

УДК 535.21:621.375.826

©1995

## КИНЕТИКА СВЕЧЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ В ОЧАГЕ ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ

*А.В.Горбунов, М.Ю.Максимук*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия  
(Поступила в Редакцию 2 декабря 1994 г.)

Кинетика свечения при оптическом пробое под импульсом ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера на микровключении в объеме  $\text{NaCl}$  исследована при разных направлениях наблюдения. Вследствие неоднородного разогрева очага пробоя ее спад имеет простой вид, соответствующий монотонному остыванию, только со стороны, обращенной навстречу лазерному лучу. На фронте вспышки может наблюдаться немо- нотонность, связанная со спаданием приповерхностной температуры растущей полости. Изучение кинетики рассеяния зондирующего лазерного луча на очаге пробоя обнаружило, что в течение вспышки отражение света от очага пробоя мало. Последующее увеличение отражения сопровождается серией резких выбросов, связанных с флуктуациями локальных неоднородностей на поверхности полости.

Данная работа продолжает исследование процессов локального оптического пробоя под импульсом ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера на изолированном поглощающем микровключении в объеме щелочно-галлоидных кристал- лов (ШГК), проводившееся в [1-3]. Предложенная там модель подра- зумевает, что полость, образующаяся на месте включения в процессе пробоя, заполнена плотным частично ионизованным паром с темпера- турой, достигающей  $10^4$  К. Ранее в кинетике вспышки пробоя были обнаружены максимумы на стадии остывания [3]. Они связывались с колебаниями температуры на поверхности полости. Предполага- лось, что эффект связан с неоднородным нагревом пара и последу- ющим выравниванием температуры. В настоящей работе изучается кинетика свечения в зависимости от направления наблюдения. Наибо- лее горячим местом естественно считать переднюю сторону полости, на которую падает пучок  $\text{CO}_2$ -лазера. Поэтому сравнивается кинети- ка вспышки свечения одного и того же очага пробоя (ОП) при разных значениях угла  $\alpha$ , отсчитываемого от направления луча  $\text{CO}_2$ -лазера (результаты [3] были получены нами только для направления  $\alpha = \pi/2$ ). Кроме того, чтобы определить относительный вклад в кинетику све- чения роста размера полости и изменения температуры светящегося вещества, проводятся измерения на небольшом участке ОП.

В дополнение к исследованиям вспышки изучается кинетика роста рассеяния зондирующего пучка непрерывного лазера на ОП. В прин- ципе рассеяние ранее уже измерялось в [4] в аналогичных условиях. Однако если в [4] данные по кинетике роста рассеяния получены как

результат усреднения по пробою на разных ОП, то в данной работе регистрируется кинетика рассеяния на отдельном ОП. Последнее обстоятельство означает возможность получения гораздо большей информации о процессах, происходящих в очаге лазерного повреждения. С другой стороны, использование в отличие от [4] излучения непрерывного лазера не дает возможности провести достаточно точные измерения на ранних стадиях пробоя, пока рассеяние еще мало. Основная цель данной работы заключалась в проверке и уточнении общей картины пробоя, предложенной в [1] и дополненной в [2,3].

## 1. Методика эксперимента

Использовалась та же методика определения места будущего пробоя, что и в работе [1]. Полированные образцы NaCl в виде прямоугольных параллелепипедов размером  $20 \times 5 \times 5$  mm имели пару параллельных больших граней типа {100}, а все остальные — типа {110}. Пучок CO<sub>2</sub>-лазера направлялся по нормали к соответствующей большой грани {100} и фокусировался в объеме кристалла (диаметр луча в фокусе — около 100  $\mu$ m), а наблюдение в микроскоп велось под углом  $\alpha = \pi/2$ , через грань {100}.

Сравнивалась кинетика свечения одного и того же ОП под парами углов:  $\alpha = 0$  и  $\pi/2$  либо  $\alpha = \pi/2$  и  $\pi$ . Для этого свет вспышки передавался одновременно на два ФЭУ-79: на один через микроскоп (увеличение объектива —  $\times 16$ , угловая апертура — 0.32) при  $\alpha = \pi/2$ , а на другой — с помощью пластины из BaF<sub>2</sub> ( $\alpha = \pi$ ) или алюминиевого зеркала ( $\alpha = 0$ ), расположенных на пути луча CO<sub>2</sub>-лазера соответственно до или после образца, и линзы.

Для  $\alpha = \pi/2$ , кроме того, на одном и том же ОП сравнивалась кинетика свечения всей полости и ее участка. На один ФЭУ проецировалась вся область пробоя (вид сбоку), а на другой — ее участок размером примерно  $10 \times 10$   $\mu$ m, ограниченный с помощью двух пар подвижных шторок в плоскости изображения объектива микроскопа (вид сверху). Полость с типичным диаметром 50  $\mu$ m перекрывает все поле зрения уже в первые десятки ns после начала пробоя [2], и в дальнейшем сигнал определяется лишь светимостью поверхности полости, но не ее размером.

Сигналы с ФЭУ регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа CI-115 с блоком анализатора сигналов ЯЧС-122, передавались на компьютер и обрабатывались. Временное разрешение определялось дискретностью ЯЧС-122 и в наилучшем случае составляло 25 ns. Ошибка в измерении интенсивности во всех экспериментах данной работы составляла не менее 10% и была обусловлена шумом ФЭУ.

При исследовании кинетики роста рассеяния навстречу лучу CO<sub>2</sub>-лазера направлялся зондирующий пучок аргонового (длина волны  $\lambda = 488$  nm) или гелий-неонового лазера ( $\lambda = 633$  nm), который фокусировался линзой в место будущего пробоя в пятно диаметром от 40 до 80  $\mu$ m. Измерялось рассеяние под углами  $\beta \cong \pi/2$  и  $\cong 0.03$  по отношению к зондирующему лучу. В первом случае геометрия эксперимента аналогична регистрации свечения при  $\alpha = \pi/2$ , но только для подавления сигнала от вспышки использовались интерференционные

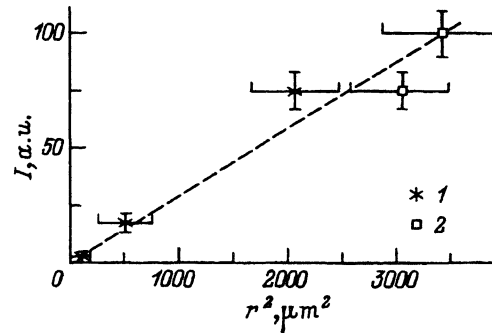


Рис. 1. Рассеяние луча зондирующего лазера на полости от оптического пробоя (1) и на пузырьке в насыщенном водном растворе (2) в объеме кристалла NaCl.

Зависимость интенсивности рассеяния от квадрата размера.

фильтры либо монохроматор МУМ. Второй вариант близок к измерению свечения при  $\alpha = \pi$ . Разница состояла в том, что на ФЭУ попадал лишь прошедший через диафрагму свет, рассеянный под углом  $\beta \cong 0.03$ . Этот угол подбирался экспериментально как минимально необходимый для того, чтобы основной пучок не попал на ФЭУ после пробоя.

В обоих случаях регистрируемый свет является суммой отражения и преломления зондирующего излучения на полости и рассеяния от ее краев и микротрещин вокруг. На достаточно ранней стадии, когда терцин еще нет [2], рассеяние возможно только на краях гладкой полости и сильно сконцентрировано в направлении вперед. Для того чтобы установить, велик ли вклад рассеяния при  $\beta = \pi/2$  после пробоя, в этой геометрии сравнивались уровни рассеяния от окончательного повреждения и от близкого по размеру сферического пузырька внутри полости с насыщенным водным раствором в объеме кристалла NaCl. Результаты этого сравнения приведены на рис. 1. Видно, что оба сигнала ложатся на одну прямую. Значит, даже после окончания пробоя вклад рассеяния под углом  $\pi/2$  мал по сравнению с отражением и преломлением.

Кроме измерения под углами  $\pi/2$  и  $\cong 0.03$  проводилось сравнение сигнала под углом  $\pi/2$  с сигналом при  $\beta \cong \pi/6$  или  $\cong 2\pi/3$  (во втором случае использовался образец в форме правильной шестиугольной призмы). Измерялись также рассеяния под  $\beta = \pi/2$  «вверх» (в объективе микроскопа) и «вниз» (в сторону конденсора), причем приемные апертуры измерительных систем были одного порядка. Наконец, был поставлен эксперимент, в котором одновременно регистрировались сигналы рассеяния под углом  $\beta = \pi/2$  с одного и того же участка ОП на двух разных длинах волн (488 и 633 nm). Для этого ОП подсвечивался сведенными вместе с помощью стеклянной пластины лучами  $\text{Ag}^+$ - и He-Ne-лазеров, а на выходе микроскопа рассеянный свет распределялся светоделительным кубиком на два ФЭУ с соответствующими фильтрами перед ними.

## 2. Экспериментальные результаты

Типичная картина свечения при  $\alpha = \pi/2$  и  $\pi$  изображена на рис. 2. Видно, что второй максимум присутствует только при  $\alpha = \pi/2$ . Следует отметить, что иногда и при  $\alpha = \pi$  спадание интенсивности в это время замедляется вплоть до выхода на горизонтальное плато. Однако этот эффект всегда остается при  $\alpha = \pi$  много менее выраженным, чем

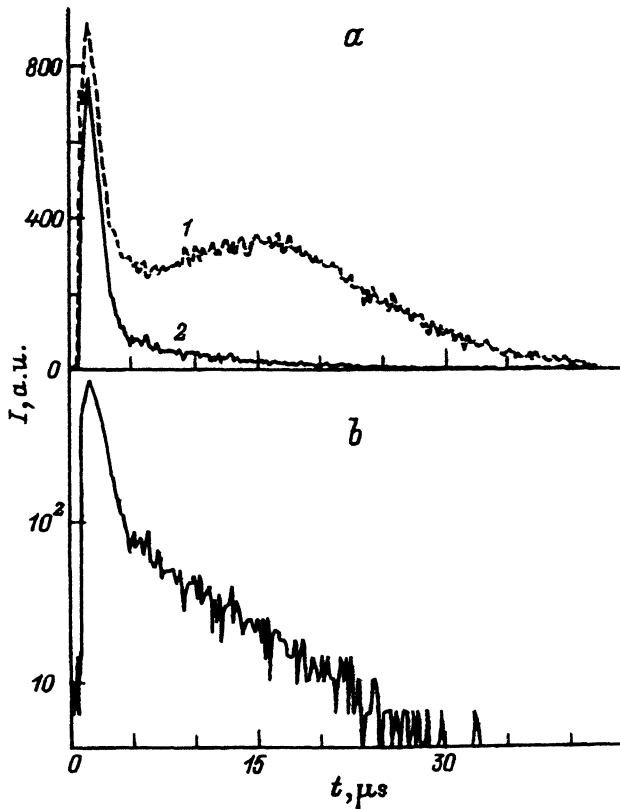


Рис. 2. а) Типичная кинетика вспышки лазерного пробоя на включении в объеме NaCl при наблюдении под углами  $\alpha = \pi/2$  (1) и  $\pi$  (2) к направлению лазерного луча. б) Кривая для  $\alpha = \pi$  в логарифмическом масштабе.

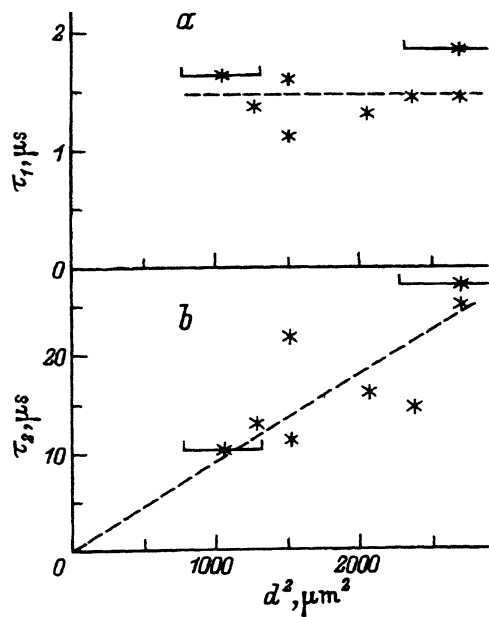


Рис. 3. Характерные времена затухания вспышки лазерного пробоя в объеме NaCl на первой (быстрой) (а) и второй (медленной) (б) стадиях остывания в зависимости от квадрата диаметра  $d$  образующейся полости.

при  $\alpha = \pi/2$ . Сравнение кинетики вспышки при  $\alpha = \pi/2$  и 0 не выявило столь радикальных отличий. Сигналы весьма похожи, отличаясь интенсивностью и расположением во времени второго максимума или плато. Логарифмирование сигнала при  $\alpha = \pi$  показывает, что его спад представляет собой два участка, хорошо описываемых экспонентами  $\exp(-t/\tau)$  с различными временами затухания  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Длина первого составляет порядка  $2 \mu\text{s}$ , второго — несколько десятков  $\mu\text{s}$ . В этом смысле сигнал при  $\alpha = \pi$  является хорошо воспроизводимым в отличие от  $\alpha = \pi/2$  и 0. На рис. 3 изображены зависимости  $\tau_1$  и  $\tau_2$  от квадрата диаметра окончатальной полости. По нашему мнению, для  $\tau_2$  прослеживается ожидаемая пропорциональная зависимость, в то время как для  $\tau_1$  скорее имеет смысл говорить о характерной постоянной величины 1–2  $\mu\text{s}$ . Отметим, что более резкий спад спустя  $\cong 2 \mu\text{s}$  переходит в значительно более плавный вне всякой зависимости от  $\alpha$ .

В самом начале вспышки свечения, в первые 100 ns, при всех использованных значениях  $\alpha = 0, \pi/2$  и  $\pi$  часто наблюдается узкий максимум шириной не более 50 ns (см. штриховую линию на рис. 2, а), как в [5] (похожее явление, на наш взгляд, просматривается и на осциллограммах в [6,7]). Оказалось, что его положение во времени не зависит от направления наблюдения  $\alpha$ . Что же касается интенсивности, то при  $\alpha = \pi$  он зачастую выражен слабее. Из рис. 4 видно, что кинетика свечения небольшого участка полости сильно отличается от кинетики свечения полости в целом, но похожа на импульс  $\text{CO}_2$ -лазера. Причем максимум в локальном свечении совпадает с пиком (перегибом, как на рис. 4) в интегральном сигнале. По сравнению с импульсом  $\text{CO}_2$ -лазера свечение малого участка спадает быстрее.

На рис. 5 показаны характерные результаты измерения кинетики рассеяния. При наблюдении под углом  $\beta = \pi/2$  сигнал от вспышки намеренно не был подавлен, поскольку отражение в это время остается близким к нулю. Сразу же по окончании вспышки (ее интенсивность может составлять в этот момент как менее 2%, так и около 10% от максимума) начинается рост отражения. Причем это нарастание сопровождается характерной «гребенкой» длительностью 10–30  $\mu\text{s}$ . Она представляет собой серию выбросов с типичной шириной 50–100 ns и с отношением максимум/минимум до 10. Наиболее интенсивные выбросы, как правило, имеют наибольшую ширину (и при этом явно составные). Разброс значений в максимумах обычно больше, чем в минимумах, но

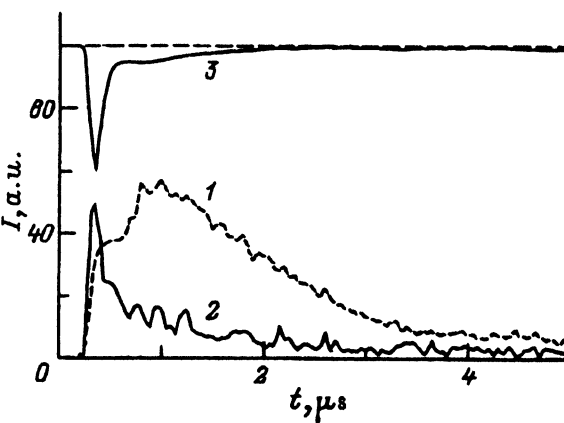


Рис. 4. Кинетика свечения очага пробоя в целом (1) и его участка размером  $\cong 10 \mu$  (2) (окончатальный диаметр полости составляет  $\cong 60 \mu$ ). 3 — типичная форма лазерного импульса.

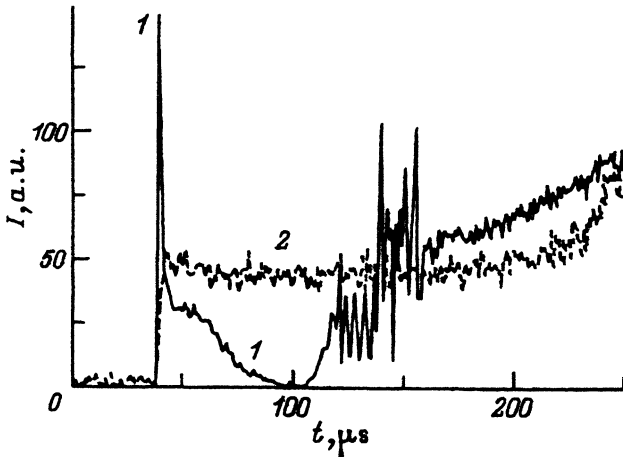


Рис. 5. Кинетика роста рассеяния излучения зондирующего аргонового лазера на очаге оптического пробоя в объеме NaCl при наблюдении под углами  $\beta = \pi/2$  (1) и  $\approx 0.03$  (2) к направлению зондирующего луча.

На кривой для  $\beta = \pi/2$  в промежутке времени от  $t \approx 39$  до  $\approx 110 \mu\text{s}$  виден сигнал от вспышки пробоя.

на зависимости обратной величины сигнала от времени подобное различие исчезает. После «гребенки» подъем может прекратиться или продолжаться еще десятки микросекунд. В целом, сигнал всегда возрастает более чем на порядок. Далее, до времен порядка  $500 \mu\text{s}$ , на фоне постоянного сигнала порой наблюдается несколько сбросов (реже — подъемов) амплитудой от десятков процентов до нескольких раз и длительностью фронта от 2 до  $50 \mu\text{s}$ .

При сравнении сигналов отражения от одного и того же ОП при  $\beta = \pi/2$ , но в направлениях вверх и вниз по вертикали соответствующие «гребенки» абсолютно не коррелировали. В целом же сигналы были очень похожи, хотя и не совпадали полностью.

При зондировании одновременно двумя лазерами с разными длинами волн и регистрации в одном и том же направлении  $\beta = \pi/2$  «гребенки» обнаруживают явные, хотя и далеко не полные корреляции.

В то же самое время, что и на сигнале при  $\beta = \pi/2$ , «гребенка» примерно той же амплитуды наблюдается и при  $\beta \approx \pi/6$ , и при  $\beta \approx 2\pi/3$ , но при этом общий ход сигнала не совпадает.

При  $\beta \approx 0.03$  картина совсем другая, абсолютно не коррелирующая со случаем  $\beta = \pi/2$ . Сначала сигнал резко возрастает за время, меньшее  $50 \text{ ns}$ . В последующие несколько микросекунд он может вырасти еще раза в два или упасть до нуля. Затем, вплоть до времен порядка  $100 \mu\text{s}$ , его уровень не меняется. Наконец, через  $100\text{--}300 \mu\text{s}$  он может увеличиться за время порядка  $10 \mu\text{s}$  еще раза в два, если не упал на первом этапе.

### 3. Обсуждение результатов

Проведение измерения кинетики вспышки, на наш взгляд, доказывают, что дополнительный максимум (или максимумы), наблюдаемый во вспышке пробоя на стадии остывания, действительно связан с выравниванием температуры в неоднородно разогретой лазерным импульсом полости с паром, как это было предположено ранее. Только при

$\alpha = \pi$  кинетика принимает простой и хорошо воспроизводимый вид с двумя экспоненциальными участками, поскольку передняя (самая горячая) часть полости постоянно остывает. В остальных же местах возможен и нагрев вследствие перетекания тепла от передней области.

Из наклона прямой на рис. 3, *b* нетрудно получить характерную величину температуропроводности  $\kappa = d^2/16\tau_2 \cong 0.07 \text{ см}^2/\text{с}$ , что в 2 раза больше, чем для NaCl при комнатной температуре, и в 6 раз больше, чем вблизи точки плавления  $T_m$ . Наиболее разумно объяснять это тем, что тепло идет в основном не на нагрев кристалла, а на плавление или испарение. Таким образом, скорость охлаждения пара определяется теплопереносом внутри полости.

Смена испарения конденсацией должна происходить, когда размер полости максимален, т.е. примерно через  $10 \mu\text{s}$  [2]. Но даже через  $\cong 10 \mu\text{s}$  спектральные измерения часто дают температуру, более высокую, чем  $T_m$  [3]. Видимо, на глубине проникновения света температура выше, чем у поверхности. Ясно, что смена испарения конденсацией на ее границе не может служить причиной излома на рис. 2, *b*. Рекомбинация же  $\text{Na} + \text{Cl} \rightarrow \text{NaCl}$  никак не отражается на спаде свечения в силу неоднородного распределения температуры в полости.

Независимость  $\tau_1$  от размера полости, видимо, означает, что в течение первых  $2 \mu\text{s}$  остывает лишь достаточно тонкий приповерхностный слой пара. Во время лазерного импульса вследствие приповерхностного нагрева полости у ее границы должен существовать сильный градиент температуры. После окончания импульса за время  $\tau_1$  устанавливается более плавный температурный профиль.

Неравномерность распределения температуры в полости, несомненно, влияет даже на не интегрированные по времени спектры, снимавшиеся в [3]. Подобное влияние проявится при любом направлении наблюдения. Однако сугубо тепловая природа изучаемого свечения все равно остается под сомнением, поскольку на ранних стадиях спектр поднимается в синюю сторону круче, чем любая планковская кривая [3].

Первый пикоч в кинетике свечения, как видно из рис. 4, является отражением максимума импульса  $\text{CO}_2$ -лазера, видимо, вследствие того, что температура  $T$  следует за интенсивностью лазерного импульса. При этом становится понятным, почему, как это отмечалось в [5], второй, более мощный пик, исчезает при использовании импульса  $\text{CO}_2$ -лазера без хвоста  $\cong 1 \mu\text{s}$ : ведь второй пик является следствием продолжающегося роста полости, а без хвоста этот рост незначителен. Если считать, что спектр свечения описывается функцией Планка, то в зависимости от  $T$  сигнал  $I$  в исследуемом спектральном промежутке должен зависеть от  $T$  сверхлинейно (в диапазоне от  $I \propto T$  до  $I \propto T^4$ ) в соответствии с экспериментом.

Большинство результатов по рассеянию, на наш взгляд, может быть естественным образом объяснено на основе следующих представлений, укладывающихся в общую картину, описанную в [1-3].

Поскольку картины роста рассеяния при  $\beta \cong 0.03$  и при  $\beta = \pi/2$  кардинально различны, резонно считать, что при  $\beta \cong 0.03$  отражением можно пренебречь. О том же говорит и резкое падение сигнала при увеличении  $\beta$ . Вклад преломленного света, по-видимому, тоже мал: при  $\beta \lesssim \lambda/d$  вклады отражения и преломления параллельного светового пучка на полой сфере одного порядка и относятся к вкладу рассеяния в первом приближении как  $(\lambda/d)^2 : 1$ .

До появления трещин полость остается гладкой, и сигнал при  $\beta \cong 0.03$  обусловлен дифракцией на ее краях. По мере роста полости, т. е. в основном за время импульса  $\text{CO}_2$ -лазера [2], он быстро нарастает. Дальнейшие, более медленные, изменения размера полости (рост приблизительно на 15% за время порядка  $10 \mu\text{s}$ , а потом такое же уменьшение за сотню  $\mu\text{s}$  [2]) выявить не удастся, видимо, из-за сложной структуры зондирующего луча. Последний фиксируемый рост сигнала естественно связать с появлением вокруг полости кольцевых микротрещин (см., например, [5,8]). Наблюдаемый характер рассеяния для  $\beta \cong 0.03$  в общем согласуется с результатами, полученными в работе [4], где, к сожалению, не приведено значение  $\beta$ .

Для света, отраженного от полой сферы в объеме  $\text{NaCl}$  под углом  $\pi/4$  ( $\beta = \pi/2$ ), выполняется условие полного внутреннего отражения (ПВО). Вклад света, испытавшего преломление, мал. Подсчет для плоской волны показывает, что он составляет всего около 3%. Однако пока пар в ОП очень плотен [1], полное отражение нарушено за счет поглощения в этом паре. Таким образом, наблюдаемый рост отражения при  $\beta = \pi/2$  после окончания вспышки можно связать с конденсацией пара, приводящей к появлению ПВО.<sup>1</sup> Все изменения сигнала при  $\beta = \pi/2$ , происходящие после возникновения ПВО, можно связать с образованием трещин. Отсутствие на этом этапе корреляций в сигналах рассеяния под разными углами неудивительно из-за сложной геометрии окончательного разрушения.

Наименее ясным результатом экспериментов по рассеянию является «гребенка». Отсутствие корреляций при наблюдении с разных направлений (при этом отражение происходит от разных участков полости) свидетельствует о том, что «гребенка» вызвана оспилляциями локальных характеристик поверхности полости. Наличие же корреляций на разных длинах волн говорит о том, что интерференционные явления тут ни при чем. «Гребенка» наблюдается в существенно разных ситуациях. При  $\beta \cong \pi/6$  окончательный сигнал является в значительной мере результатом преломления (для сферической полости вклад преломления превышает здесь вклад отражения примерно в 3 раза). При  $\beta \cong 2\pi/3$  регистрируется отражение при углах падения, меньших критического. Возможно, неоднородности на поверхности полости — это капли расплава либо выступы, возникающие при кристаллизации.

Казалось бы, капельный механизм вызывает определенные трудности, поскольку слой расплава толщиной порядка размера полости, как это подразумевалось в [1-3], представляется слишком толстым для того, чтобы состоять из отдельных капель. Рассмотрим ситуацию чуть подробнее. Образование капель выглядит вполне вероятным уже через  $\cong 10 \mu\text{s}$ , когда температура опустится ниже критической  $T_{\text{cr}} \cong 3500 \text{ K}$ . На этой стадии вспышка еще достаточно сильна [3], а плотность пара максимальна [1]. Далее объем расплава должен расти. Действительно, пусть  $k_l, k_s$  — теплопроводность жидкой и твердой фаз соответственно,

<sup>1</sup> Поскольку отражение всегда возрастает более чем на порядок, коэффициент отражения от полости под углом падения  $\pi/4$  во время свечения никак не превышает 10%. Это еще один аргумент в пользу слабого влияния отражения на спектр вспышки (см. [3]).



$T_v$  — температура пара,  $a$  — расстояние до центра полости,  $b$  — толщина слоя расплава. Количество тепла  $Q$ , затрачиваемое на фазовый переход в единицу времени, пропорционально  $k_l \nabla T_l - k_s \nabla T_s$ . Оценивая  $\nabla T_s$  как  $T_m/a$ , а  $\nabla T_l$  как  $(T_v - T_m)/b$  и учитывая, что  $k_l \cong k_s/2$  [9], получим  $Q \propto (T_v - T_m)/T_m - 2b/a$ . Видно, что вначале почти все тепло тратится на плавление, а стабилизация ( $Q = 0$ ) при  $b \ll a$  возможна лишь при  $T_v \cong T_m$ , когда пара в полости практически не осталось.

Таким образом, максимальную толщину слоя расплава можно оценить из энергетического баланса, приравняв энергии пара и расплава. Явно завышенное значение плотности пара  $n_v \cong 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , полученное из такого баланса в [1], показывает, что  $b$ , видимо, заметно меньше толщины трещиноватого слоя (примерно совпадающей с  $a$ ). Например, при  $n_v = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  получим  $b \cong 0.07a$  (нужно заметить, что из всех оценок работы [1] значение  $n_v \cong 10^{21} \text{ см}^{-3}$  следует лишь из оценки 2 — по давлению пара; результаты [3] показывают несостоятельность оценки 4 на основании вероятной ширины линий, а оценка 1 — по уменьшению размера полости — верна лишь как оценка сверху). По-видимому, микротрещины связаны не с затвердеванием расплава, а с напряжениями при остывании прилегающей области кристалла, которая не плавилась, но была сильно деформирована [8]. Это подтверждают и результаты [10], где при пробое в ШГК, нагретом до  $\cong 900 \text{ К}$ , никаких трещин не возникало вообще. Ясно, что в любом случае размер трещин должен коррелировать с размером полости. Слой расплава в силу его малой толщины не был виден на теневых фотографиях полости, и по той же причине не удалось зафиксировать увеличение полости за счет его утоньшения при затвердевании (см. [2]). Оценку снизу для  $b$  можно дать исходя из того же баланса, считая, что  $T_v \cong 3500 \text{ К}$  и пар полностью не диссоциирован. Получим  $b \cong 0.01a$ . При использовавшейся апертуре размер зоны отражения  $\cong 0.3a$ , и, следовательно, на ней вполне может разместиться с десятков капель с характерным размером  $b$ .

Таким образом, основные результаты сводятся к следующему: 1) на фронте импульса свечения при оптическом пробое на микровключениях в объеме NaCl под импульсом ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера обычно наблюдается особенность, связанная с падением температуры на спаде лазерного импульса при продолжающемся росте полости; 2) характер спада свечения зависит от направления наблюдения и принимает наиболее простой вид, соответствующий монотонному остыванию, только со стороны ОП, обращенной навстречу лазерному лучу, в остальных частях образующейся полости с плотным паром возможен нагрев за счет выравнивания температуры; 3) кинетика рассеяния на ОП излучения зондирующего лазера показывает, что в течение вспышки коэффициент отражения света видимого диапазона от ОП не превышает 10%; 4) по окончании свечения в рассеянии наблюдается серия выбросов, связанная с флуктуациями локальных характеристик поверхности полости.

Данная работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 91-02-04277-а и поддержана грантом Международного научного фонда.

Список литературы

- [1] Горбунов А.В., Классен Н.В., Максимук М.Ю. ЖТФ **62**, 12, 39 (1992).
- [2] Горбунов А.В., Максимук М.Ю. ФТТ **36**, 5, 1416 (1994).
- [3] Горбунов А.В., Максимук М.Ю. ФТТ **36**, 5, 1429 (1994).
- [4] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. ЖТФ **49**, 12, 2647 (1979).
- [5] Горбунов А.В., Емелин В.Я., Классен Н.В. ЖТФ **54**, 7, 1383 (1984).
- [6] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. ЖТФ **48**, 4, 844 (1978).
- [7] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. Квантовая электрон. **8**, 9, 2017 (1981).
- [8] Gorbunov A.V., Nadgornyi E.M., Val'kovskii S.N. Phys. Stat. Sol. (a) **66**, 1, 53 (1981).
- [9] Поляков П.В., Гильдебрандт Э.М. В кн.: Физическая химия и электрохимия расплавов и твердых электролитов. Свердловск (1973). Ч. 1. С. 53–54.
- [10] Gorbunov A.V., Klassen N.V., Schumann K. In: Electron Microscopy in Plasticity and Fracture Research of Materials / Ed. U. Messerschmidt, F.Appel, J.Heidenreich, and V.Schmidt. Berlin (1990). P. 443–449.