. Образование пустот внутри кристалла (которые в кварце и LiF достигали 50÷70µ в диаметре) возможно только за счёт разрыва части кристаллических связей и внедрения освободившихся атомов в междоузельное пространство. Так как таких атомов, ранее заполнявших эти пустоты достаточно много, то это говорит об их высокой энергии, обеспечивающей проникновение в кристаллическую решётку на значительную глубину. Естественно, существование свободных атомов с такими энергиями возможно только в виде плазмы. То, что плотность образуемой в кристалле (в фокусе радиальных акустических волн) плазмы выше плотности самого кристалла, - это понятно, а вот какова её температура, - это ещё предстоит выяснить. К сожалению, у меня не было возможности наблюдать свечение из области акустического фокуса, и, тем более, снимать его спектральные характеристики для определения температуры. Наверное это легче сделать в жидкости или оргстекле, в котором пузыри образуются в каждой вспышке. Здесь необходимо упомянуть, что применение лазера для возбуждения пузырьков в жидкости за счёт быстрого испарения, которые затем быстро схлопывались давая вспышку излучения как при сонолюминесценции, описано в работе [21]. При этом никаких сходящихся акустических волн не возбуждалось, что принципиально отличается от этой работы.

Так как автор упомянутой мной работы [20] не исключает возможность использования однопузырьковых акустических камер для осуществления термоядерных реакций, то применение лазера для возбуждения радиальных акустических волн позволит, на мой взгляд, с ещё одной стороны взглянуть на эту проблему. Трудно ожидать, что этот эффект найдёт применение в энергетике, но как источник термоядерных нейтронов его, возможно, удастся использовать?

4. Заключение

В данной работе проведён достаточно подробный анализ флуктуационного механизма развития вынужденного рассеяния. На основании этого анализа определены оптимальные для возбуждения ВРМБ длительности флуктуаций.

Проанализирован процесс возбуждения ВРМБ в случае некогерентной накачки, и

показано, что при этом возможно появление периодической последовательности ударных акустических волн, которые резко снижают порог возбуждения ВКР на своих фронтах, которые, в свою очередь, за счёт рассеяния на большие углы, приводят к развитию их поперечной неустойчивости. Возможная генерация ультракоротких импульсов ВКР, при этом, инициирует возбуждение сходящихся радиальных акустических волн, которые, за счёт концентрации акустической энергии в фокусе, вызывают не только его проплавление, но и образование «пустотелых» пузырей. Возбуждение же периодической последовательности ударных волн вблизи входной поверхности вызывает проплавление в области максимального взаимодействия волны накачки с акустической волной (под поверхностью).

Предложено рассмотреть возможность использования сходящихся радиальных акустических волн для инициирования термоядерных реакций.

В заключении хочу поблагодарить всех кто помогал мне в проведении моих исследований. Так как работа выполнена без поддержки какими либо грантами, на «голом» энтузиазме автора, то её появление стало возможным только благодаря бескорыстной помощи многих сотрудников различных отделений нашего института, за что чрезвычайно признателен им. Особую благодарность выражаю Сенатскому Ю.В. за огромную помощь в организации этой работы, а также за то, что им была инициирована работа [22], из объяснения некоторых непонятных моментов, встретившихся в ней, и возникла эта работа, а также за помощь в подборе литературы. А также Громову А.И. и Пузырёву В.Н. за помощь в фотографировании микроразрушений. Так как я не являюсь специалистом во многих областях, которые мне пришлось затронуть в этой работе, к тому же это и моя первая работа связанная с вынужденным рассеянием, поэтому в ней возможны ошибки, и не только грамматические. Я извиняюсь перед теми, кто несмотря на тяжёлый для восприятия стиль изложения всё таки попытался разобраться в данной работе. Видимо сложность изложения материала была связана с не до конца понятыми процессами, которые я пытался изложить. Многие положения этой работы далеко не бесспорны, и для своего подтверждения требуют дальнейших исследований. Я буду рад, если найдутся последователи и, или подтвердят их и пойдут дальше, или укажут на мои ошибки.



Приложение (дополнительные рисунки).

Рис.1. Нить самофокусировки в стекле. Видно проплавленное растрескивание вблизи торца со стороны накачки, а также подобные образования на обоих концах. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.2. Показана входная поверхность YAG в случае неоднородного по сечению пятна накачки. Слева - сама поверхность, справа – она же при фокусировке на ~ $7 \div 10 \mu$ в глубь. Масштаб ~ $11,8 \mu$ /дел.



Рис.3. Показана поверхность YAG – слева, и она же при фокусировке в глубь образца на ~ 7÷10µ в случае более равномерного пятна накачки. Видна рябь и волны на правом рисунке вызванные интерференцией акустических волн. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.4. Растрескивание в YAG с проплавлением центральной зоны при одновременом образовании нитей самофокусировки. Накачка слева - направо. Масштаб ~ 11,8µ/дел.



Рис.5. Растрескивание с проплавлением центральной зоны в кристаллическом кварце (слева), и в стекле (справа). В нижней части рисунка видны образовавшиеся пузыри. Масштаб ~ 11,8µ/дел.

P.S. Когда работа была уже набрана, на глаза попался УФН с работой [23], где рассматривался механизм оптического разряда в волоконных световодах. Меня поразило, что характер разрушений описываемый в той работе очень похож на то, что я рассматривал в этой. Не зная параметров лазера накачки, геометрии ввода и всех остальных тонкостей данной работы, мне всё таки представляется возможным сделать несколько собственных замечаний по ней. Описанное в ней образование капиляров и формирование каверн в световодах могло бы быть объяснено механизмом возбуждения радиальных акустических волн. То, что при распространении по световоду нескольких мод излучения наблюдались неупорядоченные структуры полостей, не обладающие даже осью симметрии, только подчёркивает сходство с рассмотренным мною механизмом. Кроме того, остановка распространения оптического разряда областью с уменьшенной толщиной световода объясняется меньшей эффективностью радиальных волн при уменьшении их внешнего диаметра. Одновременно это говорит о том, что в формировании капилляров - каверн участвует излучение, заполняющее всё сечение световода, чему способствует разогрев сердцевины и выход излучения в оболочку. Ну а скорость распространения оптического разряда естественно будет, в этом случае, определяться теплопроводностью.

Список литературы

[1] Ярив А Квантовая электроника и нелинейная оптика (М.:Сов. радио1973) с.396-397

- [2] Кривохижа С В Труды ФИАН Т.72 56 (1974)
- [3] Кызыласов Ю И Труды ФИАН Т.72 84 (1974)
- [4] Maier M, Kaiser W, Giordmaine J A Phys. Rev. Letts. 17,1275(1966).
- [5] Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы (М.: Сов. радио. 1967) с.85-87
- [6] Справочник по лазерам. Т.2.(М.: Советское радио.1978) с.21
- [7] Moser T, Ahmed M A et al. Laser Phys.Lett.1 (5) 234-236 (2004)
- [8] Полякова А П *Письма ЖЭТФ* **4** (4) 132 (1966)
- [9] Полякова А П Письма ЖЭТФ 7 (3) 72 (1968)
- [10] Ландау Л Д, Лившиц Е М Гидродинамика TVI (М.:Наука.1988) с.381
- [11] Рейсленд Дж. Физика фононов.(М.: Мир.1975) с.154
- [12] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения (М.:Мир.1974) с.310,320
- [13] Шен И Р Принципы нелинейной оптики (М.:Наука.1989) с.300,307
- [14] Miura K et al. Appl. Phys. Lett. 71(23), 8. 3329 (1997)Γ,
- [15] Бабин А А, Киселёв А М и др. Письма ЖЭТФ **80** (5-6) 344 (2004)
- [16] Иванов В А, Коныжев М Е Прикладная физика 6 48 (2004)
- [17] Косевич А М Основы механики кристаллической решётки (М.:Наука.1972) с.263
- [18] Dieter Pohl Appl.Phys.Lett. 20(7). 266 (1972)
- [19] Taleyarkhan R P et al. Science 295, 1868-1873 (2002)
- [20] Маргулис М А УФН 170 (3) 263 (2000)
- [21] Baghdassarian O et al. Phys. Rev. Lett. 86. 4934 (2001)
- [22] Басиев Т Т, Быковский Н Е и др. Квантовая электроника 34 (12) 1138 (2004)
- [23] Буфетов И А, Дианов Е М УФН 175 (1) 100 (2005)